MANİSA CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ

30 Yıl

**FİZİK BÖLÜMÜ**

**2026-2027 GÜZ DÖNEMİ**

# MODERN FİZİK LABORATUARI

# DENEY FÖYÜ

| **ÖĞRENCİ BİLGİLERİ**<br><br>**ADI-SOYADI:**<br><br>**NUMARASI:** | |
|---|---|
| **DENEY 1** | İNTERFEROMETRE<br>(MICHELSON- MORLEY İNTERFEROMETRESİ) |
| **DENEY 2** | ELEKTRONUN ÖZ YÜKÜNÜN (e/m Oranının) BULUNMASI |
| **DENEY 3** | FOTOELEKTRİK OLAY (h Planck Sabitinin Bulunması) |
| **DENEY 4** | FOTOELEKTRİK OLAY İLE DURDURMA POTANSİYELİNİN IŞIK ŞİDDETİ İLE DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ |
| **DENEY 5** | SPEKTROMETRE İLE BİLİNMEYEN BİR TAYFIN İNCELENMESİ |
| **DENEY 6** | FRANCK-HERTZ DENEYİ |
| **DENEY 7** | HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİ |
| **DENEY 8** | HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİNİN DOĞRULANMASI |

## DENEY 1: İNTERFEROMETRE

**Amaç:** İnterferometre yardımıyla bilinmeyen bir ışık kaynağının dalga boyunun ölçülmesi. Michelson- Morley İnterferometresi'nin incelenmesi.

**Deneyde Kullanılan Araç Gereçler:** Işık Kaynağı, Ekran, Demet Bölücü, Hareketli Ayna, Sabit Ayna.

**Teorik Bilgi:**

James Clerk Maxwell'in ortaya koyduğu elektromanyetik dalga teorisine göre ışık, elektrik ve manyetik alan titreşimlerinden oluşan bir enine dalgadır. Uzayın bir bölgesinde iki ışık dalgası üst üste binerek birbirleriyle yapıcı veya yıkıcı girişim oluştururlar. Yapıcı girişimde oluşan bileşke dalganın genliği tek bir dalganın genliğinden daha büyüktür. Yıkıcı girişimde ise bileşke dalganın genliği tek bir dalganın genliğinden daha küçük, hatta sıfırdır. Işık dalgalarının dalga boyu küçüktür(~4000-7000Å). Bu nedenle ışık dalgalarında girişim olayını gözlemek zordur. Işık dalgalarında kararlı bir girişim deseni gözleyebilmek için sağlanması gereken koşullar şunlardır:

Aynı doğrultuda ilerleyen iki ışık dalgası arasındaki faz farkı gözlem süresince sabit kalıyorsa bu iki ışık dalgası uyumlu yani koherenttir. Aralarındaki faz farkı gelişi güzel değişiyorsa inkoherenttir. Girişim oluşturacak kaynakların kohorent olması istenir.

Kaynaklar aynı dalga boyuna sahip olmalıdır.

Dalgaların aynı doğrultuda ilerlemeleri veya ilerleme doğrultuları arasında çok küçük bir fark olması istenir.

Kaynaklar aynı polarizasyona sahip olmalıdır. Optikte girişim olayları gerekli olan iki koherent ışık dalgasının elde edilmesine bağlı olarak iki grupta toplanır:

-Dalga yüzeyi bölünmesine dayanan girişim olayları

-Genlik bölünmesine dayanan girişim olayları

Young Deneyi, Fresnel Aynaları, Fresnel Çift Prizması, Lloyd Aynası ve Billet Yarım Mercekleri dalga yüzeyi bölünmesine dayanan girişim düzenekleridir. Newton Halkaları, Michelson Interferometresi, Perot- Fabry Interferometresi, paralel yüzlü levhalar (ince filmler) ve kama gibi düzenekler ise genlik bölünmesine dayanır.

Girişim:

Bir ışık demeti, elektromanyetik dalgadır ve salınan elektrik ve manyetik dalgalardan oluşmaktadır. İki ya da daha fazla ışın demeti uzayda karşılaştığında süperpozisyon ilkesine

göre bu dalgalar birleşir. Uzayın her noktasında elektrik ve manyetik alanlar vektörel olarak toplanır. Eğer her ışık demeti farklı bir kaynaktan geliyorsa demetlerdeki elektromanyetik salınımlar arasında sabit bir ilişki olmaz. Herhangi bir anda uzayda alanların toplanıp bir maksimum alan şiddeti oluşturduğu noktalar vardır.

Ayrıca görünür ışığın salınımları insan gözünün algılayabileceğinden çok daha hızlıdır. Salınımlar arasında bir ilişki yoktur bu nedenle maksimum olan noktanın peşinden hemen minimum olan nokta gelebilir. Gözümüz bu sonuçların ortalamasını alır. Böylece düzgün bir ışık demeti algılarız.

Eğer ışık demeti tek bir kaynaktan geliyorsa dalgaların frekansları ve fazları arasında belli bir dereceye kadar korelasyon vardır. Uzayda bir noktaya düşen ışık dalgası sabit fazda olabilir. Bu durumda kombine olmuş alan maksimum olacaktır ve söz konusu nokta parlayacaktır. Yanı sıra gelen ışın demeti sürekli aynı fazda olmayabilir ve minimum alan söz konusu olup, nokta karanlık görülebilir.

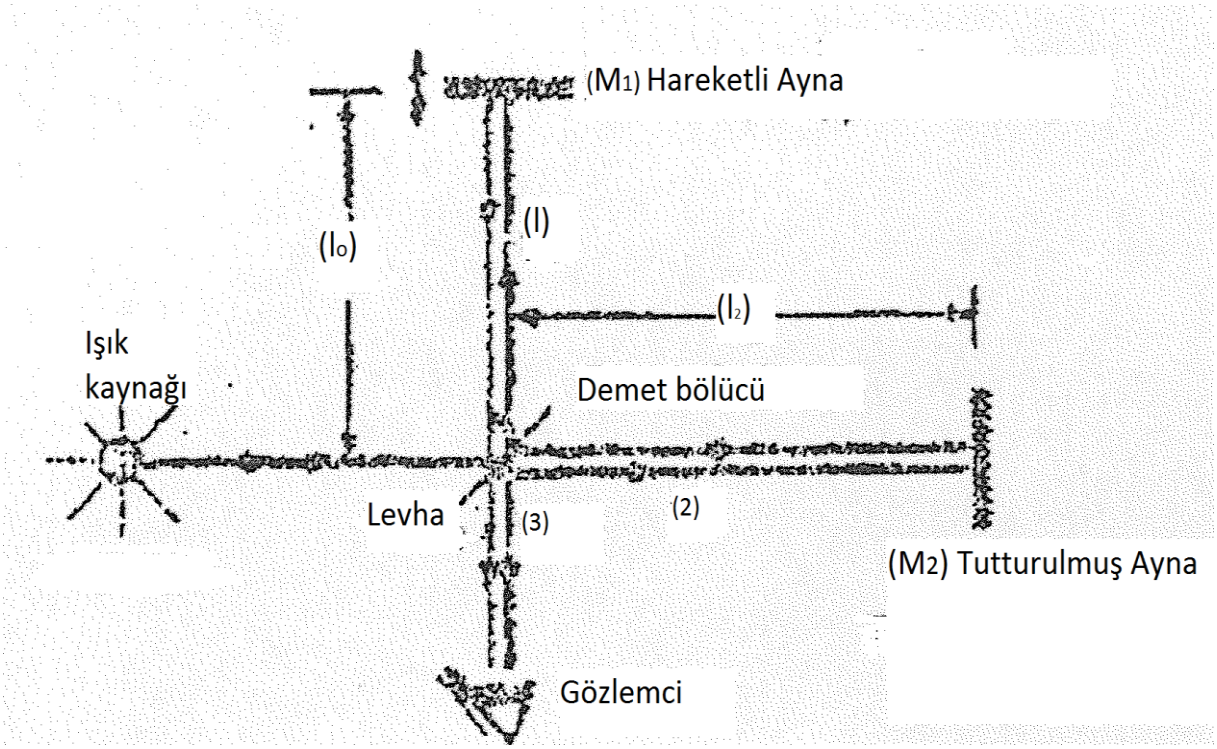
Girişim deseninin oluşturmak için ilk olarak Thomas Young bir metot geliştirmiştir. Tek bir dar ışık demeti birbirine yakın iki dar yarık üzerine düşürülüp, yarıkların arkasına bir ekran yerleştirildi. Işık yarıktan geçip ekrana çarptığında düzgün karanlık ve aydınlık bant desenleri gözlendi. Young'ın söz konusu deneyi ışığın dalga karakterine sahip olduğunu kanıtlayan önemli bir deneydir.

Young yarıkları basit bir interferometre olarak kullanılabilir. Eğer yarıklar arasındaki mesafe biliniyorsa, maksimumların ve minimumların yerleşimleri

**Michelson İnterferometresi:**

1881 yılında, Young' ın çift yarık deneyinden 78 yıl sonra, A. A. Michelson benzer bir prensibi kullanarak bir interferometre tasarlamıştır. Aslında Michelson interferometresini içinden ışık geçen ortamın olduğu varsayılan eterin varlığını kanıtlamak için tasarlamış olsa da eter, uygulanabilir bir hipotez olmaktan çıkmıştır.

Michelson' un interferometresi ışığın dalga boyunun ölçülmesi, dalga boyu bilinen bir ışık kaynağının çok küçük çok küçük mesafelerin ölçülmesinde kullanılması optik ortamın araştırılması için yaygın olarak kullanılan bir cihaz haline gelmiştir.




Şekil 1: Michelson İnterferometresinin optik diyagramı.



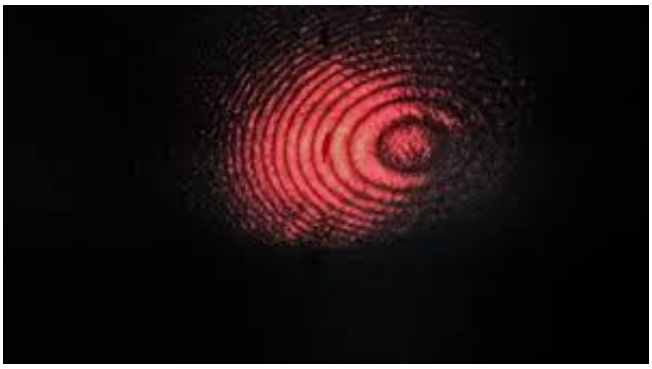
Şekil 2. Deney esnasında kullanılan Michelson Interferometre deney düzeneği

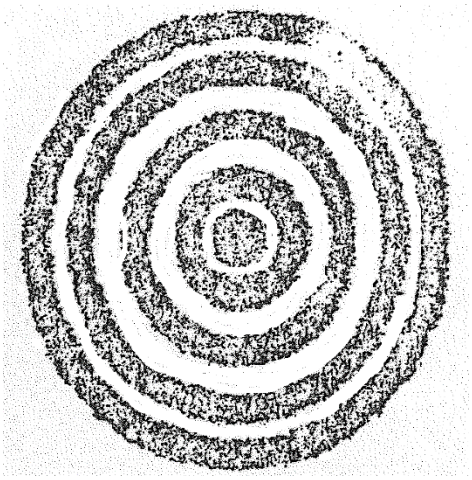
Şekil 1' de Michelson İnterferometresinin optik diyagramı gösterilmiştir. Lazer ışık kaynağından çıkan monokromatik (tek renk) ışık demeti, demete göre 45° açı ile yerleştirilmiş demet bölücü (yarı geçirgen ayna) üzerine düşürülür. Böylece gelen demet ikiye ayrılır. Geçen demet sabit ayna ($M_1$) üzerine, yansıyan demet ise ayarlanabilir ayna ($M_2$) üzerine düşürülür.

Her iki ayna da ışığı doğrudan demet bölücüye geri yansıtır. $M_1$ den gelen ışığın yarısı demet bölücüden ekrana geçirilir. Böylece orijinal ışık demeti yarılır ve oluşan demetlerin bir kısmı tekrar bir arata gelir. Demetler tek bir kaynaktan çıktığı için fazları korelasyonludur. Lazer kaynağı ve demet bölücü arasına bir mercek yerleştirildiğinde ışık yayılır, karanlık ve aydınlık saçaklar ya da halkalardan oluşan girişim deseni gözlenir (Şekil 4-5).



Şekil 3. Deney esnasında Lazer ışık demetinin izlediği yol


Şekil 4. Deneyde elde edilen girişim deseni.



Şekil 5: Girişim deseni.

İki girişen ışık demeti aynı demetten ayrıldığı için başlangıçta aynı faza sahip olacaklardır. Ekran üzerinde herhangi bir noktada karşılaştıklarında göreceli fazları, bu noktaya ulaşana kadar aldıkları yollar arasındaki mesafe ile orantılı olacaktır. $M_2$'yi hareket ettirerek demetlerden birinin aldığı yol uzunluğu değiştirilebilir. Demet $M_2$ ve demet bölücü arasındaki mesafeyi iki kez kat ettiği için $M_2$'yi demet bölücüye ¼ dalga boyu kadar yaklaştırmak, demetin optik yolunu ½ kadar azaltır. Böylece girişim deseni değişecek, maksimumların yarıçapı küçülecek ve önceki minimumların konumuna geleceklerdir. Eğer $M_2$ demet bölücüye doğru ¼ dalga boyu oranında yaklaştırılırsa, maksimumların yarıçapı yine küçülecek ve maksimumlar ile minimumlar yer değiştirmiş olacak ancak bu yeni desen orijinal desenden ayırt edilemeyecektir.

Aynayı ölçülen bir $d_m$ mesafesi kadar hareket ettirerek ve N'yi (N=saçak deseni orijinal haline gelene kadar geçen süre)sayarak ışığın dalga boyu hesaplanabilir.

$$\lambda = \frac{2d_m}{N}$$

**Deneyin Yapılışı:**

Genelde bir interferometre iki yolla kullanılır:

Eğer ışık kaynağının dalga boyu, polarizasyonu, yoğunluğu gibi karakteristikleri kesin olarak biliniyorsa demet yolundaki değişimler gözlenebilir ve girişim deseni üzerindeki etkileri analiz edilebilir.

Demet yolundaki spesifik değişiklikler gözlenerek kullanılan ışık kaynağı hakkında bilgi edinilebilir.

Bu deneyde interferometreyi ışık kaynağımızın dalga boyunu ölçmek için kullanacağız. Eğer bir çift polarizör varsa aynı zamanda kaynağın polarizasyonu da araştırılabilir.

**Deney Düzeneğinde Yapılacak İşlemler:**

1. Mikrometre düğmesini ortalama bir okumaya (~ 50μm) ayarlayın. Bu konumda mikrometre okuması ve ayna hareketi arasındaki ilişki hemen hemen doğrusaldır.
2. Mikrometre düğmesini saat yönünün tersine tam bir tur çevirin. Referans çizgisi ile düğme üzerindeki sıfır çakışıncaya kadar saat yönünün tersine çevirmeye devam edin ve mikrometre okumasını kaydediniz.

Not: Mikrometre düğmesini çevirdiğiniz yönün tersine hareket ettirirseniz, ayna harekete başlamadan önce kısa bir süre geçecektir. Bu mekanik boşluk olarak adlandırılır ve hareket yönünün tersine bir hareketi gerektiren tüm mekanik sistemlerde vardır. Tamamen saat yönünün tersine çevirmek suretiyle başlayıp daha sonra saçakları sayarken yalnızca saat yönünün tersine çevirerek boşluktan kaynaklanan hataları ortadan kaldırabiliriz.

