



YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ

Fen Edebiyat Fakültesi

Fizik Bölümü

FIZ4702

**ATOM ve MOLEKÜL FİZİĞİ
LABORATUVARI**

İSTANBUL-2023-2024 BAHAR

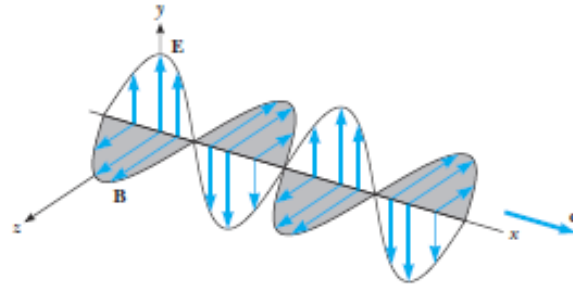
A 1: FOTOELEKTRİK OLAY

Deneyin Amacı: Fotoelektrik olay yardımıyla Planck sabitinin belirlenmesi

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

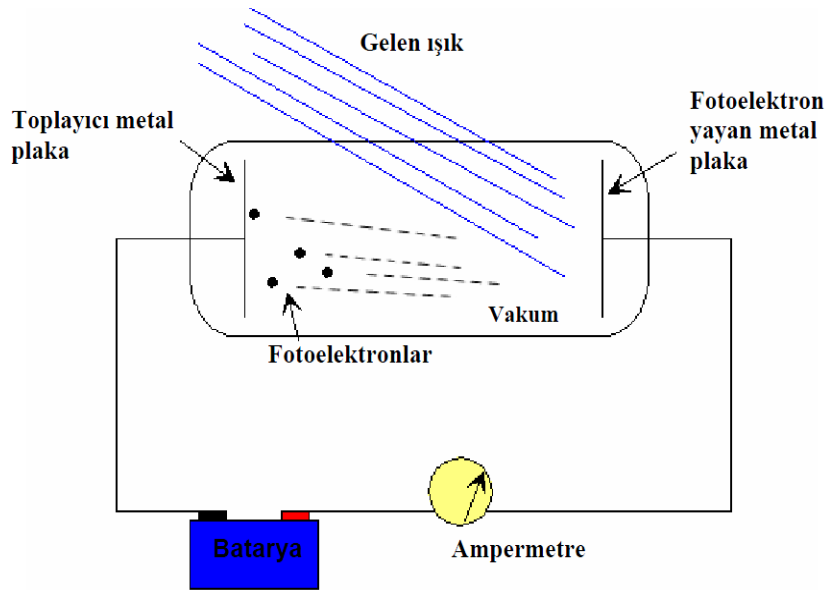
TEORİK BİLGİ

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 sökme etkisine sahip olduğu ortaya çıkmıştır. Işık tarafından sökülen elektronlara da fotoelektron adı verilmektedir. Işığın metal bir yüzeydeki elektronları sökücü 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 sökülebilmektedir. 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 sökülen 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.

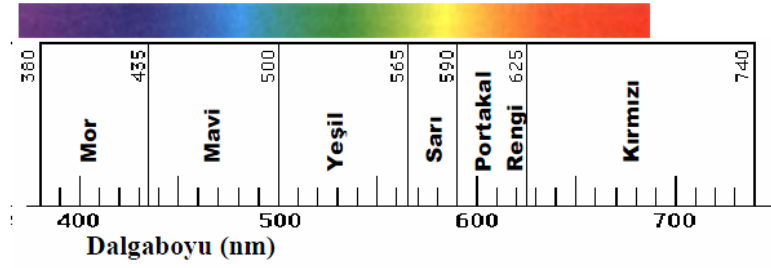


Şekil 2. Lenard’ın fotoelektrik olayı incelemek için kurduğu düzeneği.

