

YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

Fen Edebiyat Fakültesi

Fizik Bölümü



2021-2022 BAHAR YARIYILI

ATOM VE MOLEKÜL FİZİĞİ
LABORATUVAR FÖYÜ

2022

Y.T.Ü.

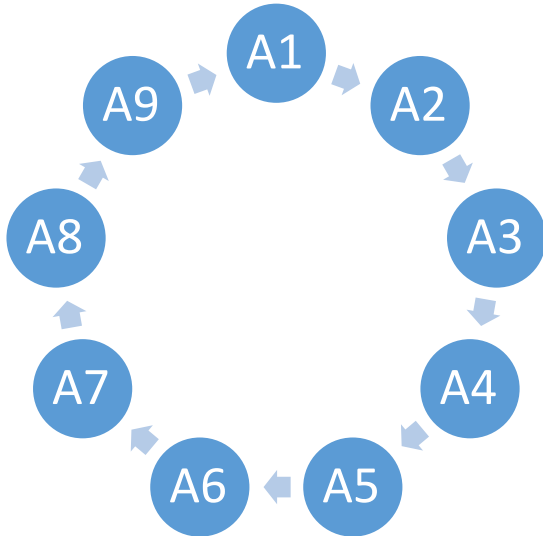
Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü

2021-2022 Bahar Yarıyılı Atom ve Molekül Fiziği Laboratuvarı

Ad-Soyad :

Öğrenci No :

DENEY	TARİH	İMZA	NOT
A1- Elektron Kırınımı			
A2- Elektronun e/m Özgül Yükünün Belirlenmesi			
A3- Heisenberg Belirsizlik İlkesi			
A4- Hall Olayı			
A5- Fotoelektrik Olay			
A6- Franck-Hertz			
A7- Hidrojen Spektrumunun İncelenmesi Ve Sodyumun İnce Yapısı			
A8- Seebeck Etkisi			
A9- Farklı Malzemelerin Dielektrik Sabiti			
ORTALAMA			



Dr. Ünsal AKDERE	A2- A8- A9
Ayşe Nur ŞAHİN	A4-A5
Vildan YILMAZ	A1-A3
Emre BEYAZAY	A6-A7

Y.T.Ü.
Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
2021-2022 Bahar Yarıyılı Atom ve Molekül Fiziği Laboratuvarı

KURALLAR

1. Her öğrenci toplam 9 deney yapacak, bütün deneylerin imzası alınmış olarak finalde deney çevrimini teslim edecektir.
2. Her öğrenci laboratuvara gelirken yanında, kendisine ait **deney defteri (A4-kareli)**, **bilimsel hesap makinesi**, **cetvel** ve **milimetrik grafik kâğıdı** bulunduracaktır. Deney imza çevrimi laboratuvar defterinin ilk sayfasına yapıştırılacaktır.
3. **Laboratuvara 10 dakikadan fazla geç kalan öğrenci deneye alınmayacaktır.**
4. Her öğrenci yapacağı deneye gelmeden önce **deneyin teorik bilgisini** öğrenerek (föy dışında farklı kaynakları da kullanarak) ve **deneyin yapılışını** çalışarak deneye gelecektir. Öğrencinin deney defterine yapacağı deneye ait özet yazması gerekmektedir. Ayrıca konu sonundaki sorular yanıtlanarak gelinecektir.
5. **Öğrencinin yapacağı deneyde, deneyin sorumlu öğretim elemanı tarafından sözlü yapılacaktır. Yetersiz bulunan öğrenci telafiye bırakılacaktır.**
6. Her öğrenci her deney sonrasında; deney yapılışını, deneyde belirlediği sonuçlarını, yapılan deneye göre **deney yorumunu** da içeren raporunu deney defterine yazacak ve **bir sonraki deneye geldiğinde deneyin sorumlu öğretim elemanına imzalatacaktır.**
7. **Deney yapmaya gelen öğrenci, 6. maddede açıklandığı gibi bir hafta önce yaptığı deneyin raporunu hazırlamamışsa o deneyin raporu 0 (sıfır) olarak değerlendirilecektir.**
8. Deney defterinde grafik çizimleri dışındaki tüm bilgiler **tükenmez kalem** ile hazırlanacak, grafikler ise **kurşun kalem** ile çizilecektir.
9. Deney bitiminde; deney setleri başlangıç durumunda ve masalar **temiz** şekilde bırakılacaktır.
10. Her deney için not ağırlığı aynıdır. Her bir deneyin deney raporu **öğretim elemanı tarafından imzalandıktan sonra, o deney 100 üzerinden değerlendirilerek not verilecektir.**
11. Her öğrencinin, bu ders için toplam 2 telafi hakkı vardır. **2'den fazla telafisi olan öğrenci devamsızlık nedeniyle kalır ve dönem sonu notu (F0) olarak işlenir.**
12. Her bir deney, sözlü puanı (30p), deney performansı puanı (30p), ve deney raporu (40p) puanlarının toplamı üzerinden değerlendirilecektir.
13. Yapılan bütün deneylerden alınan puanların ortalaması alınacak ve 1. Ara sınav notu olarak değerlendirilecektir.
- 14.2. Ara sınav, deney takviminde ilan edilen tarihte yazılı sınav olarak yapılacaktır.
15. Final, yazılı ve laboratuvar uygulaması olarak yapılacaktır. Deney imzası eksik olanlar final sınavına alınmayacaktır.

İÇİNDEKİLER

A1. Elektron Kırınımı

A2. Elektronun e/m Özgöl Yükünün Belirlenmesi

A3. Heisenberg Belirsizlik İlkesi

A4. Hall Olayı

A5. Fotoelektrik Olay

A6. Franck-Hertz

A7. Hidrojen Spektrumunun İncelenmesi ve Sodyumun İnce Yapısı

A8. Seebeck Etkisi

A9. Farklı Malzemelerin Dielektrik Sabiti

A1: ELEKTRON KIRINIMI

Deneyin Amacı:

1. Maddesel parçacık olan elektronların dalga özelliğinin gözlemlenmesi.
2. Kırınım deseninden faydalanarak grafitin (karbon kristalinin) düzlemleri arasındaki mesafesinin hesaplanması.

Çalışma Konuları: Bragg yansıması, Debye-Scherrer metodu, Davidson-Germer deneyi, de-Broglie eşitliği, madde dalgası, grafitin kristal yapısı.

TEORİK BİLGİ:

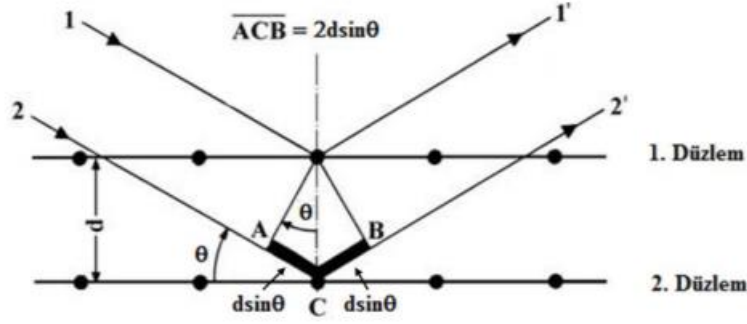
BRAGG YASASI

Bir şeyin dalga olduğunu göstermek ve dalgaboyunu ölçmek için en kestirme yol, onu bir kırınım ağından geçirip oluşan saçakları gözlemektir. İyi bir kırınım ağında çizgiler arası uzaklık dalgaboyuyla aynı mertebede olmalıdır. Örneğin, görünür ışık için çizgiler arası uzaklık yaklaşık 1000 nm civarında olmalı iken X-ışınları için kullanılacak olan kırınım ağında bu uzaklık 0,1 nm civarında olmalıdır. 1912 yılında von-Laue, bir kristalde atomların düzenli konumlarda sıralanarak bu düzlemler arası uzaklığın 0,1 nm civarı olduğunu dolayısı ile böyle bir kristalin, X-ışınları için üç boyutlu bir kırınım ağı olarak kullanılabileceğini keşfetmiştir.

Bir kristal, her biri elektromanyetik dalgaları saçabilen, düzenli atom dizilimlerinden oluşmaktadır. Saçılma süreci, atomların gelen düzlem dalgaları soğurup, aynı frekansta küresel dalgalar halinde tekrar salmasını içermektedir. Kristalin üzerine düşen, tek dalgaboylu bir X-ışını demeti, kristal içinde her yönde saçılacaktır. Atomların kristal içinde düzenli bir dizilime sahip olmalarından dolayı, saçılan dalgalar bazı yönlerde yapıcı, bazı yönlerde ise yıkıcı girişime uğrayacaklardır.

Kristal atomları tarafından saçılmaya uğratılan ışınının, yapıcı girişime uğraması için sağlaması gereken şartlar Şekil 1'den anlaşılabilir. λ dalgaboylu X-ışınlarını içeren bir huzme bir kristalin üstüne, düzlemler arası uzaklığı d olan bir Bragg düzlemler ailesi ile θ açısı yapacak şekilde düşmektedir. İlk düzlemde bir atomdan ikinci düzlemde bir başka atomdan dalgalar saçılmaya uğrayacaktır. Saçılmaya uğrayan bu iki ışın arasındaki yol farkı " $2d\sin\theta$ ", X-ışınının dalgaboyunun tam katlarına eşit olursa yapıcı girişim olacaktır. Bu eşitlik Bragg yasası olarak adlandırılmaktadır;

$$2d \sin\theta = n\lambda, \quad n = 1,2,3, \dots \quad (1)$$



Şekil 1. X-ışınının kristal atomlarından saçılması

Bu teknik X-ışınlarının tanımlanmasında önemli olduğu kadar, günümüzde de kristal yapıların incelenmesinde önemli bir yer tutmaktadır. Bragg yasası, bazı basit kristal yapılarının incelenmesi, kristal yoğunluğu ve atom ağırlığı ile d düzlem aralıklarının hesaplanması gibi birçok amaç için kullanılmaktadır. Düzlem aralığı bilinen bir kristal üzerine monokromatik (tek dalga boyu) X-ışınları gönderildiğinde, kırınım saçakları incelenerek λ (dalga boyu) tayin edilebilmektedir.

MADDE DALGASI

1913 yılında Bohr atom modeli geliştirilerek, sonraki 10 yıl içinde bu modelin Hidrojen atomunu açıklamadaki başarısının nedenini anlamak ve çok elektronlu atomlara genellemek için çalışmalar yapılmış, fakat bir sonuç elde edilememiştir. 1923 yılında de Broglie, Bohr modeline yeni bir bakış açısı ileri sürerek modern kuantum mekaniğinin kurulmasında önemli bir adım atmıştır.

de Broglie ışığın, hem dalga hem de madde özelliği göstereceğini, doğanın simetrik olacağını ümit ederek, maddenin de bu ikili karakteri göstermesi gerektiğini ileri sürmüştür. Henüz maddenin dalga özelliğinin gözlenmemiş olduğu dönemde, de Broglie bu varsayımıyla Bohr yörüngelerinin hidrojen atomu içinde kararlı dalgalar olarak açıklanabileceğini ifade etmiştir. Bir süre daha yapısı anlaşılamayan bu dalgalara madde dalgaları adı verilmiştir.

Fotonların hem dalga hem de parçacık özelliği gösterdiği günümüzde bilinmektedir. Bu iki özellik;

$$E = h\nu \quad \text{ve} \quad \lambda = \frac{h}{p} \quad (2)$$

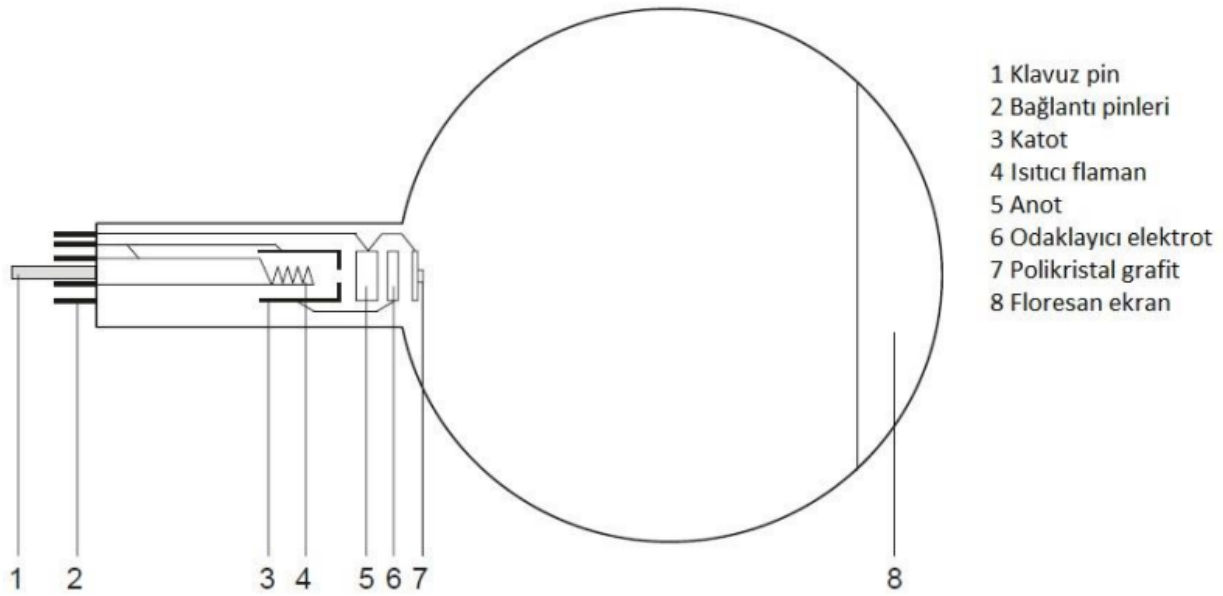
denklemleriyle ifade edilmektedir. de Broglie, elektron gibi maddesel parçacıkların da bu madde-dalga ikili özelliğini gösterebileceğini öne sürmüştür. Bu madde dalgalarının nasıl bir şey olduğunu bilmemekle beraber bunların da ışık dalgaları gibi (2) bağıntılarına uyması gerektiğini öne sürmüştür. Bu nedenle madde dalgalarına uygulandığı şekliyle (2) denklemlerine de-Broglie bağıntıları adı verilmiştir. de Broglie'nin önerdiği gibi, elektron ve diğer parçacıklar da dalga özelliği gösteriyorlarsa, neden bu özelliğin o zamana kadar gözlenmediği sorusu akla gelebilmektedir. Bunun nedeni madde dalgalarının çok küçük dalga boyuna sahip olmasıdır. Gözlenebilecek bir

girişim deneyinde yarıklar arası uzaklık dalgaboyuyla aynı mertebede olmalıdır. de Broglie, kristal yapıyı incelemekte kullanılan X-ışınları yerine elektron demetleriyle deney yapılırsa dalga kırınımının gözlenebileceğini ileri sürmüştür. Ancak, kinetik enerjisi birkaç yüz eV olan bir elektron demeti için, elektron tüpünde çok iyi bir hava boşluğu (vakum) olması gerekmektedir. Yeterli hava boşluğu oluşmadığında, elektronlar, tüpteki gaz molekülleri ile çarpışarak saçılmaktadır. 1927 yılında Amerikalı fizikçiler Davisson ve Germer elektron dalgaları kırınımının deneysel kanıtını yayımlanmıştır. Davisson ve Germer nikel kristali üzerine 54 eV enerjili elektron demeti göndererek, saçılan elektronların açısal dağılımını incelediklerinde, dalgaboyu $\lambda = h/p$ bağıntısıyla verilen bir dalganın kırınımıyla uyumlu maksimum ve minimumlar gözlemlemiştir. Aynı yıl G. P. Thomson ince metal yapraklardan geçen elektronların kırınım gösterdiğini gözlemlemiştir. Bu deneyler, elektron dalgalarının varlığını ve de Broglie bağıntısının doğruluğunu ispatlamıştır. Birkaç yıl içinde diğer parçacıkların (hidrojen atomu, helyum atomu ve nötronlar) kırınımı da gözlenmiştir. Böylece de Broglie bağıntısının diğer parçacıklara da uygun olduğu kanıtlanmıştır. Bugün tüm parçacıkların de Broglie bağıntılarıyla belirlenen dalgaboyu ve frekansta dalga özelliklerine sahip oldukları kabul edilmektedir. Elektronların kısa dalgaboyuna sahip olması elektron mikroskobunun var oluşuna neden olmuştur. Görünür ışık kullanan ve cam merceklerle odaklanan mikroskoplar $10^{-6}m'$ den daha küçük cisimleri ayırt edememektedir. Elektronların dalga boyları görünür ışığa kıyasla binlerce kez daha küçük olduğundan elektron mikroskobunda $10^{-10}m'$ den daha küçük cisimler gözlenebilmektedir.

100 eV kadar enerjili elektronların dalgaboyu, aynı enerjiye sahip X-ışınlarından daha küçük olduğundan, katı yüzeylerin incelenmesinde kullanılmaktadır. Enerjileri birkaç yüz eV olan nötronlarla da çalışılabileceği anlaşılmıştır. Elektronlara göre çok daha ağır olan nötronların bu düşük enerjilerdeki dalgaboyu X-ışınlarının dalgaboyu mertebesinde dir. Nötron kırınımının da katı yapıların incelenmesinde kullanılmasının avantajı: protonun çekirdek kuvveti ile doğrudan etkileşmesinden dolayı, nötronların hidrojen den kuvvetli saçılmalarıdır. X-ışınları ve elektronlar, sadece elektrik yüküyle etkileştiklerinden, yükü az olan (bir elektron ve bir proton) hidrojen den zayıf olarak saçılmaktadır. Bu nedenle, nötron saçılımı hidrojen atomu içeren kristal yapıların incelenmesinde en etkin yol olmaktadır.

ELEKTRON KIRINIM TÜPÜ

Yüzeyinin bir bölümü floresan ekran ile kaplanmış ve havası boşaltılmış bir cam tüp içinde elektronları yayınlayan bir tabancadan ve elektronları hızlandırmak için kullanılan elektrotlardan oluşan sisteme elektron kırımım tüpü denilmektedir. Şekil 2’de deney setimizde bulunan elektron kırımım tüpünün şeması verilmiştir. Elektron tabancasının önünde, nikel tabaka üzerine buharlaştırma yolu ile oluşturulan ince bir karbon tabakası bulunmaktadır. Bu karbon hedef üzerine gelen elektronlar, karbon atomları arasındaki $d_1 = 0,123 \text{ nm}$ ve $d_2 = 0,213 \text{ nm}$ mesafelerinden dolayı iki kırınım çemberi oluşturmaktadır.



Şekil 2. Deney düzeneğindeki elektron kırımım tüpü şeması

Isıtılmış flamandan yayınlanan elektronların U potansiyel farkı altında hızlandırıldıklarında kazanacakları kinetik enerji ve momentumları;

$$E_K = \frac{1}{2}m_e v^2 = eU \quad (3)$$

$$p = m_e v \quad (4)$$

$$\frac{p^2}{2} = \frac{1}{2}m_e^2 v^2 = m_e eU \quad (5)$$

$$\frac{p^2}{2m_e} = eU \quad (6)$$

$$p = \sqrt{2m_e eU} \quad (7)$$

(3) ve (7) denklemleri ile ifade edilmektedir. Bu momentuma sahip elektronların de Broglie

dalgaboyu $\lambda = h/p$ denkleminde

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}} \quad (8)$$

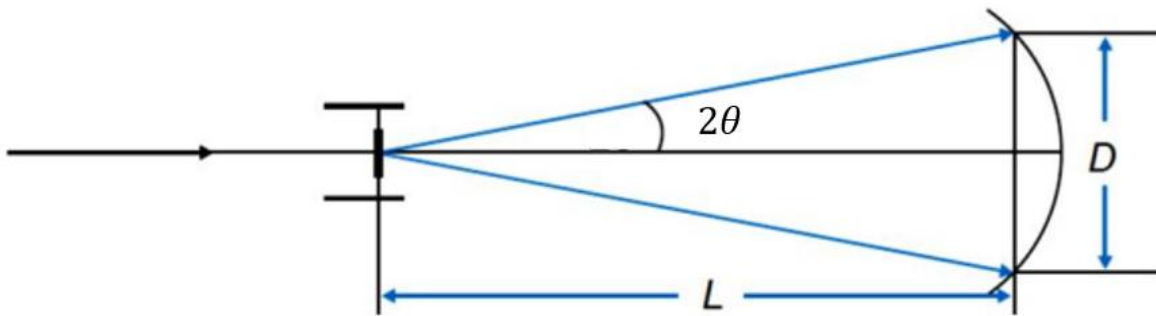
olarak bulunur.

U potansiyel farkı altında hızlandırılmış elektronların Şekil 1'deki gibi düzlemleri arasında d mesafesi olan bir kristalde kırınım uğradığı düşünülürse, kristalden L kadar uzaklıkta bir ekranda kırınım desenleri oluşacaktır. Fakat hızlandırma geriliminin küçük değerleri için ekranda bir kırınım deseni gözlenememektedir. Floresan ekranda sadece noktasal bir iz oluşmaktadır. Hızlandırma gerilimi arttırıldığında yani elektronun dalgaboyu, kristalin örgü düzlemleri arasındaki mesafe ile kıyaslanabilecek bir değere ulaştığında kırınım gözlenmeye başlamaktadır. Hızlandırma gerilimi daha da artırıldığında (elektronun dalgaboyu daha da küçüldüğünde) ekranda oluşan kırınım deseni iyice belirginleşmektedir (Şekil 3).



Şekil 3. Elektron kırınım deseni

Kristal üzerine gelen elektron dalgaları, elektronların geliş doğrultusu ile 2θ kadar bir açı yapacak şekilde saçılmaktadır. Sistem, elektron demetinin geliş doğrultusuna göre simetrik olacağından, her bir kristal düzleminde kırınım uğrayan elektronların yapıcı girişimleri koniksel bir kabuk oluşturacaktır. Şekil 4'te L ekran mesafesini (13 cm) ve D ise kırınım deseninin çapını ifade etmektedir.



Şekil 4. Debye-Scherrer kırınımının şematik gösterimi

Bu durumda;

$$\tan(2\theta) = \frac{D/2}{L} = \frac{D}{2L} \quad (9)$$

ifadesi yazılabilmektedir. Küçük açı yaklaşımı kullanılarak (9) eşitliğinden;

$$\tan(2\theta) \approx \sin(2\theta) \approx 2\theta = \frac{D}{2L} \quad (10)$$

$$\theta = \frac{D}{4L} \quad (11)$$

bulunur. Kırınımın maksimum derecesi olarak $n = 1$ dikkate alındığında, de Broglie dalgaboyu;

$$2d \sin\theta = n\lambda \quad (12)$$

$$2d \left(\frac{D}{4L} \right) = \lambda \quad (13)$$

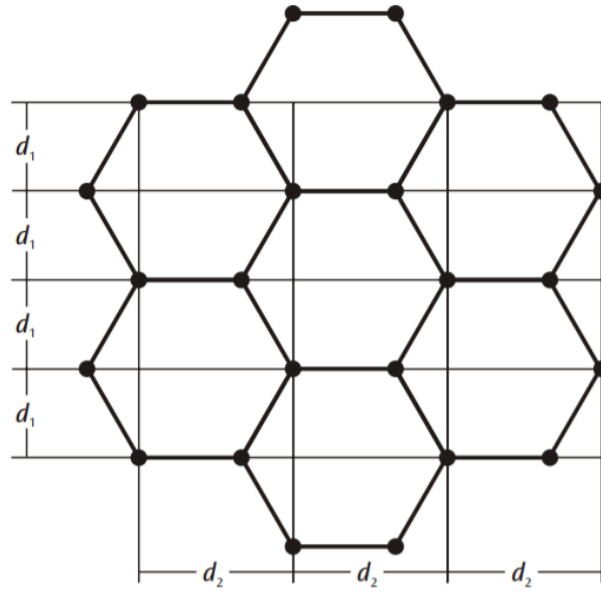
$$\lambda = d \frac{D}{2L} \quad (14)$$

olarak elde edilir. (8) ve (14) denklemleri kullanılarak kırınım deseni çapı ile hızlandırma gerilimi arasındaki bağlantının

$$D = \frac{2Lh}{d\sqrt{2m_e eU}} \quad (15)$$

denklemleri ile ifade edilebileceği sonucuna ulaşılır.

Deney sistemimizde kullanılacak olan karbon kristali grafitir. Grafitte karbon atomları, yassı levhalar oluşturacak biçimde, iki boyutlu düzlemde birbirlerine bağlanmıştır. Yani Şekil 5'te de görüldüğü gibi grafit, düzgün altıgenlerin her bir köşesine bir karbon atomunun yerleşmesiyle oluşmuş bir polikristaldir. Şekil 5'teki d_1 ve d_2 düzlemleri arasındaki mesafeler sırasıyla, $d_1 = 0,123 \text{ nm}$ ve $d_2 = 0,213 \text{ nm}$ 'dir.



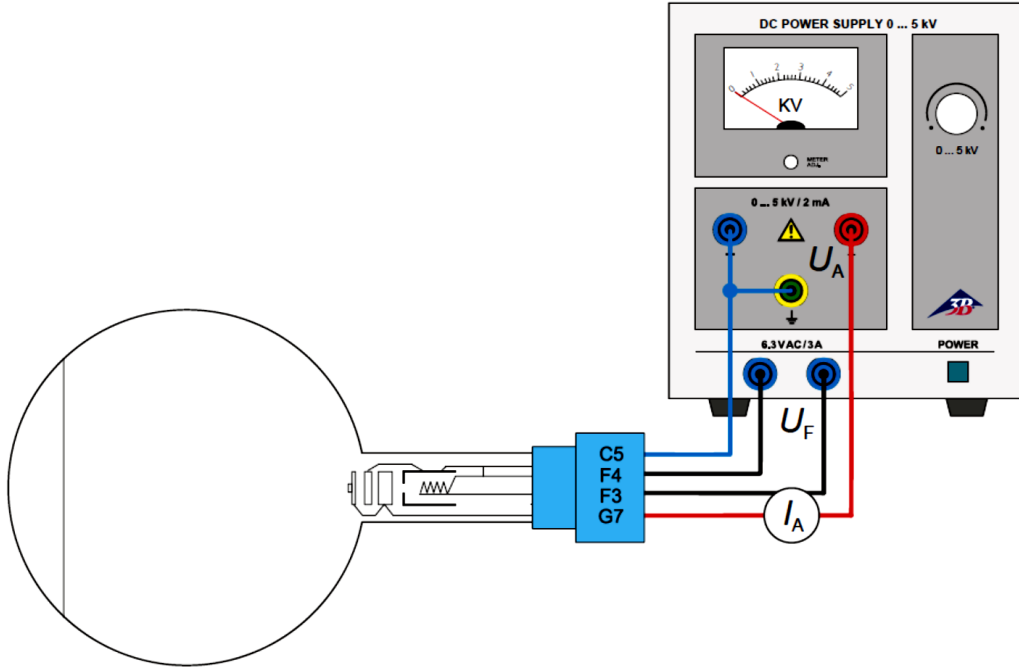
Şekil 5. Grafit kristali

Grafit kristalinin iki farklı kristal düzlem mesafesine sahip olması nedeniyle, gelen demetindeki elektronların bazıları kristalin ilk düzleminden, bazıları ise ikinci düzleminden Bragg kırınımına uğrayacaktır. Sonuç olarak, ekranda D_1 ve D_2 çaplı iki halka gözlenecektir. (15) denkleminde D_1 ve D_2 çapları için

$$D_1 = \frac{2Lh}{d_1\sqrt{2m_e eU}} \quad \text{ve} \quad D_2 = \frac{2Lh}{d_2\sqrt{2m_e eU}} \quad (16)$$

eşitlikleri elde edilir.