3. Milimetre skalası üzerindeki işaretlerden birincisi ile girişim deneyimizdeki saçaklardan biri çakışacak şekilde gözlem ekranının konumunu ayarlayın. Referans çizgisi desenin merkezinden bir ya da iki saçak dışarıda olursa saçakları saymak daha kolay olacaktır.
4. Mikrometre düğmesini yavaşça saat yönünün tersine çevirin. Referans çizgisinden geçtikçe saçakları sayın. Önceden belirlenmiş sayıda saçak (en az 40 saçak, 50 saçak ... gibi) çizgiden geçene kadar sayımı tekrarlayın. Sayımı bitirdiğinizde saçaklar referans çizgisine göre sayıma başladığınız zamanki ile aynı konumda olmalıdır. Mikrometre kadranının son okumasını kaydediniz.
5. Mikrometre düğmesinin okumalarına göre hareketli aynanın demet bölücüye doğru hareket ettiği mesafeyi ($d_m$) kaydedin. Unutmayın ki mikrometre düğmesi üzerindeki her küçük bölme ayna hareketinin μm ($10^{-6}$ metre) sine karşılık gelir.
6. Saydığınız saçak genişliklerini (N) kaydediniz.
7. 3'den 7'e kadar olan basamakları birkaç kez tekrar edip sonuçlarınızı kaydediniz.
8. Her bir deneme için Işığın dalga boyunu $\lambda=2d_m/N$ eşitliğinden yararlanarak hesaplayın.
9. Sonuçların ortalamasını alınız.

**Tablo 1. 40 saçak sayısı için dm mesafesi**

| Saçak Sayısı (N) | dm (µm) |
|---|---|
| 40 | |
| 40 | |
| 40 | |
| 40 | |
| 40 | |

**Tablo 2. 50 saçak sayısı için dm mesafesi**

| Saçak Sayısı (N) | dm (µm) |
|---|---|
| 50 | |
| 50 | |
| 50 | |
| 50 | |
| 50 | |

**Sorular**

**1.**Michelson interferometresinin bir kolundaki ayna ΔL kadar yer değiştirmiştir. Bu yer değiştirme sürecinde 250 saçak kayması (art arda gelen karanlık veya aydınlık çizgi saçaklarının oluşumu) sayılmıştır. Kullanılan ışığın dalgaboyu 632,8 nm' dir. ΔL yer değiştirmesini hesaplayınız.

**2.**Helyum-kadmiyum laserinden çıkan ışık demeti Michelson interferometresine gönderilmektedir. Hareketli aynanın 0,382 mm yer değiştirmesi, interferometre deseninin 1700 kez kendini tekrar etmesine sebep olmuştur. Laser ışığının dalgaboyunu bulunuz.

**3.** Michelson interferometresini ayarlamak için 550,5 nm dalgaboylu ışık kullanılmıştır. Mikrometre vidası kullanılarak, bir aynanın monte edildiği gövde 0,18 mm hareket ettirilmiştir. Kaç tane kayan karanlık saçak saymış olursunuz.

## DENEY 2: ELEKTRONUN ÖZ YÜKÜNÜN (e/m ORANININ) BULUNMASI

**Amaç:** Elektronun öz yükünün hesaplanması ve manyetik alanda yüklerin hareketinin gözlenmesi.

**Teorik Bilgi:**

Bir taneciğin yükünün kütlesine oranına o taneciğin öz yükü veya spesifik yükü denir. Elektronun yükü e, kütlesi m olduğuna göre öz yükü e/m dir. Hızı ışık hızı yanında çok küçük olan serbest bir elektron demetinin v hızı ile bir B manyetik alanına dik doğrultuda girdiğini düşünelim. Bu elektron üzerine etkiyen manyetik kuvvet ;

$$\vec{F}_m = e.\left(\vec{v} \times \vec{B}\right)$$

dir. Elektron demeti manyetik alana dik doğrultuda hareket ettiği için skaler formda bu denklemi şu şekilde yazabiliriz ;

$$F_m = e.v.B$$

Elektronlar dairesel bir yörüngede hareket ettiği için ($F_m$ kuvvetinin doğrultusu, daima manyetik alanın doğrultusu ile v hız vektörünün oluşturduğu düzleme dik olduğundan elektronlar manyetik alanda dairesel bir yörünge izler) elektronlara,

$$F_e = m\frac{v^2}{r}$$

olan bir merkezcil kuvvet etki eder. Burada;

m : elektronun kütlesi

e : elektronun yükü

v : elektronun hızı

r : dairesel yörüngenin yarı çapıdır.

Elektronlar üzerine etki eden kuvvet sadece manyetik alan tarafından oluşturulduğu için $F_m = F_e$ dir.

$$evB = m\frac{v^2}{r}$$

veya

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{B.r} \quad (*)$$

O halde e/m yi belirlemek için sadece elektronun hızını, Helmholtz bobinleri tarafından üretilen manyetik alanı ve elektron demetinin yarı çapını bilmek yeterlidir.

Elektronlar bir V potansiyeli altında hızlandırılırsa kazandıkları kinetik enerji hızlandırıcı potansiyel ile yükün çarpımına eşittir. O halde ;

$$e.v = \frac{1}{2}mv^2$$

yazabiliriz. Buradan elektronun hızını çekersek ;

$$v = \sqrt{\frac{2.eV}{m}}$$

bir çift Helmholtz bobininin ekseni yakınında üretilen manyetik alan,

$$B = \frac{(N\mu_0)I}{(5/4)^{3/2}a}$$

denklemi ile verilir. Burada ;

N : bobinlerin sarım sayısı

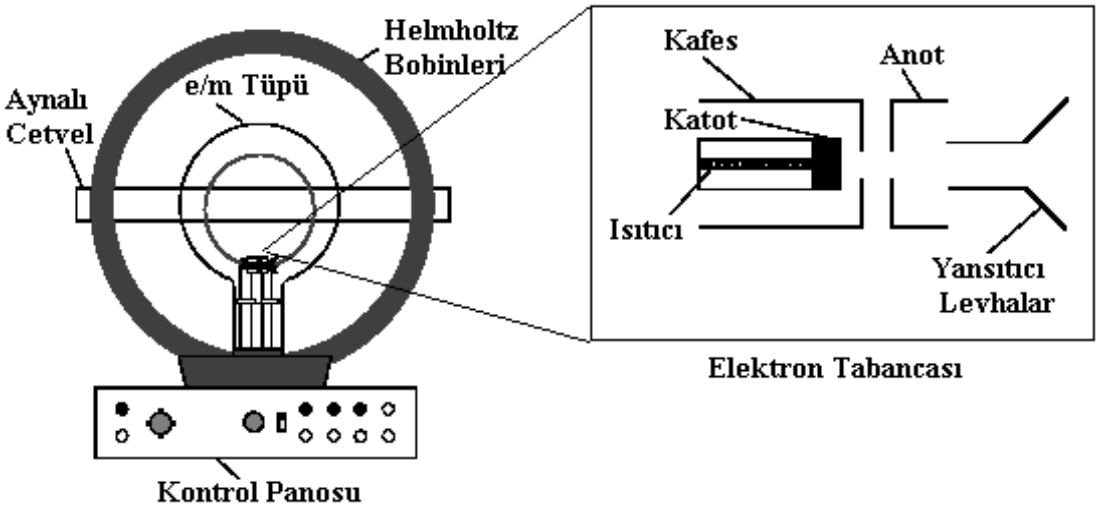
$\mu_0$ : manyetik geçirgenlik sabiti

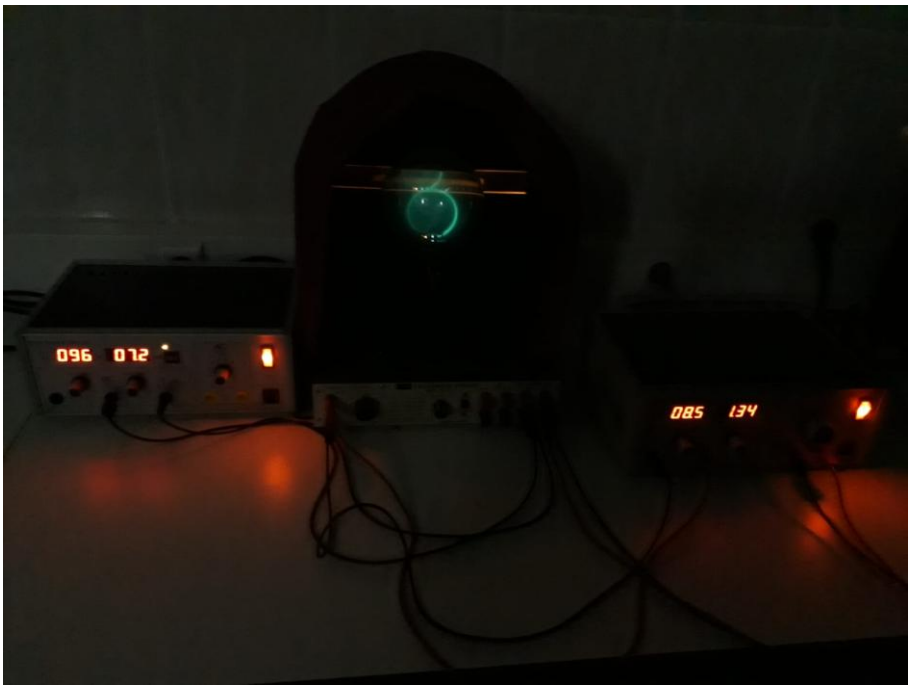
I :Bobinlerdeki akım

a : bobinlerin yarıçapı

v ve B Formüllerini (*) denkleminde yerine yazalım, bu durumda aşağıdaki denklem elde edilir;

$$\frac{e}{m} = \frac{v}{B.r} = \frac{2V(5/4)^3 a^2}{(N\mu_0 Ir)^2} = (125/32)\frac{a^2}{(N\mu_0)^2}\frac{V}{I^2 r^2} \quad (**)$$

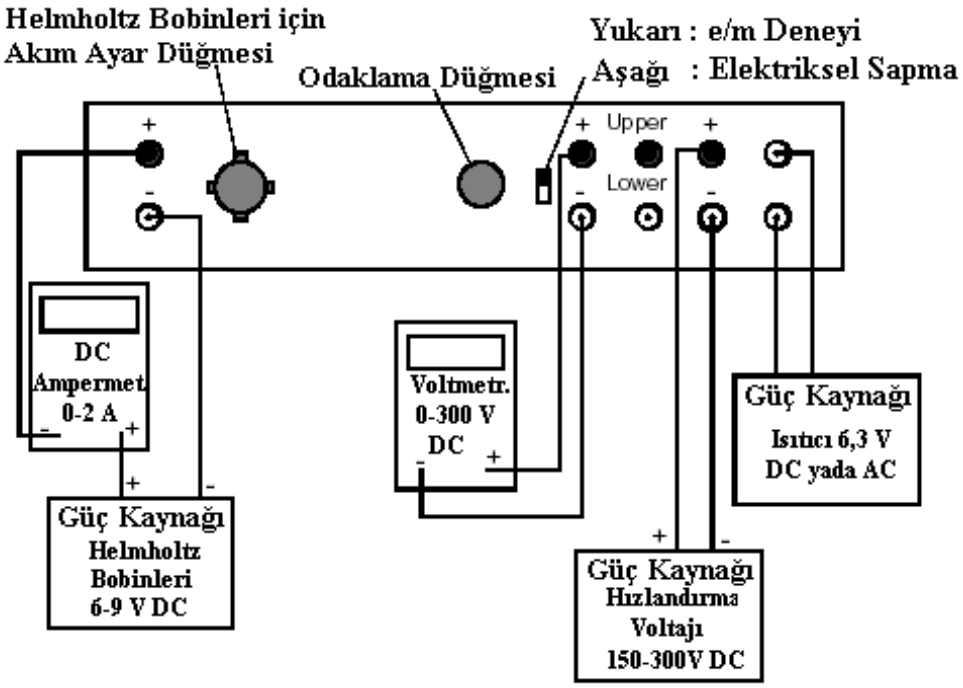



**Şekil 1**. e/m deneyi esnasında elde edilen elektron demeti.

**Deneyin Yapılışı**

***a) e/m oranının Belirlenmesi***




1. Deneyin yapılacağı ortam karanlık olmalıdır. Eğer aydınlık ise e/m cihazı üzerine perdeyi yerleştirin.
2. Şekildeki gibi düzeneği kurun e/m cihazının önündeki panelde bulunan düğmeyi e/m Measure (e/m Ölçümü) pozisyonuna getirin.
3. Helmholtz bobinleri için akım ayar düğmesini OFF pozisyonuna getirin.
4. e/m cihazının önündeki panelde bulunan sayaçları ve güç kaynağının bağlantılarını kontrol ettikten sonra güç kaynağına aşağıdaki adımları uygulayın.

| | |
|---|---|
| Elektron tabancası ısıtıcısı | : 6,3 V AC veya DC |
| Elektronlar | : 150 – 300 V DC |
| Helmholtz Bobinleri | : 6 – 9 V DC |

5. Helmholtz bobinlerinden akım geçirmek için akım ayar düğmesini saat yönünde hafifçe çevirin. Bu sırada ampermetreyi izleyin ve akımın 2A'i geçmediği bir durum alın.
6. Katodun ısınması için birkaç dakika bekleyin. Katot ısındığında elektron tabancasından elektron demeti çıkışını göreceksiniz. Normalde düz bir çizgi olan bu demet Helmholtz bobinlerinden kaynaklan alan tarafından daireselleşecektir.

7. Daire şeklindeki elektron demeti Helmholtz bobinlerine paralel oluncaya kadar tüpü çevirin. Ampermetreden Helmholtz bobinlerindeki akımın ve voltmetreden hızlandırıcı gerilimi okuyun.
8. Daire şeklindeki elektron demetinin yarıçapını dikkatlice ölçün. Hatayı en aza indirmek için demet ile aynadaki görüntüsü çakışacak şekilde ölçüm yapın.
9. Tüm ölçümlerinizi aşağıdaki tabloya kaydedin

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Helmholtz Bobinlerindeki Akım I (A) | | | | | | |
| Helmholtz Gerilim V (V) | | | | | | |
| Elektron Demetinin Yarıçapı r (cm) | | | | | | |
| Helmholtz Bobinlerindeki Sarım Sayısı N | 130 | | | | | |
| Helmholtz Bobinlerinin yarıçapı a (cm) | 15 cm = 0,15 m | | | | | |
| Manyetik Geçirgenlik Sabiti $\mu_0$ | $4\pi\ 10^{-7}$ kg.m/C$^2$ | | | | | |

10. Elde edilen değerleri (**) formülünde yazıp e/m değerini hesaplayınız.

***b) Bir Elektrik Alandaki Elektronların Sapması***

1. e/m cihazın önündeki panelde bulunan düğmeyi Electrical Deflect (Elektriksel Sapma) konumuna getirin.
2. Helmholtz bobinlerine akım ver<u>meyiniz.</u>
3. Saptırıcı levhalar olarak adlandırılan iletkenler arasına 0 – 50 V DC lik bir güç kaynağı bağlayın. Elektron tabancasının elektrotlarına 150 – 300 V DC ve ısıtıcısına 6.3 V DC veya AC uygulayınız.
4. Katodun ısınması için birkaç dakika bekleyiniz.
5. Elektron demeti göründüğü zaman saptırıcı levhalardaki voltajı yavaşça 0 dan yaklaşık 50 V ’a kadar yükseltin.
6. Elektron demetinin pozitif yüklü levhaya doğru büküldüğüne dikkat edin.