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 alanının değeri de artacaktır. Bu ise fotoelektronların kinetik enerjilerinin artması ile ilişkili olduğundan, 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 renkleri

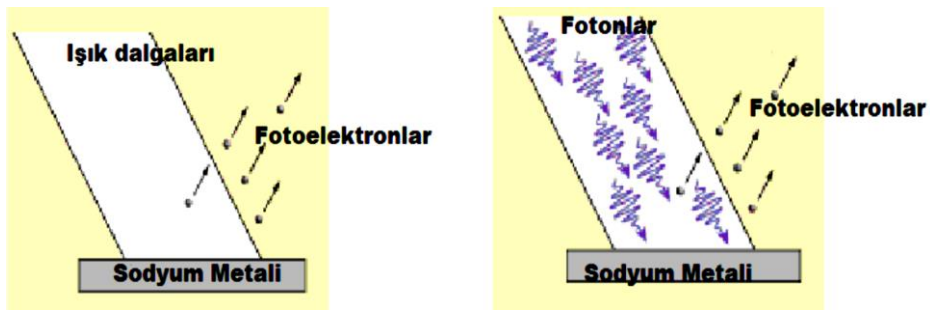
Işığın klasik elektromanyetik teorisi ile açıklanamayan bu deney sonuçları 1905 yılında A. Einstein tarafından açıklanmıştır. Einstein devrimci bir yaklaşımla, ışığın enerjisinin klasik teoride öngörüldüğü gibi dalga cephelerine dağılmış sürekli bir enerji dağılımı şeklinde değil de belirli paketçiklerde 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, “v” 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, “hv”

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’in 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 artırır. Enerjisi artan elektronlar hemen metal yüzeyden ayrılamazlar, 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 elektron sökülmeyecektir, fakat $h\nu > W$ ise sökülmeyecektir) Elektronun enerjisi $h\nu$ kadar arttığında bu enerjinin W kadarlık kısmı elektronu metalden ayırmaya harcanmalıdır. Dolayısı ile geriye kalan " $h\nu - W$ " enerjisi ise elektronun kinetik enerjisi halinde kendini gösterecektir. Bu durumda fotoelektronun kinetik enerjisi,

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

olarak yazılabilmektedir. 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 sökemeceklerinden, 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:

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

halini almaktadır.

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

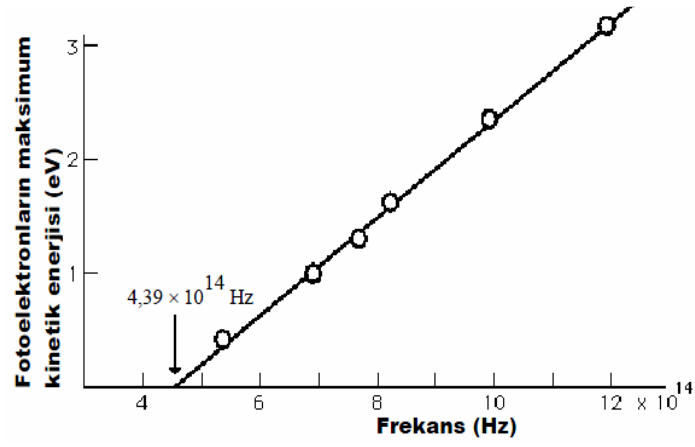
Fotoelektronların kinetik enerjileri ile ışığın frekansı arasındaki ilişkinin doğrusal olduğu (2) nolu eşitlikten görülmektedir. Eğer elektrona uygulanan potansiyelin, fotonun frekansına bağlı değişimini gösteren bir grafik çizilirse, grafiğin bir doğru ($y=mx+n$) verdiği görülecektir.

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.