DENEYİN YAPILIŞI



Şekil 6. Deney düzeneği

UYARI

Bu deney yüksek gerilim altında gerçekleştirilmektedir. Bu nedenle ölçüm sırasında sisteme ve kablolara dokunmayınız.

1. Şekil 6’da verilen deney düzeneğini kurunuz. Gerilim değerinin 0 Volt’ta olduğundan emin olduktan sonra güç kaynağını açınız.
2. Katodun termal dengeye gelmesi için yaklaşık bir dakika bekleyiniz. Güç kaynağından elektrotlara uygulanan gerilimi yavaş yavaş arttırarak 2,8 kV değerine getiriniz.
3. Şekil 3’te görüldüğü gibi, floresan ekran üzerinde, grafit kristal düzlemlerindeki atomlardan Bragg saçılması sonucu meydana gelen iç içe iki aydınlık halkalar şeklinde bir kırınım deseni oluştuğunu gözleyiniz. Bu iki aydınlık halkanın çaplarını kumpas yardımıyla ölçünüz ve Tablo 1’e işleyiniz. Tablo 1’deki D_1 dış halkanın çapını, D_2 ise iç halkanın çapını göstermektedir.

Önemli Uyarı: Ekran üzerindeki halkanın çap ölçümü esnasında elektron kırınım tüpüne temas etmeyiniz. Sivri uçlu cisimleri tüpe değdirmeyiniz.

4. Uygulanan voltajı değiştirerek, farklı çaplarda halkalar elde ediniz. Elde edilen bu halka çaplarını da Tablo 1’e işleyiniz.
5. Ölçümler tamamlandıktan sonra güç kaynağı ile uygulanan gerilimi **yavaş yavaş azaltarak sıfırlayınız** ve güç kaynağını kapatınız.
6. $D_1 = \frac{2Lh}{d_1\sqrt{2m_e eU}}$ $D_2 = \frac{2Lh}{d_2\sqrt{2m_e eU}}$ eşitliklerini kullanarak, D_1 ve D_2 değerlerine karşılık gelen grafitin düzlemleri arasındaki d_1 ve d_2 mesafelerini elde ediniz ($L = 13 \text{ cm}$).

Tablo 1

$U \text{ (kV)}$	$U \text{ (V)}$	$U^{1/2} \text{ (V}^{1/2}\text{)}$	$D_1 \text{ (m)}$	$D_2 \text{ (m)}$	$d_1 \text{ (m)}$	$d_2 \text{ (nm)}$	$d_1 \text{ (m)}$	$d_2 \text{ (nm)}$
2,8	2800							
3,1	3100							
3,4	3400							
3,7	3700							
4,0	4000							

7. Bulduğunuz deneysel d_1 ve d_2 değerlerinin ortalamasını alınız. Gerçek d_1 ve d_2 değerleri ile kıyaslayarak bulduğunuz sonuçları Tablo 2’ye yazınız.

Tablo 2

$d_1 \text{ tablo1 (nm)}$	$d_1 \text{ teorik (nm)}$	% Bağıl Hata
$d_2 \text{ tablo1 (nm)}$	$d_2 \text{ teorik (nm)}$	% Bağıl Hata

8. Çap değerleri (D_1 ve D_2) ve düzlemler arası mesafeleri (d_1 ve d_2) değerlerini

$$2d \sin \theta = \lambda$$

$$2d \left(\frac{D}{4L} \right) = \lambda$$

$$\lambda = d \frac{D}{2L}$$

denkleminde kullanarak elektronların dalgaboylarını hesaplayıp Tablo 3 ve Tablo 4'e işleyiniz.

9. Uygulanan gerilim ile hızlandırılmış elektronların dalgaboyunu veren

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}}$$

eşitliği ile elektronların dalgaboylarını ($\lambda_{1teorik}$ ve $\lambda_{2teorik}$) teorik açıdan hesaplayınız. Sonuçları Tablo 3 ve Tablo 4'e işleyiniz. Elde ettiğiniz teorik ve deneysel sonuçları karşılaştırınız ve de Broglie eşitliğinin doğruluğunu sınavınız.

Tablo 3

U (kV)	D_1 (m)	λ_1 (nm)	$\lambda_{1teorik}$ (nm)
2,8			
3,1			
3,4			
3,7			
4,0			

Tablo 4

U (kV)	D_2 (m)	λ_2 (nm)	$\lambda_{2teorik}$ (nm)
2,8			
3,1			
3,4			
3,7			
4,0			

10. Tablo 1'deki değerlerden D_1 ve D_2 nin $U^{-1/2}$ değişiminin grafiklerini çiziniz ($D_1=f(U^{-1/2})$ ve $D_2=f(U^{-1/2})$). Grafiklerin eğimlerinden faydalanarak $D_1 = \frac{2Lh}{d_1 \sqrt{2m_e eU}}$ ve $D_2 = \frac{2Lh}{d_2 \sqrt{2m_e eU}}$

$$D_1 = \frac{2Lh}{d_1 \sqrt{2m_e eU}} \quad D_2 = \frac{2Lh}{d_2 \sqrt{2m_e eU}}$$

denklemlerinden düzlemler arası mesafeleri (d_1 ve d_2) deneysel olarak hesaplayınız ve teorik değerleri ile kıyaslayarak Tablo 5'e yazınız.

Tablo 5

d_1 grafik (m)	d_1 teorik (m)	% Bağıl Hata
d_2 grafik (m)	d_2 teorik (m)	% Bağıl Hata

SORULAR

1. Elektronun dalga veya parçacık davranışı gösterdiği durumlara örnekler vererek açıklayınız.
2. Uygulanan gerilim belli bir eşik değerini aştıktan sonra kırınım olayı gözlenmektedir. Nedenini, de Broglie dalgaboyu denklemini de düşünerek açıklayınız.
3. Floresan ekranda parlak halkaların dışında flu bölgeler oluşacaktır (şekil 3'teki yeşil renk ile gösterilen bölgeler). Bu durumun oluşmasına yönelik tahminlerinizi açıklayınız.

A2: ELEKTRONUN e/m ÖZGÜL YÜKÜNÜN BELİRLENMESİ

Deneyin Amacı: Farklı elektrik potansiyelleri altında hızlandırılan katot ışınlarının düzgün manyetik alan içindeki hareketlerinin incelenmesi, Perrin tüpüve katot ışını tüpü ile katot ışınlarının yük/kütle oranının hesaplanması, elektrik yükü taşıyan atom altı parçacıklardan oluştuğunun anlaşılması.

Çalışma Konuları: Özgül yük, yüklü parçacığın elektrik ve manyetik alandaki hareketi, katot ışını, Perrin tüpü, Helmholtz bobinleri, Biot-Savart yasası, Wehnelt silindiri, manyetik kuvvet.

TEORİK BİLGİ

Katot ışınları olarak bilinen ışınlar, havası boşaltıldıktan sonra düşük basınçlı gaz (helyum, hidrojen, karbondioksit ...) ile doldurulmuş bir cam tüp içine yerleştirilmiş iki elektrot arasına yeterince büyük bir potansiyel farkı uygulandığında oluşan şimşek benzeri parıltılar şeklinde ilk olarak 19. yüzyılın başlarında gözlemlenmiştir. Gaz atomlarının bir kısmının iyonlaşarak bir elektrik boşalması oluşturması ile gerçekleşen bu olayların, negatif yüklü elektrot olan katottan kopan yüklü parçacıklardan kaynaklandığı belirlenmiş ve bu ışınlar katot ışınları olarak adlandırılmıştır. Uygun basınçlarda bu katot ışınları (elektron demeti) gaz dolu bir cam tüp içerisinde bir ışıma olarak ya da floresan ekran ile kaplı bir cam tüp içerisinde çarptıkları floresan duvarın üzerinde yeşil bir parlaklık olarak gözlemlenebilir. Bu ışınlar, J. J. Thomson tarafından aslında negatif yüklü parçacıklardan oluştuğunun gösterilmesinden önce katot ışınları olarak adlandırılan ışınlardır. W. Crookes ve P. Lenard tarafından 19. yüzyılın sonlarında katot ışınlarının düz doğrular halinde yayıldıklarını, hafif bir çarkı harekete geçirecek kadar momentum taşıdıklarını ayrıca manyetik alanda saptıklarını ve sapma yönlerinin negatif parçacıklar ile aynı olduğunu göstermişlerdir. 1895’de J. Perrin bir elektrometre üzerinde yükü biriktirerek bu ışınların negatif yük taşıdıklarını ispat etmiştir. J. J. Thomson bu ışınların boşalma tüpünün katodunda bulunan her biri m kütleli ve $-e$ yüklü parçacıkların akımından oluştuğu hipotezini ileri sürmüştür. J. J. Thomson elektrik ve manyetik alanları birlikte uygulayarak, özgül

yükün bugünkü $1.76 \cdot 10^{11}$ C/kg olarak bilinen değerinden biraz daha küçük bir değer bulmuştur. Thomson deneyinde katot ışınlarının yük bölü kütle miktarının bilinen en küçük atom olan hidrojen atomunun yük bölü kütle oranından 2000 kat daha büyük olduğunu ortaya çıkarmıştır. Daha sonraları bu parçacıklara ilk defa İrlandalı G. J. Stoney tarafından, bir atom iyon haline gelirken kaybolan elektrik birimini ifade etmek için elektrik atomu anlamına gelen “elektron” adı verilmiştir.

YÜKLÜ BİR PARÇACIĞIN DÜZGÜN BİR ELEKTROMANYETİK ALANDAKİ HAREKETİ

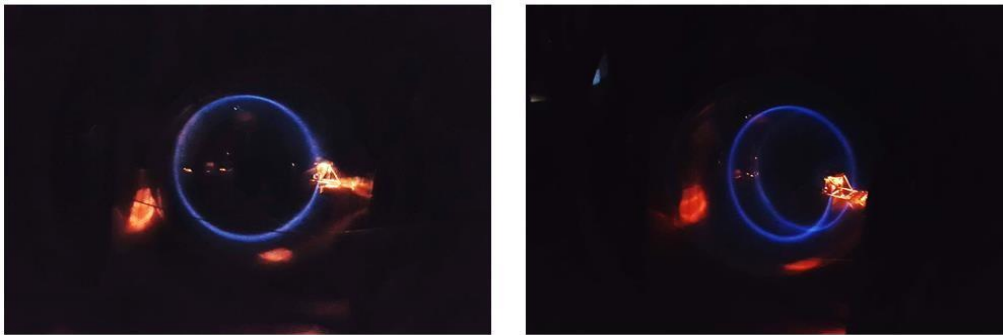
Basıncı 10^{-2} Torr’a düşürülmüş tüpte, ısıtılmış katottan çıkan elektron demeti, uygulanan bir elektriksel alan aracılığı ile hızlandırılır ise, V_A anot hızlandırıcı gerilimi ile hızlanan q yüklü parçacıkların elektriksel enerjisinin tümü enerjinin korunumu yasasına göre kinetik enerjiye dönüşmektedir.

$$qV_A = \frac{1}{2}mv^2 \quad (1)$$

Burada m parçacığın kütlesi, q elektrik yükü, v hızı, V_A ise anot gerilimidir. “ v ” hızı ile hareket eden elektrik yükü q olan bir parçacık, elektrik alanı $\vec{E}$ ve manyetik alanı $\vec{B}$ ile verilen düzgün bir elektromanyetik alanda hareket ettiğinde bu parçacığa etki eden kuvvet Lorentz kuvveti olarak ifade edilmektedir.

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2)$$

Bir $\vec{B}$ manyetik alanı içerisine bırakılan elektron demetinin yörüngesi Lorentz kuvvetinin etkisine göre doğrusallıktan sapmaktadır ve manyetik alan değeri arttırıldıkça elektron demetinin yörüngesi giderek bükülmektedir. Yeterince büyük bir manyetik alan uygulandığında, manyetik alan elektron demeti doğrultusuna dik ise yörünge dairesel olmaktadır (Şekil-1).



Şekil 1. He gazı ile doldurulmuş katod ışını tüpü içerisinde manyetik alana dik ve farklı bir açı ile giren elektron demetinin görünüşü

Manyetik alan ile hız vektörleri tam olarak dik değil ise yörünge helis biçiminde olmaktadır. Deneyde r yarıçaplı dairesel bir yörünge oluşturulur ise elektron demetinin v hızı ile dairesel bir yörüngede hareket edebilmesi için manyetik kuvvetin merkezci kuvvete eşit olduğu bilindiğinden,

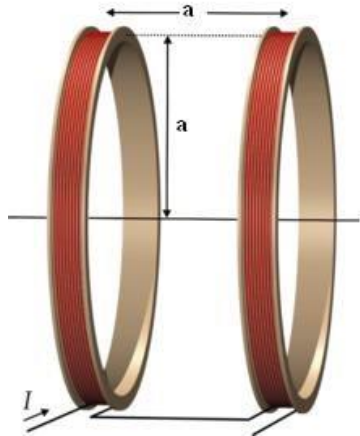
$$qvB = m \frac{v^2}{r} \quad (3)$$

(1) ve (3) bağıntıları birleştirildiğinde, katot ışınlarının yük bölü kütle oranı elde edilebilmektedir. Bu bağıntıya göre parçacığın özgül yükü, sabit r yarıçaplı dairesel bir yörünge için hızlandırıcı gerilimin manyetik alana göre değişimi ile belirlenmektedir.

$$\frac{q}{m} = \frac{2V_A}{B^2 r^2} \quad (4)$$

HELMHOLTZ BOBİNLERİ

Sınırlı bir bölgede düzgün bir manyetik alana gereksinim duyulduğunda, Helmholtz bobinleri adı verilen bir sistem kullanılmaktadır. Bu sistem, Şekil 2'deki gibi yarıçapları a ve birbirine paralel düzlemleri arası uzaklık da a olan iki bobinden oluşmaktadır.



Şekil 2. Helmholtz bobinleri

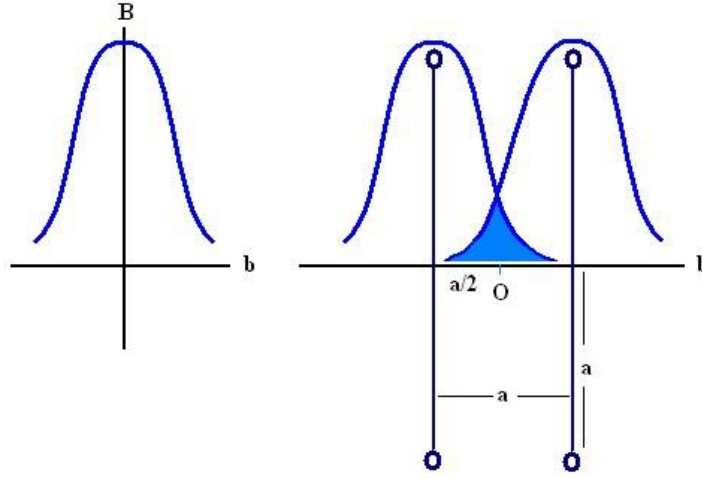
Dairesel bir iletkenin simetri eksenindeki bir noktada manyetik alan değeri Ampere yasası ile verilmektedir.

$$B = \mu_0 \frac{IR^2}{\sqrt{R^2 + x^2}} \quad (5)$$

N sarımlı ve a yarıçaplı dairesel bir iletken olan bobinin simetri eksenindeki ve bobin merkezinden b uzaklıktaki manyetik alan şiddeti bobinin eksenini boyunca (6) bağıntısına göre hızla azalmaktadır.

$$B = \frac{\mu_0}{2} \frac{NIa^2}{\sqrt{a^2 + b^2}} \quad (6)$$

Şekil 3’den de görüldüğü gibi manyetik alan, bobinin merkezi yakınında çok küçük uzaklıklar için düzgün kabul edilmektedir.



Şekil 3. Bir bobinin manyetik alanı ve Helmholtz bobinlerinin manyetik alanı.

Helmholtz bobinlerinin tam ortasındaki taralı bölgede, geniş ve düzgün bir manyetik alan oluşmaktadır. Bu nedenle N sarımlı tek bir bobin yerine, N sarımlı Helmholtz bobinleri kullanılarak, bunlarla O merkezi yakınında belli bir uzaklık boyunca düzgün bir manyetik alan elde edilebilmektedir. O noktasından itibaren iki bobinin oluşturduğu manyetik alan değeri, $b = \frac{a}{2}$ olduğundan,

$$B = 2 \frac{\mu_0}{2} \frac{NIa^2}{\sqrt{a^2 + \frac{a^2}{4}}} = \mu_0 \frac{8NI}{5a\sqrt{5}} \quad (7)$$

olarak bulunmaktadır.

PERRİN TÜPÜ

Perrin tüpü, dolaylı ısıtılmalı bir katot, ortası delik bir anot ve anodun karşısına düşen kısmı floresan ekran olarak kullanılan bir elektron tüpü olarak bilinmektedir. K (1318 m⁻¹), tüp ve bobinin geometrisi ile ilgili bir sabit ve I_{SP}, Helmholtz bobinlerinden geçen akım, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Tm/A = 1.256 10⁻⁶ Vs/mA, boşluğun manyetik geçirgenliği (permeabilite) olmak üzere, B manyetik alanı (8) bağıntısında ifade edildiği gibi bobinlerden geçen akım ile orantılı olmaktadır.

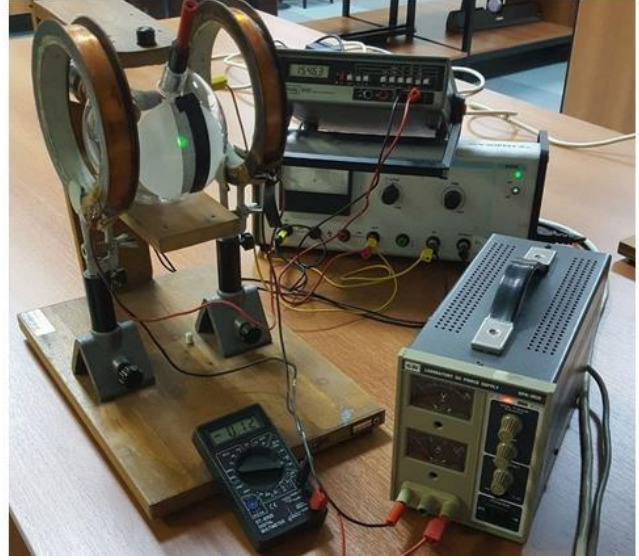
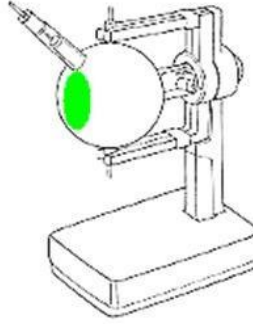
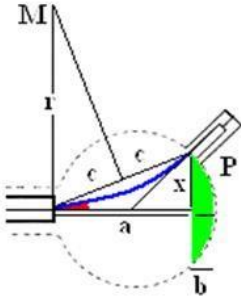
$$B = \mu_0 K I_{SP} \quad (8)$$

Şekil 4'te gösterilmekte olan, tüpün geometrisi ile ilgili denklemler aşağıda sıralanmıştır:

$$a + b = 13.5\text{cm} = 2c = d$$

$$x^2 = a \times b \quad ; \quad d^2 = a^2 + x^2$$

$$r = \frac{2c^2}{x}$$



Şekil 4. Perrin tüpü ve deney düzeneği

Buradan elektronun özgül yükü için (9) bağıntısı elde edilmektedir.

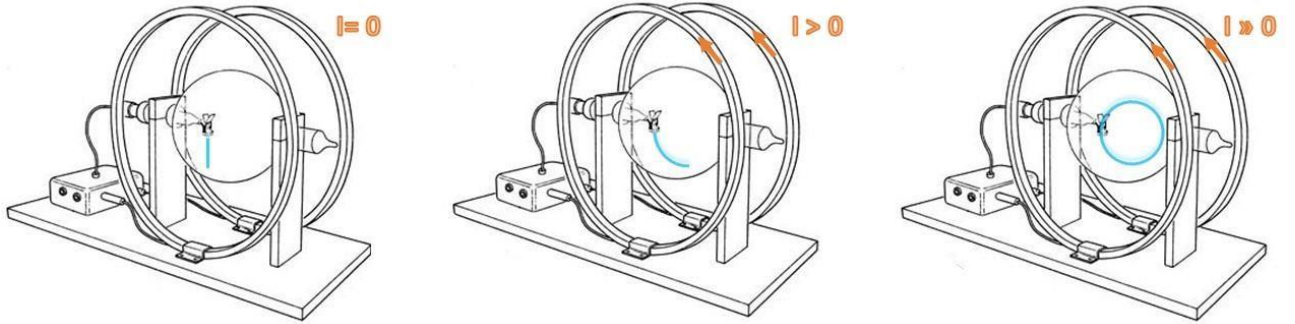
$$\frac{e}{m} = 2 \frac{V_A}{(\mu_0 K I_{SP})^2 r^2} \quad (9)$$

KATOT IŞINI TÜPÜ

Katot ışını tüpü içi 1.33×10^{-5} bar basınçlı He gazı ile doldurulmuş, içerisinde dolaylı olarak ısıtılan katodu içeren elektrot sistemi, katottan sökülen yüklü parçacıkların demet haline getirilmesini sağlayan gövdesi silindirik, uç kısmı koni şekilli anodu oluşturan Wehnelt silindiri, katodun ısıtılmasını sağlayan filaman içermektedir. Şekil 5'teki gibi birbirinden uzaklığı 30 cm olan 30 cm çaplı 130 sarımlı iki paralel bobinden oluşan Helmholtz bobinleri düzeneği ile düzgün manyetik alan oluşturulmaktadır. Bu manyetik alana dik giren katod ışını demeti Helmholtz bobinlerinden geçen akımın yönü ve şiddeti ile orantılı bir manyetik kuvvetin etkisi altında sapmaya uğrayacaktır. Manyetik alan şiddeti yeterince büyük olduğunda demetin R yarıçapına sahip dairesel bir yörüngeye sahip olacağı görülmektedir. Demetin enerjisi ve Helmholtz bobinlerinden geçen akım değeri bilindiği

durumda, R yarıçap değeri deneysel olarak ölçülerek, N, a, b ve μ_0 değeri yerine yazıldığında e/m oranını denklem (10) yardımı ile belirlenebilmektedir.

$$\frac{e}{m} = 3296616 \frac{V_A}{R^2 I^2} \quad (10)$$



Şekil 5. Helmholtz bobinlerinin oluşturduğu düzgün manyetik alana dik olarak giren bir katod ışını demetinin yörüngesinin şematik gösterimi.

DENEYİN YAPILIŞI

KISIM 1- PERRİN TÜPÜ

Kullanılan cihaz ve donanımlar: Perrin tüpü, katot ışını tüpü, Helmholtz bobinleri, doğru gerilim kaynakları, multimetreler, kablolar, cetvel.

- 1) Güç kaynağı açık konuma getirilir. V_A geriliminin 3000 V'u ve I_{SP} akımının 1.5 A'i geçmemesine dikkat edilmelidir.
- 2) V_A gerilimini sabit tutulup, I_{SP} değeri değiştirilir. Değiştirilen I_{SP} değerlerine karşılık gelen x sapma değerleri ölçülerek Tablo 1'e işlenir.
- 3) Üç farklı V_A gerilimi için I_{SP} akımları değiştirilerek ölçülen x değerleri Tablo-1'e işlenir.

4) Tablo-1’de V_A ’nın sabit olduğu üç değer için Grafik 1: $x=f(I_{sp})$ grafiği çizilir.

Tablo-1

$V_A = \text{sabit}$	$I_{sp} \text{ (A)}$	$x \text{ (m)}$	$B \text{ (T)}$	$e/m \text{ (C/kg)}$	$e/m_{\text{ort}} \text{ (C/kg)}$	% B.H.

5) Benzer şekilde I_{sp} Helmholtz bobin akımı sabit tutulup, değiştirilen V_A değerlerine karşılık gelen x değerleri ölçölerek Tablo-2’e işlenir.

Tablo-2

I_{SP} = sabit	B (T)	V_A (V)	x (m)	e/m (C/kg)	e/m_{ort} (C/kg)	% B.H.

6) Tablo 2'deki I_{SP}'nin sabit olduğu üç değer için **Grafik 2: x=f(V_A)** grafiği çizilir.

7) Tablo-1. ve Tablo-2.'deki değerlere göre

$$\frac{e}{m} = \frac{2V_A}{B^2 r^2}$$

$$B = \mu_0 K I_{SP}$$

ve

$$r = \frac{2c^2}{x} = \frac{9.1 \times 10^{-3}}{x}$$

denklemleri kullanılarak bulunan e/m değerlerinden ortalama e/m değeri hesaplanır

(K =1318 m⁻¹, μ₀=4π 10⁻⁷ Tm/A=1,256 10⁻⁶ Vs/mA).

Teorik e/m değeri ile karşılaştırılarak bağıl hata bulunur.

KISIM 2- KATOT IŞINI TÜPÜ

Kullanılan cihaz ve donanımlar: Katot ışını tüpü, Helmholtz bobinleri, doğru gerilim kaynakları, multimetreler, kablolar, cetvel.