## DENEY 3: FOTOELEKTRİK OLAY

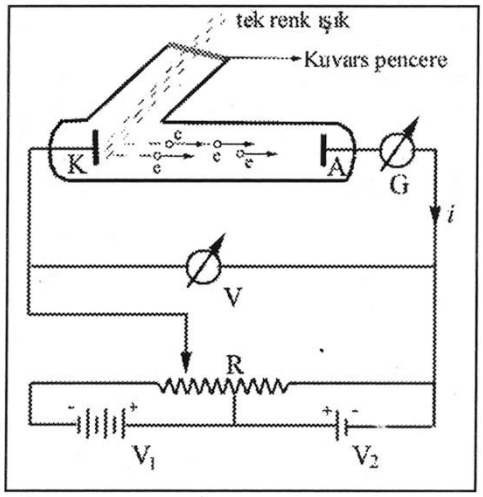
**Amaç:** h Planck Sabitinin Bulunması

**Deneyde Kullanılan Araç Gereçler:** Fotoelektrik olay deney düzeneği.

**Teorik Bilgi:**

Işığın maddeden elektron koparması anlamına gelen fotoelektrik olayın keşfi, HERTZ ve HALWACHS, nicel analizi ise EINSTEIN tarafından gerçekleştirilmiştir. HERTZ; elektromanyetik dalga osilatörünün çalışması sırasında; antende oluşan kıvılcımlı boşalma pulslarının, osilatör üzerine morötesi ışık düşürüldüğünde daha da arttığını gözlemiş, fakat bunu açıklayamamıştır. HALWACHS ise; üzerine morötesi(yüksek frekanslı) ışık düşürülen negatif yüklü bir çinko levhanın ışık etkisi ile negatif yüklü tanecikler saldığını kanıtlamıştır. Aynı yıllarda THOMSAN levha tarafından salınan taneciklerin öz yüklerini ölçerek, bunların elektron olduklarını kanıtlamış ve ışık etkisi ile madde üzerinden koparılan bu elektronlara **fotoelektron** adını vermiştir.

Yapılan çeşitli deneyler, sadece morötesi ışınların değil, daha az etkin olmakla ve levhanın yapıldığı maddenin cinsine bağlı olarak değişmekle beraber, daha uzun dalgaboylu görünür ve hatta kızıl ötesi ışınların bile fotoelektrik olayı meydana getirebileceğini göstermiştir.




**Fotoelektrik Tüp (Fotosel)**

Fotoelekrik olayı bağımsız ve sayısal olarak incelemek amacı ile fotoelektrik tüp (fotosel) kullanılır. Üzerinden morötesi ışınları geçiren kuvars camından penceresi olan, havası tamamen boşaltılmış bir tüp içine, karşılıklı olarak yerleştirilmiş iki elektrottan oluşur. Katot (K) incelenecek maddeden yapılmış ve pencerenin önüne yerleştirilmiş olan ince bir levhadan ibarettir. Anod (A)

ise kendisi fotoelektrik bakımdan etkili olmayan fakat katottan çıkan fotoelektronları toplamaya elverişli bir metal şerit biçimindedir.

Fotoelektrik olay başlıca iki ana etkene bağlı olarak değişir. Katod üzerine gelen ışığın şiddeti (I) ve dalgaboyu (λ) veya frekansı. Bu nedenle deney sırasında tek renk ışık kullanılmalıdır.

**Fotoelektrik Olayın Kanunları**

**1.** Katodtan birim zamanda serbest bırakılan fotoelektronların sayısı, katod üzerine düşürülen tek renk ışığın şiddeti (I) ile orantılıdır. Devreden geçen akımın şiddeti (i); katottan kopup anoda ulaşan elektronların sayısına bağlıdır. Katod üzerine düşürülen ışığın dalgaboyu sabit tutulup, şiddeti değiştirildiğinde devreden geçen akım, hızlandırıcı gerilimin değeri sıfırda başlayarak arttırılırsa artar ve belirli bir doyma değerine eriştikten sonra sabit kalır.

Eğer hızlandırıcı gerilim azaltılırsa, devreden geçen akım şiddeti de azalır ve bir $V_1=V_o$ geriliminde sıfır olur. Fotoelektrik olayın kesildiği bu gerilime **durdurucu gerilim** veya **eşik potansiyeli** denir. Anod katod arasındaki gerilim azaltılırsa katottan ayrılıp anoda ulaşan fotoelektronların sayıları ve kinetik enerjileri de azalır.

**2.**En hızlı elektronların katodtan çıkış enerjileri, tek renk ışığın şiddetine bağlı değildir.

Katod üzerine düşürülen ışık; yalnız katodun yüzeyinden değil, daha derinlerden de elektron sökebilir. Bu nedenle katottan çıkan fotoelektronların hızı ve kinetik enerjileri birbirinden farklıdır. Hızlandırıcı gerilim durdurucu gerilime eşit olursa (V=Vo) katodun yüzeyinden sökülen en hızlı elektronlar potansiyel barajını aşarak anoda ulaşır. Bunu

$$(E_k)_{max} = \frac{1}{2} m v_{max}^{\ 2} = eV_0$$

ile ifade edebiliriz.

Burada *e*; elektronun yükü,

*m*; elektronun kütlesi,

$v_{max}$ ; maksimum enerjili fotoelektronların hızı

Elektronların kinetik enerjisi ışık şiddetinden bağımsızdır.

**3.**En hızlı elektronların katodtan çıkış enerjileri (dolayısıyla $V_0$ durdurucu gerilimi ) katod üzerine düşen ışığın frekansına bağlıdır.

Işığın şiddeti sabit tutulup (I=sabit) frekansı arttırılırsa; katod maddesinin cinsine bağlı olarak, fotoelektrik olay belirli bir f=fo frekansından sonra başlar. Fotoelektrik olayın başladığı bu frekansa **eşik frekansı** denir. f<fo için fotoelektrik olay meydana gelmez.

**Fotoelektrik Olayın Açıklanması**

Bir metalin derinliklerinde bulunan elektronu sökebilmek için gereken enerji yüzeydeki elektronu sökmek için gerekenden daha büyüktür. Buna göre anoda ulaşan elektronlardan kinetik enerjisi en büyük olanlar, metal yüzeyinden koparılmış elektronlardır. Katod üzerine düşürülen ışığın, yüzeyden elektron koparabilmesi için, minimum enerjiye sahip olması gerekir. Bu enerji; yüzeydeki bir elektronu buradan koparmak için harcanması gereken işe eşittir:

$W_0=hf_0$

$W_0$ **a fotoelektrik iş fonksiyonu** denir. fo; eşik frekansı, h; Planck sabitidir.

Fotoelektrik olayın başlayabilmesi için, katod üzerine gelen ışığın frekansı eşik frekansında büyük olmalıdır:

f>fo

$hf>hf_0$

$hf>W_0$

Katod üzerine düşürülen bu hf enerjisi, elektronu metalden koparmak ve ona bir kinetik enerji kazandırmak için harcanır. Yani;

$$hf = W_0 + \frac{1}{2}mv_{max}^{\ 2}$$

$$W_0 = hf_0 \qquad \frac{1}{2}mv_{max}^{\ 2} = eV_0$$

olduğuna göre

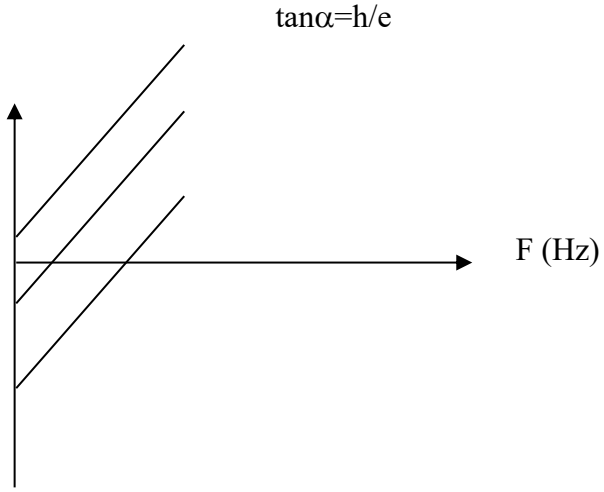
$$hf = hf_0 + eV_0$$

$$V_0 = \left(\frac{h}{e}\right) f - \left(\frac{W_0}{e}\right)$$

Bu bağıntıya göre durdurucu gerilimin katod üzerine düşürülen ışığın frekansına karşı bir grafik çizilirse, bu grafiğin eğimi (h/e) değerine eşit olur. Böylece h Planck sabiti belirlenebilir.

**Işığın Kuantum Teorisi**

Fotoelektrik olay ve katottan çıkan fotoelektronlarm kinetik enerjilerinin katod üzerine düşen ışığın şiddetine bağlı olması MAXWELL'in elektromanyetik dalga teorisi (klasik teori) ile açıklanamaz. Çünkü klasik teoriye göre ışığın şiddeti, elektromanyetik dalganın elektrik alan şiddeti ile orantılıdır. Buna göre, şiddeti daha fazla olan ışığın, katottan elektron koparma şansı daha büyüktür. Bu takdirde Vo durdurucu gerilimi de ışığın şiddeti ile doğru orantılı olarak artmalıdır. Ancak yapılan deneylerden, belirli bir madde için fotoelektrik olayın başlamasına yol açan asıl etkenin kullanılan ışığın şiddeti değil, frekansı olduğu anlaşılmıştır.




Ayrıca klasik teoriye göre, katodun elektron salabilmesi için birim yüzey başına belirli miktarda ışık soğurması gerekir. Yapılan hesaplar bu sürenin çok uzun olduğunu göstermiştir. Oysa katod üzerine ışığın düşürülmesi ile fotoelektrik olayın başlaması arasında zaman farkı yoktur. O halde klasik teori fotoelektrik olayı açıklamakta yetersiz kalır. Olay ancak ışığın kuantum teorisi ile açıklanmıştır.

Planck'ın, ışığın yayınımı ve soğurulmasının kesikli (kuantlı) bir biçimde yapıldığı fikrini geliştiren Einstein ışık enerjisinin sadece yayılma soğurulma sırasında değil, her zaman kuantlı bir yapıya sahip olduğunu ileri sürmüştür. Buna göre ışık uzayda c hızı ile ilerleyen ve enerjileri E=hf olan ve adına **foton** denilen ışık kuantlarından oluşur. Işığın şiddeti ise, birim kesitten birim zamanda geçen foton sayısı ile belirlenir.

Einstein'ın ileri sürdüğü **ışığın kuantum teorisi** veya **foton teorisi** nin esasları şöyledir:

**1.** Işık, adına foton denilen elektromanyetik dalga paketlerinden oluşur.

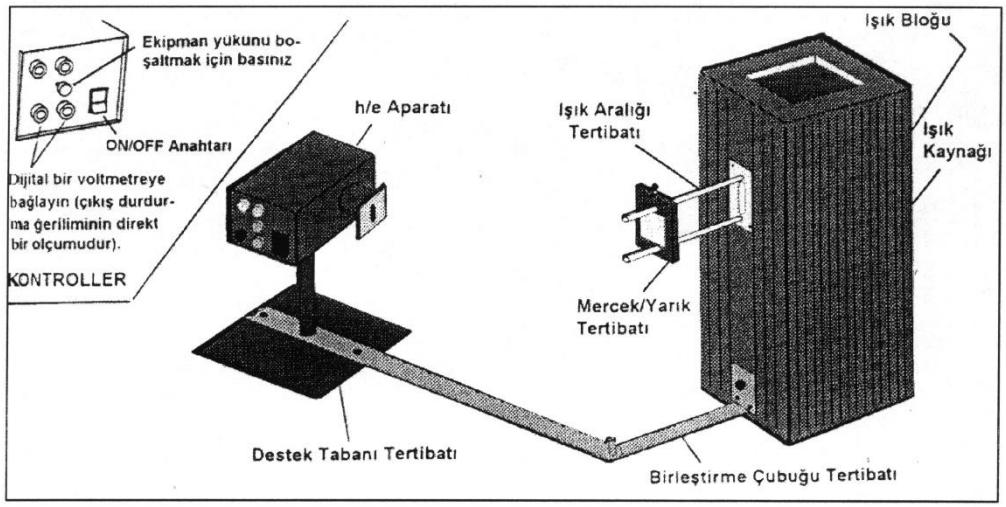
**2.** Işığın yayınlanma veya soğurulması sırasında fotonlarm ortaya çıkmaları veya kaybolmaları, fotonun tümünü kapsayacak şekilde olur. Böylece ışık; bir bakıma yeniden tanecik karakteri kazanır.

**3.** Fotonlarm yapısı elektromanyetik dalga karakterinin tümünü kapsadığı için elektromanyetik dalga teorisi ile açıklanabilen tüm ışık olayları foton teorisi ile de açıklanabilir.

**Fotoelektrik Olayın Kullanım Alanları**

Fizik laboratuarlarında ışığa duyarlı sistemlerin, örneği fotokatlandırıcıların yapılmasının yanısıra; uzak mesafelere fotoğraf iletilmesi, sinema filmlerinin seslendirilmesi, imalat şeritlerindeki maddelerin sayım ve kalite kontrolü, çeşitli alarm sistemlerinin yapılması, fotoğraf makinelerinde poz süresinin ayarlanmasını sağlayan pozometrelerin çalışması, sokak lambalarının otomatik olarak yanıp söndürülmesi gibi alanlarda fotoelektrik olaydan yararlanılır.

**Deneyin Yapılışı:**



Deney düzeneğini şekildeki gibi hazırlayın. Civa buharlı ışık kaynağından gelen ışığı h/e aparatının üzerindeki perdesini fotodiyot maskesi görünecek şekilde açın. Mercek/ağ düzeneğini, fotodiyot maskesi içindeki oyuğun üzerinde deliğin net bir görüntüsü oluşana dek kendi destek çubuğu üzerinde ileri geri kaydırın. Vidayı sıkıştırıp sistemi sabitleyin.

h/e aparatını fotodiyot maskesinin içindeki pencerenin üzerine, ışık ekranının açıklığına düşen ışık ile renk binmesi olmaksızın diğer spektral bantlardan gelen aynı renkteki ışık gelene kadar ayarlayın ve ışık perdesini kapatın. Dijital voltmetreyi h/e aparatındaki ÇDCŞ (OUTPUT) terminallerine bağlayın.

**1.** Civa ışığı spektrumunun iki derecesinde beş rengi görebilirsiniz, h/e aparatını ilk dereceden (en parlak derece) yalnızca bir renk fotodiyot maskesinin üzerine düşecek şekilde ayarlayın. Bu durumda voltmetreden durdurma potansiyelini okuyunuz.