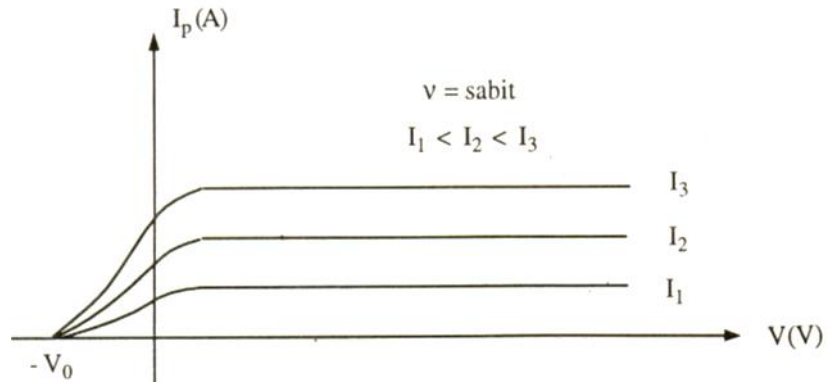
Şekil 5'de 1916 yılında Millikan tarafından elde edilen verilere dayanılarak çizilmiş kinetik enerji-frekans grafiği görülmektedir. Grafik beklenildiği gibi doğrusal olup, grafiğin eğiminden Planck sabiti

$h = 4,16 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$ olarak bulunmuştur. Planck sabitinin bilinen $h = 4,1356675 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$ değerinden % 0,7 kadar farklıdır. Grafikten eşik frekansı ise $\nu_0 = 4,39 \times 10^{14} \text{ Hz}$ olarak okunmuştur.



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

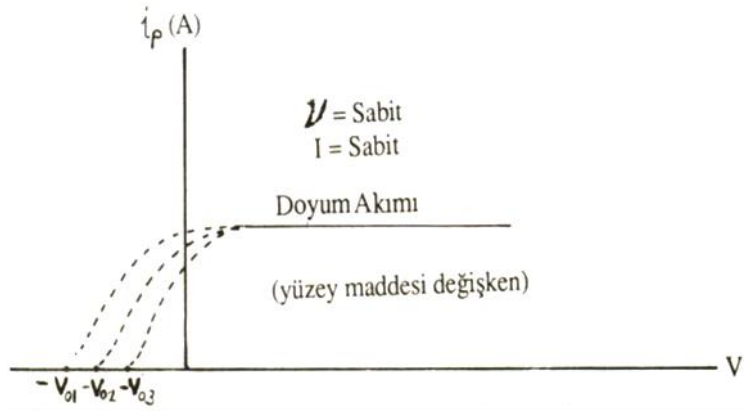
Eğer gönderilen ışığın frekansı sabit tutulup, plaka gerilimi değiştirilirse ve plaka akımı ölçülürse Şekil 6'daki grafik elde edilmektedir. Burada $I_3 > I_2 > I_1$ olmak üzere üç farklı ışık şiddeti için $I_p = f(V)$ bağımlılığı görülmektedir.



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

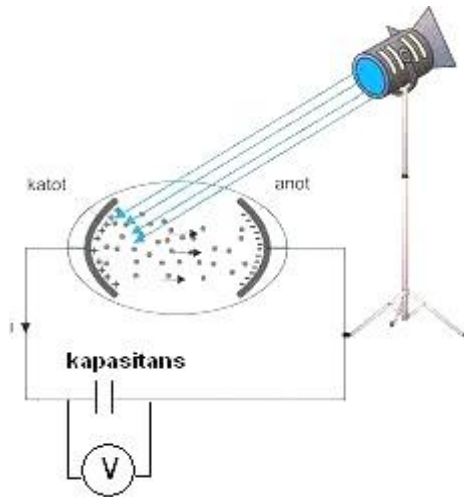


Şekil 8. Deney düzeneği

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. Spektrumdaki dalga boylarından yararlanarak (Şekil 10), $c=\lambda\nu$ formülü yardımıyla renklerin frekans aralıkları 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			

3. Yükseltici açılır ve fotosel üzerindeki yarık kapalıyken dijital multimetrenin 0 (sıfır) değerini göstermesi sağlanır.
4. Fotosel üzerindeki yarık açılır. Optik kol döndürülerek fotosele farklı renklerde ışık düşmesi sağlanır. Her renk için fotoselde oluşan potansiyel değeri dijital multimetreden okunarak Tablo 1'e kaydedilir.

5. 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 ($\lambda_{\text{Sarı}} = 525 \text{ nm}$, $\lambda_{\text{Yeşil}} = 580 \text{ nm}$).