- 1) V_A gerilimi sabit tutulup, I değerleri değiştirilir. Değiştirilen I değerlerine karşılık gelen R yarıçap değerleri ölçülerek Tablo-3'e işlenir.
- 2) Üç farklı V_A gerilimi için I_{sp} akımları değiştirilerek ölçülen R değerleri Tablo-3'e işlenir.

Tablo-3

V_A =sabit	I (A)	R (m)	B (T)	e/m (C/kg)	e/m_{ort} (C/kg)	% B.H.

- 3) Tablo-3.'deki değerlere göre

$$B = \mu_0 \frac{8NI}{5a\sqrt{5}}$$

ve

$$\frac{e}{m} = 3296616 \frac{V_A}{R^2 I^2}$$

denklemleri kullanılarak bulunan B ve e/m değerleri hesaplanır (Helmholtz bobinlerinin birbirinden uzaklığı 30 cm, yarıçapı $a=15$ cm, sarım sayısı $N=130$). Teorik e/m değeri ile karşılaştırılarak bağıl hata bulunur.

9) Tablo-5'te yer alan deney verileri kullanılarak hız

$$v = \frac{eBR}{m}$$

bağıntısı ile hesaplanarak tablo doldurulur ve ortalama değeri hesaplanır.

10) Tablo-5'den I akımının sabit olduğu üç değer için **Grafik 2: R=f(V_A)** grafiği çizilir.

11) Çizilen Grafik 2'den yararlanılarak sabit V_A değerleri için B_{grafik} ve R_{grafik} değerleri bulunarak Tablo-6'e aktarılır.

12) Tablo-6'da elde edilen değerlerden yararlanılarak V_A gerilimlerine karşılık olan v ortalama hız değerleri bulunur.

Tablo-6

V _A (V)	I grafik	B grafik	R grafik	V hesap	Vort

SORULAR

- 1) Yüklü parçacıkların manyetik, elektrik ve elektromanyetik alanda hareketlerini şekil çizerek açıklayınız.
- 2) Helmholtz bobinleri nedir ve deneyde neden Helmholtz bobinlerini kullanılmaktadır? Açıklayınız.
- 3) Lorentz kuvveti nedir? Açıklayınız.
- 4) J. J. Thomson'un e/m özgül yükü bulmasının önemini açıklayınız.
- 5) Deneyde bulduğunuz e/m değerlerinin teorik değerden farklı olmasının sebeplerini açıklayınız

A3: HEISENBERG BELİRSİZLİK İLKESİ

Deneyin Amacı:

Tek yarıktaki kırınım olayı yardımıyla Heisenberg belirsizlik ilkesinin tanımlanması.

Çalışma Konuları:

Tek yarıktaki kırınım, ışığın ikili doğası, Heisenberg belirsizlik ilkesi.

TEORİK BİLGİ

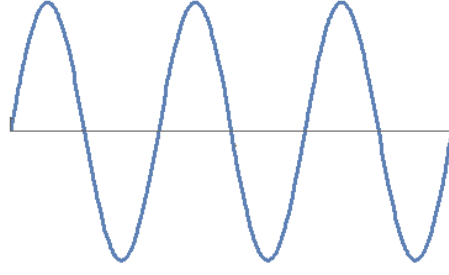
Klasik Fizik kanunlarına göre bir parçacığın momentumunu ve konumunu aynı anda kesin bir şekilde belirlemek mümkün iken, kuantum mekaniğinin gelişimi ile birlikte bu düşünce terk edilmiştir. W. Heisenberg tarafından 1927 yılında ifade edilen belirsizlik ilkesine göre bir parçacığın konum ve momentumunu aynı anda (eş zamanlı olarak) kesin olarak belirlemek mümkün değildir. Δx parçacığın konumunda belirsizlik ve Δp_x momentumundaki belirsizliği ifade ediyorsa, bu iki büyüklüğün çarpımı

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2} \quad (1)$$

ile verilmektedir (y ve z doğrultusundaki işlemler için de benzer yol izlenmektedir). ($\hbar = h/(2\pi)$). Burada “h” Planck sabiti olarak adlandırılır ve değeri $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ ’dir. Benzer şekilde ΔE enerjideki belirsizlik ve Δt zamandaki belirsizlik olmak üzere Heisenberg belirsizlik ilkesi enerji-zaman cinsinden;

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (2)$$

ile verilmektedir. Yukarıdaki eşitliklere göre eğer parçacığın konumunu en hassas şekilde ($\Delta x \rightarrow 0$) ölçmek istersek, momentumdaki belirsizlik çok büyük olacaktır ($\Delta p \rightarrow \infty$). Bunun tam tersi de geçerlidir. Belirsizlik ilkesini daha iyi anlamak için momentumu bilinen ($p = \hbar k$) bir parçacık örnek verilebilir. Böyle bir parçacık, tek bir dalga boyuna sahip olan (tek renkli), sinüsoidal dalga tarafından temsil edilsin. Bu dalga sonsuz uzunluktadır ve genliği sabittir. Bu yüzden parçacık $x = -\infty, +\infty$ aralığında herhangi bir yerde olabilir ve parçacığın konumu tamamen belirsizdir ($\Delta x \rightarrow \infty$).

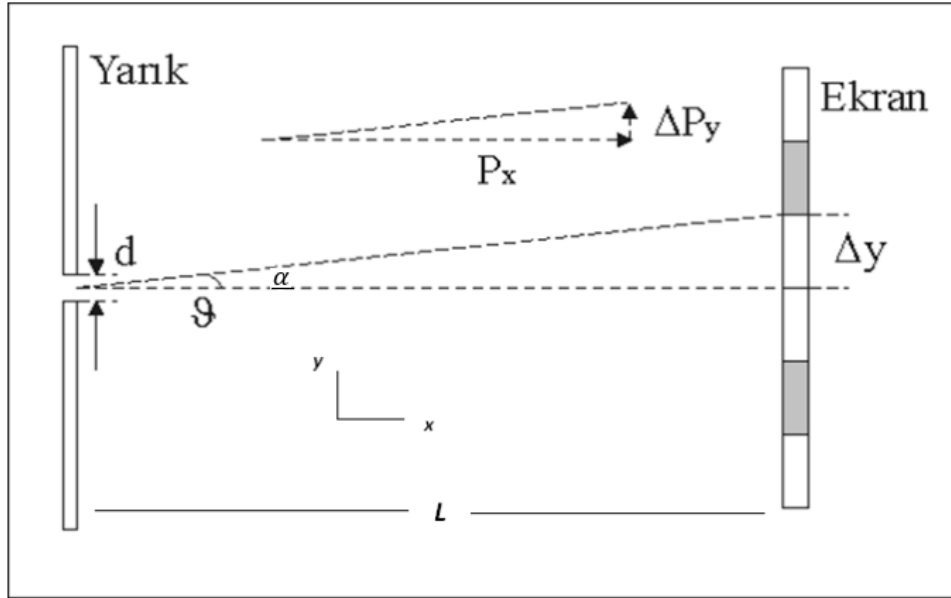


Şekil 1. $x = -\infty, +\infty$ aralığında sinüsoidal dalga. Bu durumda $\Delta p \rightarrow 0$ ve $\Delta x \rightarrow \infty$.

Şimdi de konumu iyi bilinen ($\Delta x \rightarrow 0$) bir parçacığı ele alalım. Uzayda küçük bir uzantıya sahip dalga paketleri bu tür parçacıkları tanımlamaktadır. Bu durumda ise momentumda belirsizlik ortaya çıkmaktadır ($\Delta p \rightarrow \infty$). Dikkat edilmesi gereken nokta, burada momentum ve konumdaki belirsizlik ölçüm aletlerinin yetersizliğinden kaynaklanmamaktadır. İdeal ölçüm cihazları bile prensipte daha iyi sonuçlar vermemektedir. Heisenberg belirsizlik ilkesi temel bir doğa kanunudur. Belirsizlik maddenin doğasında vardır. Konum ve momentum aynı anda iyi belirlenebilir değildir. Konum iyi belirlenebilir olduğunda, momentum iyi belirlenebilir olamaz veya tam tersi durum geçerlidir.

DENEY

Bu deneyde dalga mekaniği yardımıyla Heisenberg belirsizlik ilkesini incelenecektir.



Şekil 2. Tek yarıқта kırınım

Tek yarıқта fotonların kırınımını gözlemleyerek, fotonun y konumundaki ve p_y momentumundaki belirsizliklerin çarpımının

$$\Delta y \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2} \quad (3)$$

şeklinde olduğu bilinmektedir. Eğer yarıktan geçen parçacıklar klasik parçacıklar olsaydı, ekrana düşen parçacıklar yarığın alanına benzer bir aydınlık bölge oluşturacaktı. Fakat bu yarıktan bir dalgaının geçtiğini düşünürsek, kırınım ve girişim olayları sonucunda ekranda girişim saçakları oluşacaktır. Girişim ve kırınım dalgaların karakteristik özellikleridir ve bu özellikler deneysel olarak doğrulanan de Broglie hipotezinin de temelini oluşturmaktadır.

Yarığa gönderilen fotonlar x -doğrultusunda (yarığın bulunduğu düzleme dik doğrultuda) ilerlemektedir. Ancak yarıktan geçen fotonlar, kırınım sonucunda y -doğrultusunda da bir bileşene sahip olmaktadır. Genişliği “ d ” olan yarıktan geçen fotonun y -doğrultusundaki konumu için belirsizlik “ d ” kadar olacaktır. Öyleyse;

$$\Delta y = d \quad (4)$$

yazılabilmektedir. Momentum ve dalga boyu arasındaki ilişki De Broglie bağıntısı yardımıyla verilmektedir.

$$\frac{h}{\lambda} = p \quad (5)$$

y -doğrultusundaki momentum,

$$\Delta p_y = p \sin \alpha \quad (6)$$

ile ifade edilebilir. (5) denklemini, (6) denkleminde yerine yazıldığında,

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \sin \alpha \quad (7)$$

bulunur. Tek yarıқта kırınım olayı için minimumlar;

$$\sin \alpha = k \frac{\lambda}{d} \quad (k = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (8)$$

olarak verilir. Kırınım deseninin 1.minimumu yani 1.karanlık çizgi kullanılarak ($k = \pm 1$),

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{d} \quad (k = \pm 1) \quad (9)$$

elde edilir. (9) denklemini, momentum için yazılan (7) denkleminde yerine yazıldığında,

$$\Delta p_y = \frac{h}{d} \quad (10)$$

bulunur. Parçacığın konum ve momentumu için bulunan eşitlikler çarpıldığında yani (4) ve (10) numaralı denklemler çarpıldığında, Heisenberg belirsizlik ilkesi ile tutarlı olan

$$\Delta y \Delta p_y = h \quad (11)$$

elde edilir.

α açısı, Şekil 2'ye bakılarak kırınım deseniindeki 1. minimum yardımıyla bulunabilir. Böylece,

$$\tan \alpha = \frac{\Delta y}{L} \quad (12)$$

$$\alpha = \arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \quad (13)$$

bulunur. Buradaki Δy 1. minimumun merkeze olan uzaklığı, L ise yarık ile ekran arasındaki uzaklıktır.

(13) denklemi, (7) denkleminde yerine yazıldığında;

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right) \quad (14)$$

elde edilir. (4), (11) ve (14) denklemleri yardımıyla,

$$\Delta y \Delta p_y = d \frac{h}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right) = h \quad (15)$$

yazılabilir. h Planck sabiti (15) denkleminde sadeleştirildiğinde,

$$\Delta y \Delta p_y = \frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right) = 1 \quad (16)$$

olduğu bulunur.

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılacak Aletler: Lazer kaynağı, optik yol, yarık, kumpas, ekran.



Şekil 3. Deney düzeneği ve tek yarıқта kırınımın ekran üzerine düşürülmüş görüntüsü

UYARI
DENEY SIRASINDA GÖZ SAĞLIĞINIZ İÇİN
LAZER KAYNAĞINA DİREKT BAKMAYINIZ.

- Deneyde kullanılan lazer kaynağının dalga boyu $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ 'dir.
- 1- Yarık ve ekran arasındaki uzaklık (L), 120 cm olarak ayarlanır.
- 2- Lazer kaynağı açılarak tek yarıқта kırınım ekranda gözlemlenir.
- 3- Tablo 1'deki farklı d yarık genişlikleri için, oluşan 1. karanlık çizgilerin merkeze olan uzaklıkları (Δy) ölçülerek tabloya kaydedilir.
- 4- Elde edilen büyüklükler

$$\frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right)$$

ifadesinde yerine konularak elde edilen değerler tabloya kaydedilir. Sonuçlar (16) denklemiyle karşılaştırılarak yüzde bağıl hata hesaplanır. Deneyde hataya neden olan olası durumlar da göz önünde bulundurularak deney yorumlanır.

Tablo 1. Heisenberg belirsizlik ilkesi deney verileri ve hesaplama sonuçları

d(mm)	d(m)	$\Delta y(\text{mm})$	$\Delta y(\text{m})$	L(m)	$\frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right)$
0,10					
0,15					
0,20					

SORULAR

- 1- De Broglie hipotezini açıklayınız.
- 2- Heisenberg belirsizlik ilkesini açıklayınız.
- 3- Kırınım olayının gerçekleşmesi için dalga boyu ve yarık genişliği arasındaki ilişki ne olmalıdır?
- 4- Kırınım bağıntısının çıkarılışını gösteriniz. Tek yarıкта kırınım olayı için minimumların,

$$\sin \alpha = k \frac{\lambda}{d} \quad (k = \pm 1, \pm 2, \dots)$$

olarak verildiği denklemi tek yarıklı bir sistem çizerek ispat ediniz.

A4: HALL OLAYI

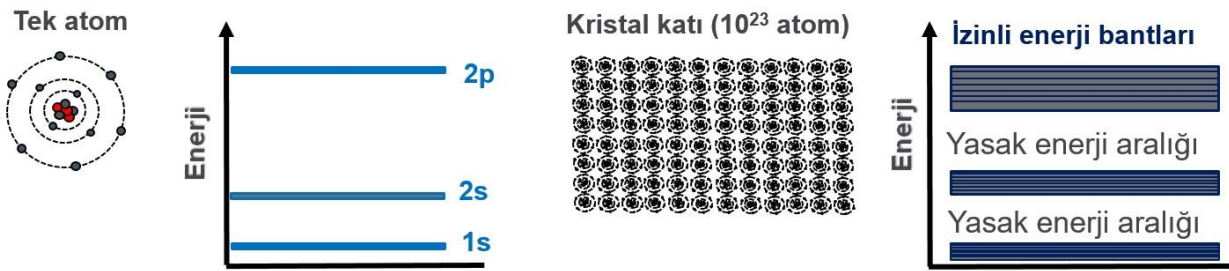
Deneyin Amacı: p tipi ve n tipi yarıiletken germanyum için Hall katsayısının (R_H) belirlenmesi, Hall voltajının, akım, manyetik alan ve sıcaklık bağımlılığının incelenmesi.

Çalışma Konuları: Yarıiletkenler, band teorisi, mobilite, Hall katsayısı, Hall faktörü.

TEORİK BİLGİ

Katıların Elektriksel Özellikleri ve Band Teorisi

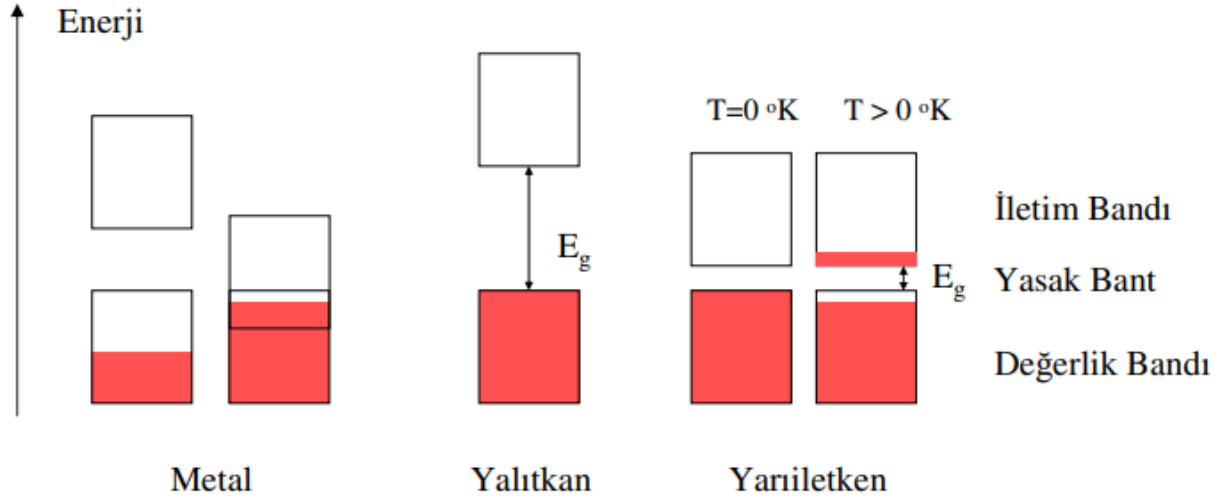
Katılar elektriksel özelliklerine göre iletkenler, yalıtkanlar ve yarıiletkenler olmak üzere üç grupta incelenirler. İletkenlerin (metaller) öz dirençleri genel olarak 10^{-6} ile $10^{-4} \Omega\text{cm}$, yarıiletkenlerin 10^{-4} ile $10^{10} \Omega\text{cm}$ arasındadır ve yalıtkanların öz direnci $10^{10} \Omega\text{cm}$ 'den büyüktür. Yarıiletkenler iletkenlik bakımından öz dirençlerinden de görüleceği gibi iletkenler ile yalıtkanlar arasında yer almaktadır. Yarıiletken malzemeler üzerine herhangi bir etki uygulanmadıkça yalıtkan gibi davranırlarken malzeme üzerine dış bir etki uygulandığında bu malzemeler iletkenlik özelliği gösterirler. Bu iletkenlik mekanizmasındaki farklılık ise katıların band teorisi ile açıklanır. Kuantum mekaniğine göre bir atom kesikli enerji düzeylerine sahiptir ve bir katı kristal oluşturmak üzere çok sayıda atom bir araya geldiğinde izole atomların kesikli enerji seviyeleri atomlar arası etkileşimler ile enerji bandlarına ayrılırlar (Şekil 1).



Şekil 2. Bir katı cisim için enerji band diyagramı

Enerji band diyagramında mutlak sıfırda elektronlarla dolu en üst band valans (değerlik) bandıdır. Yasak band aralığı ile valans bandından ayrılmış olan band ise iletkenlik bandıdır. Metallerde en yüksek enerjili band ya kısmen doludur veya valans bandı ile iletim bandı üst üste binmiştir.

Yarıiletken ve yalıtkanlarda elektronlar valans bandındadır ve iki band arasında yasak band aralığı (E_g) vardır. Metallerde yük taşıyıcıları elektronlardır ve valans bandı iletim bandıyla çakışık kristaller yada valans bandında boş seviyesi bulunan kristaller alacağı küçük bir enerji ile elektronların kolayca hareket edebileceği bölgeler sebebiyle iletkenlik özelliği gösterirler. Yalıtkanlarda tam dolu bir valans bandı, yarıiletkenlere göre çok daha büyük seviyede yasak band aralığı ve boş bir iletim bandından oluşur. Yarıiletkenlerde mutlak sıfırda valans bandındaki elektronlar karardır ve dolu valans bandına, E_g ile ayrılmış boş bir iletim bandına sahiptirler. Eğer yarıiletkenin sıcaklığı değiştirilirse valans bandındaki kovalent bağlı elektronlar bağlarını kırarlar ve valans bandında bir boşluk (hol) bırakarak iletim bandına geçerler ve iletkenlik (bipolar iletkenlik) özelliği kazanırlar.



Şekil 2. Metaller, yarıiletken ve yalıtkanlarda enerji bandı düzeyleri

Dolayısıyla yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça özdirenç üstel olarak azalırken, metallerde özdirenç sıcaklık ile doğrusal olarak değişir. İletkenlerde serbest elektron sayısı ya da yük taşıyıcısı görevini gören elektron konsantrasyonu sıcaklıktan bağımsızdır fakat yarıiletkenlerde yük taşıyıcılarının (elektron ve boşluk) konsantrasyonu sıcaklıkla doğru orantılıdır. Bu yük taşıyıcılarının elektrik alanda hareketi “mobilité (μ)” olarak tanımlanmaktadır ve elektronların sürüklenme hızının (v) uygulanan alana (E) oranı ile verilmektedir;

$$\mu = \frac{v}{E} \quad (1)$$

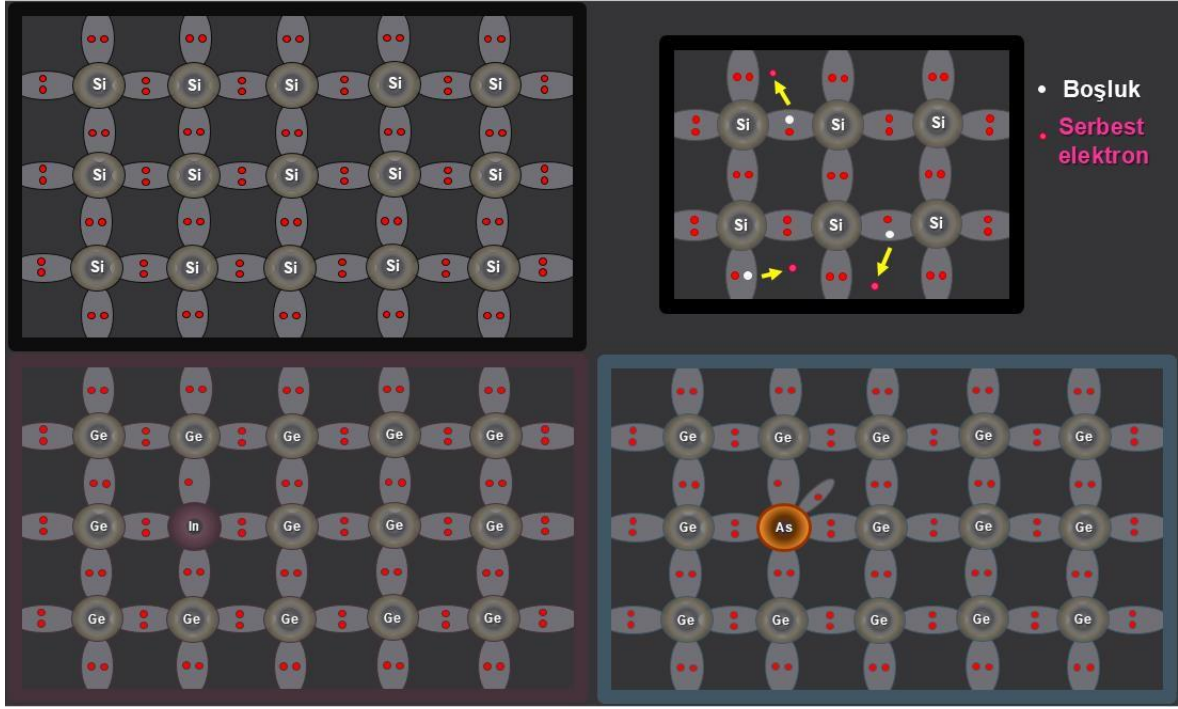
Elektriksel iletkenlikte $\sigma = 1/\rho$; ($\sigma = ne\mu$) mobilite ve yük taşıyıcılarının ortalama serbest yolları ile orantılı olarak değişmektedir.

Asal Yarıiletkenler:

Asal yarıiletkenler periyodik cetvelin 4. grubunda yer alan son yörüngesinde 4 valans elektronu bulunan silisyum (Si), germanyum (Ge) gibi elementlerdir. Mutlak sıfırda ($T = 0$ K) valans bandı tamamen dolu ve iletkenlik bandı tamamen boş olan bu tip yarıiletkenlerde, $T > 0$ K'de valans bandındaki elektronun (n) sıcaklığın etkisiyle kovalent bağını kırması ve kazandığı enerji yasak enerji aralığından büyük olması şartı ile iletkenlik bandına geçer ve valans bandında elektron konsantrasyonu kadar boşluk (p) bırakır ($n = p$). Silisyumun yasak enerji band aralığı 1,21 eV, germanyumun ise 0.785 eV olarak bilinmektedir. Fermi enerji seviyesi (E_F) bir katıda 0 K sıcaklığında elektronların bulunabileceği en yüksek enerji düzeyini belirtir. Asal yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi yasak bandın tam ortasındadır ($E_F = E_g/2$).

Katkılı Yarıiletkenler:

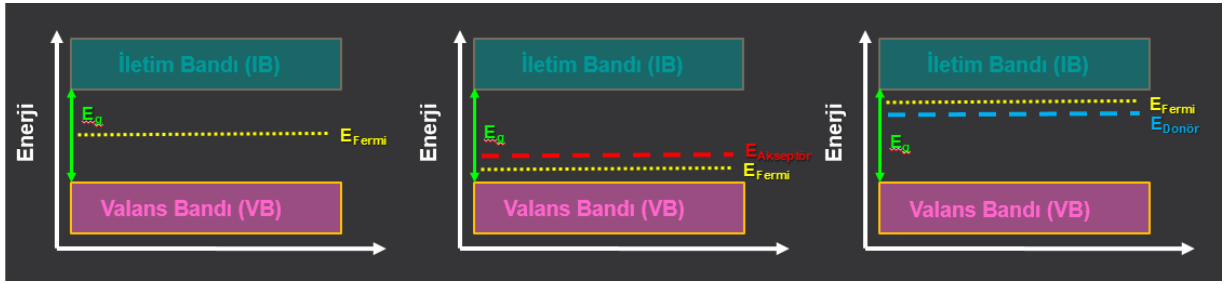
Asal yarıiletkenlerin iletkenliğini değiştirmek için yarıiletkenlere dışarıdan, uygun farklı atomlar yerleştirilmesi ile katkılı yarıiletkenler elde edilir. Yarıiletkenlerde oda sıcaklığında iletkenlik katkı atomlarının etkisi ile değişmektedir. İletkenliği katkılar ile belirlenen yarıiletkenlere katkılı yarıiletken denir. Yarıiletkenlerde iki tür katkı mekanizması bulunmaktadır. Elektron veren katkı atomu verici (donör), elektron alan katkı atomu alıcı (akseptör) olarak bilinir. İletkenliği donör katkısı ile karakterize olan yarıiletkenler n tipi yarıiletken; akseptör katkısı ile karakterize olan yarıiletkenler ise p tipi yarıiletkenlerdir.