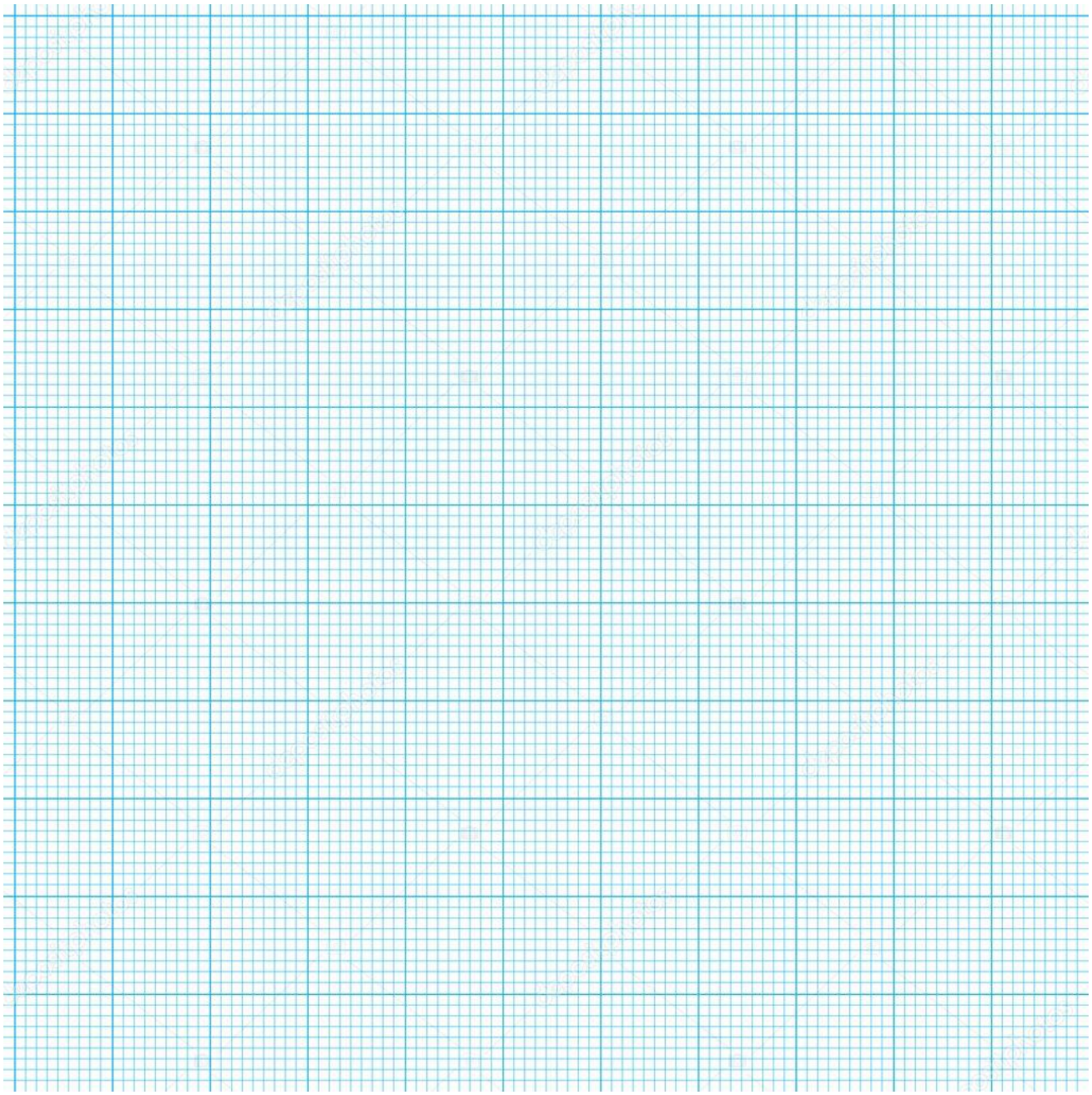
**2.** İlk derecedeki her renk için durdurma gerilimini okuyun. Her defasında sıfırlama (ZERO) butonuna basınız ve sarı ve yeşil renk için filtreleri yansıtıcı maskenin üzerine yerleştirin.

**3.** Aynı işlemleri ikinci derecedeki renkler için tekrarlayın.

**4.** Sonuçlarınızı aşağıdaki tabloya kaydedin.

| | **Renk** | **Durdurma Gerilimi (Volt)** | **Frekans (Hz) $\times 10^{14}$** | **Dalgaboyu (nm)** |
|---|---|---|---|---|
| **I.Derece** | UV | | 8,20264 | 365,483 |
| | Mor | | 7,40858 | 404,656 |
| | Mavi | | 6,87858 | 435,835 |
| | Yeşil | | 5,48996 | 546,074 |
| | Sarı | | 5,18672 | 578 |

Her spektrumun dalgaboyunu ve frekansını belirleyin. Frekansa karşı durdurma geriliminin grafiğini çizin. Eğrinin y eksenini kestiği noktayı bulun. Sonuçları h/e ve Wo/e oranı yorumlayın.



## DENEY 4: FOTOELEKTRİK OLAY İLE DURDURMA POTANSİYALİNİN IŞIK ŞİDDETİ İLE DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ

**Amaç:** Durdurma potansiyelinin ışığın şiddeti ile olan ilişkisi incelenecektir.

**Deneyde Kullanılan Araç Gereçler:** Fotoelektrik olay deney düzeneği.

**Deneyin Yapılışı:**

**I. Kısım**

1. h/e aparatını spektral renklerden yalnızca birisi fotodiyot maskının açıklığına düşecek şekilde ayarlayın. Eğer yeşil ya da sarı spektrum çizgisi seçilirse, buna karşılık gelen renkli filtreyi h/e aygıtındaki beyaz yansıtma maskının üzerine yerleştirin.

2. Değişken geçirme filtresini beyaz yansıtıcı maskın önüne yerleştirin, böylece ışık filtreden farklı şiddetlerde geçerek fotodiyota ulaşır. Dijital voltmetreden okuduğunuz voltajı Tablo 1 kaydedin.

3. Dijital voltmetrede okuduğunuz değer sıfıra inene kadar deşarj düğmesini basılı tutun, düğmeyi serbest bırakarak ilk kaydettiğiniz voltaj değerine ulaşmak için gereken süreyi kronometreyle ölçünüz.

**Tablo. 1 Durdurma potansiyeline karşılık gelen geçirgenlik**

| | % Geçiş | Durdurma Potansiyeli | Yaklaşık Yükleme Süresi |
|---|---|---|---|
| **SARI** | 100 | | |
| | 80 | | |
| | 60 | | |
| | 40 | | |
| | 20 | | |
| **YEŞİL** | 100 | | |
| | 80 | | |
| | 60 | | |
| | 40 | | |
| | 20 | | |

**II. Kısım**

**Deneyin Amacı:** Bu bölümde gelen ışığın farklı renklerine (enerjilerine) göre durdurma potansiyelinin değişimi incelenecektir.

## Deneyin Yapılışı :

1. Civanın ışık spektrumunda beş rengi kolayca görebilirsiniz. h/e aygıtını, sarı renkli ışık bandını fotodiyot maske açıklığı üzerine düşecek şekilde ayarlayın. h/e aparatında beyaz yansıtıcı maske üzerine sarı renkli filtre yerleştirin.

2. Dijital voltmetrede okunan voltaj değerini (durdurma potansiyeli) Tablo 2' ye kaydedin.

3. Bu işlem spektrumdaki her renk için tekrarlayın. Yeşil spektrumu ölçerken de yeşil filtreyi kullanmaya dikkat edin.

**Tablo 2.**

| **IŞIĞIN RENGİ** | **DURDURMA POTANSİYELİ (Vo)** |
|---|---|
| **SARI** | |
| **YEŞİL** | |
| **MAVİ** | |
| **MOR** | |
| **MOR ÖTESİ** | |

4. Değişken geçiş filtrelerinden, aynı renkli ışığın farklı oranda geçişinin durdurma potansiyeline ve fotoelektronların maksimum enerjisine, ayrıca yükleme zamanına etkisini açıklayın.
5. Işığın farklı renklerinin, durdurma potansiyeline ve fotoelektronların maksimum enerjisine etkisini açıklayın.
6. Laboratuar sonuçlarınıza göre bu deneyin ışığın dalga ya da kuantum modelini destekleyip desteklemediğini açıklayın.
7. Işık şiddeti azalırken ölçülen durdurma potansiyelindeki hafif düşüşün nedenini açıklayın.

**Sorular**

1. Fotoelektrik olayın klasik fizik ya da ışığın dalga kuramı ile açıklanamayan özellikleri nelerdir?
2. Işığın kuantum kuramı nedir ve bu kuram fotoelektrik olayın hangi özelliklerini açıklar?
3. Kesilme frekansı ya da kesilme dalga boyu nedir? Bu nicelikler ile iş fonksiyonu arasında nasıl bir ilişki vardır?
4. Fotoelektrik olayın pratik olarak kullanıldığı yerler nelerdir?

## DENEY 5: SPEKTROMETRE İLE BİLİNMEYEN BİR TAYFIN İNCELENMESİ

**Amaç:** Spektrometrenin ayar eğrisinin civa tayfı yardımıyla çizilmesi ve bilinmeyen bir tayfın incelenmesi.

**Deneyde Kullanılan Araç Gereçler**: Spektrometre, eş yüzlü cam prizma, civa, helyum, sodyum ve kadmiyum spektral lambaları.

**Teorik Bilgi:**

Bir elementin uygun şartlar altında yaydığı ışık bir optik prizma veya ışık ağından geçirilirse o elemente özgü ve onun atom yapısı hakkında çok değerli bilgi veren belirgin bir ***çizgili tayf*** elde edilir. Hidrojenin görünür bölgedeki çizgili tayfı hakkında Balmer'in ortaya koyduğu eşitlik, Rydberg ve Ritz' in (1908) çalışmaları ile

$$\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2}\right) \qquad (1)$$

şeklinde genelleştirilmiştir, burada $\lambda$ ; gözlenen tayf çizgilerinin dalgaboyu, $R$; ***Rydberg sabiti***, $n_1$ ve $n_2$ tam sayılardır. ***Balmer serisi*** adı verilen görünür bölgedeki hidrojen tayfı için $n_1 = 2$ ve $n_2 = 3,4,5,\ldots$dir.

Çizgili tayfların fiziksel bakımdan ilk açıklaması Bohr'un geliştirmiş olduğu atom teorisi ile yapılabilmiştir. Bu teoriye göre atom numarası $Z$ olan bir çekirdeğin $n$. tabakasında bulunan bir elektronun enerjisi, CGS birimleri kullanılarak,

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 h^2} \qquad (2)$$

olarak elde edilir, burada $m$: elektronun kütlesi, $e$: elektronun yükü, $h$: Planck sabiti, $n$=l,2,3,... tam değerlerini alan ***başkuantum sayısı***'dır. Bu elektron herhangi bir şekilde yüksek enerjili bir düzeyden çekirdeğe daha yakın olan düşük enerjili bir düzeye geçerse iki enerji düzeyi arasındaki enerji farkı, ***hf*** enerjili bir ışık fotonu halinde yayılır ve tayfta frekansı $f$ olan çizgi belirir. $n = n_1$

düşük ve $n = n_2$ yüksek enerji düzeylerine karşılık gelen kuantum sayılarını göstermek üzere,

$$hf = E_{n_2} - E_{n_1} \tag{3}$$

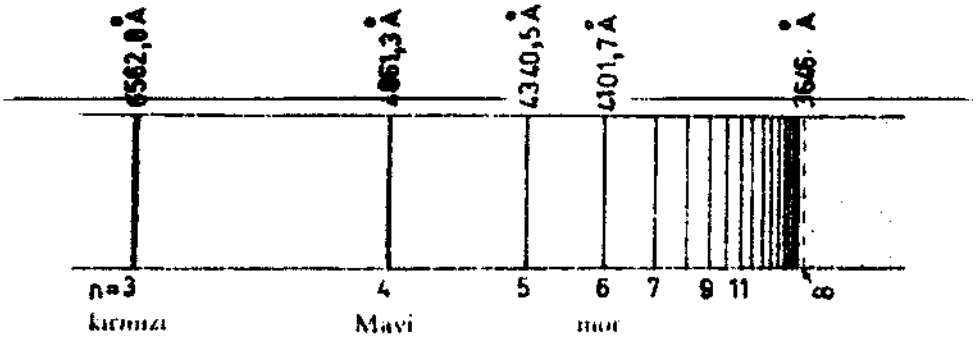
yazabiliriz. $c = f\lambda$ olduğunu göz önüne alarak (2) ve (3) eşitliklerinden,

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^3 c}\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right) \tag{4}$$

bulunur. Parantez dışındaki çarpanın hidrojen atomu için değeri,

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3 c} \tag{5}$$

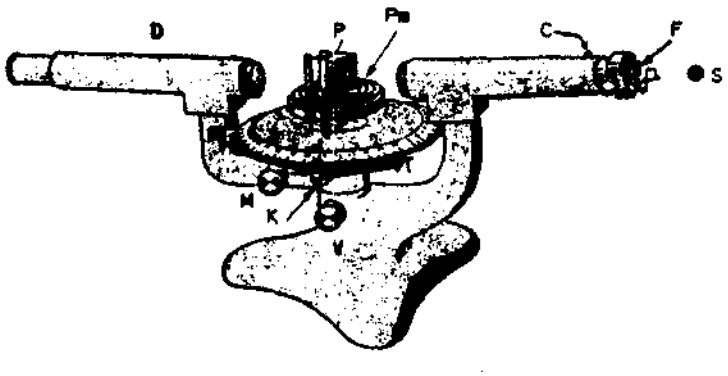
olup. $R$, (1) eşitliğindeki Rydberg sabitine eşittir. (4) eşitliğinde $n_1 = 2$ ve $n_2 = 3,4,5,\ldots$ alınırsa, (1) eşitliği ile verilen ***Balmer serisi*** elde edilir.




**Şekil 2.1** Hidrojen tayfının Balmer serisi.

Şekil 2.1' de hidrojen tayfının Balmer serisi çizgilerinin görünür bölgede olanları gösterilmiştir.

**Deneyin Yapılışı:**




**Şekil 2.2** Gonyometre ve bir prizma ile oluşturulmuş *spektrometre*.

Kullanılacak spektrometrenin şeması Şekil 2.2'de görülmektedir. Bu alet üç kısımdan oluşmaktadır:

1. F fantını içeren fantlı kolimatör, S ışık kaynağından gelen ışınları paralel olarak prizma üzerine düşürür.
2. Kendi ekseni etrafında dönebilen verniyeli T tablası ve üzerine onunla aynı eksenli olmak üzere yerleştirilen P Prizmasını koymaya yarayan prizma masacığı (Pm).
3. Doğrudan gelen veya prizmadan geçen ışığı incelemeye yarayan D dürbünü, aletin ekseni etrafında dönebilir.

**Spektrometrenin Ayar Eğrisinin Çizilmesi**

Spektrometreyi ayarlamak için tayfı bilinen bir ışık kaynağı kullanılacaktır. Bu amaca uygun olarak civa spektral lambası seçilmiştir. Civa lambasını F fantı karşısına dikey olarak yerleştiriniz. Dürbünden bakarak tayf çizgilerinin netliğini oküler yardımı ile sağlayınız. Çizgilerin renklerini ve bulundukları taksimatı okuyup yazınız. Çizelge 2.1 yardımı ile $\lambda$ dalgaboyları ve bunlara karşılık ***t*** taksimatları arasında $\lambda = f(t)$ ayar grafiğini çiziniz.