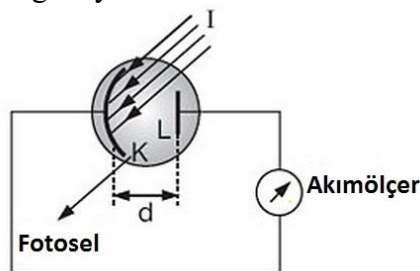
Tablo 2

Filtre	$\lambda \text{ (nm)}$	$\nu \text{ (10}^{12} \text{ Hz)}$	U (V)
Sarı			
Yeşil			

6. Tablo 1'deki değerler yardımıyla U- ν grafiği çizilir, grafiğin eğimi bulunur. Eğim bize " $\frac{h}{e}$ " değerini verecektir. Buradan "h" Planck sabiti bulunur.
7. Grafiğin y eksenini kestiği nokta bize " $\frac{W}{e}$ " değerini verecektir. Buradan da "W" (metalin iş fonksiyonu) bulunur.

SORULAR:

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



A 2: FRANCK HERTZ

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

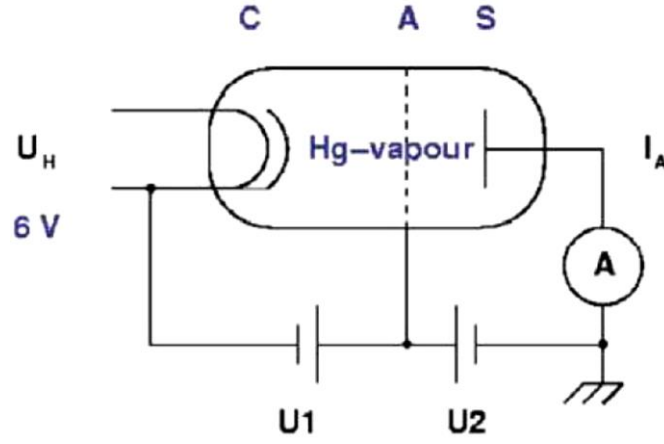
Çalışma Konuları: Atom modelleri, Bohr postülları, Frank Hertz Olayı, elastik-inelastik çarpışmalar, atomun uyarılması, atomun iyonizasyonu.

TEORİK BİLGİ

Niels Bohr 1913 yılında kendi atom modelii 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 postüllarından 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.



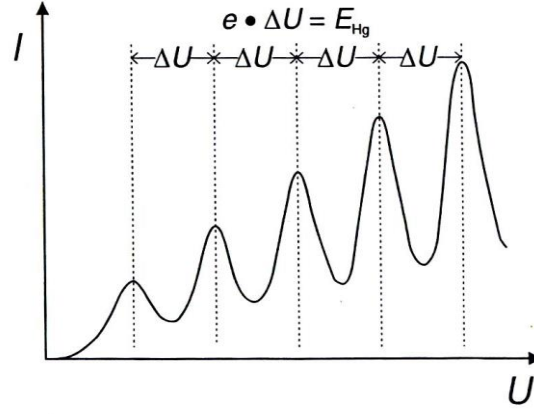
Şekil 1. Franck-Hertz Tüpü.

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 kararlı 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 taban durumuna döneceklerdir.