Şekil 3. Asal yarıiletken silisyum ve (In & As) Katkılı germanyum

p-Tipi Yarıiletkenlik: Son yörüngesinde 4 valans elektronu bulunan saf germanyum gibi asal bir yarıiletkenin kristal örgüsünün içerisine bor (B), galyum (Ga), indiyum (In) gibi 3. grup elementlerinden başka bir atomun yapıya dahil olması durumu ile son yörüngesinde 3 valans elektronuna sahip olan bu atomlar asal yarıiletkenin atomları ile kovalent bağ yaparlarken fazladan elektrona ihtiyaç duyarlar (Şekil 3). Asal yarıiletken kristalinin başka bir bağından kopan bir elektron bu eksikliği giderir ve valans bandında bir boşluk oluşur. Bu boşluk komşu asal yarıiletken atomundan kopan elektron tarafından doldurulurken onun bıraktığı boşlukta bir diğer komşu elektron tarafından doldurularak kristal içerisinde elektronların hareketine zıt yönde, pozitif yüklü boşlukların hareketi görülür. Bu şekilde iletkenliğin çoğunluk yük taşıyıcıları olan boşluklar ile sağlandığı yarıiletkenlere p tipi yarıiletkenler denir ($\Delta p > \Delta n$). Dolayısıyla tür yarıiletkenlerde azınlık yük taşıyıcıları elektronlardır. Akseptör tipli katkılı yarıiletkenin yasak bandının içinde (valans bandının üstünde) bir enerji düzeyi (E_a :akseptör enerji düzeyi) oluşur (Şekil 4).

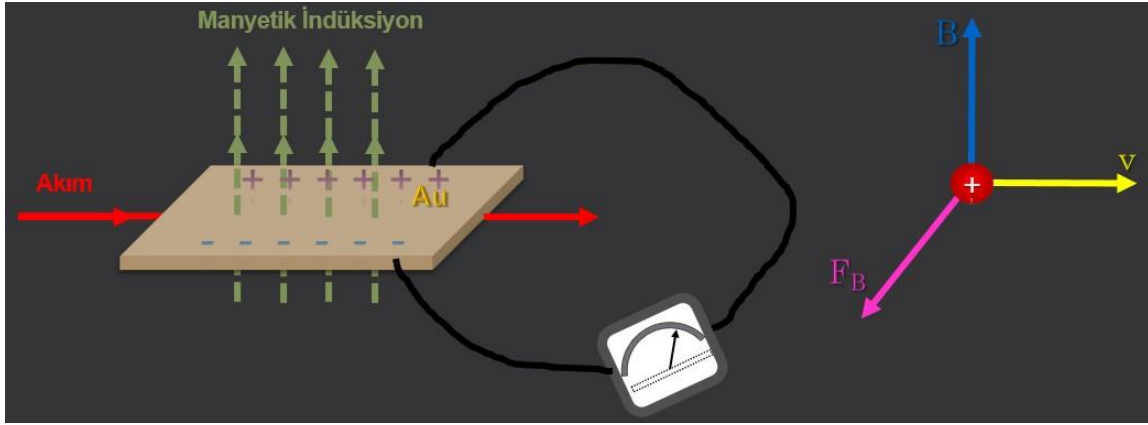
n-Tipi Yarıiletkenlik: Son yörüngesinde 4 valans elektronu bulunan saf germanyum gibi asal bir yarıiletkenin kristal örgüsünün içerisine fosfor (P), arsenik (As), antimon (Sb) gibi 5. grup elementlerinden başka bir atomun yapıya katılmış olduğu durumu düşünersek, son yörüngesinde 5 valans elektrona sahip olan başka bir atomun yarıiletkenin 4 komşu atomu ile kovalent bağ yaparken geride katkı atomuna çok zayıf bağlı bir elektron bırakır (Şekil 3). Bu elektron kolaylıkla koparak serbest duruma geçer ve iletkenlik bandına çıkar. Böylece oluşan serbest elektrona karşı valans bandında bir boşluk oluşur. Bu nedenle elektronlar iletkenliğe daha fazla katkıda bulunurlar. Bu şekilde iletkenliğin çoğunluk yük taşıyıcıları elektronlar ile sağlandığı yarıiletkenlere de n tipi yarıiletkenler denir ($\Delta n > \Delta p$). Bu tür yarıiletkenlerde azınlık yük taşıyıcıları boşluklardır. Donör tipli katkı yarıiletkenin yasak bandının içinde (iletkenlik bandının aşağısında) bir enerji düzeyi (E_d : donör enerji düzeyi) oluşur (Şekil 4).



Şekil 4. i (asal), p tipi ve n tipi yarıiletken için enerji düzeyleri

Hall Olayı

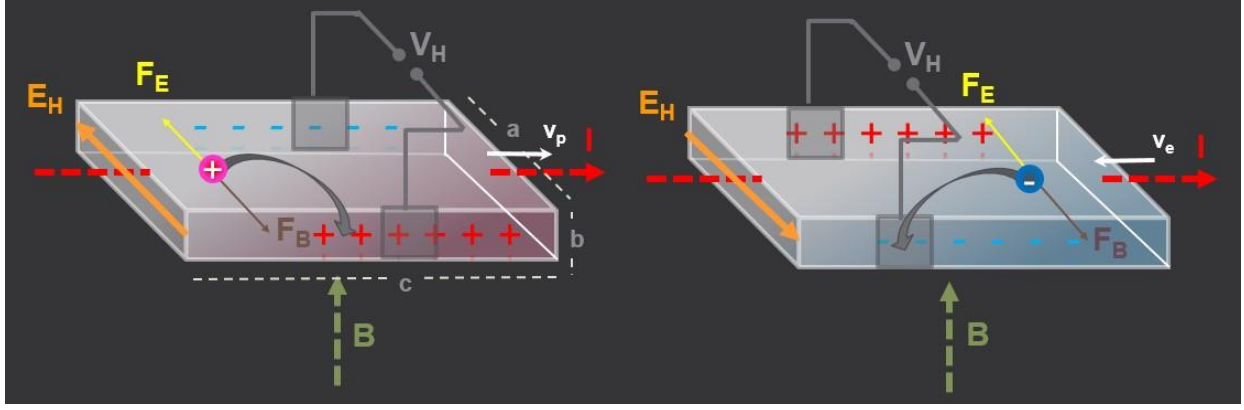
1879 yılında Hall, altın (Au) yapraklar üzerine eş zamanlı olarak hem elektrik alan hem manyetik alan uygulandığında malzemenin geometrisine bağlı olarak elektiriksel bir cevap verdiğini (elektrik ve manyetik alana dik yönde bir potansiyel fark ürettiğini) görmüştür ve bu cevabın malzemenin içerisindeki yük taşıyıcı konsantrasyonunu ve yük taşıyıcı mobilitesi hakkında bilgi verdiğini görmüştür.



Şekil 5. Au plakada Hall olayının şematik gösterimi ve hareketli, pozitif yüklü parçacığa etki eden manyetik kuvvetin gösterimi

Genişliği a , kalınlığı b olan düzgün kesilmiş dikdörtgen biçimindeki bir kristal içerisindeki pozitif yüklü serbest bir parçacığın manyetik alandaki hızının ve manyetik kuvvetinin yönleri Şekil 5’de gösterilmiştir. Parçacığın hareketine göre, etki gösterecek olan manyetik kuvvetin değeri ve yönü, parçacığın hızı (v) ve manyetik indüksiyonun (B) vektör çarpımı ile belirlenmektedir.

$$\vec{F}_B = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2)$$



Şekil 6. p tipi ve n tipi yarıiletkenlerde Hall olayının gösterimi.

Yarıiletken içerisindeki yük taşıyıcılarına manyetik alanda manyetik kuvvetin etkisi incelenecek olursa, p tipi yarıiletkenlerde akımın yönü çoğunluk yük taşıyıcılarının (boşlukların) yönü ile aynıdır. Yarıiletkene Şekil 6’da gösterildiği gibi bir manyetik alan uygulanırsa, pozitif yüklü boşluklara etki edecek olan manyetik kuvvet;

$$\vec{F} = +e(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3)$$

şeklinde ifade edilir. Boşlukların hızı manyetik alan vektörüne dik ise $F = evB$ şeklinde yazılır. Manyetik alanda boşluklar (delikler), manyetik kuvvetin etkisi ile hareket ettirildiğinde; örneğin şekil 6’da verilen bir yarıiletken için D yüzeyi yönünde hareketlenen boşluklar sebebiyle bu yüzeye zıt yöndeki C yüzeyinde negatif yüklü elektronların toplanmasıyla sonuçlanır. Dolayısıyla yarıiletkenin D ve C yüzeylerindeki yük dengesi bozulur ve bu yüzeyler arasında bir Hall gerilimi (V_H) veya bir Hall elektrik alanı (E_H) oluşur. Pozitif yüklü boşluklara etki eden Hall alanının kuvveti F_H ile manyetik kuvvet F birbirine zıt yöndedir. Bu kuvvetler eşitlendiğinde ($F_H = F$) ise yük taşıyıcılarının kenar yüzeylerde toplanması durur ve manyetik alan yük taşıyıcılarının hareketine artık etki edemez.

$$F_H = F$$

$$eE_H = evB \quad (4)$$

Hall alanı ve Hall gerilimi (4) denklemi ile birbirine bağlıdır ve a örneğin Hall alanı yönündeki boyutu olmak üzere;

$$E_H = \frac{V_H}{a} \quad (5)$$

şeklinde ifade edilir.

J akım yoğunluğu olmak üzere;

$$J = I/s = I/ab = nqv = pqv$$

Deliklerin hızı v ;

$$v = I/abpe$$

Burada p deliklerin konsantrasyonudur. Deliklerin ortalama hızı ile Hall alanı, (2) numaralı denklemde yerine yazılırsa örneğin iki yüzeyi arasındaki Hall gerilimi,

$$v_H = \frac{1}{pe} \frac{IB}{b} \quad (6)$$

şeklinde ifade edilir. Görüldüğü üzere Hall gerilimi sadece örneğin kalınlığına bağlıdır (1mm). R_H Hall sabiti ise eşitlik (6)'daki gibi ifade edilir.

$$R_H = \frac{1}{pe} \quad (7)$$

Benzer şekilde Hall olayını n tipi yarıiletkenlerde incelersek, elektronların hareket yönü örnekten geçen akım yönüne ters olacaktır. Bu nedenle manyetik alanda elektronlar, D yüzeyi yönünde hareketlenirler ve bu yüzeye zıt olan C yüzeyinde pozitif yüklü parçacıklar toplanırlar. Böylece yarıiletkenin D ve C yüzeylerinde yük dengesi bozulur ve bu yüzeyler arasında Hall gerilimi veya Hall elektrik alanı oluşur. N tipi yarıiletkende Hall gerilimi,

$$v_H = -\frac{1}{ne} \frac{IB}{b} \quad (8)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada n elektronların konsantrasyonudur. R_H Hall sabiti negatif olup eşitlik (9)'daki gibi ifade edilir.

$$R_H = -\frac{1}{ne} \quad (9)$$

Eşitlik (7) ve (9)'dan görüldüğü gibi, yarıiletkenlerde Hall sabitinin işareti çoğunluk yük taşıyıcılarının işareti ile belirlenir. (-) negatif işareti n tipi yarıiletkenliği ve (+) pozitif işareti p tipi yarıiletkenliği gösterir. Hall geriliminin bulunduğu ifadelerde yük taşıyıcılarının hızı, ortalama hız ifadesidir. Gerçekte elektron ve deliklerin hız dağılımını hesaba katmak gerekir. Ayrıca Hall gerilimi ve Hall sabiti ifadelerinde, yük taşıyıcılarının yansıma mekanizmaları ihmal edilmiştir. Bu faktörler göz önüne alındığında Hall sabiti için daha doğru bir ifade oluşturmak mümkündür. “A” Hall faktörü olmak üzere;

$$R_H = -\frac{A}{ne} \quad \text{ya da} \quad R_H = \frac{A}{pe} \quad (10)$$

ifadeleri daha doğru olur. Hall faktörü yük taşıyıcılarının yansıma mekanizmasına bağlıdır ($1 < A < 2$).

Yük taşıyıcılarının katkı iyonları ile yansımasında (düşük sıcaklıklarda) $A = 1,93$; örgü atomlarının ısısal titreşimi ile yansımasında (yüksek sıcaklıklarda) $A = 1,18$; yozlaşmış yarıiletkenlerde ve metallerde $A = 1$ 'dir.

Bir yarıiletkenin elektriksel iletkenliği “ σ ”, q elementer yük, p boşluk taşıyıcı konsantrasyonu, n elektron taşıyıcı konsantrasyonu ve μ mobilite olmak üzere;

$$\sigma = q(p\mu_p + n\mu_n) \quad (11)$$

Katkılı yarıiletkenlerde taşıyıcı konsantrasyonları birbirinden farklıdır (p tipi için $p \gg n$ ve n tipi için $n \gg p$) bu eşitlik, denklem (12) ve (13)'e indirgenir ve p tipi ve n tipi yarıiletkende mobilite;

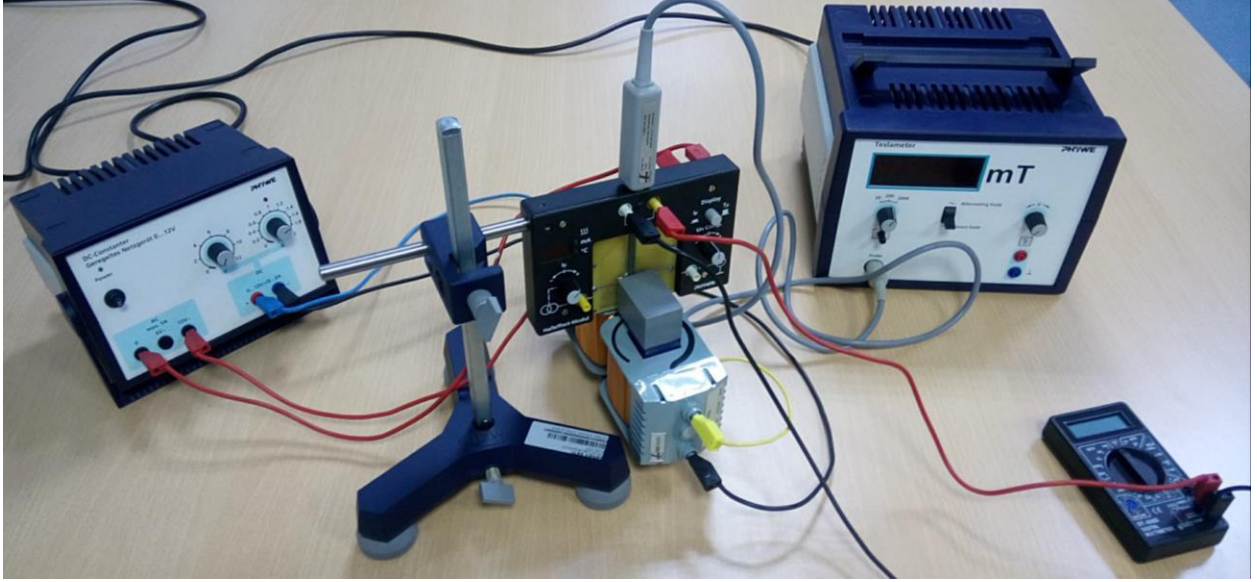
$$\mu_p = \frac{\sigma}{qp} = R_H \sigma \quad (12)$$

$$\mu_n = \frac{\sigma}{qn} = R_H \sigma \quad (13)$$

Dolayısı ile taşıyıcı konsantrasyonu ve iletkenliği (ya da direnci) bilinen bir malzemenin mobilitesi Hall olayı deneyi ile belirlenebilmektedir.

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılan Cihaz ve Donanımlar: Hall etkisi modülü, p tipi Germanyum (Ge) ve n tipi Germanyum için taşıyıcı kart, 600 sarımlı 2 adet bobin, 2 adet U şeklinde demir çekirdek, Tanjant Hall probu, dijital multimetre, dijital teslametre, güç kaynağı.



Şekil 7. Hall olayı deney seti

- 1) Şekil 7’deki devre kurulur ve p-Ge yarıiletken kristali bulunan taşıyıcı kart Hall etkisi modülüne yerleştirilir.
- 2) Bobinlere bağlanmış olan güç kaynağının akım ve gerilim değerleri değiştirilerek $B= 250 \text{ mT}$ olacak şekilde sabit bir manyetik alan değerine ayarlanır. Manyetik alan sabit tutularak oda sıcaklığında örneğin Hall geriliminin I akımına bağlılığı incelenir.
- 3) Hall gerilimini ölçebilmek için multimetre modülün U_H (Hall voltajı) bağlantısına bağlanır.
- 4) Modülün önündeki ekran, akım moduna ayarlandıktan sonra akım değeri -30 mA ’den $+30 \text{ mA}$ ’e 5 mA aralıklarla arttırılarak Hall gerilimi değerleri voltmetre ile okunur ve Tablo 1’e işlenir.
- 5) Hall gerilimi akımın fonksiyonu olacak şekilde $V_H=f(I)$ grafiği çizilir. Bu grafiğin eğiminden “ R_H ” Hall katsayısı belirlenir.
- 6) İkinci kısımda, örneğe uygulanan akım $I= 30 \text{ mA}$ ’de sabit tutularak oda sıcaklığında Hall geriliminin B manyetik indüksiyonuna bağlılığı incelenir.
- 7) Manyetik indüksiyon -300 mT ’dan $+300 \text{ mT}$ ’ya 50 mT aralıklarla arttırılarak değişen Hall gerilimi değerleri okunur ve Tablo 2’e işlenir.

- 8) Hall gerilimi manyetik indüksiyonun fonksiyonu olacak şekilde $V_H=f(B)$ grafiği çizilir.

Tablo 1

B= 250 mT	T= °C
I (mA)	V_H (mV)
30	
25	
20	
15	
10	
5	
0	
-5	
-10	
-15	
-20	
-25	
-30	

Tablo 2

I= 30 mA	T= °C
B (mT)	V_H (mV)
300	
250	
200	
150	
100	
50	
0	
-50	
-100	
-150	
-200	
-250	
300	

- 9) Son olarak, Hall geriliminin sıcaklık ile ilişkisini irdelemek için akım değeri 30 mA ve manyetik indüksiyon değeri 300 mT olarak ayarlanır. Hall modülünün göstergesi sıcaklık olarak ayarlanarak, örneği ısıtma işlemi ön modülden başlatılır. İstenilen sıcaklığa ulaşıldığında ısıtma işlemi durdurulmalıdır! Sıcaklık 170 °C'yi GEÇMEMELİDİR!
- 10) Hall gerilimi sıcaklığın fonksiyonu olarak 30 °C ile 150 °C aralığında 10 °C aralıklarla ölçülerek, Tablo 3'e işlenir.

Tablo 3

I= 30 mA	B= 300 mT
T (°C)	V_H(mV)
30	
40	
50	
60	
70	
80	
90	
100	
110	
120	
130	
140	
150	

- 11)** Hall gerilimi sıcaklığın fonksiyonu olarak $V_H=f(T)$ grafiği çizilir.
- 12)** Aynı adımlar tekrarlanarak n tipi germanyum kristali için aynı ölçümler alınır ve grafikler çizilerek yorumlanır.
- 13)** n ve p tipi Ge kristalleri için çizilen “ $V_H=f(I)$ ” ve “ $V_H=f(B)$ ” grafiklerinin eğimlerinden yararlanarak Hall katsayısı değerleri hesaplanır Tablo 4’e kaydedilir.

Tablo 4

p tipi Ge için R_H (m^3/As)		n tipi Ge için R_H (m^3/As)	
B= 300 mT	I= 30 mA	B= 300 mT	I= 30 mA
$V_H=f(I)$	$V_H=f(B)$	$V_H=f(I)$	$V_H=f(B)$

SORULAR

1. Katılarda bağ türleri nelerdir? Kovalent bağın önemini ve katkılı yarıiletkenlerin oluşumunu açıklayınız.
2. Yarıiletkenlerde ve metallerde elektriksel iletkenlik veya özdirencin sıcaklık ile nasıl değiştiğini açıklayınız.
3. Fermi enerjisi nedir?
4. Metallerde ve yarıiletkenlerde Hall olayını şekil üzerinde göstererek açıklayınız.
5. Hall katsayısının katının cinsine, sıcaklığa ve uygulanan manyetik alana bağlılığını açıklayınız.
6. Hall olayı deneyinin uygulamalarını araştırınız.
7. Mobilite, iletkenlik ve özdirenç kavramlarını açıklayınız.
8. Hall faktörünü araştırınız.

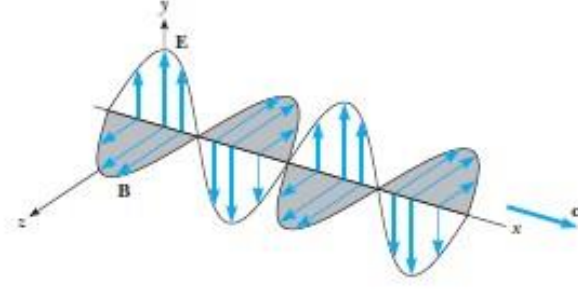
A5: FOTOELEKTRİK OLAY

Deneyin Amacı: Fotoelektrik olay yardımıyla Planck sabitinin belirlenmesi

Çalışma Konuları: Kuantum kuramı, ışığın ikili doğası, kırınım, elektromanyetik spektrum, elektromanyetik dalgalar, fotoelektrik olay

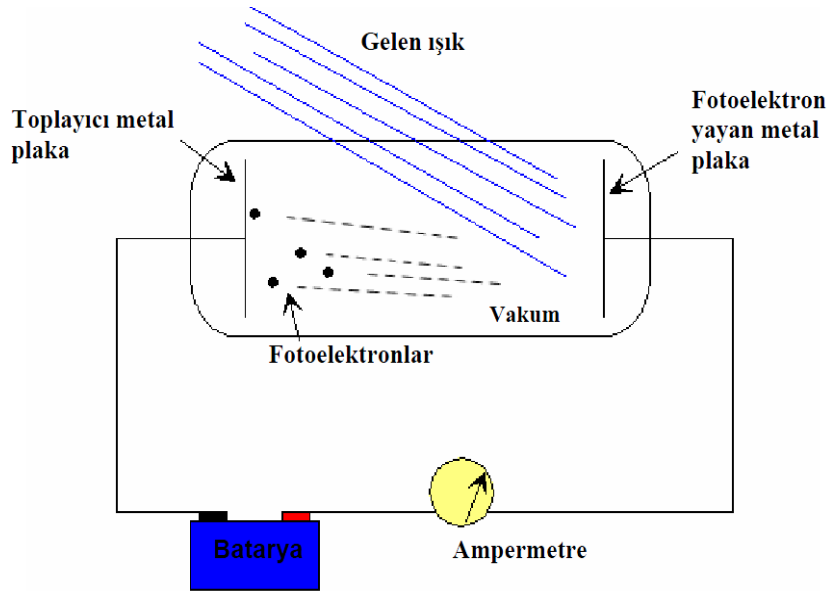
TEORİK BİLGİ

Fotoelektrik olay ilk kez 1887 yılında Heinrich Hertz tarafından gözlenmiştir. Hertz elektromanyetik dalgalar üzerinde deney yaparken, katotla anot arasındaki hava boşluğunda oluşan elektrik arklarının, katot üzerine morötesi ışık gönderildiğinde daha kolay oluştuğunu farketmiş olsa da bu gözlemin üzerinde fazla durmamıştır. Sonrasında bu olayın sebebinin, katot üzerine gelen ışığın frekansı yeterince yüksek olduğunda, katottan elektron yayımlanması olduğunu belirlenmiştir. Böylece günümüzde fotoelektrik olay olarak bilinen, ışığın metal bir yüzeyden elektron koparma etkisine sahip olduğu ortaya çıkmıştır. Işık tarafından koparılan elektronlara da fotoelektron adı verilmektedir. Işığın metal bir yüzeydeki elektronları koparan bir etkiye sahip olması, ışığın klasik elektromanyetik dalgalar teorisi ile açıklanabilen bir olgudur. Bunun için, elektromanyetik dalgaların birbirlerine dik doğrultularda salınan elektrik ve manyetik alanlardan oluştuklarını düşünmemiz yeterlidir (Şekil 1). Elektromanyetik dalganın elektrik alanı, yüklü bir parçacık olan elektrona “ eE ” şeklinde bir kuvvet uygulamaktadır. Burada “ E ” elektrik alanı ve “ e ” elektronun yükünü göstermektedir. Bu kuvvetin neden olduğu itme nedeni ile bir elektron, metal bir yüzeyden koparılabilmektedir. Bu sebeple fotoelektrik olay başlangıçta fizikçileri çok şaşırtmamış ve bu olayın klasik fizik ile açıklanabilir olduğu düşünülmüştür. Ancak fotoelektrik olaya ilişkin yapılan daha detaylı incelemeler, bu etkinin klasik fizik ile açıklanmasının mümkün olmadığını göstermiştir.



Şekil 1. Işığın elektromanyetik dalga modeli

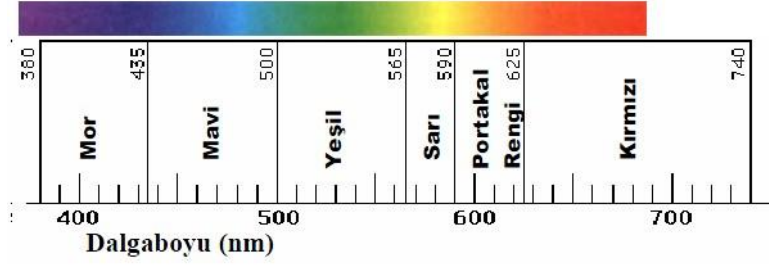
1902 yılında P. E. A. Von Lenard metal plakadan ışık tarafından koparılan fotoelektronların enerjilerinin plakaya gelen ışığın şiddetine nasıl bağlı olduğunu belirlemeye yönelik deneyler gerçekleştirmiştir. Bu amaçla, ışık şiddeti ayarlanabilir bir karbon ark lambası kullanarak, metal bir plakayı aydınmıştır. Plakadan yayılan fotoelektronları, ikinci bir metal plaka kullanarak toplayan Lenard, toplayıcı plakayı Şekil 2’deki gibi bir bataryanın katoduna bağlamıştır. Böylece toplayıcı plaka negatif yüklenmiş ve fotoelektronlar ile toplayıcı plaka arasında bir itme meydana gelmiştir. Bu durdurucu potansiyel engeli nedeni ile fotoelektronların tümü kolayca toplayıcı plakaya ulaşamayıp, ancak kinetik enerjileri bu durdurucu potansiyel engelini aşacak büyüklükte olan fotoelektronlar toplayıcı plakaya ulaşabilmesi sağlanmıştır. Eğer batarya tarafından uygulanan gerilim artırılırsa, belirli bir ΔV değerinden sonra toplayıcı plakaya hiç fotoelektron ulaşamayacaktır. Bu ΔV gerilim değeri fotoelektronların kinetik enerjilerinin maksimum değeri kadar olmalıdır. Lenard’ın deney düzeneğinde, Şekil 2’de görüldüğü gibi toplayıcı plaka bir tel ile bir ampermetreye bağlanmıştır. Dolayısı ile toplayıcı plakaya ulaşan fotoelektronlar bir akıma neden olup, bu akım ampermetre ile ölçülebilmektedir. Böylece toplayıcı plakaya ulaşan fotoelektronlar ampermetre yardımıyla belirlenebilmektedir.