**Çizelge 2. 1**

| **Element ve Tayf Çizgisinin Rengi** | **Dalgaboyu (Å)** |
|---|---|
| Sodyum-Sarı | 5893 |
| Cıva-Kırmızı | 7075 |
| Cıva-Kırmızı | 6950 |
| Cıva-Kırmızı | 6100 |
| Cıva-San | 5825 |
| Cıva-Yeşil | 5500 |
| Cıva-Mavi Yeşil | 4950 |
| Cıva-Mavi | 4400 |
| Cıva- Mor | 4125 |

Cıva lambası yerine içindeki gazın cinsi bilinmeyen lambayı koyunuz ve gördüğünüz tayf çizgilerinin rengini ve bulunduğu taksimatı yazınız.

Yukarıda çizdiğiniz ayar eğrisinden yararlanarak bu çizgilerin dalgaboylarını bulunuz. Çizelge 2.2' den yararlanarak bu tüp içindeki gazın cinsini belirtiniz.

**Çizelge 2.2**

| Renk | Dalgaboyu (Å) | Element | Renk | Dalgaboyu (Å) | Element |
|---|---|---|---|---|---|
| Kırmızı | 7625 | A | Yeşil | 5450 | Ne |
| Kırmızı | 7075 | Ne | Yeşil | 5400 | Ne |
| Kırmızı | 6975 | Ne | Yeşil | 5175 | A, N |
| Kırmızı | 6775 | Ne, N, He | Yeşil | 5050 | N, He |
| Kırmızı | 6675 | N | Yeşil | 4950 | He |
| Kırmızı | 6575 | Ne, N | Yeşil | 4900 | N |
| Kırmızı | 6500 | Ne, N | Mor | 4725 | Ne, He |
| Kırmızı | 6400 | N | Mor | 4600 | N |
| Kırmızı | 6325 | N | Mor | 4550 | A |
| Turuncu | 6150 | A, N | Mor | 4525 | N |
| Turuncu | 6100 | N | Mor | 4500 | He |
| Sarı | 5950 | Ne, He | Mor | 4450 | N |
| Sarı | 5875 | Ne, N | Mor | 4350 | A, N |
| Sarı | 5800 | N | Mor | 4300 | A, N |
| Yeşil | 5675 | A | Mor | 4225 | A, N |
| Yeşil | 5600 | A | Mor | 4200 | A |
| Yeşil | 5550 | A | Mor | 4125 | N |
| Yeşil | 5500 | N | Mor | 4100 | N |

**Ölçüler ve Sonuçlar**

Spektrometrenin Ayar Eğrisinin Çizilmesi

Bu verilerle cıva elementi için $\lambda = f(t)$ ayar grafiğini çiziniz.

| Spektrometrede görülen çizgilerin | | | |
|---|---|---|---|
| **Rengi** | **Taksimatı (*t*)** | **Dalgaboyu (Å)** | **Element** |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |

Bilinmeyen Bir Tayfın İncelenmesi

| Spektrometrede görülen çizgilerin | | | |
|---|---|---|---|
| **Rengi** | **Taksimatı (*t*)** | **Dalgaboyu (Å)** | **Element** |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |
| | | | |

**Sorular**

1. Işık nedir? Radyo dalgalan ile ışık dalgalan arasında ne gibi farklar ve benzerlikler vardır?
2. Mutlak ve bağıl kırılma indislerini tanımlayınız. Bir ortamın kırılma indisi nelere bağlıdır?
3. Kaç türlü tayf vardır? Her birini kısaca açıklayınız,
4. Çizgili tayfların oluşumunu Bohr atom teorisi ile açıklayınız.
5. (2) ve (4) ile verilen eşitlikleri çıkarınız.
6. Dalgaboyu 6000 **Å** olan ışığın foton enerjisini erg, elektron Volt ve akb cinsinden hesaplayınız.

## DENEY 6: FRANCK-HERTZ DENEYİ

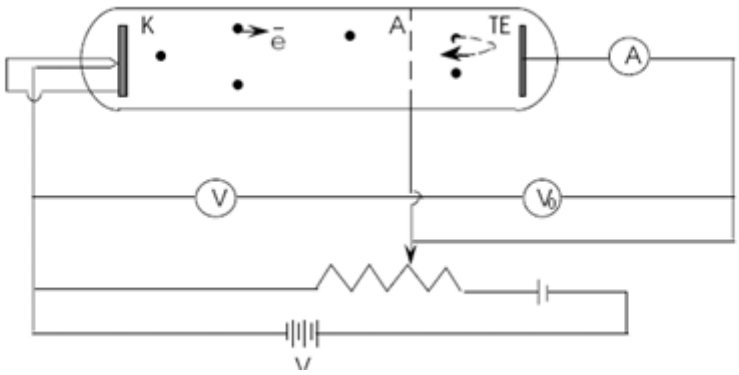
**Amaç:** Elektronlar ile cıva atomları arasındaki çarpışmalar sonucu üretilen enerji ve geçişleri incelemek.

**Deneyde kullanılan araçlar:** Franck-Hertz Hg tüpü ve Franck- Hertz fırını

**Teorik Bilgi:**

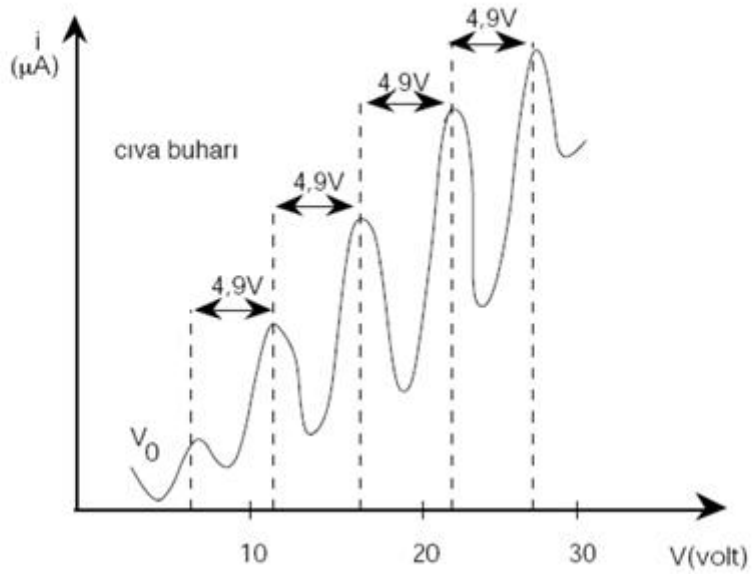
Bohr atom modeline göre, bir atomdaki elektronlar çekirdek etrafında belirli enerji seviyelerinde hareket ederler. Elektronların enerjilerini artırarak, temel durumda bulunan elektronu daha üst enerji seviyelerine çıkarmak veya atomdan koparmak mümkündür. Temel durumda bulunan elektronu daha üst enerji seviyelerine çıkarmak için yeterli enerjiye uyarma, atomdan uzaklaştırmak için gerekli enerjiye ise iyonlaşma enerjisi denir. Atomların ışıma spektrumunu oluşturan çizgiler, aralıklı enerji düzeylerinin kanıtıdır. Atomların enerji düzeylerinin kesikliliğini kanıtlayan ilk deney Frank-Hertz deneyidir.

Deney düzeneği bir katot ışını tüpünden oluşuyor. Tüpün bir ucunda, ısıtıldığında elektron saçan bir katot, diğer ucunda da yüzeyine ulaşan elektronları toplayarak akım oluşturan bir anot bulunmakta. Bu ikisinin arasına ayrıca, elektronları hızlandırmak için, katoda L uzaklığında bir ızgara yerleştirilmiş. Katotla ızgara arasına bir 'hızlandırma gerilimi', diyelim V uygulanmakta. Dolayısıyla, aralarında yaklaşık sabit bir elektrik alanı var: E=V/L. O halde, katottan ayrılan bir elektronun üzerindeki kuvvet de sabit ve F=qE=eV/L kadar. Bu kuvvetin etkisiyle katottan uzaklaşıp x mesafesine ulaşan bir elektron, bu arada elektrik alanı tarafından F.x=eV(x/L) kadar kinetik enerji kazanmış oluyor: Izgaraya vardığında eV kadar. Fakat anoda, ızgaraya göre biraz negatif potansiyel uygulanmış. Dolayısıyla, L mesafesi boyunca hızlandırılıp eV kadar kinetik enerji kazandırılmış olan elektronlar, ızgarayı geçtikten sonra anoda ulaşmak için, ufak bir potansiyel enerji tümseğini aşmak zorundalar. Tüpün içi düşük basınçlı, örneğin cıva buharıyla dolu. Hızlandırma gerilimi 0'dan başlatılıp, kademeli olarak artırılıyor. Katottan ayrılan elektronların, yol boyunca hızlanırken, arada bir cıva atomlarıyla çarpıştıkları oluyor. Fakat kütleleri çok küçük olduğundan, yarım tonluk beton bloğa çarpan bilyeler gibi, hemen hiç kinetik enerji kaybetmeksizin yansıyıp, tekrar yollarına ve hızlanmaya devam ediyorlar. Izgara önündeki potansiyel engelini aşabilenler anoda ulaşıp, hızlandırma geriliminin fonksiyonu olarak ölçülmekte olan akıma katkıda bulunuyor.




**Şekil 6.1.** Frank-Hertz deney düzeneği teorik şeması

Anodun birim yüzeyine saniyede ulaşan elektron sayısı; tüp içindeki elektronların sayısal yoğunluğuyla (n), anoda ulaşıncaya kadar kazanmış oldukları hızın (v) olmak üzere toplam akım i=J.A=v.n.A. Akımı veren bu çarpanlardan A sabitken, n de yaklaşık sabit kalırken; v, hızlandırma gerilimiyle birlikte artar. Sonuç olarak, toplam akımın da artması gerekir.




**Şekil 6.2** Frank Hertz deneyi sonuç grafiği

Deney sonuçlarını gösteren üstteki grafikte, V=4,9 volt civarına kadarki durum böyle. Fakat ondan sonra akım ansızın düşüyor. Bunun nedeni, kinetik enerjisi 4,9 eV'a ulaşan elektronların, cıva atomlarıyla esnek olmayan çarpışmalara girmeye başlaması. Böyle bir çarpışmada, atom temel enerji düzeyinden bir üst enerji düzeyine uyarılırken, elektron 4,9 eV kinetik enerji kaybediyor. Bu olay şimdilik, elektronların en büyük enerji düzeyine ulaştıkları ızgara öncesi konumda yer almakta ve esnek olmayan çarpışma yapıp enerji kaybeden elektronlar, ızgara

sonrasındaki ve anodun önündeki potansiyel enerji tümseğini aşamadıklarından, akım azalmaktadır. Fakat gerilimin artırılmasına devam edildiğinde, elektronların ızgaraya ulaşana kadar kazanacakları enerji 4,9 eV değerinin üstüne çıkarken, atomları uyarmaya yeten bu miktardaki enerjiyi edindikleri x konumu da, ızgaradan uzaklaşıp katoda doğru geriler (4,9eV=Vx/L). Kısaca özetlersek, elektronların kinetik enerjileri uygulanan voltaja bağlı olarak öyle bir değere gelir ki, gaz atomunda temel durumunda bulunan bir elektronu bir üst seviyeye çıkartabilecek değere ulaşır. Bu durumda atomdaki elektronlar hareketli elektronların enerjilerini soğurarak bir üst enerji seviyesine çıkar ve devreden geçen akım değeri azalır. Akımın bu değerine karşılık gelen voltaj, gaz atomunun birinci uyarılma enerjisine denktir. Uygulanan voltaj arttırılmaya devam edildiğinde hareketli elektronların kinetik enerjileri yine artmaya başlar ve buna bağlı olarak devreden geçen akım da artmaya başlar. Akımda gözlenen artış ikinci iyonlaşma enerjisine kadar devam edecek, ikinci iyonlaşma enerjisinden sonra akım tekrar azalarak olay bu sırayı izleyecektir.

**Deneyin Yapılışı:**

Deney cihazı Franck-Hertz Hg tüpü ve Franck-Hertz fırını olmak üzere iki ana kısımdan oluşur. Deney için gerekli civa buharı yoğunluğunu elde edebilmek için tüp ısıtılır. Uygulanan hızlandırma voltajındaki anot akımı, serbest elektronlar ile çarpışan Hg atomlarının enerji seviyelerindeki yarılmayı muhafaza eder.

**Franck-Hertz fırını**: Fırına alternatif akım uygulanması gerekir, doğru akım uygulanmaktan kaçınılmalıdır. Deneye başlandığında, ilk seferde fırının ısınması için 10 dakika beklenmelidir. Fırın kontrol düğmesi açıldıktan sonra, fırın sıcaklığı otomatik olarak kontrol edilmektedir.

**Franck-Hertz tüpü:** Franck-Hertz Hg tüpü (elektronların çarpıştığı tüp) üç kısımdan oluşur. Bunlar: Dolaylı yoldan ısıtılmış olan oksit kaplı bir katot C, örgü şeklindeki hızlandırma elektrotu A ve toplama elektrotu S. Katot ile örgü şeklindeki hızlandırma elektrotu arasındaki mesafe, uygulanan sıcaklıkta Hg buharındaki serbest elektronların dalga boylarından daha büyük olmalı ki etkileşme olasılığı oldukça yüksek olsun.



**Şekil 6.3** Frank-Hertz Deney Düzeneği

1. Franck-Hertz Hg tüpü ile kontrol paneli arasındaki bağlantıyı yapınız. Kontrol paneli üzerindeki düğmeyi kullanarak fırını açınız.
2. Tüm deney sisteme bağlı olan bilgisayar üzerinden kontrol edilmektedir. Bunun için öncelikli olarak kontrol panelini PC moduna getiriniz. Bilgisayarda aşağıdaki değerleri girerek deney grafiğini elde ediniz.

$$T=(175\pm10)\ ^{o}C$$

$$V_1=0\ldots60\ V$$

$$V_2=(2.0\pm0.5)\ V$$

$$V_H=(6.3\pm0.5)\ V$$

**Uyarılar!**

1. $V_h$ voltajını yukarda verilen değerden çok fazla yükseltmeyiniz. Franck-Hertz Hg tüpüne zarar verebilirsiniz.
2. İyi bir deney sonucu elde etmek için fırın sıcaklığını $160^{o}C$ ile $190^{o}C$ arasında tutunuz.

## Deney Soruları

**1.** Elde ettiğiniz grafikte tepeler arası mesafelerin neden birbirine eşit olduğunu açıklayınız.

**2.** Deneyde cıva yerine başka bir element kullanılsaydı, deney sonucunda ne gibi değişiklikler beklerdiniz.

[1] Hugh D. Young and Roger A. Freedman, University Physics with Modern Physics, 12TH EDITION, Pearson Education, Inc., 2008.

[2] Douglas C. Giancoli, Physics for Scientists & Engineers with Modern Physics, Fourth Edition, Pearson Education, Inc., 1984.