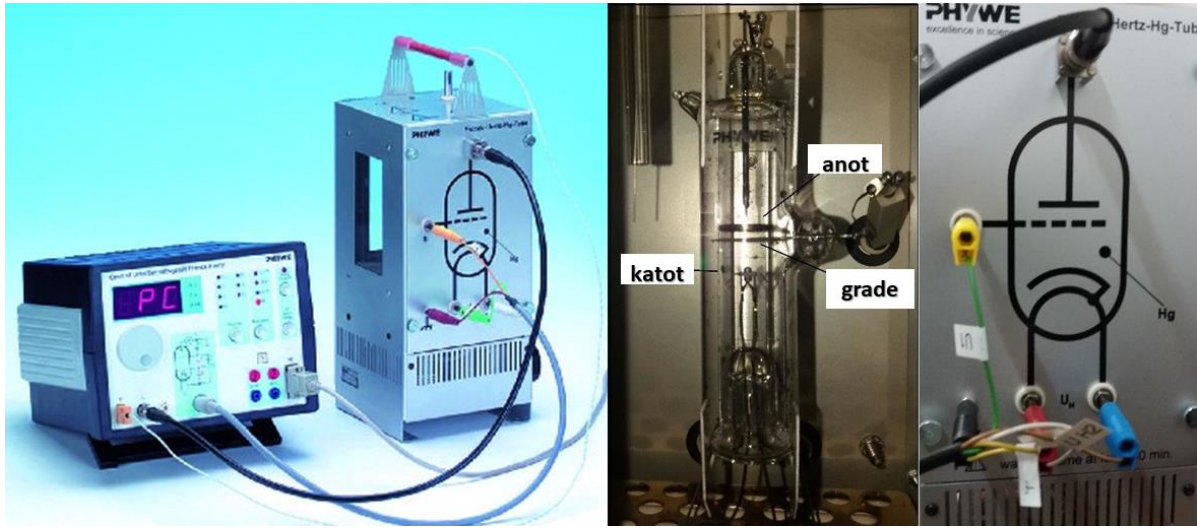
Şekil 2. I - U_1 grafiği

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

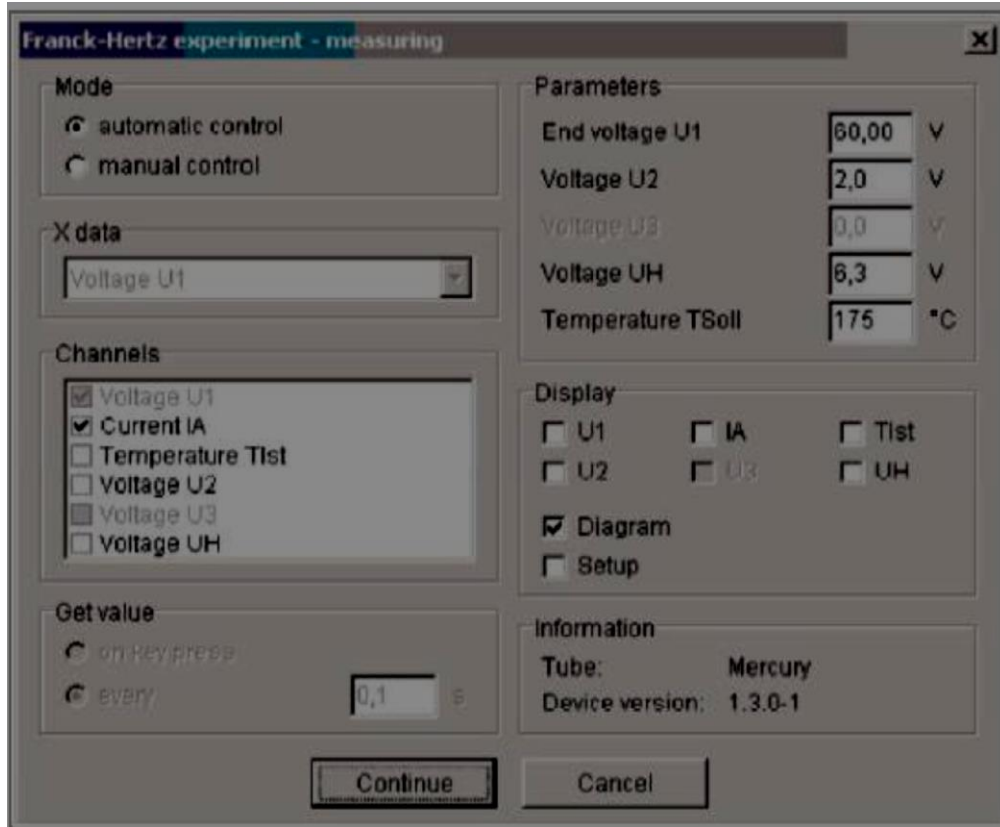
Kullanılan cihaz ve donanımlar: Franck-Hertz kontrol birimi, Franck-Hertz civa tüpü, Franck-Hertz fırını, NiCr-Ni termočift, bilgisayar.