Şekil 2. Lenard'ın fotoelektrik olayı incelemek için kurduğu düzeneği.

Lenard'ın deneyleri oldukça ilginç ve ışığın klasik elektromanyetik dalgalar teorisi ile açıklanamayacak sonuçlar vermiştir. Lenard şaşırtıcı bir şekilde ΔV durdurucu potansiyelinin metal plakaya gönderilen ışığın şiddetine bağlı olmadığını keşfetmiştir. Oysa ışığın klasik elektromanyetik dalgalar teorisine göre, ışığın şiddeti arttıkça metal yüzeydeki elektronları ivmelendiren elektrik alanın değeri de artacaktır. Bu ise fotoelektronların kinetik enerjilerinin artması ile ilişkili olacağından, bu öngörü deney sonuçları ile uyumlu değildir. Deneylerini daha da detaylandıran Lenard, farklı renge (farklı dalgaboyu, frekans, enerji) sahip ışık kullanarak deneyini tekrarlamıştır (Şekil 3). Fotoelektronların kinetik enerjisinin ışığın rengine bağlı olduğu bulunmuştur. Yüksek frekanslı (yüksek enerjili) ışık kullanıldığında fotoelektronların kinetik enerjileri de artmıştır. Lenard'ın deney sonuçları aşağıdaki gibi özetlenebilmektedir:

- Metal yüzeylerin ışığın fotoelektrik etkisi sonucu elektron yayıp yayamayacakları, gönderilen ışığın frekansına bağlıdır. Metalden metale değişen bir frekans eşiği olup, ancak frekansı bu eşik değerden büyük olan ışık bir fotoelektrik olay oluşturur.
- Fotoelektronların meydana getirdiği akım, eğer ışığın frekansı eşik değerden büyükse, ışığın şiddetine bağlılık gösterir. Işığın şiddeti arttıkça akım da artar.
- Fotoelektronların kinetik enerjisi ışığın şiddetinden bağımsız olup, gelen ışığın frekansı ile doğru orantılı olarak artar.



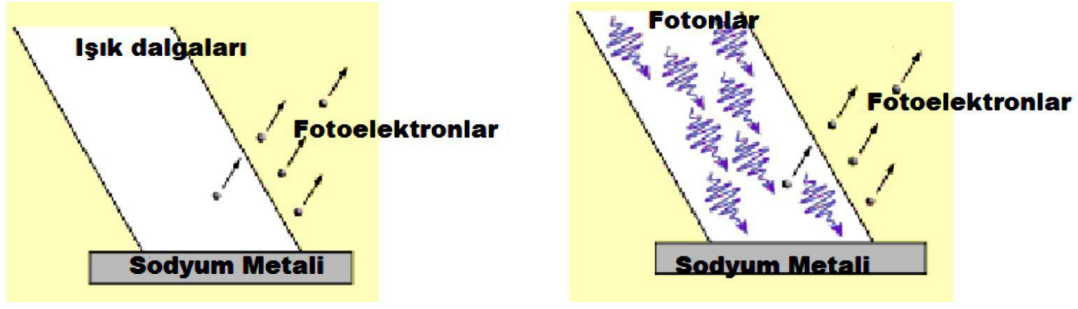
Şekil 3. Elektromanyetik spektrumunun görünür bölgesi ve renkler.

Işığın klasik elektromanyetik teorisi ile açıklanamayan bu deney sonuçları 1905 yılında A. Einstein tarafından açıklanmıştır. Einstein ise, ışığın enerjisinin klasik teoride öngörüldüğü gibi dalga cephelerine dağılmış sürekli bir enerji dağılımı şeklinde değil de belirli paketçiklerde toplanmış olduğunu öngörmüştür. Einstein bu öngöründe bulunurken Planck'ın siyah cisim radyasyonunu açıklamak için kullandığı varsayımdan ilham almıştır. Planck 1900 yılında siyah cisim radyasyonunun doğasını açıklamak için, bir kovuk içerisindeki duran elektromanyetik dalga kiplerinin enerjilerinin,

$$E = nh\nu \quad (1)$$

şeklinde kuantumlu olduğunu varsaymıştır. Bu formülde “n” bir pozitif tam sayı, “ ν ” elektromanyetik dalganın frekansı ve “h” Planck tarafından önerilen ve “Planck sabiti” olarak bilinen bir sabittir. Einstein, Planck'ın varsayımının yalnızca duran elektromanyetik dalgalar için değil tüm elektromanyetik dalgalar için geçerli olduğunu varsaymıştır. Einstein'ın varsayımına göre ışık, “ $h\nu$ ” enerjili kuantumlardan meydana gelmiştir. Günümüzde ışığın kuantumlarına foton adı verilmektedir. Bir ışık demetinin enerjisi “ $E = nh\nu$ ” şeklinde olup, “n” sayısı demetin kaç tane foton içerdiğini göstermektedir. Başka bir deyişle ışık demetinin şiddetini bu sayı belirlemektedir. Bu durumda tek bir fotonun enerjisini yalnızca frekansı belirleyecektir. Bu varsayım ile Lenard'ın deney sonuçlarını açıklamak mümkündür.

Şekil 4'de bir sodyum (Na) metali üzerine gönderilen ışık görülmektedir. Şekil 4 (a)'da ışık klasik elektromanyetik teorideki gibi sürekli enerji akışı biçiminde resmedilmiştir. Böyle kabul edildiğinde Lenard'ın deney sonuçları açıklanamamaktadır. Şekil 4 (b)'de ise Einstein'ın varsayımı dikkate alınarak ışığın fotonlardan oluşan kesikli enerji akışı olduğu düşünülmüştür.



Şekil 4. Fotoelektrik olayın klasik ve modern fizik yaklaşımı ile açıklanması

Einstein'in varsayımı ünlü Amerikalı deneysel fizikçi R. A. Millikan tarafından uzun yıllar çürütülmeye çalışılmıştır. Millikan, Einstein'in varsayımına, ışığın klasik elektromanyetik dalga teorisine aykırı olduğu gerekçesi ile karşı çıkmış ancak 10 yıl süren deneysel çalışmalar sonrasında, başlangıçtaki beklentisinin tersine Einstein'in varsayımını doğrulayan sonuçlar elde etmiştir. Millikan, Einstein'in varsayımına dayanarak Planck sabitini yüksek bir hassasiyetle ölçmeyi başarmıştır. Millikan'ın fotoelektrik olay ile ilgili deneysel çalışmaları Einstein'in varsayımını kanıtlayan önemli çalışmalardan biridir. Bu çalışmalar, Nobel komitesi tarafından Einstein'in fotoelektrik olay ile ilgili varsayımını doğrulayan yeterli bir kanıt olarak görülmüş ve Einstein'a 1921 yılında Nobel fizik ödülü verilmiştir. Millikan da fotoelektrik olay ve elementer elektrik yükü ile ilgili deneysel çalışmalarından dolayı 1923 yılında Nobel fizik ödülü ile ödüllendirilmiştir.

Einstein'in varsayımı gerçekten de Lenard ve Millikan'ın fotoelektrik olay ile ilgili elde ettikleri deneysel sonuçları başarı ile açıklamaktadır. Bir fotonun enerjisini " $h\nu$ " olarak aldığımızda bir fotonun metal yüzey tarafından soğurulması, metaldeki bir elektronun enerjisini $h\nu$ kadar arttırır. Enerjisi artan elektronlar hemen metal yüzeyden ayrılmazlar, çünkü elektronları metal yüzeye bağlayan bir potansiyel enerji mevcuttur. Bu nedenle elektronu metal yüzeyden ayırmak için W kadarlık bir iş yapmak gerekir. (W 'ya metalin iş fonksiyonu denir ve değeri metalden metale değişir. $h\nu < W$ ise metalden elektronu koparılamayacak, fakat $h\nu > W$ ise metalden elektron koparılabilecek kadar enerji elde edilmiştir) Elektronun enerjisi $h\nu$ kadar arttığında bu enerjinin iş fonksiyonu kadarlık kısmı elektronu metalden ayırmaya harcanacaktır. Dolayısı ile geriye kalan " $h\nu - W$ " enerjisi ise elektronun kinetik enerjisidir. Bu durumda fotoelektronun kinetik enerjisi,

$$\frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W \quad (2)$$

olarak yazılır. Görüldüğü gibi fotoelektronun kinetik enerjisi yalnızca ışığın frekansı ile doğrusal bir bağıllık göstermektedir. Metal için eşik frekansı ise,

$$\nu_0 = W/h \quad (3)$$

şeklinde olacaktır. Bu eşik frekansından daha düşük frekansa sahip fotonlar, metalden elektron koparamayacaklarından fotoelektrik olay meydana gelmeyecektir. Işık demetinin şiddeti arttığında,

artan yalnızca demetin içerdiği foton sayısı olup, her bir fotonun enerjisinde bir değişiklik meydana gelmeyecektir. Bu durumda metal yüzeyden daha fazla sayıda fotoelektron sökülecek ancak bu fotoelektronların kinetik enerjileri değişmeyecektir. Elektronlar ancak kinetik enerjileri elektrik alandaki enerjilerine eşit olduğunda anoda ulaşabilecektir.

$$eU = \frac{1}{2}mv^2 \quad (4)$$

Dolayısıyla (2) eşitliği;

$$eU = h\nu - W \quad (5)$$

olur ve düzenlenirse;

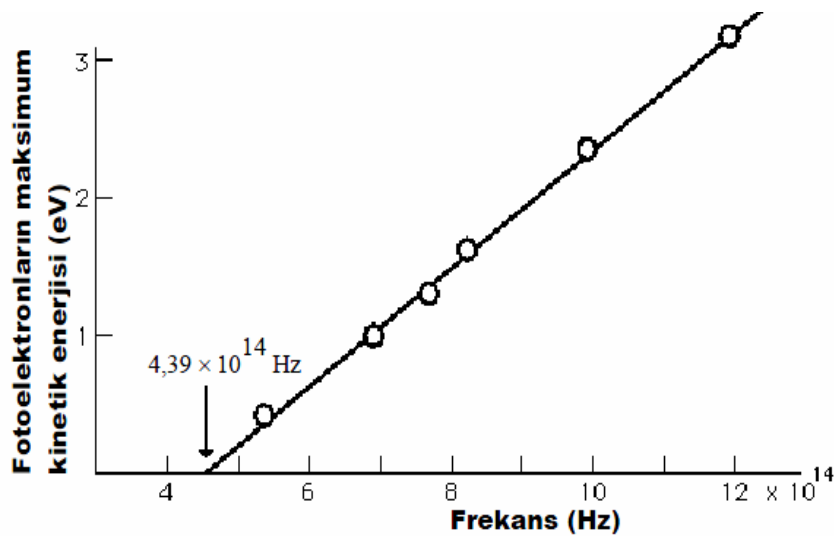
$$U = \frac{h}{e}\nu - \frac{W}{e} \quad (6)$$

Fotoelektronların kinetik enerjileri ile ışığın frekansı arasındaki ilişkinin doğrusal olduğu (2) nolu eşitlikten görülmektedir. Eğer elektrona uygulanan potansiyelin, fotonun frekansına bağlı değişimini gösteren bir grafik çizilirse, grafiğin bir doğru ($y=mx+n$) verdiği görülecektir.

Bu grafiğin;

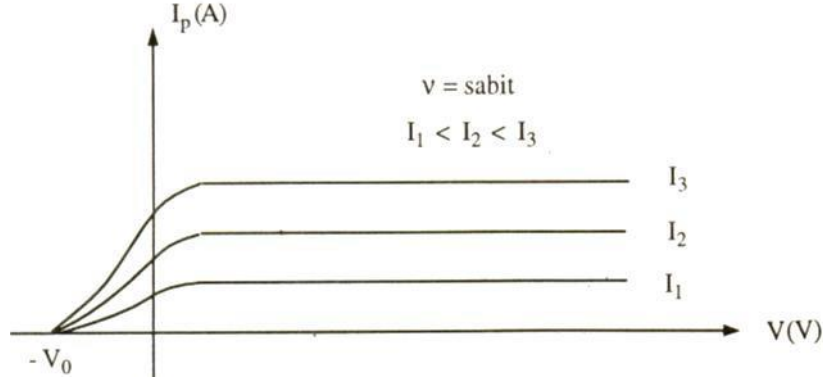
- Eğimi, " $\frac{h}{e}$ " değerini ($\sim$ Planck sabiti),
- Frekans eksenini (x eksen) kestiği nokta " ν_0 " eşik frekans değerini,
- Enerji eksenini (y eksen) kestiği nokta ise " $\frac{W}{e}$ " değerini ($\sim$ metalin iş fonksiyonu) verecektir.

Şekil 5'de 1916 yılında Millikan tarafından elde edilen verilere dayanılarak çizilmiş kinetik enerji-frekans grafiği görülmektedir. Grafik beklenildiği gibi doğrusal olup, grafiğin eğiminden Planck sabiti $h = 4,16 \times 10^{-15}$ eV.s olarak bulunmuştur. Planck sabitinin bilinen $h = 4,1356675 \times 10^{-15}$ eV.s değerinden % 0,7 kadar farklıdır. Grafikten eşik frekansı ise $\nu_0 = 4,39 \times 10^{14}$ Hz olarak okunmuştur.



Şekil 5. Fotoelektronların maksimum kinetik enerjisinin foton frekansına göre grafiği.

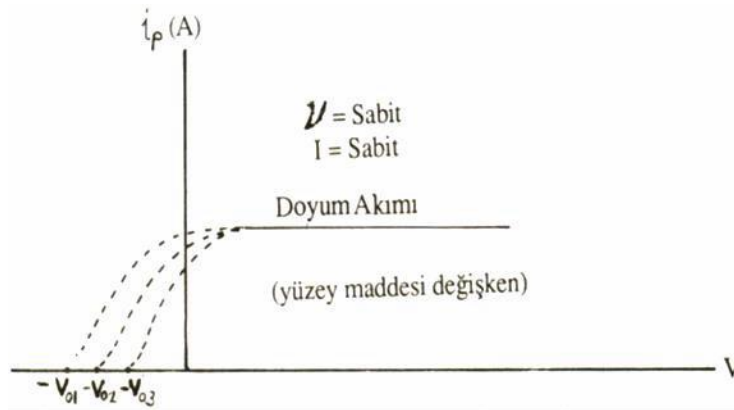
Eğer gönderilen ışığın frekansı sabit tutulup, plaka gerilimi değiştirilirse ve plaka akımı ölçülürse Şekil 6'daki grafik elde edilmektedir. Burada $I_3 > I_2 > I_1$ olmak üzere üç farklı ışık şiddeti için $I_p=f(V)$ bağımlılığı görülmektedir.



Şekil 6. Sabit frekans ve farklı ışık şiddetlerinde plaka akımının hızlandırıcı potansiyele bağımlılığı.

Katot yüzey maddesi (metali) aynı olduğundan her üç ışık şiddeti için de durdurucu gerilim aynı değerde görülmektedir.

Gönderilen ışığın frekansını ve şiddetini sabit tutup katodun yüzey maddesini değiştirerek deney yapıldığında, Şekil 7' deki gibi bir grafik elde edilmektedir. Bu durumda üç farklı durdurma potansiyeli ortaya çıkmaktadır.



Şekil 7. Sabit frekans, sabit akım ve değişken yüzey maddesi için plaka akımının hızlandırıcı potansiyele bağımlılığı.

DENEYİN YAPILIŞI

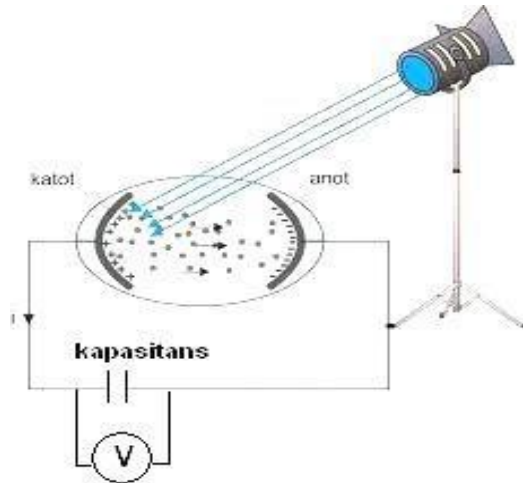


Şekil 8. Deney düzeneği

Kullanılan cihaz ve donanımlar: Yüksek basınçlı civa lambası, optik yol, optik kol, mercek, yarı, kırınım ağı, renkli filtreler, fotosel, dijital multimetre, yükseltici, güç kaynağı.

Fotosel:

Fotosel, fotoelektrik etkinin gerçekleşeceği fototüpü içermektedir. Fototüp, Şekil 9'dekine benzer havası boşaltılmış bir tüp içerisinde iki metal yüzeyden oluşmaktadır. Bu metal yüzeylerden bir tanesi fotoelektrik etkinin gerçekleştiği yüzeydir. Işık bu yüzeyden fotoelektronları sökecektir.



Şekil 9. Fotosel düzeneğinin şeması.

Diğer metal yüzey ise fotoelektronları toplamak için kullanılmaktadır. Fotosel, fototüpün sadece belirli bir aralıktan ışık görmesine izin verecek şekilde tasarlanmıştır. Bunun için fotosel üzerinde sadece bir bölgeden ışık girmesine izin verecek şekilde bir yarık vardır.

(Not: Fotosel içinde fotoelektrik olayın gerçekleştiği yüzey potasyum (K) yüzeydir. Potasyumun iş fonksiyonu $W = 2,3 \text{ eV}$)

1. Düzeneğin ortasındaki optik ayak üzerine kırınım ağı yerleştirilir.
2. Güç kaynağı olarak lambadan yayılan ışığın (yarıktan ve mercekten geçerek) kırınım ağı üzerine gelmesi sağlanır. Fotosel üzerindeki beyaz bölmeye düşen renklere ayrılmış beyaz ışık gözlemlenir. Işık frekansını spektrofotometre açısına bağlı olarak hesaplanır. Fotoseli aydınlatan ışığın dalga boyu $d \cdot \sin \alpha = n \lambda$ denklemi ile belirlenir. Burada α spektrofotometre açısı, d kırınım ağı sabiti ($d = 1/600 \text{ mm}$), λ dalga boyu ve bu deney koşullarında $n=1$ 'dir. Dolayısıyla $c = \lambda \nu$ formülü yardımıyla renklerin frekans değerleri hesaplanır ve Tablo 1'e kaydedilir.

Renk	Dalga Boyu (nm)
Mor	380–450 nm
Mavi	450–495 nm
Yeşil	495–570 nm
Sarı	570–590 nm
Turuncu	590–620 nm
Kırmızı	620–750 nm



Şekil 10. Spektral renkler ve beyaz ışığın kırınım ağından geçerek fotosel üzerinde renklerine ayrılması

Tablo 1

Renk	λ (nm)	ν (10^{12} Hz)	U (V)
Mor			
Mavi			
Yeşil			
Sarı			
Turuncu			
Kırmızı			
Koyu kırmızı			

- Yükseltici açılır ve fotosel üzerindeki yarık kapalıyken dijital multimetrenin 0 (sıfır) değerini göstermesi sağlanır.
- Fotosel üzerindeki yarık açılır. Optik kol döndürülerek fotocele farklı renklerde ışık düşmesi sağlanır. Her renk için fotoselde oluşan potansiyel değeri dijital multimetreden okunarak Tablo 1'e kaydedilir.
- Daha sonra düzeneğin ortasındaki optik ayağa sırasıyla sarı ve yeşil filtreler yerleştirilerek fotoselde oluşan potansiyel multimetreden okunur, Tablo 2'ye kaydedilir. Bu değerler Tablo 1'deki değerlerle karşılaştırılır ($\lambda_{\text{Sarı}} = 525$ nm, $\lambda_{\text{Yeşil}} = 580$ nm).

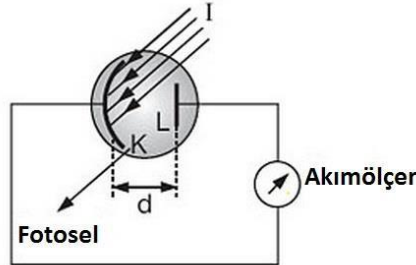
Tablo 2

Filtre	λ (nm)	ν (10^{12} Hz)	U (V)
Sarı			
Yeşil			

- Tablo 1'deki değerler yardımıyla U- ν grafiği çizilir, grafiğin eğimi bulunur. Eğimden yararlanılarak "h" Planck sabiti bulunur.
- Grafiğin y eksenini kestiği nokta W/e değerini verecektir ve buradan metalin iş fonksiyonu bulunur.

SORULAR:

1. Fotoelektrik olayı deneyini yaptığınız esnada ışık kaynağınız elektrik akımı üretmiyorsa, elektrik akımını akışını sağlamak için için ne tür ayarlamalar yaparsınız?
2. Bir metal üzerine frekansı 1.61×10^{15} Hz olan bir ışık düşürüldüğünde, durdurma potansiyeli 3V ise,
 - (a) Her foton tarafından transfer edilen enerji nedir?
 - (b) Metalin iş fonksiyonu nedir?
 - (c) Çıkan elektronların maksimum hızı nedir?
3. Şekildeki fotosele I şiddetinde ışık gönderildiğinde, devredeki akımölçer, devreden küçük bir akımın geçtiğini gösteriyor. Akımı büyütmek için aşağıdaki niceliklerden hangilerinin büyütülmesi gerekir?
 - KL levhaları arasındaki uzaklık
 - K levhasının alanı
 - Gönderilen ışığın şiddeti
 - Gönderilen ışığın dalga boyu



A6: FRANCK HERTZ

Deneyin Amacı: Frank Hertz olayı ile bir atomun enerjisinin belirli değerler alabileceğinin görülmesi

Çalışma Konuları: Atom modelleri, Bohr postülaları, Frank Hertz Olayı, elastik-inelastik çarpışmalar, atomun uyarılması, atomun iyonizasyonu.

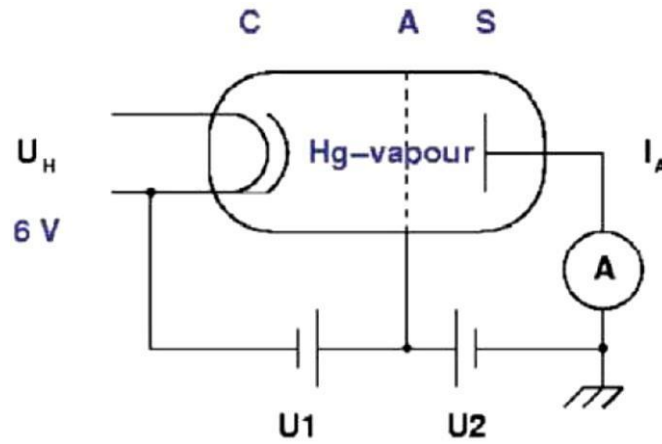
TEORİK BİLGİ

Niels Bohr 1913 yılında kendi atom modelini ileri sürdüğü modelde, izole bir atomun pozitif yüklü bir çekirdek ve bu çekirdek çevresinde ardarda dizilmiş yörüngelerde dolanan negatif yüklü elektronlardan oluşmakta olduğunu belirtmiştir. Bohr, elektronların bu yörüngelerdeki açısal momentumlarının $h/2\pi$ 'nin tam katları olduğunu ileri sürmüştür. Bohr'un tasvir ettiği bu atom modelinde, bir enerji seviyesinden başka bir enerji seviyesine geçiş yapan elektronlar bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkını ya foton yayınlayarak vermekte ya da foton soğurarak almaktaydılar. Bugün bu model Bohr atom modeli olarak adlandırılmış olup, bizlere bir atomdaki elektronların açısal momentumlarının ve enerjilerinin belirli değerler alabileceğini açıkça göstermektedir. Atomik yapı içinde çekirdeğin etrafında kararlı enerji seviyelerinde bulunan elektronların kararlı oldukları bu seviyeden, bir üst seviyeye çıkartılmaları için enerji verilmesi Bohr postülalarından biridir. Bu elektronlar, kısa bir süre sonra kararlı oldukları eski enerji seviyelerine geri döneceklerdir. Bu durumda:

- Uyarılan elektronların kararlı oldukları seviyelerine geri dönerken yayınlayacakları enerji bir şekilde ölçülebilirse, bu elektronların enerji seviyeleri tespit edilmiş olacaktır.
- Elektronları kararlı oldukları seviyeden bir üst enerji seviyesine çıkarmak için verilmesi gereken enerji ölçülebilirse, yine elektronların enerji seviyeleri tespit edilmiş olacaktır.

Franck-Hertz deneyi yukarıda belirtilen ve atomu oluşturan elektronların enerji seviyelerini bulmak için yapılması gereken iki yöntemden ikincisinin mantığı ile çalışan bir deneydir. Deneyde Şekil 1' de gösterilen ve Franck-Hertz tüpü olarak adlandırılan tüp kullanılmaktadır. Katot yaklaşık 6.3 voltluk U_H fitil gerilimi ile beslenmekte olup, bu katot (C) etrafında bir uzay yükünün

oluşturulmasını sağlanmaktadır. Buharı ile dengede bulunan civa (Hg) metalinin bulunduğu tüp içinde, katod (C) ve anot (A) arasında, civa atomları ile çarpıştırılacak olan elektronlar bu elektronlardır. Bu elektronların enerjisi U_1 gerilimi ile kontrol edilmektedir.



Şekil 1. Franck-Hertz Tüpü.