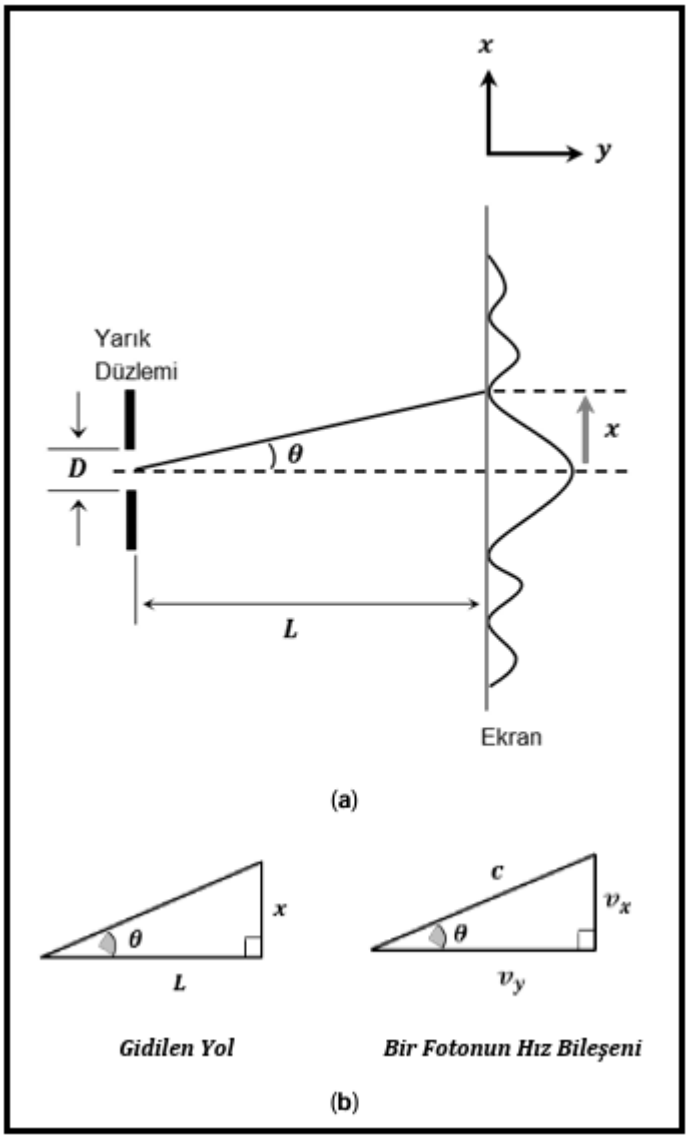
[3] Arthur Beiser, Concepts of Modern Physics, Sixth Edition, McGraw-Hill Companies, Inc., 2003.

## DENEY 7: HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİ

**Amaç:** Işığın dalga karakterini gözlemlemek ve oluşan kırınım deseninden yararlanarak Heisenberg belirsizlik ilkesini deneysel olarak doğrulamaktır.

**Teorik Bilgi:**

Elektromanyetik dalga özelliği gösteren ışık, dalgaboyuna bağlı olarak farklı miktarda enerji taşır. Işık dalgaları foton adı verilen taneciklerden oluşur. Işık, tanecikler (fotonlar) şeklinde doğrusal yol boyunca her yöne yayılır ve her fotonun denklemiyle tanımlanan bir enerjisi vardır (burada, Planck sabitidir). Işık şiddeti foton sayısı ile orantılıdır. Yüksüz ve kütlesiz olan bu taneciklerin hareketine bir dalga eşlik eder. Bu nedenle, elektromanyetik dalgalar hem dalga hem de parçacık yapısında olma özelliği vardır. Yani ışık, parçacık özelliğinin yanı sıra dalga özelliği de gösterir. Bu dalgalar maddeyle atomik seviyede etkileşime girerken parçacık, bir ortamda yayılırken dalga özelliği gösterirler. Işığın dalga modelini gösteren üç temel olay, ışığın kırınımı, girişimi ve polarizasyonudur. Işığın dalga özelliği göstermesi tek yarıkta kırınım deneyi ile açıklanabilir. Tek yarıkta kırınım olayını incelersek, eğer yarık genişliği olan dar bir yarığa ışık demetleri gönderilirse, yarıktan geçen ışığın ekranda tek bir nokta oluşturmadığı gözlemlenecektir. Bunun yerine ışık, ekranda yayılmaya başlayacak ve bir kırınım deseni (aydınlık ve karanlık saçaklar) meydana getirecektir. Tek bir yarıktan geçen ışığın oluşturduğu bu kırınım deseninin nedeni, ışığın dalga özelliği göstermesidir. Şekil-(7.1a)'da tek bir yarıktan geçen ışığın izlediği yol gösterilmiştir. Bu şekilde; kırınım açısı olup, ise 1.karanlık çizginin kırınım deseninin merkezine olan uzaklığıdır. Tek yarığa gelen ışık dalgaları yarıktan geçtikten sonra kırınıma uğrar ve birbirlerini güçlendirdikleri noktalarda aydınlık veya yok ettikleri noktalarda karanlık saçaklar oluşturur.




**Şekil-7.1:** Tek yarıkta kırınım desenine ait (a) ışıma şiddeti dağılımı ve (b) kırınımın geometrisi.

**Heisenberg belirsizlik ilkesi,** bir parçacığın konum ve momentumunun aynı anda kesin bir doğrulukla ölçülemeyeceğini belirtir. Bunu ışıkla gerçekleştirdiğimiz tek yarık deneyine uygulayacak olursak, parçacık olarak ışık fotonlarını ele almamız gerekir. Heisenberg belirsizlik ilkesi;

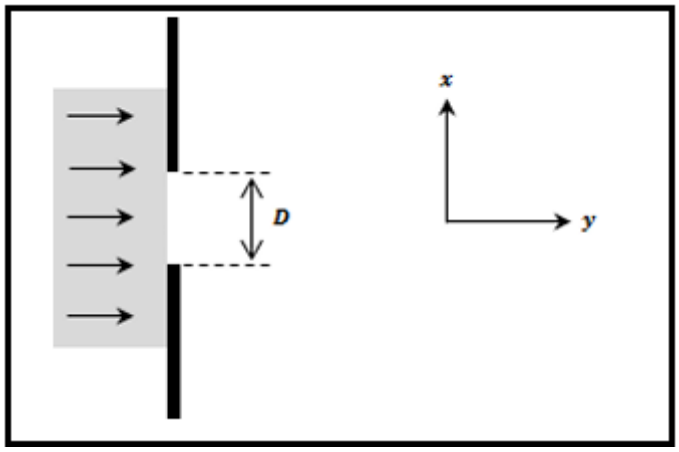
$$(\Delta x)(\Delta p_x) \geq \frac{h}{2\pi} \qquad (1)$$

bağıntısıyla verilir. Burada;

| | |
|---|---|
| $x(m)$: | Parçacığın konumu, |
| $p(kg.m/s)$: | Parçacığın momentumu, |
| $\Delta x(m)$: | Parçacığın konumundaki belirsizlik ( $x$-ekseninde), |
| $\Delta p_x(kg.m/s)$: | Parçacığın momentumundaki belirsizlik, |
| Planck sabiti, $h(J.s)$: | $6.626 \times 10^{-34} J.s$ |

olarak tanımlanır.

Heisenberg belirsizlik ilkesine göre, $\Delta x$ parçacığın konumundaki belirsizliği ve $\Delta p_x$ momentumundaki belirsizliği ifade ediyorsa, bu iki büyüklüğün çarpımı her zaman $h/2\pi$ değerinden büyük ya da eşit olmak zorundadır. Parçacığın konum (x) ve momentumu (p) aynı anda, eş zamanlı ölçülmek istenirse her biri sırasıyla $\Delta x$ ve $\Delta p_x$ belirsizliğine sahip olur.




**Şekil-7.2:** Parçacığın (fotonun) konumundaki belirsizliği. Tek yarıktan geçebilen fotonlar, genişliği olan yarık içinde herhangi bir yerde olabilir.

Tek yarığa gönderilen fotonlar (parçacıklar) yarığın bulunduğu düzleme dik doğrultuda (Şekil-7.2'de verilen durumda doğrultusunda) hareket ederler. Fakat yarıktan geçtikten sonra fotonlar doğrultusunda da hareket bileşeni kazanırlar. Bu yönde kazanılan hareketin hız bileşeni ile verilir. Genişliği olan tek yarıktan geçebilen fotonun-doğrultusundaki konumu için belirsizlik kadar olacaktır. Bu nedenle, parçacığın konumundaki belirsizliğini yarık genişliği belirlediği için değerini yarığın genişliği olarak alabiliriz. Dolayısıyla, tek yarıkta kırınım deneyinde, yarık aralığından geçen bir fotonun pozisyonundaki belirsizliğini;

$$\Delta x = D \qquad (2)$$

olarak kabul edebiliriz[6].

Hızdaki belirsizliği tanımlamak üzere kırınım desenindeki ilk minimum saçak kullanılırsa, Şekil-(7.1b)'de verilen kırınımın geometrisinden hız bileşeninin-doğrultusunda olanın belirsizliği için aşağıdaki bağıntıyı yazabiliriz;

$$\Delta v_x = c\sin\theta_1 \qquad (3)$$

Bu eşitlikte, $\theta_1$, birinci minimumdaki açıyı (kırınım açısını), 'c' ise ışık hızını belirtir.

Tek yarıktan geçebilen ve ekrana çarpan fotonlar yarık genişliğinden çok daha geniş bir alana yayılır.

Buna göre fotonların, y -doğrultusundaki $p_y$ momentumuna ek olarak x doğrultusunda da $p_x$ momentum bileşenine sahip olmaları gerekir;

1) Tek yarığa gelen tüm fotonlar, $p_y = h/\lambda$ olacak şekilde momentumun "$y$" bileşenine sahiptir, bununla beraber momentumun $x$ bileşeni yoktur.

2) Fotonlar tek yarıktan geçtikten sonra, "$x$" yönünde $p_x$ momentum bileşenine sahip olarak yayılır.

Işığın parçacık özelliği göz önüne alındığında (yani, fotona karşılık gelen parçacığın kütlesi m alınırsa), x doğrultusunda momentumdaki belirsizlik;

$$\Delta p_x = m\Delta v_x \qquad (4)$$

$$\Delta p_x = mc\sin\theta_1 \qquad (5)$$

olarak bulunur.

[6]Fotonun konumundaki belirsizliği yarığın genişliği $\Delta x$ tarafından belirlendiği için $\Delta x$ büyüklüğü yarığın genişliği olan "$D$" olarak alınır.

Bir parçacığın toplam enerjisi (E) ve momentumu (p) arasında;

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \qquad (6)$$

bağıntısı vardır.

Fotonlar sıfır kütleli ($m = 0$) parçacıklar olarak bilinmektedir. Dolayısıyla, **Eşitlik-(6)**'daki enerji–momentum bağıntısında $m = 0$ yerine konursa, bir fotonun enerjisi ($E$);

$$E^2 = p^2c^2 \qquad (7)$$

$$E = pc \qquad (8)$$

bulunur. Bu bağıntı ışık hızı ($c$) ile hareket eden fotonlar için enerji ($E = hf$) ve momentumu ($p$) birbirine bağlayan ifadedir[7]. Foton, hızı olduğundan momentum da taşımaktadır. Fotonun frekansı $f = c/\lambda$ olması nedeniyle, fotonun momentumu ($p$);

$$n = \frac{E}{c} = \frac{hf}{c} \qquad (9)$$

$$f = \frac{c}{} \qquad (10)$$

$$p = \frac{h}{} \qquad (Foton) \qquad (11)$$

olarak bulunur.

Işık parçacığı olan fotonlar kütlesiz parçacıklardır, enerji ve momentum taşırlar. Fotonların momentumu, ait oldukları ışığın dalga-boyuna ($\lambda$) bağlıdır. Kütlesi $m$, hızının büyüklüğü $v$ olan bir parçacığın momentumu ($p$) ve dalga-boyu ($\lambda$) de Broglie bağıntısı ile bağlıdır;

$$^{h} = p = mv \qquad (12)$$

Işığın parçacık ve dalga modelini bağlayan **de Broglie** bağıntısı, hareketli bir parçacığın (yani $p$ büyüklüğünde momentum taşıyan bir taneciğin) dalga gibi düşünülebileceğini, dalganın da parçacık özelliği taşıyabileceğini ifade etmektedir. Fotonlar ışık hızıyla yayılır ($v = c$). Dolayısıyla, foton için parçacığın "$v$" hızı yerine "$c$" ışık hızı konursa;

$$^{h} = p = mc \qquad (13)$$

eşitliği elde edilir.

Burada, $m$; foton enerjisinin kütle eşdeğeridir ($E/c^2$). Foton kütlesi değil !.

---

[7] Frekansı $f$ olan bir fotonun taşıdığı enerji $E = hf$ tarafından verilir. Burada $h$ Planck sabitidir. Işığın dalga boyu artarsa fotonların enerjisi azalır. Işık şiddetinin artması foton sayısı artırır, fakat fotonun enerjisini değiştirmez.

**Eşitlik-(13)**'de verilen bağıntı **Eşitlik-(5)**'de yerine yazılırsa;

$$\Delta p_x = mc\sin\theta_1 \quad \textbf{(14)}$$

$$\Delta p_x = \frac{h}{-}\sin\theta_1 \quad \textbf{(15)}$$

$$\boxed{\Delta p_x \frac{}{h} = \sin\theta_1} \quad \textbf{(16)}$$

bağıntısı bulunur.

Karanlık saçak şartından **birinci minimum** ($m = 1$)için **sapma açısı** $\theta_1$;

$$D\sin\theta_1 = m \quad \textbf{(17)}$$

$$D\sin\theta_1 = \quad \textbf{(18)}$$

$$\boxed{\sin\theta_1 = \frac{}{D}} \quad \textbf{(19)}$$

ile verilir.

Bu ifadeyi, **Eşitlik-(16)**'da yerine yazarsak belirsizlik ilişkisini aşağıda verildiği şekilde buluruz;

$$\Delta p_x \frac{-}{h} = \sin\theta_1 \quad \textbf{(20)}$$

$$\Delta p_x \frac{-}{h} = \frac{}{D} \quad \textbf{(21)}$$

$$\Delta p_x \frac{-}{h} = \frac{}{\Delta x} \quad \textbf{(22)}$$

$$\boxed{(\Delta x)(\Delta p_x) = h} \quad \textbf{(Heisenberg Belirsizlik İlkesi)} \quad (23)$$

Bu bağıntı, bir yarıktan geçirmek koşuluyla, $\lambda$ dalga-boyuna ve $p = h/\lambda$ momentumuna sahip bir dalga (veya parçacık) için $x$-*momentumundaki* belirsizlik ile $x$-*konumundaki* belirsizlik arasındaki ilişkiyi verir. Bir parçacığı temsil eden dalga paketi sonlu bir $\Delta x$ aralığında yayılır. Dolayısıyla, ışığın tek yarıkta kırınımında, yarık filtrelemesinden dolayı konumdaki belirsizliğin $\Delta x =$ olduğu unutulmamalıdır. $\Delta x$' küçük olduğu durumlarda $\Delta p_x$ daha büyük olur. Yani, bir parçacığın momentumundaki belirsizlik düşükse, konumundaki belirsizlik yüksek olmalıdır.