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.

A 3: 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 momentumundaki belirsizliği ifade ediyorsa, bu iki büyüklüğün çarpımı

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

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

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \quad (2)$$

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 iyi bilinen bir dalga boyuna sahip olup, sinüsoidal dalga (tek renkli dalga) tarafından temsil edilmektedir. Tek renkli bir dalga sonsuz uzunluktadır ve genliği sabittir. Bu yüzden parçacık $x = -\infty, +\infty$ aralığında herhangi bir yerde olabilir ve parçacığın konumu tamamen belirsizdir ($\Delta x \rightarrow \infty$).



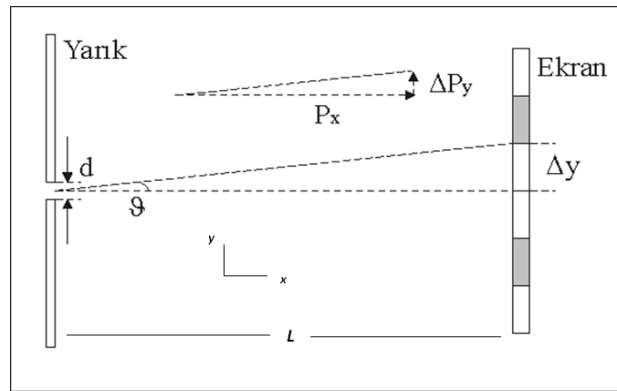
Şekil 1. $x = -\infty$ ve $+\infty$ aralığında sinüsoidal dalga. Bu durumda $\Delta p \rightarrow 0$ ve $\Delta x \rightarrow \infty$.

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 değildir veya tam tersi geçerlidir.

DENEY

Bu deneyde dalga mekaniği yardımıyla Heisenberg belirsizlik ilkesini incelenecektir.



Şekil 2. Tek yarıktaki kırınım

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

$$\Delta y \cdot \Delta p_y \geq \frac{h}{2\pi} \quad (3)$$

şeklinde olduğu bilinmektedir.

Eğer yarıktan geçen parçacıklar klasik parçacıklar olsaydı, ekrana düşen parçacıklar yarığın alanına benzer bir aydınlık bölge oluşturacaktı. Fakat bu yarıktan bir dalganın 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. yleyse;

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

yazılabilmektedir. Kırınım deseninin 1. minumumu (1.karanlık çizgi) kullanılarak, c: ışık hızı, α : 1. minumumun açısı, m, fotonun kütlesi olmak üzere hızdaki ve momentumdaki belirsizlikler;

$$\Delta V_y = c \sin \alpha \quad (5)$$

$$\Delta p_y = m c \sin \alpha \quad (6)$$

şeklinededir. Parçacığın momentumu ve dalga boyu arasındaki ilişki De Broglie bağıntısı yardımıyla verilmektedir.

$$\frac{h}{\lambda} = p = m \cdot c \quad (7)$$

böylece y-doğrultusundaki momentum

$$\Delta p_y = \frac{h}{\lambda} \sin \alpha \quad (8)$$

ile verilmektedir. Tek yarıкта kırınım olayı için minimumlar

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

(k=1,2,3...) ile verilmektedir. Bu durumda 1. minumum için k=1 ve

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{d} \quad (10)$$

Bu ifadeyi momentum için yazdığımız eşitlikte yerine koyarsak,

$$\Delta p_y = \frac{h}{d} \quad (11)$$

haline gelmektedir. Parçacığın konum ve momentumu için bulduğumuz eşitlikleri çarparsak Heisenberg belirsizlik ilkesi ile tutarlı olan ifadeyi elde ederiz.

$$\Delta y \cdot \Delta p_y = h \quad (12)$$

Deney düzeneğinde α açısını ilk minimum’un yerinden

$$\tan \alpha = \frac{\Delta y}{L} \quad (13)$$

ile elde ederiz. Burada; L: yarık ile ekran arasındaki uzaklık, Δy : 1. minimumun merkeze olan uzaklığı olarak verilmektedir. (5) ve (10) eşitlikleri yardımıyla y-doğrultusundaki momentum aşağıdaki gibi verilmektedir.