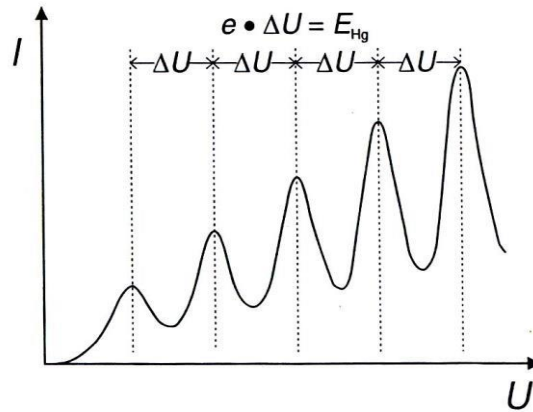
Elektronların kazandığı enerjinin, direkt olarak kinetik enerjilerine dönüştüğü varsayılır ise aşağıdaki eşitlik (1) yazılabilir.

$$\frac{1}{2}mv^2 = eU_1 \quad (1)$$

Bu U_1 gerilimi altında hızlandırılan elektronlar Hg atomları ile çarpışacaklardır. Çarpışmaların yapısı düşünüldüğünde; esnek ve esnek olmayan çarpışma olmak üzere olası iki tip çarpışma bulunmaktadır. Esnek çarpışma’da, çarpışmadan önceki ve sonraki momentumlar ile enerji korunurken, esnek olmayan çarpışma’da ise çarpışmadan önceki ve sonraki durumlar düşünüldüğünde sadece momentum korunmaktadır. Enerjinin korunumu yine geçerlidir ancak dinamik açıdan kaybedilen ve sisteme verilen enerji parçacıkların hareketinde kendisini direkt olarak göstermektedir. Dinamik anlamda enerji korunmamaktadır. Bu durumda artan U_1 gerilimine karşın katottan sökülen ve anoda düşerek devreyi tamamlayacak olan elektronların oluşturacağı akım gözlenecektir. O halde U_1 gerilimi arttıkça akımın da artması gerekmektedir. U_1 geriliminin artırılmasına devam edildiğinde elektronların ulaştığı enerji Hg atomunun içyapısını bozacak düzeye gelecek ve esnek olmayan çarpışmalar gerçekleşecektir. Civa atomunun bir elektronu, kendisine çarpan ve hızlandırılmış olan elektronun enerjisini alarak bir üst enerji seviyesine çıkacaktır. Bu aşamada hızlandırılan elektron, enerjisinin çok büyük bir kısmını kaybetmiş olacaktır. Kaybedilen enerji bu elektronun hareketinde çok önemli

değişikliklere yol açacaktır. Ancak kaybedilmiş enerji Hg atomuna hiçbir hareket özelliği kazandıramamış sadece elektronlarından birinin bir üst enerji seviyesine geçmesine (uyarılmasına) neden olmuş olacaktır. Kararlı olarak bulunduğu enerji seviyesinden bir üst enerji seviyesine çıkartılan elektron ise sadece 10^{-8} saniye kadar kısa bir süre sonra karalı olarak bulunduğu enerji seviyesine geri dönecektir. Enerjisini kaybeden elektron ise yine anoda ulaşma çabası içinde olacaktır. U_2 durdurucu potansiyelini hissetmeye başlayacak ve enerjisinin çok büyük bir kısmını kaybettiğinden durdurucu potansiyeli aşamayacaktır. Burada bağımsız bir değişken olan, U_2 durdurucu gerilimi genelde 0.5 - 2 volt değerine kadar farklı değerlere yükseltilebilmektedir. Dolayısı ile bu U_2 durdurucu gerilimine göre enerjisi yeterli olmayan elektronlar anoda ulaşamayacağından akımda keskin bir düşüş gözlenecektir. Diğer yandan, U_1 gerilimi artırılmaya devam edildiğinde akımda yine artma gözlenecektir. U_1 gerilimi artırıldıkça, Hg atomu elektronlarının ikinci kez uyarılması sağlanacaktır. Dolayısıyla akımda yine artma ve düşmeler gözlenecektir. Bu durum benzer şekilde artacak olan uyarılma sayısı ile devam edecektir. I akımı ile U_1 gerilimi arasındaki ilişki Şekil 2’de gösterilmiştir. Grafikteki ilk tepenin enerjisi cıvanın taban durumu ile ilk enerji seviyesi arasındaki enerji farkına yani 4.9 eV’a karşılık gelmektedir.

Uyarılan Hg atomları ise ~ 253 nm dalga boylu foton yayınlamaya başlayarak taban durumuna döneceklerdir.



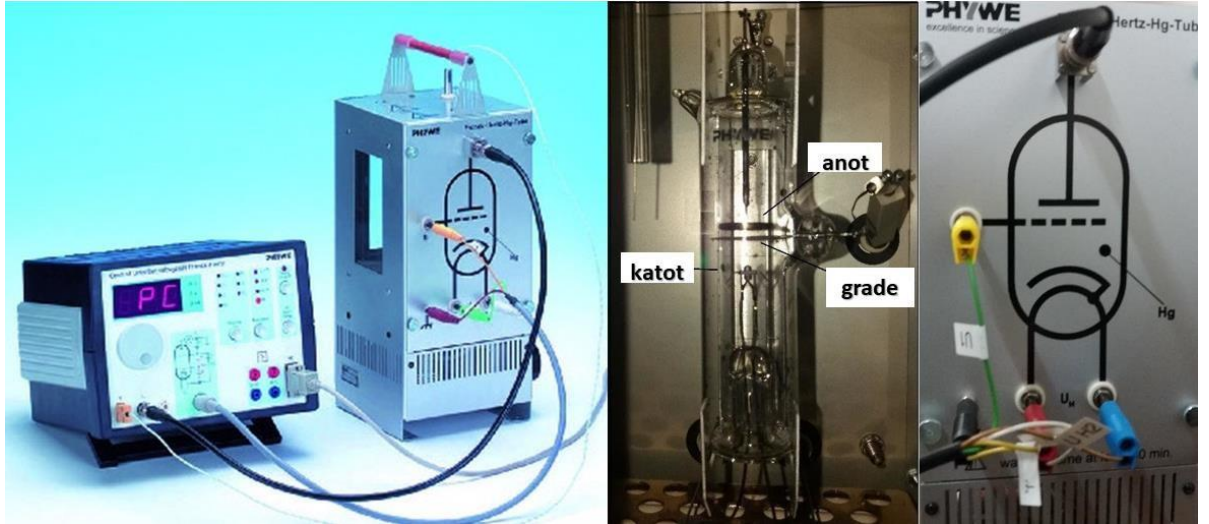
Şekil 2. I - U_1 grafiği

Şekil 2’deki grafikte her tepecik cıva atomunun değerlik yörüngesinde bulunan bir elektrona aittir. Durdurucu potansiyelin etkisi, esnek ve esnek olmayan çarpışma bölgeleri anot akımında açıkça gözükmemektedir.

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılan cihaz ve donanımlar: Franck-Hertz kontrol birimi, Franck-Hertz civa tüpü, Franck-Hertz fırını, NiCr-Ni termoçift, bilgisayar.

1. Şekil 3'teki deney düzeneğinde görüldüğü gibi Franck-Hertz fırını bilgisayara bağlanarak "PC" kontrol moduna geçirilir.
2. Franck-Hertz fırınının sıcaklığı "T" bilgisayar yazılımı kullanılarak Şekil 3'teki ekran yardımı ile istenilen değere ayarlanır (175 - 185 °C).
3. "U₂" durdurma voltajı istenilen değere ayarlanır (1.5 - 2 Volt).
4. "U₁" hızlandırıcı geriliminin bitiş değeri istenilen değere ayarlanır (50 - 60 V).

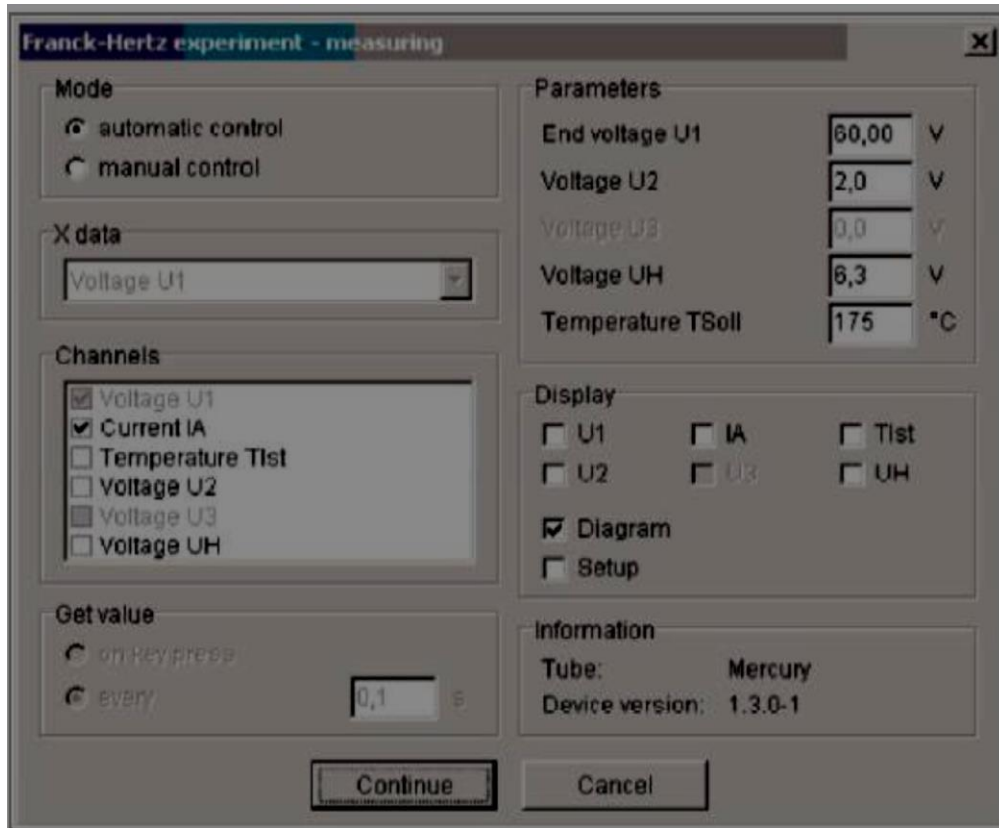


Şekil 3. Franck-Hertz deney düzeneği

5. Fırın sıcaklığı istenilen değere sabitlendiğinde, deneyin başlatılır ve I-U₁ grafiği elde edilir.
6. Farklı T, U₁, U₂ değerleri için deney tekrarlanır.
7. Elde edilen grafikte minimumlara karşılık gelen voltaj değerleri ve her ardışık iki minimum için aralarındaki farklar ($\Delta U_{1.Hg}$), bilgisayar yazılımı yardımı ile belirlenirerek, Hg için ortalama 1. Uyarılma enerjileri ($E_{U1.Hg}$) hesaplanır. Her bir grafik için minimum 5 değer elde

edilerek, bu değerler Tablo 1'e yazılır. Buradan ortalama $E_{U1.Hg}$ ve standart sapma değerleri hesaplanır.

8. Tablo 1'de elde edilen sonuçlar yorumlanarak, bağıl hata hesaplanır.



Şekil 4. Franck-Hertz deneyi kontrol ekranı.

Tablo 1[illegible]

SORULAR

- 1) Franck-Hertz deneyinde elde ettiğiniz U_1 -I grafiğindeki tepelerin enerji konumları fırının sıcaklığından etkilenir mi? Açıklayınız.
- 2) U_2 voltajının değiştirilmesi U_1 -I grafiğindeki maksimumların ve minimumların enerji konumlarını etkiler mi? Açıklayınız.
- 3) Civa buharı ile dolu bir Franck-Hertz tüpünde 7 V ile katotdan hızlandırılan elektronların 1 V'lık yavaşlatma gerilimi altında anoda ulaştıklarında sahip oldukları hızı hesaplayınız.

A7: HİDROJEN SPEKTRUMUNUN İNCELENMESİ ve SODYUMUN İNCE YAPISI

Deneyin amacı: Bilinen bir spektrum yardımıyla spektrometrenin kalibrasyon eğrisinin çizilmesi, Hidrojen spektrumundan Rydberg sabitinin hesaplanması, Sodyum (Na) spektrumunda ince yapı ayrılmasının tayini.

Çalışma Konuları: Kesikli ve sürekli spektrumlar, hidrojen atomunun spektrumu, Bohr Atom modeli, prizma, girişim, deşarj tüpleri. tek elektron spektrumu, ana kuantum sayıları (n, l, m), açısal momentum, spin, ince yapı, girişim, kırınım, deşarj tüpleri.

TEORİK BİLGİ

Hidrojen Atomunun Spektrumu

Beyaz ışık birçok farklı dalga boyunda ışığın kombinasyonundan meydana gelmektedir. Eğer beyaz ışığı prizmadan geçirecek olursak kendisini oluşturan farklı dalga boylarına ayrılarak sürekli spektrumu meydana getirecektir. Sürekli spektrum farklı dalga boylarında ışık içermektedir. Bir elementin gaz veya buhar durumunda atomlarının uyarılması sonucu yaydığı ışık prizmaya gönderildiğinde ise kesikli bir spektrum oluşturur. Sürekli spektruma kıyasla kesikli spektrum sadece belli dalga boylarında ışığı içermektedir.

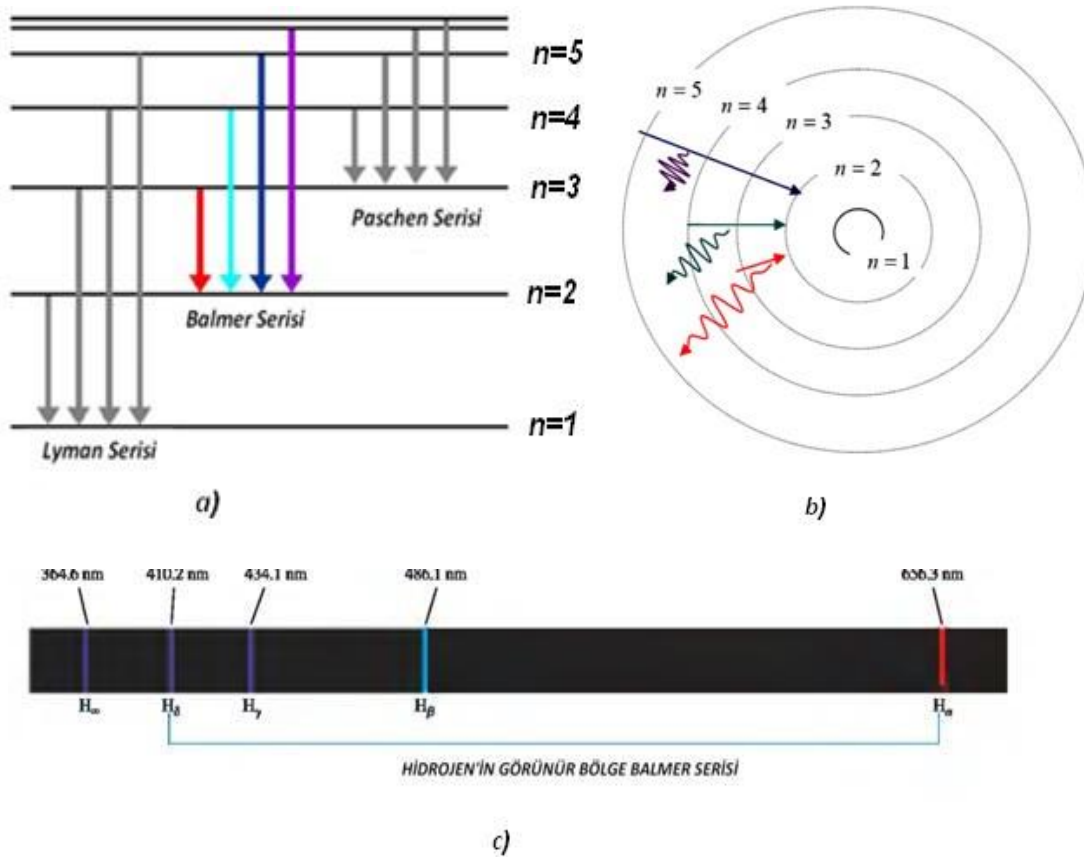
Her bir elementin kendine has spektrumu vardır ve görünen spektrum çizgileri atom içindeki elektronların geçişleri sonucu meydana gelmektedir. Bir proton ve bir elektrona sahip olan hidrojen atomu doğadaki en basit yapılı element olarak en basit spektrumu vermektedir. İlk olarak Balmer (1885) tarafından yapılan deneyler sonucunda bulunan hidrojenin spektrumunun görünür bölgede dört adet spektrum çizgisi vardır. Bunlar 656 nm (kırmızı), 486 nm (mavi-yeşil), 434 nm (mavi-mor) ve 411 nm (mor) olup, görünür bölgedeki bu geçişler 2. enerji seviyesine yapılan geçişlerdir.

Balmer, Angstrom'un ölçümlerine dayanarak Hidrojenin ilk dört görünür spektrum çizgisinin dalgaboylarını kullanarak bunların aşağıdaki formülle elde edilebileceğini bulmuştur.

$$\lambda = b \left(\frac{n^2}{n^2 - 4} \right) \quad (1)$$

Burada $b = 3645,6$ Angstrom'dur ve $n = 3, 4, 5, 6$ şeklindedir. Balmer, ayrıca daha önceleri varlığı bilinen $n = 7, 8, \dots$ için görünür bölgede olmayan (kızılötesi) başka çizgilerin de varlığını da öne sürmüştür. Bu durumda, formüldeki 4 yerine 9, 16, 25, ... sayılar gelecek ve dalga boyu kızılötesi bölgede olacaktır. Balmer' in formülü 1888'de İsviçreli Rydberg tarafından genelleştirilmiştir:

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (2)$$



Şekil 1 (a) Spektral serileri. (b) Bohr atom modeline göre Hidrojen atomunun görünür bölge spektrumunu oluşturan elektron geçişleri. (c) Hidrojen atomunun görünür bölgedeki Balmer serileri.

burada n ve m son ve ilk yörüngeye karşılık gelen tam sayılardır. $\bar{\nu}$ birim uzunluğa düşen dalga sayısı olarak tanımlanmaktadır ve $R_H = 1,0973 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ Rydberg sabitidir. Bu formül Hidrojen atomunun spektrum çizgilerini iyi bir tutarlılıkla ifade etmenin yanı sıra sodyum ve potasyum gibi alkali metallerin de spektrum çizgilerini açıklamakta başarılıdır.

Hidrojen Atomu için Bohr Modeli

Bohr atom modeline göre, atomlar kütesinin çoğu merkezde toplanan bir ağır çekirdek ve bu çekirdeğin çevresinde belirli çembersel yörüngelerde hareket eden ve çekirdeğe göre kütlesi çok küçük olan elektronlardan oluşmaktadır. Bu yörüngeler, elektronun çekirdekten uzaklığına bağlı olarak, $n = 1, 2, 3, \dots$ şeklinde enerji seviyelerine karşılık gelen baş kuantum sayıları ile etiketlenirler. Bir atom, bir elektromanyetik ışınla, başka bir atomla ya da elektronlarla çarpıştırılarak foton soğurup uyarıldığında çekirdeğin çevresindeki elektronlar çarpışmada aktarılan enerjiye göre daha üst enerji seviyelerine geçiş yaparlar. Çarpışmanın etkisi geçtikten hemen sonra üst enerji seviyelerine geçiş yapan bu elektronlar, atomun kararlı olması için, daha düşük enerji seviyelerine foton yayarak geçiş yaparlar. Bu geçiş sırasında yayılan fotonlar atom spektrumlarını oluştururlar. Bohr modeli Hidrojen atomunun yapısını ve enerji seviyelerini başarılı bir biçimde açıklamasına karşın daha karmaşık yapıdaki atomları açıklayamamaktadır. Hidrojen atomundaki farklı n kuantum sayıları ile ifade edilen kuantumlu enerji seviyeleri arasında geçiş yapan bir elektron Bohr modeline göre bu kuantumlu enerji seviyeleri arasındaki enerji farkına eşit enerjiye sahip bir foton yayacaktır.

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (3)$$

salınan fotonun frekansı

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{1}{h}(E_1 - E_2) \quad (4)$$

ise birim uzunluğa düşen dalga sayısı

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{hc}(E_1 - E_2) \quad (5)$$

olarak yazılır. Buradaki enerji seviyeleri Bohr teorisinde

$$E_n = -\frac{E_1}{n^2} \text{ ve } n = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

ifadesi ile verilir. Bu ifadedeki E_1 hidrojen atomunun iyonlaşma enerjisi, CGS birim sisteminde,

$$E_1 = \frac{2\pi^2 me^4}{h^2} \quad (7)$$

olarak verilir. (6) numaralı denklem (5) numaralı denklemde kullanılarak yeniden düzenlendiğinde,

$$\bar{\nu} = \frac{E_1}{hc} \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (8)$$

ifadesi elde edilmektedir. Bu sonuç denklem (3) ile karşılaştırıldığında Rydberg sabiti

$$R_H = \frac{E_1}{hc} = \frac{2\pi^2 me^4}{h^3 c} \quad (9)$$

olarak bulunur.

Tek Elektron Spektrumu

Pauli ilkesine göre dolmuş bir elektron kabuğu üzerinde tek bir değerlik elektronuna sahip bir atoma

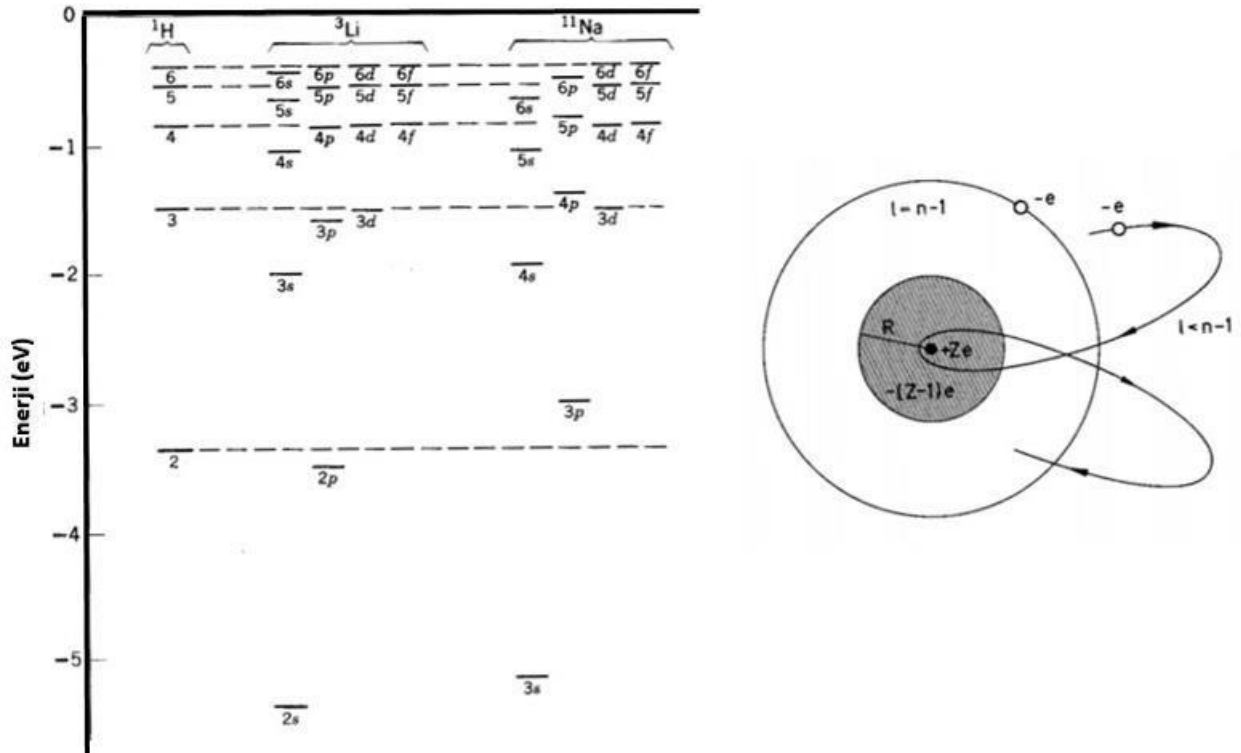
“tek elektronlu sistem” denir. Hidrojenin (Z=1) dışında periyodik cetvelde yer alan Lityum (Z=3), Sodyum (Z=11), Potasyum (Z=19), Rubidyum (Z=37) ve Sezyum (Z=55) gibi alkali metallerin spektrumları bu sınıfa girmektedir.

Tablo 1. Tek elektronlu bazı elementlerin elektron düzenleri.

Element	Atom Numarası (Z)	Elektron Düzeni
Hidrojen (H)	1	1s ¹
Lityum (Li)	3	1s ² 2s ¹
Sodyum (Na)	11	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ¹
Potasyum (K)	19	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ¹
Rubidyum (Rb)	37	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ² 3d ¹⁰ 4p ⁶ 5s ¹
Sezyum (Cs)	55	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶ 4s ² 3d ¹⁰ 4p ⁶ 5s ² 4d ¹⁰ 5p ⁶ 6s ¹

Tablo 1’ de görüldüğü gibi verilen bu elementlerin atomları için ortak özellik, kapalı (dolmuş) elektron kabuğu üzerinde tek bir değerlik (valans) elektronu bulunmasıdır. Kapalı elektron kabuğunun altındaki elektronların toplam açısal momentumları ve toplam manyetik momentleri sıfır olduğundan, bunların atomun enerji düzeyi üzerinde herhangi bir katkısı yoktur. Bu yüzden atomun fiziksel ve kimyasal özelliklerini yanı sıra, spektrum yapılarından da bu tek elektron sorumludur.

Hidrojen, lityum ve sodyum için ölçülen enerji düzeyleri Şekil 2’de gösterilmiştir. Açısal momentum durumları $l=0, 1, 2, 3$ için sırasıyla s, p, d, f olarak tanımlanmıştır. Hidrojen benzeri davranış büyük n ve l ile en çok lityumda karışımına çıkmaktadır. Bununla beraber n düştükçe, düşük l düzeyleri karşılık gelen hidrojen enerji seviyelerinin altına inmektedir. Sodyum için ise $6d$ ve $6f$ düzeyleri hidrojene benzerken küçük n ve l değerlerindeki sapmalar daha belirginleşmektedir. Hidrojen benzeri davranıştan ayrışma, büyük açısal momentumlu durumlar elektronu büyük Bohr yörüngesinin geniş çapının dışında tutarak, basit perdelenme durumunun sağlanmasından kaynaklanmaktadır. Küçük l değerlerinde, elektron yörüngeleri kapalı kabuklarla etkileşerek elektron daha fazla çekirdek yükü görür ve daha sıkı bağlıdır.