Tek yarıklı bir kırınımda, $x$ koordinatındaki konum ve momentum ölçümlerindeki

belirsizlikler sırasıyla $\Delta x$" ve "$\Delta p_x$ ile gösterilirse, Heisenberg belirsizlik ilkesini Eşitlik (23) ile ifade edebiliriz. Deneyde, kırınım açısı $\theta = \theta_1$ ilk minimum pozisyonundan elde edilir. Yarık ile ekran arasındaki uzaklığı "$L$", ilk karanlık saçak ile merkez aydınlık saçak merkezleri arasındaki mesafeyi "$x_{1min} = x$" olarak ifade edersek (**Şekil-7.1a**);

$$tan\theta_1 = \frac{x}{L} \qquad (24)$$

$$\theta_1 = arctan\left(\frac{x}{L}\right) \qquad (25)$$

Deneysel olarak elde edilen kırınım deseninden, ilk minimum sapma açısı Eşitlik (25)'de verilen bağıntıdan elde edilir. Bu ifade**, Eşitlik (16)**'da yerine yazılırsa,

$$\Delta p_x \frac{}{h} = sin\theta_1 \qquad (26)$$

$$\Delta p_x = \frac{h}{} sin\,[arctan\left(\frac{x}{L}\right)] \qquad (27)$$

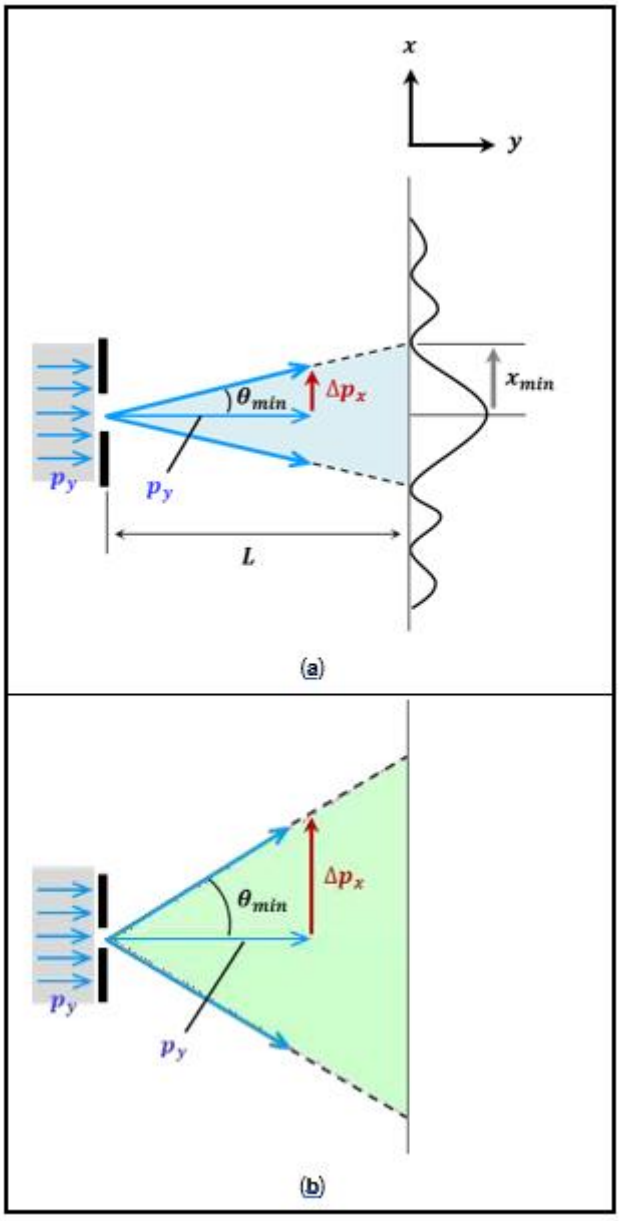
Bu ifadeyi **Eşitlik (23)**'de kullanırsak belirsizlik ilkesini aşağıda verildiği şekilde yeniden yazabiliriz. **($\Delta$x=D);**

$$(\Delta x)(\Delta p_x) = h \qquad (28)$$

$$D \frac{h}{} sin\,[arctan\left(\frac{x}{L}\right)] = h \qquad (29)$$

$$\frac{D}{} sin\,[arctan\left(\frac{x}{L}\right)] = 1 \quad (DENEYSEL) \qquad (30)$$

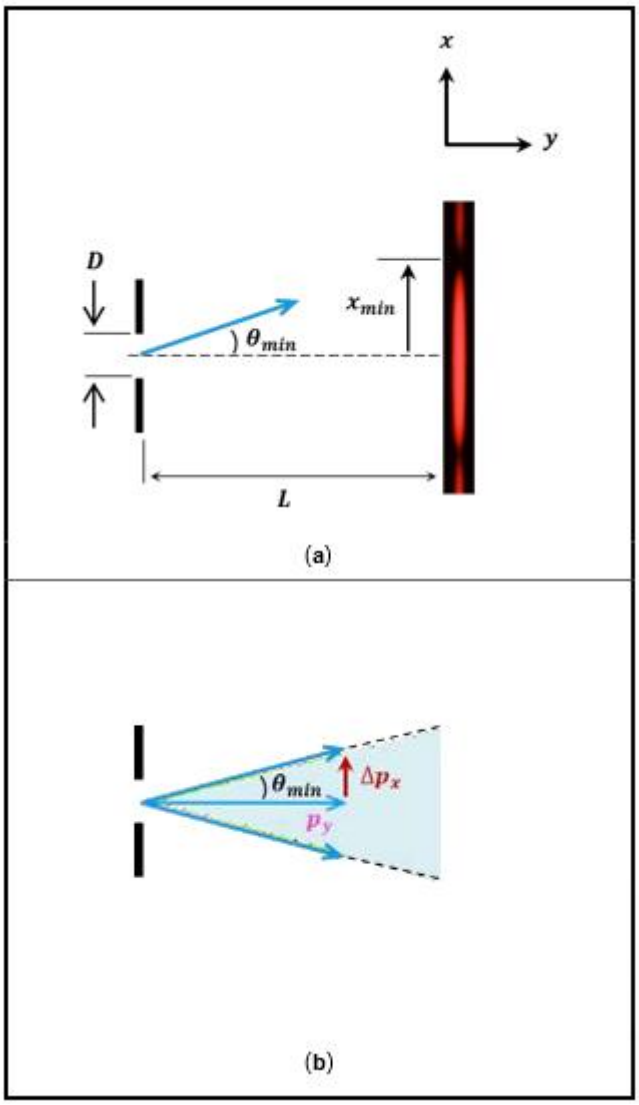
Bu deneyde elde edeceğimiz deneysel verileri, **Eşitlik-(30)**'da türetilen belirsizlik ilkesini (teorik ifadeyi) doğrulamak için kullanacağız. Ölçüm sonuçlarının bu eşitliği sağlaması durumunda, **Heisenberg belirsizlik ilkesi** doğrulanmış olacaktır.




**Şekil-7.3**: Işığın tek yarıkta kırınımı olayında fotonun momentumundaki $\Delta p_x$ belirsizliği (**a**). Yarık genişliğinin daraltılması durumunda momentumdaki belirsizlik $\Delta p_x$ artar (**b**).

Heisenberg belirsizlik ikesi tek yarıkta kırınım deneyine uygulandığında, parçacık olarak ışık fotonlarının ele alınması gerekir (Şekil 7.3a). Yarık genişliği D daraldıkça, fotonların (parçacıkların) geçeceği noktaların konumları daha kesin olarak belirlenir. Bu da parçacığın o andaki momentum belirsizliğini ($\Delta p_x$) arttırır. Momentumundaki belirsizliğin artması ile fotonlar sapmaya başlar ve bunun sonucu olarak gözlem ekranına düşen ışık çok daha geniş olur (Şekil 7.3b)

Kırınım desenlerinden faydalanarak momentumdaki belirsizliği ($\Delta p_x$) hesaplayabilir ve buradan Heisenberg belirsizlik ilkesini doğrulayabiliriz. Burada dikkat edilmesi gerek nokta, yarık genişliği ($D = \Delta x$) ne kadar daraltılırsa, parçacık olarak ele alınan fotonların momentumundaki belirsizlik ($\Delta p_x$) o kadar artar.




**Şekil-4**: Tek yarıkta kırınım deneyinde momentumundaki $\Delta p_x$ belirsizliği (**a**). Yarık

genişliğinin daraltılması durumunda momentumdaki belirsizlik $\Delta p_x$ artar (**b**).

**Şekil-(7. 4a)**'da gösterildiği gibi, genişliği "$D$" olan tek bir yarıktan ışık dalgalarının geçtiğini düşünürsek, kırınım olayı sonucunda yarık düzlemine $L$ uzaklıkta bulunan bir ekranda kırınım deseni oluşacaktır. Kırınım deseni, merkezde parlak bir maksimum olmak üzere, daha düşük şiddetlerde parlak ve karanlık bölgelerden oluşur. Ekran üzerindeki saçakların parlaklığı merkezi aydınlık saçaktan uzaklaştıkça azalır.

Tek yarıklı bir kırınımda, merkezi aydınlık saçağın 1.**karanlık** saçağa (ilk minimuma) uzaklığı ($x_{min}$);

$$x_{min} = L\frac{}{D} \qquad (31)$$

tarafından belirlenir.

Birinci minimum için $\theta_{min}$ açısı aşağıda verildiği şekilde bulunur,

$$tan\theta_{min} = \frac{x_{min}}{L} \qquad (32)$$

$$tan\theta_{min} = \frac{(L\ /D)}{L} \qquad (33)$$

$$tan\theta_{min} = \frac{}{D} \qquad (34)$$

Tek yarıktan geçen fotonlar, $y$ doğrultusundaki $p_y$ momentumuna ek olarak $x$ yönünde de $p_x$ momentum bileşenine sahip olacaktır (**Şekil-4b**). Bu şematik çizimden, $\theta_{min}$ açısal yayılması için aynı zamanda aşağıdaki bağıntıyı yazabiliriz;

$$tan\theta_{min} = \frac{\Delta p_x}{p_y} \qquad (35)$$

**Eşitlik-(43)** ve **Eşitlik-(44)** tarafından;

$$\frac{}{D} = \frac{\Delta p_x}{p_y} \qquad (36)$$

eşitliği elde edilir.

Fotonlar (parçacıklar), **de Broglie** bağıntısı tarafından aşağıda verilen **momentumun** $y$-bileşeni ile ilerler (**Şekil-7. 4b**);

$$p_y = \frac{h}{-} \qquad (37)$$

Parçacığın $y$-yönü momentumunu veren bu ifadeyi, **Eşitlik- (36)**'da yerine yazarsak;

$$- = \frac{\Delta p x}{(h/)} = \frac{\Delta p_x}{h} \qquad (38)$$

$$(D)(\Delta p_x) = h \qquad (39)$$ bağıntısını buluruz

Tek yarıklı bir kırınımda fotonun (parçacığın) $x$-yönündeki konumundaki belirsizlik $\Delta x = D$ olacaktır. Böylece, $\lambda$ dalgaboyuna sahip bir parçacık (veya dalga) için x-yönündeki belirsizliği,

$$\boxed{(\Delta x)(\Delta p_x) = h} \qquad (DENEYSEL) \qquad (40)$$

bulunur.

$\Delta x$: $x$-yönündeki parçacığın konumundaki belirsizlik,

$\Delta p_x$: $x$-momentumundaki belirsizlik.

olarak tanımlıdır.

Bulunan bu ifade Eşitlik (28) tarafından verilen bağıntı ile aynıdır.

## DENEY8: HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİNİN DOĞRULANMASI

**Amaç:** Bu çalışmada, ışığın tek yarıkta kırınıma uğrayarak gözlem ekranında yapmış olduğu kırınım deseninden, fotonun "$x$" konumundaki ve "$p_x$" momentumundaki belirsizlikleri, **Heisenberg** belirsizlik ilkesine göre incelenecektir.

1. Tek yarıkta kırınım olayında kullanılan deney düzeneği hazırlanır.
   1.1. Deneyde kullanılan ışık sensörü, konum sensörü üzerine yatay doğrultuda, ölçekli raya dik olarak hareket edecek şekilde tutturulmuştur.
   1.2. Ayarlanabilir yarık sistemi (yarık düzlemi) ile ışık sensörü ön ekranı (giriş diski) arası mesafe $1m$ (= $100cm$) olacak şekilde ayarlanır.

- L = 1m

   1.3. **Işık sensörü** kablosunu $LabQuest$-2 veri toplama cihazının "CH1" girişine, konum sensörü kablosu ise "DIG1" girişine takılır.
   1.4. $LabQuest$-2 çalıştırılır. Ekranda CH1: Yoğunluk ve DIG1: Konum bölümleri görüntülenecektir.

2. Işık sensörü üzerindeki üç kademeli anahtar, $10\boldsymbol{\mu W}$ konumuna getirilir.

- 10µW
-

3. Lazer ışığının hizalamasını yapmak için yarık tutucusu, ölçekli ray üzerinden çıkarılır.

   3.1. Işık sensörü önündeki ışık giriş diski, 0.3 giriş aralığına getirilir.

- 0.3 (Işık Giriş Diski)




**Şekil-1**: Lazer ışığının hizalama ve konum sıfırlaması sonrası $LabQuest$-2 ekran görüntüsü.

**3.2.** . Işık sensörü (dolayısıyla, ışık giriş diski), lazer ışık kaynağının tam karşısına dik gelecek şekilde ölçekli ray üzerinde hizalanır.

**3.3.** Lazer ışık kaynağı açılır. Bu deneyde, monokromatik ışık kaynağı olarak kırmızı ($\lambda = 635nm$) Lazer diyot kullanılmaktadır; ($\lambda = 635nm$)

**3.4.** Lazer kaynağı arkasında bulunan yatay ve düşey hizalama düğmeleri yardımıyla, lazer ışığının 0.3giriş aralığına düşmesi sağlanır. Bu hizalama işlemi tamamladığında, LabQuest-2 ekranında CH1:Yoğunluk bölümü 100% olarak görüntülenecektir. (CH1:Yoğunluk 100%)

**3.5.** Yoğunluk 100% durumunda, konum sensörü **sıfırlanır**. Bu işlem için LabQuest-2 ekranında DIG1:Konum bölümü tıklanarak açılan pencereden "SIFIRLA" komutu verilir. (DIG1:Konum 0,00mm)

**3.6.** Hizalama ve konum sıfırlama işlemleri sonrası LabQuest-2 ekran görüntüsü **Şekil-(1)**'de verilmiştir.

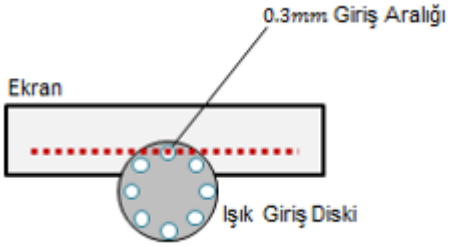



**Şekil-2**: Işık sensörü önündeki "0.3" giriş aralıklı diske düşen ışığın yoğunluğu.

4. Yarık tutucusu, lazer kaynağı önünde olacak şekilde ray üzerine tekrar takılır. Sonrasında, ayarlanabilir yarık sisteminde 3. sırada bulunan $0.08mm$ aralıklı tekli yarık seçilir ve yarık tutucusuna lazer ışığına DİK olacak şekilde yerleştirilir;

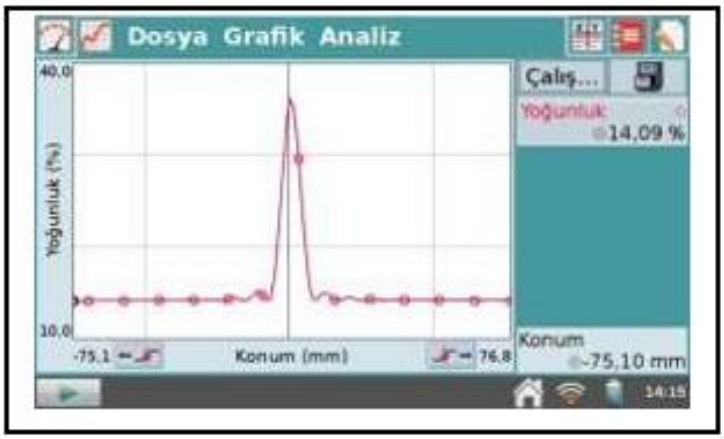
- $D = 0.08 \quad (= 8 \times 10^{-5})$

4.1. Tekli yarıktan geçen lazer ışığının, ışık sensörü önündeki $0.3mm$ giriş aralıklı ışık giriş diskine düşmesi sağlanır;




4.2. Şimdi, ışık sensörü önündeki ekranda MERKEZİ aydınlık saçağa ait ($Konum = 0$) yoğunluk değeri LabQuest-2 ekranında "35%" civarında görüntülenecektir. Bu, tekli yarıktan geçen ve $Konum = 0$ için $0.3mm$ aralıklı ışık giriş diskine düşen ışığın yoğunluğudur (**Şekil-2**).