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

Bu durumda (1) ve (11) ifadelerini (9) ifadesinde yerine yerleştirirsek

$$\frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right) = 1 \quad (15)$$

eşitliği elde edilmektedir.

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılacak Aletler: Lazer kaynağı, optik yol, diyafram, fotosel, voltmetre, ekran.



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

- 1- Yarık ve ekran arasındaki uzaklık (L), 2 m olarak ayarlanır.
- 2- Tablodaki farklı “d” yarık genişlikleri için, oluşan 1. karanlık çizgilerin merkeze olan uzaklıkları ölçülerek tabloya kaydedilir.
- 3- Elde edilen büyüklükler (15) ifadesinde yerine konularak elde edilen değerler tabloya kaydedilir.

Tablo 1.

d (mm)	Δy (mm)	L (m)	$\frac{d}{\lambda} \sin \left(\arctan \left(\frac{\Delta y}{L} \right) \right) = 1$

SORULAR

- 1- De Broglie hipotezini açıklayınız.
- 2- Kırınım olayının gerçekleşmesi için dalga boyu ve yarık genişliği arasındaki ilişki ne olmalıdır?
- 3- Kırınım bağıntısının çıkarılışını gösteriniz.

A 4: 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, kesikli spektrum, 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 yapıli 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.

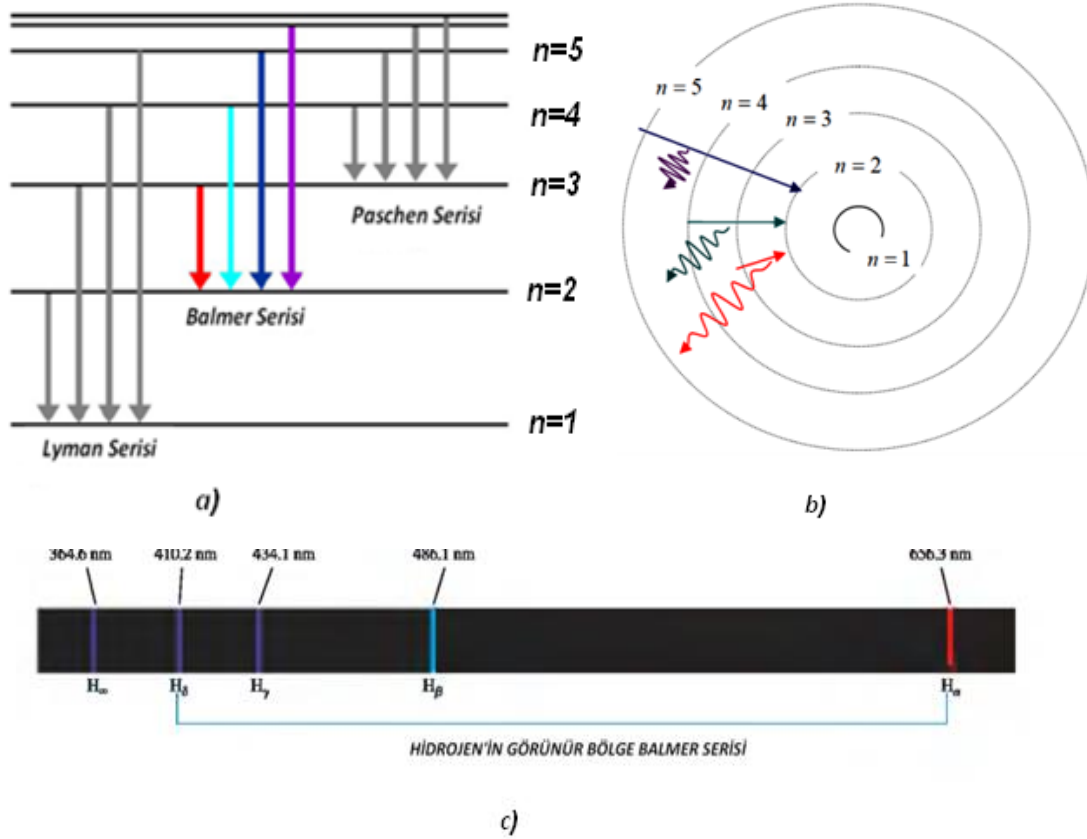
Balmer, Angstrom'un ölçümlerine dayanarak Hidrojenin ilk dört görünür spektrum çizgisinin dalgaboylarını kullanarak bunların aşağıdaki formülle elde edilebileceğini bulmuştur.