Spin manyetik alana göre sadece “yukarı” veya “aşağı” değerler alabileceğinden bir düzey çok az farklılık gösteren enerjilerdeki iki düzeye yarılabilecektir.

Spin bir parçacık için tamamen klasik olmayan “iç” açısal momentumudur. Spin kuantum sayısı “s” toplam spin açısal momentumunu ve onun iz düşümünü;

$$|S| = \sqrt{s(s + 1)}\hbar \quad (10)$$

ile belirlemektedir.

$$S_z = m_s \hbar \quad (11)$$

$$m_s = -s, -s+1, \dots, s, s+1 \quad (12)$$

olmak üzere “s” ile sınırlandırılmıştır.

Elektron gibi temel fermiyonlar için, $s=1/2$ ve elektron spininin z eksenine iz düşümü;

$$S_z = \pm \frac{\hbar}{2} \quad (13)$$

olmak üzere iki değer alabilmektedir.

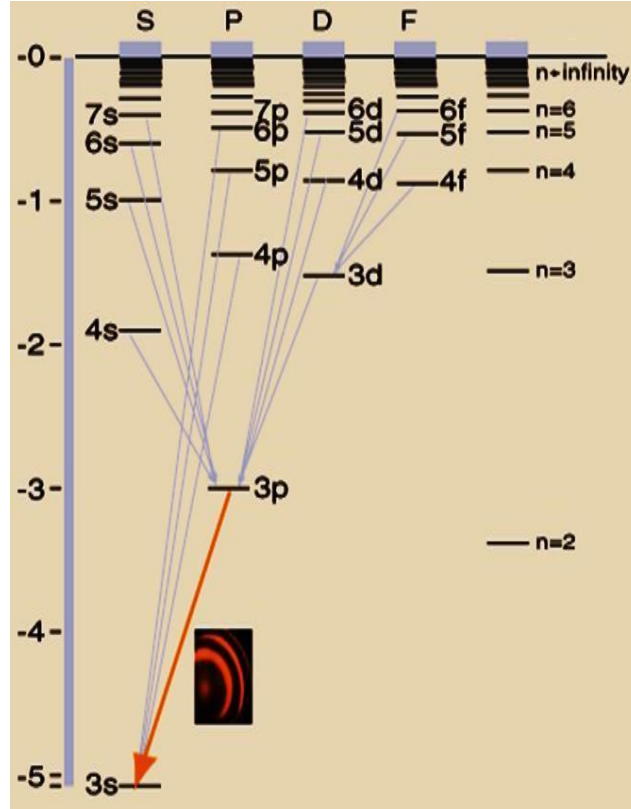
Normal halde 10 elektronu $n=2$ kapalı elektron kabuğunun altında yer alan sodyumun, bu kabuğun üzerinde tek bir 3s değerlik elektronu bulunmaktadır. Bu alt grup için $L=0$, $S=1/2$ ve $J=L+S=1/2$ değerlerini aldığından, sodyum atomunun temel enerji düzeyi $3s_{1/2}$ ’dir.

Sodyumun 3s değerlik elektronu için, spin açısal momentumu $|S| = \sqrt{s(s + 1)}\hbar$,

yörüngesel açısal momentumu $|L| = \sqrt{l(l + 1)}\hbar$,

$$\text{toplam açısal momentumu } |J| = \sqrt{j(j + 1)}\hbar \quad (14)$$

değerlerini almakta olup, bu elektron için $l \neq 0$ olduğu sürece, $j = l + 1/2$ ve $j = l - 1/2$ olmak üzere iki farklı değer alabilir. Buna göre sodyum atomunda S enerji düzeyleri tek, buna karşılık P, D, F... enerji düzeyleri daima çifttir. Bu çiftli düzeyler arasındaki fark dalga boyu cinsinden 6 Å kadardır. Bu değerlik elektronunun yörüngesel ve spin momentlerinin karşılıklı etkileşmesi sonucunda S düzeyinden başka her enerji düzeyinin iki veya daha fazla bileşene ayrılmasına **ince yapı** denir.



Şekil 3. Sodyum atomunun spektrum serileri.

İlk kez Paschen-Runge ve Rydberg (1980) tarafından ortaya konulduğu gibi, alkali elementlerin optik spektrumları dört temel seviyeye ayrılarak incelenebilir.

Bu spektrum serileri; ($R_H=1,0973 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$)

$$\text{Baş seri: } \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{(3-1.37)^2} - \frac{1}{(n-0.88)^2} \right) ; \quad 3S-nP \quad (n=3,4,5,\dots) \quad (15)$$

$$\text{Keskin seri: } \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{(3-0.88)^2} - \frac{1}{(n-1.37)^2} \right) ; \quad 3P-nS \quad (n=4,5,6,\dots) \quad (16)$$

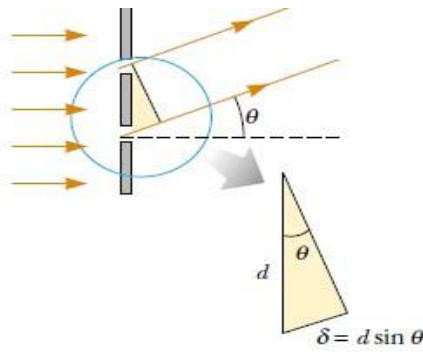
$$\text{Dağınık seri: } \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{(3-0.88)^2} - \frac{1}{(n-0.01)^2} \right) ; \quad 3P-nD \quad (n=3,4,5,\dots) \quad (17)$$

$$\text{Temel seri: } \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{(3-0.01)^2} - \frac{1}{(n-0.001)^2} \right) ; \quad 3D-nF \quad (n=3,4,5,\dots) \quad (18)$$

Kırınım Ağı

Kırınım ağı ışık kaynaklarının analizinde kullanılan, çok sayıda birbirine paralel yarıklardan meydana gelmektedir. Işık dalgalarının kırınımında kullanırken, dalga boyu, genliğinde veya her ikisinde de periyodik değişimler yapabilmektedir. En çok karşılaşılan ağ biçimi; temiz, düzgün bir cam tabaka üzerine paralel yarıklar çizilerek yapılır. Bir kırınım ağı bir santimetresinde veya bir milimetresinde bulunan yarıkların sayısı ile karakterize edilir.

Kırınım ağı üzerine λ dalga boyu bir ışık demeti düşürüldüğünde Huygens-Fresnel teorisine göre her bir yarıkların ışık kaynağı gibi davranır ve diğer tarafta her doğrultuda ışık saçar. Ekranda görünen görüntü kırınım ve girişim olaylarının birlikte gerçekleşmesinin bir sonucudur. Her bir yarıkların kırınım olayını gerçekleştirirken, kırınımına uğrayan ışınlar ise girişim olayını gerçekleştirerek ekrandaki görüntüyü oluştururlar. Dalgalar yarıklardan aynı fazda çıkarlar. Fakat her bir dalga ekrana ulaşana kadar farklı mesafeler kat eder (Şekil 4).



Şekil 4. Kırınım ağı; “d” yarıklar arası mesafe, “ $d\sin\theta$ ” komşu iki yarıklar için yol farkıdır.

Ardarda gelen iki dalga arasındaki yol farkı $\Delta = d\sin\theta$ ile verilmektedir. Eğer yol farkı dalga boyunun tam sayı katları kadarsa yarıklardan gelen bütün dalgalar aynı fazda olur ve aydınlık bölge gözlenir.

$$\Delta = d\sin\theta = m\lambda \quad \text{ve} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (19)$$

Karanlık bölge ise

$$\Delta = d\sin\theta = (2m + 1)\frac{\lambda}{2} \quad (20)$$

formülü ile elde edilir.

DENEYİN YAPILIŞI

KISIM 1: HİDROJEN SPEKTRUMUNUN İNCELENMESİ

Kullanılacak Aletler: Spektrometre (Gonyometre), prizma, hidrojen deşarj tüpleri, güç kaynağı.

Spektrometrenin Kalibrasyon Eğrisinin Çizilmesi

- 1- Spektrometrenin fantının önüne Civa lambası konulur ve uçları gerilim cihazına bağlanır.
- 2- Açı ölçer kullanılarak referans açısı okunur.
- 3- Işık kaynağı çalıştırılır, dürbünden bakılarak spektrumun bilinen dalga boylarına karşılık gelen θ açıları (ışığın geliş doğrultusundan sapma miktarı) okunur.
- 4- Tablo 1'den yararlanarak $\lambda = f(\theta)$ kalibrasyon eğrisi çizilir.

Tablo 1. Civa Spektrumu

Renk	λ (Å)	θ
Kırmızı	7075	
Kırmızı	6950	
Kırmızı	6100	
Sarı	5825	
Yeşil	5500	
Mavi-yeşil (Turkuaz)	4950	
Mavi	4400	
Mor	4125	



Şekil 5. Hidrojen lambası ve gonyometre

Hidrojen Spektrumundan Rydberg Sabitinin Hesaplanması

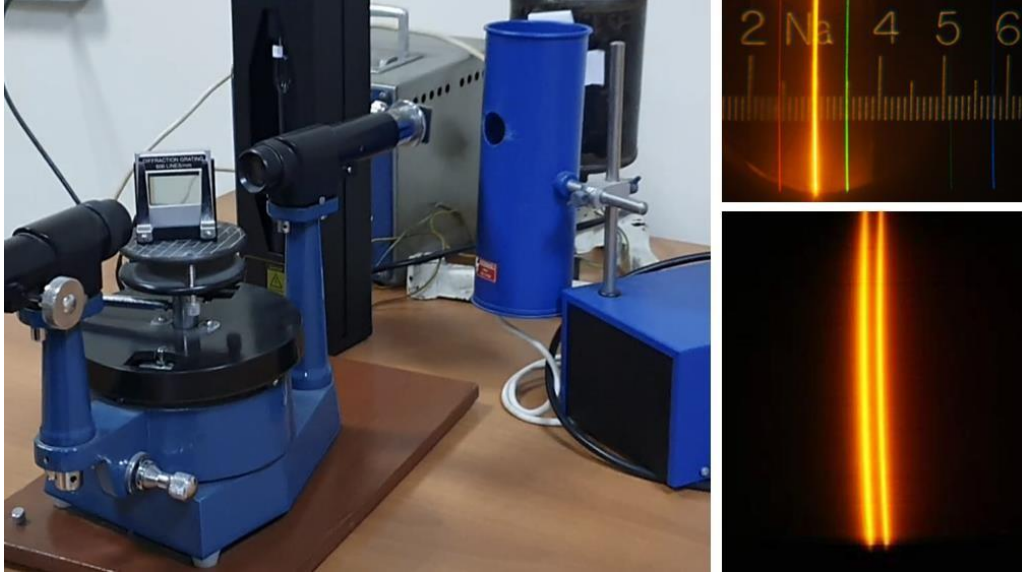
- 1- Civa buharlı lamba yerine hidrojen içeren deşarj tüpü yerleştirilir.
- 2- Spektrum dürbününden bakılarak Hidrojen atomunun Balmer serisindeki spektrum çizgilerine karşılık gelen θ açıları okunur.
- 3- Çizilen kalibrasyon eğrisinden yararlanarak okunan θ açılara karşılık gelen λ dalga boyları belirlenir. Bulunan değerler Tablo 2'ye işlenir.
- 4- (2) numaralı denklem kullanılarak Rydberg sabitleri hesaplanır ve bulunan değerlerin ortalaması alınarak bağıl hata hesabı yapılır.

Tablo 2. Hidrojen Spektrumu

Renk	θ	λ (Å)

KISIM 2: SODYUMUN İNCE YAPISI

Kullanılacak Aletler: Spektrometre (Gonyometre), kırınım ağı, deşarj tüpleri



Şekil 4. Deney düzeneği ve sodyumun sarı D çizgileri

Sodyumun İnce Yapısı

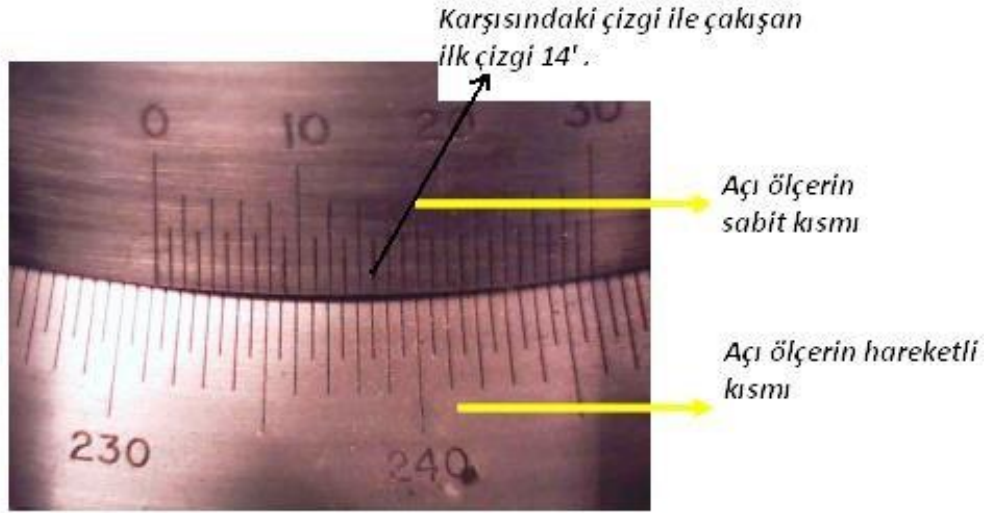
- 1- Güç kaynağının uçlarına sodyum lambası bağlanır ve çalıştırılır.
- 2- Açıölçer kullanılarak referans açısı okunur.
- 3- Kırınım ağı yardımı ile sodyumun sarı D çizgileri ikinci mertebe spektrumunda gözlenir.
- 4- Bu iki çizgiye ait θ_1 ve θ_2 kırınım açıları ölçülür.
- 5- (14) denklemi yardımıyla λ_1 ve λ_2 dalga boyları hesaplanır ve $\Delta\lambda$ belirlenir.
- 6- $\Delta\lambda$ 'nın değeri yaklaşık olarak 6 Å olarak bulunur.

EK- Açıölçerin kullanılması

- 1- Açıölçerin sabit kısmı üzerindeki “0” sayısının karşılık geldiği sayı aralığı alt tarafta belirlenir. (Örnek. Şekil 3’de bu aralık (231-231,5) tir.)
- 2- Bu sayı aralığı belirlendikten sonra aralığı ifade eden küçük sayı esas açı olarak derece cinsinden kaydedilir. (Örnek. Şekil 3’de esas açı 231° dir.)
- 3- Esas açıya kaç dakika ekleneceğini belirlemek için sabit bölme üzerindeki ilk olarak hangi çizginin hareketli kısımdaki çizgi ile tam çakıştığı tespit edilir ve bu çakışan çizgi esas açıya

ek olarak dakika cinsinden kaydedilerek açı ölçümü tamamlanır. (Örnek. Şekil 3'e göre açı $231^{\circ} 14'$ dır.)

- 4- Dakika dereceye çevrilerek esas açıya eklenir (1 derece 60 dk'dır).



Şekil 3. Açıölçer.

SORULAR

- 1) Bohr atom modelini açıklayınız.
- 2) Rydberg sabitinin fiziksel anlamını yazınız.
- 3) Hidrojen deşarj tüpünün foton yayınlama mekanizmasını açıklayınız.
- 4) Spektrometre nedir? Kullanım alanlarını yazınız. Kırınım olayının gerçekleşmesi için λ ve d arasındaki ilişki ne olmalıdır?
- 5) Spin-Yörünge etkileşmesi nedir? Açıklayınız.
- 6) Sodyum lambasından gelen ışık, 4000 çizgi/cm' lik bir kırınım ağının 1 cm 'sini aydınlatırsa ikinci mertebe spektrumda sodyumun iki çizgisi arasındaki açısal fark ne kadar olur?

A8: SEEBECK ETKİSİ

Deneyin Amacı:

Bir yarıiletken termojenaratörü içerisindeki termal difüzyon geriliminin sıcaklık farkının fonksiyonu olarak ölçülmesi, iç direnç ve Seebeck katsayısı belirlenmesi.

Çalışma Konuları: Seebeck etkisi (termoelektrik etki), termoelektrik potansiyel (emk), Peltier olayı, Thomson olayı, Seebeck olayı, direkt enerji dönüşümü, Thomson denklemleri

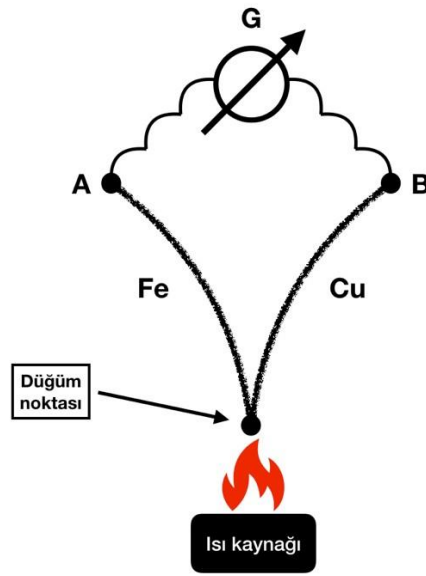
TEORİK BİLGİ:

Isı ve sıcaklık çoğunlukla bir arada bahsedilen ve bazen de birbirine karıştırılan iki kavramdır. Isı bir enerji olup, başka bir ifadeyle ısı akışı, yalnızca sıcaklık farkı sonucu olan enerji transferidir. Sıcaklık ise bir şeyin ne kadar sıcak veya soğuk olduğunun bir ölçüsüdür. Her durum veya sıcaklık aralığında hassas ölçüm yapan çeşitli sıcaklık ölçüm aletleri (termometreler) bulunmaktadır. Sıvı, gaz, direnç, ışıma, buhar basıncı, manyetik, iki metalli ve termoelektrik termometre gibi termometre türleri mevcuttur. Termoelektrik termometreler, ısı farkının potansiyel farka dönüşmesi ilkesine dayanan ölçüm aletleridir.

Farklı cinsten iki metal telin uçları birbirine dokundurulacak olursa serbest uçlar arasında bir potansiyel fark ortaya çıktığı görülmektedir. Metallerde her zaman serbest elektronlar bulunmakta olup, miktarı metalden metale farklılık göstermektedir. İki farklı metal bir eklem oluşturacak şekilde birleştirildiğinde serbest elektronlar bir metalden diğerine doğru ilerler. Potansiyel farkı var oldukça, bu akım devam etmektedir. Metallerin cinslerine bağlı olarak en çok milivolt mertebesinde olan bu potansiyele temas potansiyeli veya değme potansiyeli denir. Bu olay her iki metalin birim hacmindeki serbest elektron sayısının farklı olması ile açıklanabilmektedir. Bir metaldeki serbest elektron yoğunluğu sıcaklıkla değişeceği için temas potansiyeli de sıcaklığa bağlı olacaktır. Bu nedenle bir metal telin bir ucu ısıtılırsa iki ucu arasında da bir potansiyel fark oluşmaktadır. İlk kez Thomson tarafından ortaya konulan bu olaya Thomson olayı denilmektedir.

Birer uçları birleştirilmiş farklı iki metal telin düğüm noktası ısıtılınca serbest uçlar arasında bir potansiyel fark oluşmaktadır. 1821’de Seebeck tarafından keşfedilmiş bu durum termoelektrik olay veya Seebeck olayı olarak adlandırılır. Birer uçları düğümlenmiş farklı iki metal telden oluşan yapıya ise termopil denir.

Bir termopilin (Şekil 1) serbest uçları arasına dışarıdan bir potansiyel farkı uygulayarak ondan akım geçirebilmektedir. Bir dış kaynaktan sağlanan bu akım, termoelektrik akım yönünde ise düğüm noktasının soğuduğu, zıt yönde ise ısındığı görülmekte olup, buna Peltier olayı denir.



Şekil 1. Termopilin basit şeması

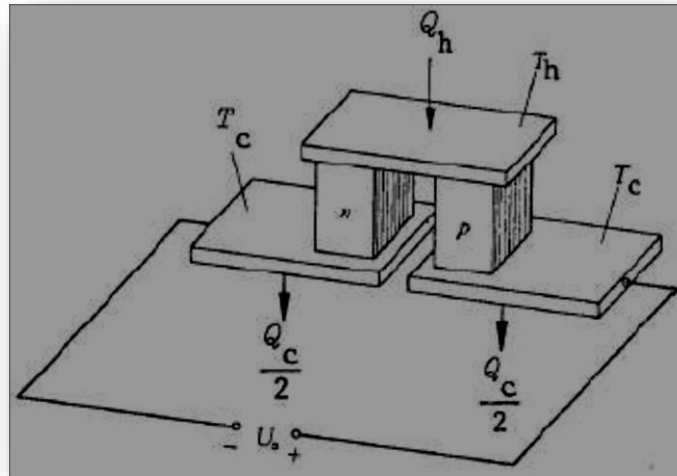
Bakır gümüş türü metalik bir telin bir ucu ısıtılırsa öteki uça göre daha sıcak olacağı için bu bölgedeki elektronların enerjileri soğuk bölgedeki elektronların enerjilerinden daha büyüktür yani hızları daha yüksek olacaktır. Sıcak, soğuk, ılık olsun, telin her bölgesindeki elektronlar her yöne doğru az çok gidecektir. Ama sıcak bölgelerdeki bu daha hızlı ve daha enerjik elektronların daha soğuk ve dolayısıyla enerjisi daha düşük bölgelere doğru gitme eğilimleri daha fazladır. Eksi yüklü elektronlar sıcak uçtan soğuk uca doğru akın ettikçe, soğuk ucun potansiyeli sıcak uca göre daha negatif olmaya başlar. Sonuç olarak telin içerisinde, sıcak bölgeden soğuk bölgeye doğru bir elektrik alan oluşur. Eksi yüklü elektronların, elektrik alanın tersi yönünde gitme eğilimi olduğundan oluşan elektrik alan daha fazla elektron akışı olmasını

engeller ve bir dengeye ulaşır. Bu dengeyle birlikte telin iki ucu arasında bir gerilim düşümü oluşur (ΔV). İlk olarak 1821 yılında Thomas Seebeck'in gözlemleyip, daha sonra Lord Kelvin'in açıklamasını yaptığı bu olgu

$$S = \frac{dV}{dT} \quad (1)$$

olarak formüleleştirilebilir. Seebeck katsayısını ifade eden S'nin birimi V/K'dir ve birim sıcaklık artışı sonucunda ortaya çıkan gerilim artışını gösteren bir ifadedir.

Seebeck etkisi ile oluşan potansiyel fark çok küçüktür (1 Kelvin (K) sıcaklık değişimi başına birkaç mikrovolt (μV) mertebesinde). Eğer sıcaklık farkı yeterince büyük ise milivolt mertebesinde bir gerilim oluşturmak da mümkündür. Bu yapıdaki çok sayıda parçanın seri olarak bağlanması ile daha yüksek bir gerilim meydana getirilebilir (Şekil 2). Aynı şekilde çok sayıda parça paralel olarak bağlanırsa daha yüksek değerlerde bir akım oluşturulur.



Şekil 2. Bir Seebeck elemanı yarıiletkeninin yapısı. Birden fazla elemanın (modülün) elektriksel olarak seri ve termal olarak paralel bağlanmasıyla oluşur.

Seebeck etkisi, iletken bir çubuğun iki ucuna sıcaklık farkı uygulandığı zaman soğuk ve sıcak tarafları arasında elektrik akımı meydana gelmesi olayıdır. Isınan bölgedeki elektronlar soğuk kısma doğru hareket eder, elektriksel bir gerilim oluşur. Bu gerilim “Seebeck voltajı” olarak da isimlendirilir. Devreden ölçülen gerilim, malzemelerin yüzeyleri arasındaki sıcaklık farkı ile

doğru orantılıdır. Eğer bu iki uç iletken tel ile birleştirilirse bir akım meydana gelir. Bu düzenek iki farklı iletken veya yarıiletken malzeme kullanılarak da oluşturulabilir.

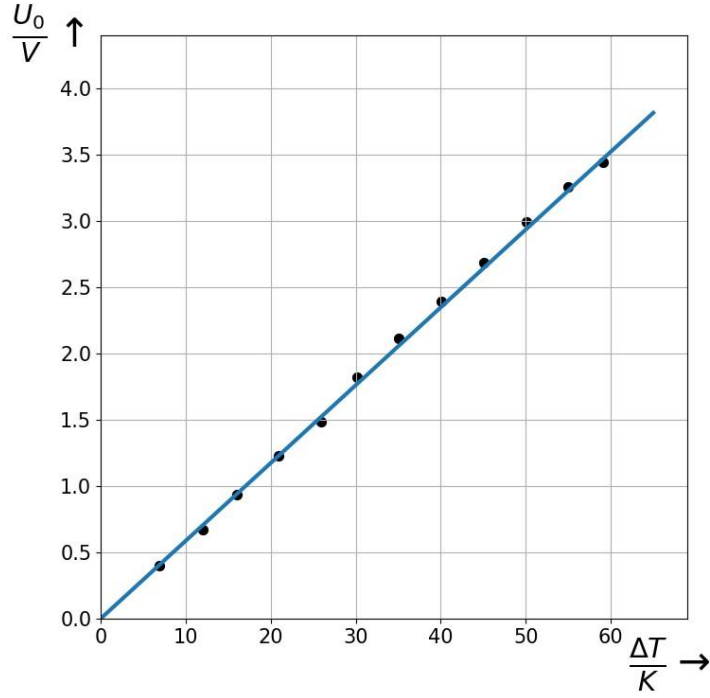
Malzemelerin Seebeck katsayıları genellikle ısıl-çift (termoçift) ve benzeri elemanların performansını belirlemektedir. Seebeck katsayısı basitçe elektronların ısı ve elektrik taşıyıcılığıyla ilgilidir. İletken bir telde sıcaklık gradyanı yüzünden elektronlar sıcak taraftan, soğuk tarafa difüze olurlar. Bu yüzden bu harekete ters yönde bir voltaj oluştururlar. Seebeck katsayısı sıcaklık başına voltaj olarak tanımlanır ve tahmin edilebileceği gibi malzemeden malzemeye farklılık göstermektedir. Deney düzeneklerinde kullanılan modüller bu prensibe göre düzenlenmiştir. İki farklı yarı-iletken malzemenin (p-n çifti) birbirine seri olarak birleştirilmesiyle oluşturulan devrede, yüzeylere farklı sıcaklıklar uygulanmak suretiyle bir elektrik gerilimi elde edilmektedir.