5. Işık sensörü, yatay doğrultuda hareket ettirilerek herhangi bir uca getirilir.




**Şekil-3**: Işık yoğunluğunun konuma göre değişimi.

6. LabQuest-2 grafik ekranı açılır ve Başlat [▶] tuşuna basılarak veri toplam işlemi başlatılır.

6.1. Veri toplam işleminin başlatılmasıyla beraber, ışık sensörü yavaş bir şekilde kırınım desenin bir ucundan diğer ucuna doğru sabit hızla hareket ettirilerek **ışık şiddeti** ölçülür.

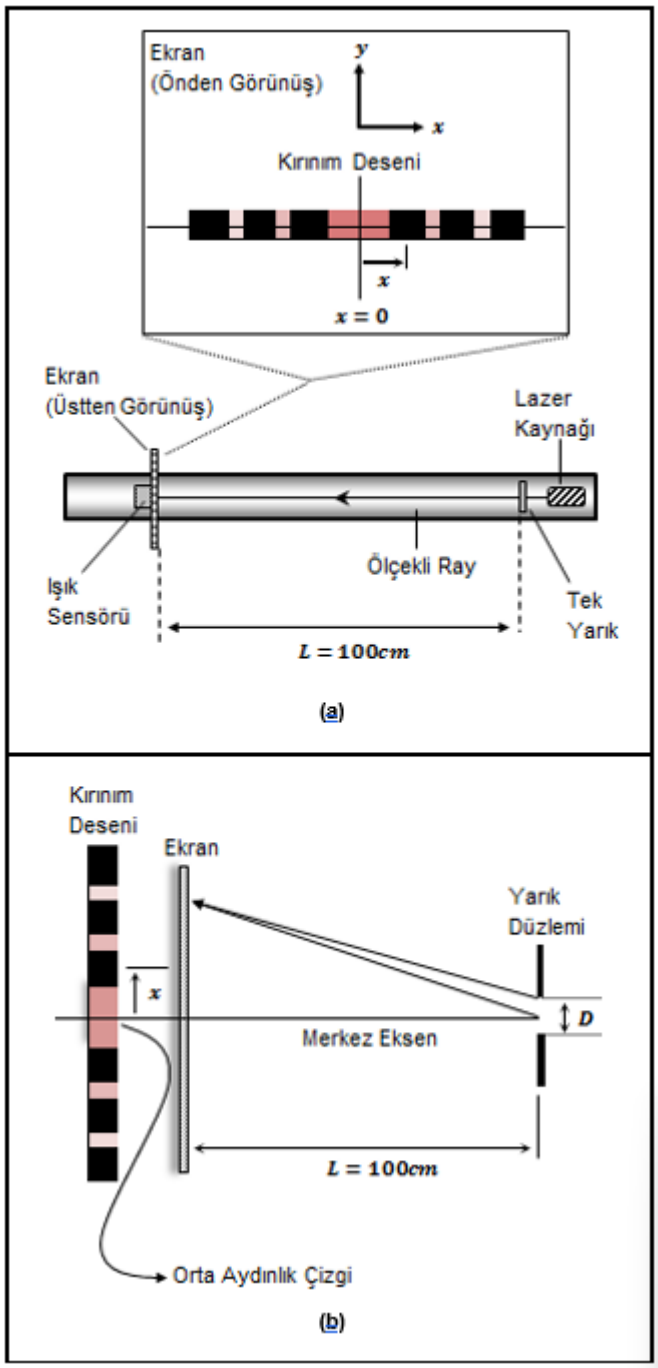
**Deney Notu:**

Dalga boyu "$\lambda$" olan tek renkli bir ışık ışını, "$D$" genişliğindeki tek bir yarıktan geçtiğinde bir ORTA aydınlık çizgi (MERKEZİ aydınlık saçak) ekranda belirir. Ekrandaki aydınlık saçakların ışık şiddetleri ekran kenarlarına doğru zayıflar. Bu nedenle, ışık şiddetinin merkezi aydınlık çizgide maksimum olduğu, kenarlara doğru ise şiddetin zayıfladığı görülecektir.

**6.2.** Işık sensörünün hareketi tamamlandığında, DURDUR [ ] tuşu ile veri toplama işlemine son verilir.

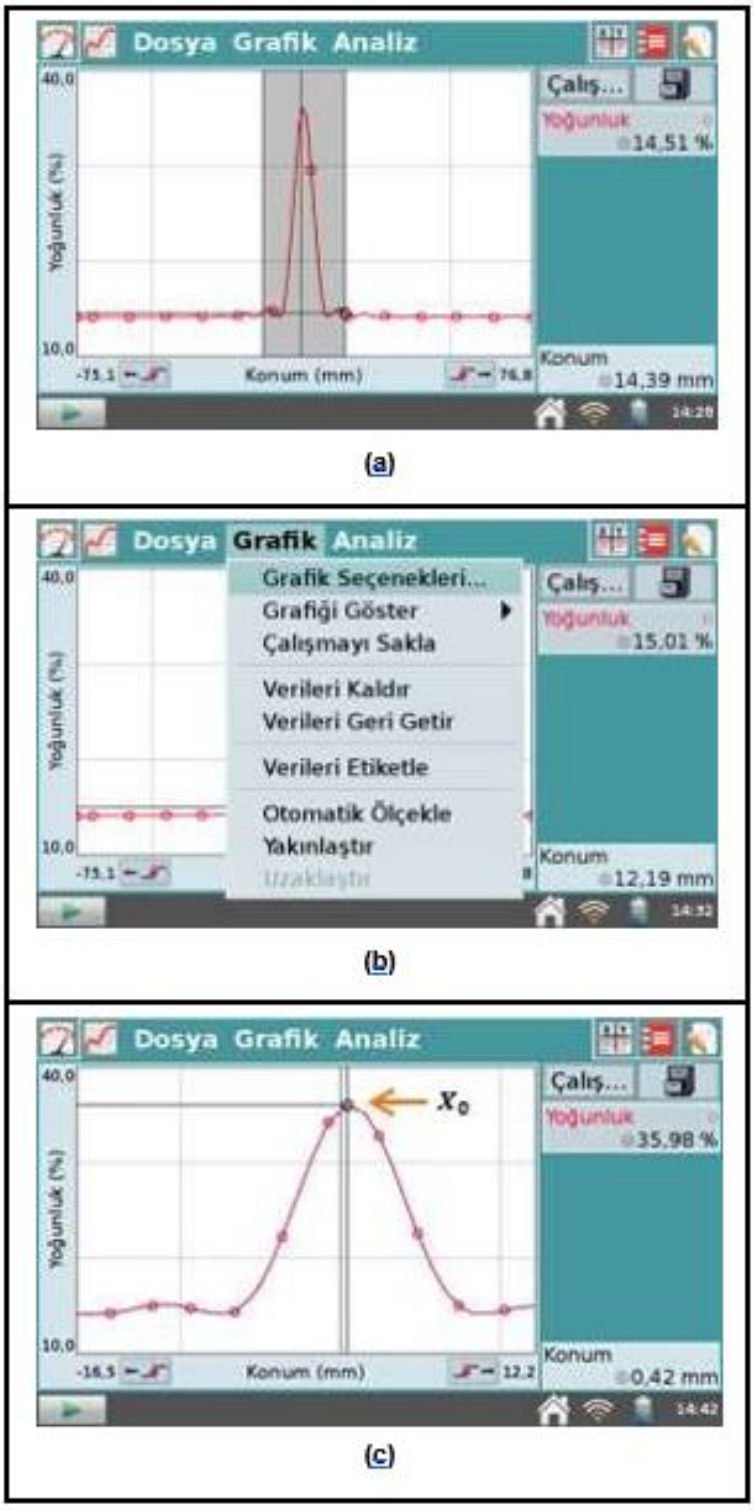
**6.2.1.** Veri toplama sonrasında, KONUMA ($mm$) karşılık ışık şiddeti (YOĞUNLUK) değişimi LabQuest-2 grafik ekranında görüntülenecektir.

**6.2.2.** **Şekil-(3)**'de görüldüğü gibi, aydınlık saçakların şiddeti (parlaklık şiddeti) merkezi aydınlık ($Konum$ = 0) saçaktan itibaren (yani kırınım deseninin merkezinden uzaklaştıkça) azalır.




**Şekil-4**: Tek yarıkta kırınım deseninde 1.KARANLIK çizginin (saçağın) ORTA aydınlık çizgiye (merkezi aydınlık saçağa) olan
$x$ uzaklığı (**a**), kırınım deseninde orta (merkezi) AYDINLIK çizginin konumu (**b**). Burada, $L$ tekli yarıktan ekrana (ışık giriş diskine) uzaklığıdır.

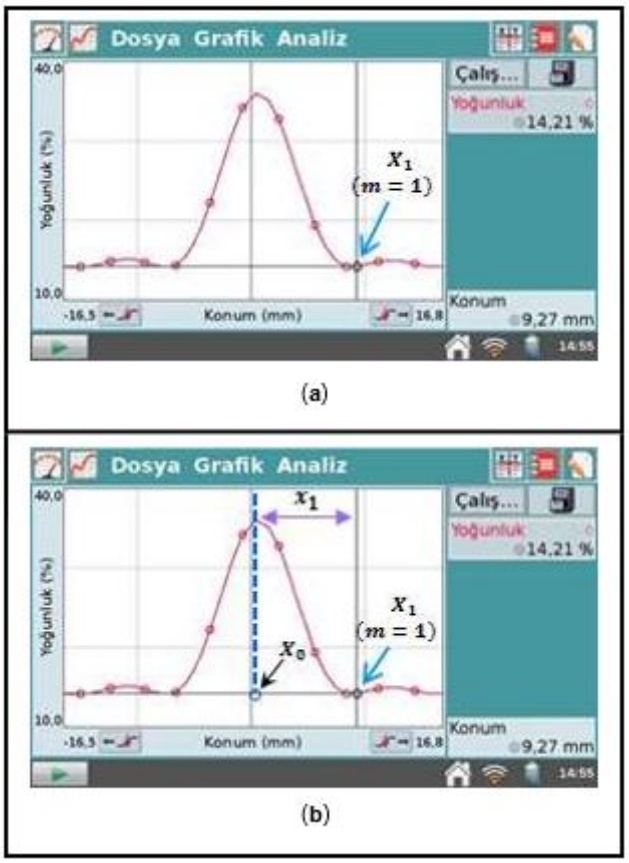
7. Şimdi, merkezi AYDINLIK saçağın ortasından, 1. KARANLIK saçağın ($m$ = 1) ortasına olan uzaklık ($x$) değeri, LabQuest-2 grafik ekranı kullanılarak ölçülecektir (**Şekil-4**).




**Şekil-5**: Konuma karşılık ışık şiddetindeki değişim grafiğinde merkezi aydınlık (maksimum) ve karanlık (minimum) noktaları içeren belirli bir bölgenin seçilmesi (**a**), bu seçeli bölgenin büyütülmesi (**b**) ve merkezi aydınlık çizginin $X_0$ konum bilgisi (**c**).

**7.1.** LabQuest-2 grafik ekranında MAKSİMUM (kırınım deseninde merkezi AYDINLIK saçağa karşılık gelen) nokta ve çevresi seçilir (**Şekil-5a**).

**7.2.** Grafik menüsünden "Yakınlaştır" komutu ile bu seçili bölge büyütülür (**Şekil-5b**).




**Şekil-6**: LabQuest-2 grafik ekranında 1.karanlık saçağın $(m = 1)$ konumu (**a**) ve bu 1.karanlık saçağın MERKEZİ aydınlık çizgiye olan $x_1$ uzaklığı (**b**).

**7.3.** Grafikte, merkezi AYDINLIK çizgiye karşılık gelen nokta tıklanır ve konumu, LabQuest-2 sağ alt köşedeki Konum bölümünden okunarak $X_0$ olarak not edilir (**Şekil-5c**).

- $X_0(m)$: ____ .

**Merkezi AYDINLIK Saçağın Konumu**

**7.4.** Benzer şekilde, grafiğin ilk minimum noktası tıklanır ve okunan değer $X_1$ olarak **Tablo-1**'denot edilir. Bu nokta, 1. Karanlık saçağın ($m=1$) konumunu verecektir (Şekil 6a);

- $x_1(m)$: ..... . **1. KARANLIK Saçağın Konumu**

**Deney Notu:** Genişliği $D$ olan tek bir yarık tarafından ekranda oluşturulan **kırınım deseni**, merkezde parlak bir maksimum (merkezi aydınlık saçak) ve bu merkezi aydınlık saçağın her iki kenarında çok daha düşük şiddetlerde parlak (**maksimum**) ve karanlık (**minimum**) bölgelerden oluşur.

**7.5.** Şimdi, girişim deseninde **1. KARANLIK** saçağın (*ilk minimumun*) MERKEZİ aydınlık saçağa olan tam uzaklığı hesaplanır (**Şekil-6b**);

$$x_1(m) = X_1 - X_0$$

**1. KARANLIK Saçağın ($m = 1$) MERKEZİ Aydınlık Saçağa Uzaklığı**

Bulunan değer **Tablo-(2)**'ye not edilir.

**8.** Yarık ile ekran arası mesafe ($L$) ve **1.karanlık** saçağın merkezi aydınlık saçağa olan uzaklığı ($x_1$) kullanılarak **birinci minimumun açısı** (kırınım açısı), $\theta_1$ hesaplanır;

$$\theta_1 = arctan\left(\frac{x_1}{L}\right)$$

**8.1.** Bulunan birinci minimumun açısı yardımıyla **momentumundaki belirsizlik** $\Delta p_x$ aşağıdaki bağıntı kullanılarak hesaplanır ve **Tablo-(2)**'de yerine yazılır.

$$\Delta p_x = \frac{h}{-} sin\left[arctan\left(\frac{x_1}{L}\right)\right]$$

**8.2.** **Heisenberg belirsizlik ilkesi** aşağıda verilen bağıntı kullanılarak doğrulanır;

$$-\ sin\left[arctan\left(\frac{x_1}{L}\right)\right] = 1$$

**9.** Aynı deney, farklı yarık genişliğine sahip ($D$-) tekli yarık (slit) ve farklı ekran mesafeleri (L) için tekrar edilir.

**9.1.** Ekrana farklı $L$ uzaklıkları için ($D$-sabit) bulunan kırınım deseninde karanlık saçak aralıkları nasıl değişir?

**9.2.** Farklı genişlikteki yarıklardan dolayı oluşan (L-sabit) kırınım deseninin şiddeti (yoğunluk dağılımı) nasıl değişir?