TEORİ:

Çeşitli sıcaklık farkları altında yüksüz devre gerilimi U_0 ve kısa devre akımı I_S Is değerlerinin ölçümü ile Seebeck katsayısının belirlenmesi

Farklı materyallerden yapılmış bir iletkenin serbest akım kolu üzerinde bir sıcaklık düşüşü oluşturulabilirse, ısı sıcak bölgeden soğuk bölgeye doğru akacaktır (Şekil 2). Burada ısıyı transfer edecek olan yük taşıyıcıları iletken boyunca rastgele bir şekilde dağılmış olarak bulunmaktadır. Bu durumda ortaya çıkacak olan iç alan şiddetinin iletkeninin serbest uçları arasındaki e.m.k U_0 olduğu gösterilebilir (Seebeck etkisi). Voltaj seviyesi “ U_0 ” kullanılan materyallere ve sıcaklık farkına bağlı olup, iyi bir yaklaşıklıkla Denklem (2) ile verilmektedir.

$$U_0 = \alpha_{1,2}(T_h - T_c) = \alpha_{1,2}\Delta T \quad (2)$$



Şekil 3. Sıcaklık farkının fonksiyonu olarak yüksüz devre gerilimi.

Burada $\alpha_{1,2}$ kullanılan materyal kombininin Seebeck katsayısı, T_h sıcak bölgenin sıcaklığı, T_c soğuk bölgenin sıcaklığıdır. Denklem (3)'teki regresyon (gerileme) ifadesi Şekil 3'teki ölçülmüş değerlere uygulanırsa;

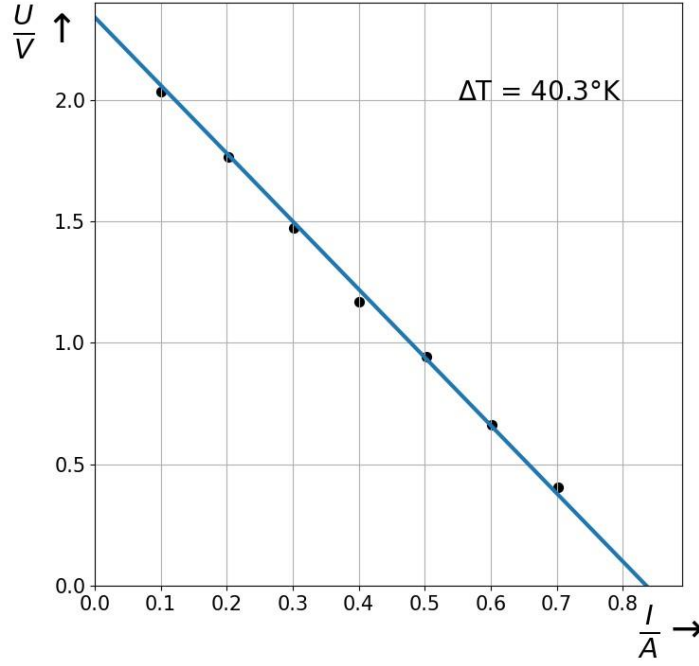
$$U_0 = a + b\Delta T \quad (3)$$

$$b = 0.0587 \text{ V/K}$$

elde edilmektedir.

Sabit sıcaklık farkı ve çeşitli yük dirençleri altında akım ve voltaj değerlerinin ölçülmesi ile iç direnç R_i 'nin belirlenmesi

Termojeneratör birbirine seri bağlı 142 element içermektedir. Bu durumda kullanılan yarıiletken kombinasyonunun Seebeck katsayısı $\alpha_{1,2}=4,04 \times 10^{-4}$ V/K standart sapma ile $\alpha_{1,2}=4,13 \times 10^{-4}$ V/K olarak elde edilir.



Şekil 4. Sabit sıcaklık farkı altında akım şiddetinin fonksiyonu olarak terminal voltajı.

Kısa devre akımı, sıcaklıkla doğru orantılı olarak artacağından termojeneratörün iç direnci, dikkate alınan sıcaklık aralığında sabit olacaktır. Regresyon (gerileme) ifadesi uygulanırsa

$$U = a + bI \quad (4)$$

Şekil 4'te ölçülen değerlerden $a = U_0 = 2.34V$ ve $|b| = R_i = 2.80\Omega$,

$$I_s = \frac{U_0}{R_i} = 0.84A \quad (5)$$

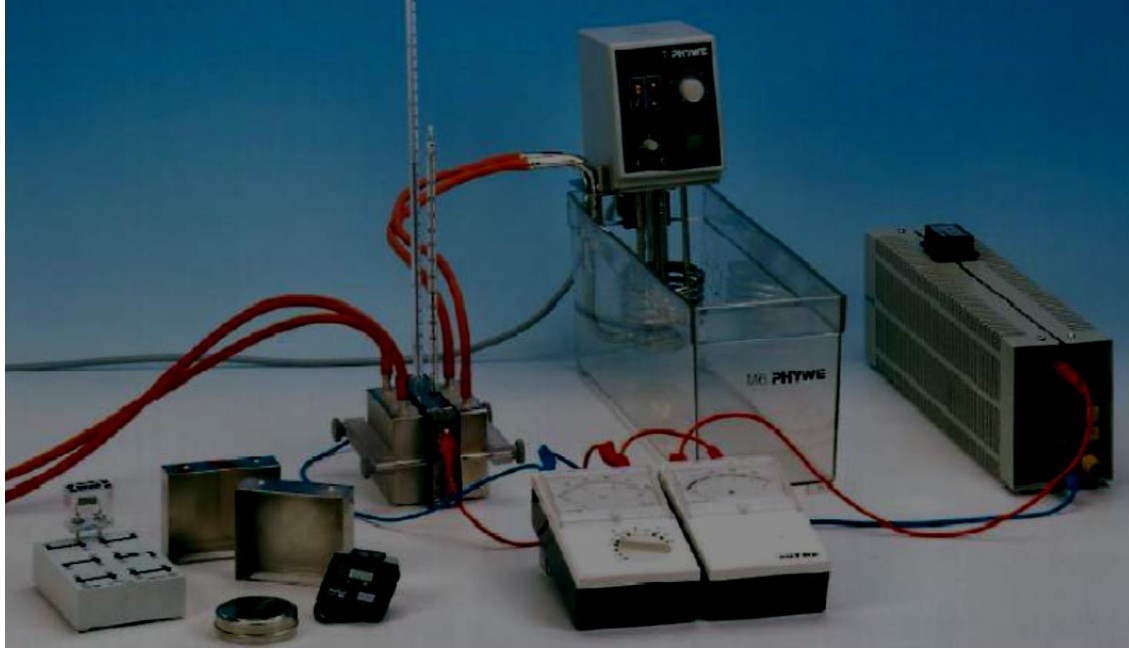
olarak elde edilir.

DENEYİN YAPILIŞI

Çeşitli sıcaklık farkları altında yüksüz devre gerilimi U_0 ve kısa devre akımı I_s değerlerinin ölçümü ile Seebeck katsayısının belirlenmesi

1. Şekil 5'de görülen deney düzeneği kurularak, soğuk su musluğu kontrollü bir şekilde açılır.
2. Termojeneratörün soğuk kısmına çeşme suyunun dolması sağlanır, sıcak kısmının sıcaklığı ise termostat ile ayarlanır.
3. Termojeneratörün üzerindeki deliklere yerleştirilen termometreler ile sıcaklık ölçümü yapılır.
4. Belirli aralıklarla yapılacak olan sıcaklık ölçümünde, o sıcaklıktaki yüksüz devre gerilimi belirlenerek Tablo 1'e yazılır.

5. Bu esnada ölçüm donanımının iç direnci R_i ihmal edilecektir. Tablo 1’deki değerlerden $U_0=f(T)$ grafiği çizilir.
6. Çizilen grafikten Seebeck katsayısı Denklem (1) yardımıyla belirlenir ve Tablo 1’e işlenir.



Şekil 5. Seebeck etkisi için deney düzeneği

Tablo 1

T_h (K)	T_c (K)	ΔT (K)	U_0 (V)	$\alpha_{1,2}$ (V/K)

Sabit sıcaklık farkı ve çeşitli yük dirençleri altında akım ve voltaj değerlerinin ölçülmesi ile iç direnç R_i 'nin belirlenmesi

1. Termostatın sabit bir sıcaklık değerinde termojeneratöre bir reosta bağlanır.
2. Reostadaki direnç değeri ($R_{dış}$) değiştirilerek elde edilen akım ve voltaj değerleri Tablo 2'ye yazılır.
3. Tablo 2'deki verilerden yararlanılarak sabit sıcaklıkta akım şiddetinin terminal voltajının fonksiyonu olacak şekilde $U=f(T)$ grafiği elde edilir.
4. Grafik yardımıyla R_i hesaplanır.

Tablo 2

$\Delta T=$		
U_0 (V)	I (A)	R_i (Ω)

SORULAR

- 1) Maddenin elektriksel özelliklerinden yararlanarak termometre yapılabilir. Buna iki örnek veriniz ve her birini açıklayınız. Bu termometrelerin civalı termometrelere kıyasla üstünlükleri ve kusurları neler olabilir, açıklayınız.
- 2) Metal, yarıiletken ve yalıtkanların iletkenlikleri sıcaklıkla nasıl değişir, açıklayınız.

A9: FARKLI MALZEMELERİN DİELEKTRİK SABİTİ

Deneyin Amacı:

1. Kondansatörün plakalarına uygulanan gerilim ile plakalarda biriken yük arasındaki ilişkiyi bulmak. Bu ilişki yardımı ile boşluğun elektrik geçirgenlik sabitini hesaplamak.
2. Sığanın plakalar arasındaki mesafe ile ters orantılı olduğunu gözlemlemek.
3. Plakalar arasına yerleştirilen dielektrik malzeme ile kondansatörün sığasının nasıl değiştiğini incelemek.

Çalışma Konuları: malzeme çeşitleri, paralel plakalı kondansatörlerin yapısı, kondansatörlerin yüklenmesi ve boşalması, Maxwell denklemleri, serbest yükler, dielektrik yerdeğiştirme, dielektrik polarizasyon, dielektrik sabiti.

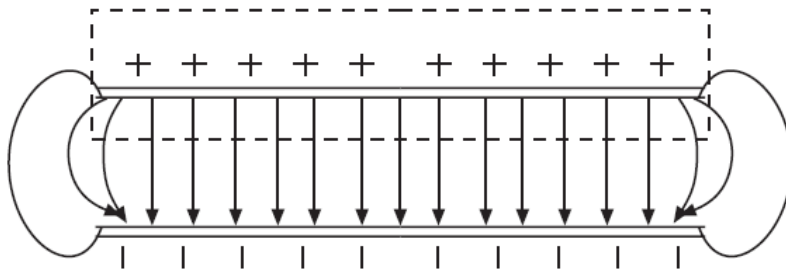
TEORİK BİLGİ:

Boşluktaki elektrostatik olaylar Maxwell denklemlerinin integral formu kullanılarak incelenebilir:

$$\phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (1)$$

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (2)$$

Burada $\vec{E}$ elektrik alan şiddetini, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabitini, Q A kapalı yüzeyi içinde kalan yükü ve S de A yüzeyinin üzerinden geçen kapalı bir yolu simgelemektedir.



Şekil-1 Kondansatörün plakaları arasındaki elektrik alan çizgileri

Eğer bir kondansatörün plakalarına V gerilimi uygulanırsa;

$$V = \int \vec{E} \cdot d\vec{r} \quad (3)$$

İfadesini sağlayan $\vec{E}$ elektrik alanı oluşur (bakınız Şekil-1). Bu alandan dolayı kondansatörün plakaları aynı miktarda zıt işaretli yüklerle yüklenecektir. Eğer plakalar arası mesafe d

plakaların boyutuna göre çok küçük olduğu varsayılırsa, elektrik alan çizgileri kondansatörün plakalarına dik olduğu varsayılabilir. Bu durumda Denklem (1) kullanılarak;

$$\frac{Q}{\varepsilon_0} = EA = \frac{1}{d}VA \quad (4)$$

eşitliği elde edilir. Sadece bir plakayı çevreleyecek şekilde seçilen Şekil-1'deki alan (kesikli çizgi) integrasyon sınırlarını oluşturur. Her iki plakayı çevreleyen keyfi bir hacim içindeki toplam yük sıfır olduğundan, kondansatörün dışındaki elektrik alan sıfır olmaktadır. Kondansatörün yükü uygulanan gerilimle orantılıdır. Bu orantı sabitine kondansatörün **sığası** denir. Sığa C ile gösterilir ve SI birim sisteminde değeri Farad'dır.

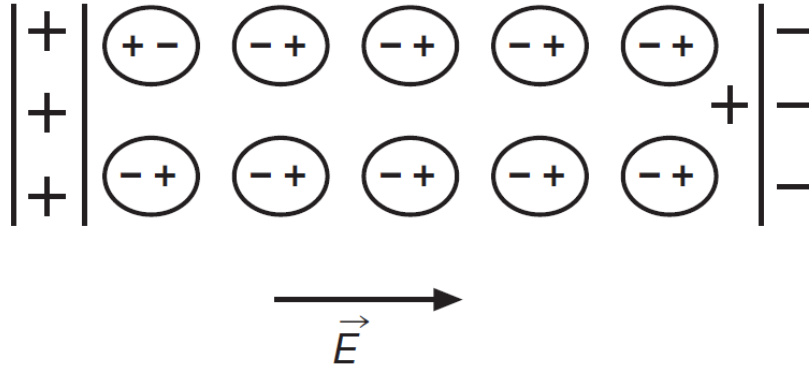
$$Q = CV = \varepsilon_0 \frac{A}{d}V \quad (5)$$

Sabit gerilim altında, bir kondansatörün sığası ne kadar büyük ise depoladığı yük miktarı da o kadar büyüktür. Yani sabit gerilim altında sığa kondansatörün taşıyabileceği yükün ölçüsünü belirler. Farad (F) birimi çok büyük bir değer olduğu için günlük hayatımızda kullandığımız kondansatörler genelde mikro veya nano Farad değerlerindedir.

Başka bir açıdan (5) denkleminde yararlanılarak eğer V , Q , d ve A ölçülebilirse dielektrik sabiti

$$\varepsilon_0 = \frac{dQ}{AV} \quad (6)$$

şeklinde hesaplanabilir.



Şekil-2 Kondansatör plakaları arasındaki dielektriğin kutuplanması ve bağlı yüklerin oluşumu

Plakalar arasına yalıtkan bir malzeme (dielektrik) yerleştirildiğinde, yalıtkanların serbestçe hareket edebilecek yükleri bulunmadığından malzemeyi oluşturan atom veya moleküller elektrik alan yönünde kutuplanmaktadır. Böylece bu atom veya moleküller küçük dipoller gibi davranırlar. Şekil-2'de görüldüğü gibi her bir dipolün oluşturduğu elektrik alan makroskopik ölçekte dielektriğin içinde birbirini götürür, fakat dielektriğin her iki yüzeyinde bağlı yük yoğunluğu oluştuğu için sıfırlanmaz.

Bu bağılı yükler, plakaların oluşturduğu elektrik alanına zıt yönde bir elektrik alan oluşturur. Dolayısıyla toplam elektrik alan azalır. Alandaki bu azalma boyutsuz bağılı elektrik geçirgenlik sabiti (dielektrik sabiti)

$$\kappa = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (7)$$

kullanılarak belirlenir:

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\kappa} \quad (8)$$

Burada $\vec{E}_0$ sadece plakalardaki yük (serbest yük) tarafından oluşturulan elektrik alan, $\vec{E}$ ise toplam elektrik alanı ifade etmektedir. Dielektrik sabiti boşluk için bir değerini alır ve her bir dielektrik malzeme için birden büyüktür. Bağılı yükler tarafından oluşturulan zıt yönlü elektrik alanı da

$$\vec{E}_b = \vec{E} - \vec{E}_0 = \frac{1-\kappa}{\kappa} \vec{E}_0 \quad (9)$$

şeklinde bulunur. Dielektriğin içindeki yükleri makroskopik ölçekte ihmal edersek, zıt yönlü alan sadece yüzeydeki bağılı yükler tarafından oluşturulur.

$$E_b = \frac{Q_b}{\varepsilon_0 A} = \frac{Q_b d}{\varepsilon_0 V} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{p}{V} \quad (10)$$

p , yüzey yüklerinin toplam dipol momentidir, V ise dielektriğin hacmidir. Dielektriğin homojen olmadığı genel durumlarda denklem (10);

$$\vec{E}_b = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{d\vec{p}}{dV} = \frac{1}{\varepsilon_0} \vec{P} \quad (11)$$

halini alır. $\vec{P}$, birim hacimdeki toplam dipol momentidir ve dielektrik kutuplanması adını alır. Dielektrik içinde Maxwell denklemleri doğrudan ölçülebilen ve ayarlanabilen nicelik olan serbest yük (plakalardaki yük) Q cinsinden

$$\oint_A \vec{D} \cdot d\vec{A} = Q \quad (12)$$

yazılmasını sağlayan $\vec{D}$ elektrik yerdeğiştirme vektörü,

$$\vec{D} = \kappa \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E} \quad (13)$$

şeklinde tanımlanır ve alan şiddeti $\vec{E}$ ile dielektrik kutuplanması $\vec{P}$ cinsinden

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (14)$$

eşitliği ile verilir.

Eğer kondansatörün plakalarında Q yükü varken bir dielektrik plakaların arasına yerleştirilirse denklem (4)'teki tanıma göre V gerilimi boşluktaki $V_{boşluk}$ gerilimine göre dielektrik sabiti oranında azalacaktır.

$$V = \frac{V_{boşluk}}{\kappa} \quad (15)$$

Denklem (5)'ten de kondansatörün sığası için

$$C = \kappa C_{boşluk} \quad (16)$$

bağıntısı elde edilir. Dolayısıyla, denklem (5)'in genel formu da

$$Q = \kappa \epsilon_0 \frac{A}{d} V \quad (17)$$

halini alır. Denklem (5) ve denklem (17) kullanılarak

$$\frac{Q}{Q_{boşluk}} = \kappa \quad (18)$$

elde edilir.

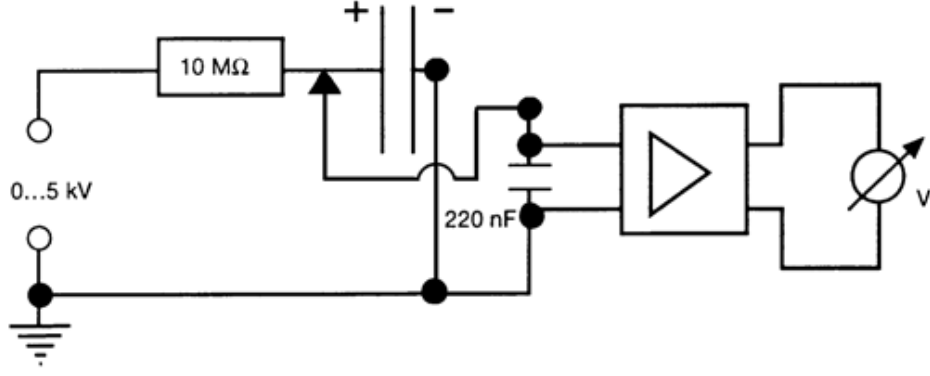
DENEYİN YAPILIŞI:

Kullanılan Cihaz ve Donanımlar: Dairesel plakalı kondansatör, 283 x 283 mm boyutlarında plastik kare plaka, 10M Ω değerinde koruyucu direnç, evrensel ölçüm yükseltici, 0-10kV aralığında çalışan yüksek gerilim kaynağı, 220nF değerinde kondansatör, voltmetre, T şekilli bağlantı ucu ve bağlantı kabloları.

Devrenin Kurulumu:



Şekil-3 Deney düzeneği



Şekil-4 Devre Şeması

Şekil-3’de gösterilen devre kurulur. Kondansatörün bir plakası $10\text{M}\Omega$ değerinde koruyucu direncin üzerinden yüksek gerilim kaynağının üst ucuna bağlanmıştır. Yüksek gerilim kaynağının orta ucu doğrudan, kondansatörün diğer plakası ise 220nF değerinde kondansatörün üzerinden topraklanmıştır. Devre şeması Şekil-4’de çizilmiştir. 200nF değerindeki kondansatörün üzerindeki gerilimin ölçülmesi, evrensel ölçüm yükseltici ve voltmetre kullanılarak yapılır. Bunun için ölçüm yükseltcinin ayarı giriş direnci yüksek ($10^{13}\Omega$), yükseltme çarpanı 1 (10^0) ve zaman sabiti de 0 konumunda iken yapılmalıdır. Yüksek gerilim kaynağından uygulanan gerilim için voltmetreden okunan değer denklem (5)’te yerine koyularak 220nF değerindeki kondansatörün yükü hesaplanır. Kondansatörler seri bağlı olduğu için her iki kondansatördeki yük miktarı eşit olmaktadır. Böylece paralel plakalı kondansatör üzerindeki yükte bulunmuş olur.

UYARI

Bu deneyde kullanılan cihazlar yüksek gerilim altında çalışmaktadır. Bu sebeple kondansatör ve kablolara temas etmeyiniz.

KISIM 1 Boşluğun Dielektrik Sabitinin Belirlenmesi:

1. Plakalı kondansatörün üzerinde bulunan kompası kullanarak plakalar arası mesafeyi 0.2cm değerine ayarlayınız. Yüksek gerilim kaynağını açarak devreye 0.5kV ’luk adımlarla artacak şekilde, 0.5kV değeri ile 4.0kV arasında gerilim uygulayıp her bir gerilime karşılık gelen voltmetredeki değerleri Tablo-1 e kaydediniz.

Önemli Not: Her ölçümden önce güç kaynağından uygulanan gerilimi sıfırlayıp(güç kaynağındaki gerilim göstegesinin sıfıra düşmesini bekleyiniz.)evrensel ölçüm yükseltcinin en solundaki düğmeye basarak kondansatörlerin üzerindeki yükü topraklayınız. Ayrıca plakalı kondansatörde plakalar arasında da elektrik boşalmaları meydana geldiği için üzerindeki gerilim düşer bu da volmetreden okunan 220nF ’lık kondansatörün geriliminde artışa neden olur. Bu yüzden her ölçümde voltmetrede görülen ilk değer alınmalıdır.

Tablo-1

$A = 0.0531 \text{ m}^2$			$d = 0.2 \text{ cm}$			$C = 218 \text{ nF}$		
$V_k \text{ (kV)}$	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
$V \text{ (V)}$								
$Q \text{ (nC)}$								

2. Tablo-1’de Q değerini $Q = C_k V$ eşitliği yardımıyla hesaplayıp tabloyu doldurunuz.

3. $Q - V_k$ grafiğini milimetrik kağıda çizerek yükün kondansatör gerilimiyle doğru orantılı olduğunu gösterip grafiğin eğiminden kondansatörün sığası C değerini ve boşluğun dielektrik sabiti ϵ_0 değerini bulunuz. Teorik değer olan $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ AsVm}$ ile karşılaştırınız.

KISIM 2: Sığanın Mesafe olan ilişkisi:

4. Yüksek gerilim kaynağından uygulanan gerilimi $V_k = 1.5 \text{ kV}$ değerine sabitleyerek plakalar arası mesafeyi eşit aralıklarla artırarak (0.5 cm’yi aşmayacak şekilde; neden?) Tablo-2’ yi doldurunuz.

Tablo-2 $V_k = 1.5 \text{ kV}$ için gerilim ölçümleri

$A = 0.0531 \text{ m}^2$		$V_k = 1.5 \text{ kV}$		$C = 218 \text{ nF}$	
$d \text{ (cm)}$					
$1/d \text{ (1/cm)}$					
$V \text{ (V)}$					
$Q \text{ (nC)}$					

5. Tablo-2’de Q değerini $Q = C_k V$ eşitliği yardımıyla hesaplayıp tabloyu doldurunuz.

6. $Q - 1/d$ grafiğini milimetrik kağıda çizerek yük ile kondansatörün plakaları arasındaki mesafenin ters orantılı olduğunu gösterip grafiğin eğiminden boşluğun dielektrik sabiti ϵ_0 değerini hesaplayarak teorik değer ile karşılaştırınız.

KISIM 3: Yalıtkan bir malzemenin dielektrik sabitinin bulunması:

7. Plastik plakanın kalınlığını verniyeli kompasla ölçünüz. Plakalar arası mesafeyi plastik plakanın kalınlığına ayarlayıp önce plakalar arasında herhangi bir yalıtkan malzeme yokken ve sonra da plastik plaka yerleştirilerek yüksek gerilim kaynağından devreye 0.5 kV'luk adımlarla artacak şekilde gerilim uygulayıp voltmetreten okunan değerleri sırasıyla ($V_{boş}$) ve (V) olarak Tablo-3'e kaydediniz.

Tablo-3 Plakalar arası mesafe plastik plaka kalınlığı için gerilim ölçümleri

$V_k(kV)$	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
$V(V)$								
$Q(nC)$								
$\kappa = Qd/\epsilon_0AV_k$								
$V_{boşluk}(V)$								
$Q_{boşluk}(nC)$								
$\kappa = Q/Q_{boşluk}$								

8. Plakalar arasındaki mesafeyi verniyeli kompasla ölçtüğünüz camın kalınlığına, yüksek gerilim kaynağındaki gerilimi de 0.5 kV değerine sabitleyerek önce plakalar arasında herhangi bir dielektrik yokken ve sonra da cam plaka yerleştirilerek voltmetredeki değerleri ($V_{boş}$) ve (V) olarak Tablo-4'e kaydediniz. Gerekli hesaplamaları yaparak cam içinde Denklem (17) ve Denklem (18) ile elde ettiğiniz dielektrik sabitlerini karşılaştırıp yorumlayınız.

Tablo-4 Plakalar arası mesafe cam kalınlığı için gerilim ölçümü

$V_k(kV)$	0.5
$V(V)$	
$Q(nC)$	
$\kappa = Qd/\epsilon_0AV_k$	
$V_{boş}(V)$	
$Q_{boş}(nC)$	
$\kappa = Q/Q_{boş}$	

SORULAR:

- 1) Maxwell denklemlerini yazarak, kısaca açıklayınız?
- 2) Şekil-1'de iki plakanın ortasına plakalara temas etmeyecek şekilde özdeş ve paralel bir metal plaka yerleştirildiğini düşünecek olursak sistemin sığası değişir mi? Neden? Seri bağlı iki kondansatör ile söz konusu sistemin arasında nasıl bir benzerlik vardır? (İpucu: metal plakaların içinde elektrik alan bulunmaz, yani yük her zaman yüzeydedir).