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

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 kütlelerinin 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 ışıma ile, 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 teoresinde

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

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.

Günümüzde atomik yapı hakkındaki bilgilerin çoğu atomların görünür ışığı yayımlaması veya soğurmasından elde edilmiştir. Atomik süreçlerle ilgili ışığın bir prizma ya da kırınım ağından geçirildiğinde, o atoma ait karakteristik dalgalı boylarında çok dar, kesikli “çizgilerin” elde edildiği gözlemlenmiştir. Bu kesikli spektrumlar atomik sistemlerde kuantizasyonu doğrudan ortaya koymaktadır. Hidrojenin çizgi spektrumu, basit Bohr atom modeli ile öngörülen kesikli enerji seviyelerinin doğrulanması kullanılabilmekte iken daha karmaşık atomlar ekstra etkileri beraberlerinde getirmektedir. Bunlar iç kabuk elektronları tarafından çekirdeğin perdelenmesi, elektronun spini ile iç atomik manyetizmanın etkileşimi, ve “seçim kuralları” ile belirlenmiş izinli geçişlere sınırlandırma olarak sayılabilmektedir. Atomlar birleşerek molekülleri oluşturduklarında, yapıların titreşimsel ve dönme modlarından kaynaklanan ek enerji terimleri ortaya çıkmaktadır. Bu düzeyler arası geçişler bize iç atomik potansiyellerin ve kimyasal bağ analizlerinin incelenebilmesi için kompleks bir bant spektroskopisi sağlamaktadır. Tüm bu etkiler Schrödinger teorisi ile tam uyum içinde olup atomik ve moleküler yapının derinlemesine anlaşılmasına izin vermektedir.

Schrödinger çözümlerinde her bir elektronik düzeyin “ n ” “ l ” “ m ” olmak üzere üç ana kuantum sayısı ile tanımlandığı bilinmektedir. “ n ” baş kuantum sayısı olup, dalga fonksiyonunun radyal kısmını, enerjii belirlemektedir. Ayrıca “ n ” kuantize Bohr yörüngelerine de benzetilebilir. “ l ” kuantum sayısı;

$$l \leq n-1 \quad (1)$$

bağıntısı ile “ n ” ile sınırlandırılmış olup, dalga fonksiyonunun açısal kısmını, ve toplam açısal momentumu belirlemektedir;

$$|L| = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad (2)$$

Son olarak “ m ” manyetik kuantum sayısı, toplam açısal momentumun verilen bir eksen üzerine izdüşümünü belirlemekte olup;

$$L_z = m\hbar \quad (3)$$

$$m = -l, -l+1, \dots, l, l+1 \quad (4)$$

olmak üzere “ l ” ile sınırlandırılmıştır. Dış bir manyetik alanın yokluğunda, bir düzeyin enerjisinin onun uzaydaki yönelimine bağlı olmasını bekleyemeyiz. Aynı enerji değerine ve farklı “ m ” değerlerine sahip düzeylere “dejenere” veya “yoz” düzeyler denir. Ayrıca Coulomb potansiyelindeki “ $1/r$ ” teriminden, küresel simetrisinin bir sonucu olarak, enerji yörüngesel açısal momentum “ l ”den de bağımsızdır. Hidrojen için enerji düzeyleri sadece n ’e ve dejenere bir n için ona bağlı olan “ l ” ve “ m ” değerlerine bağlıdır.

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 ($Z=3$),

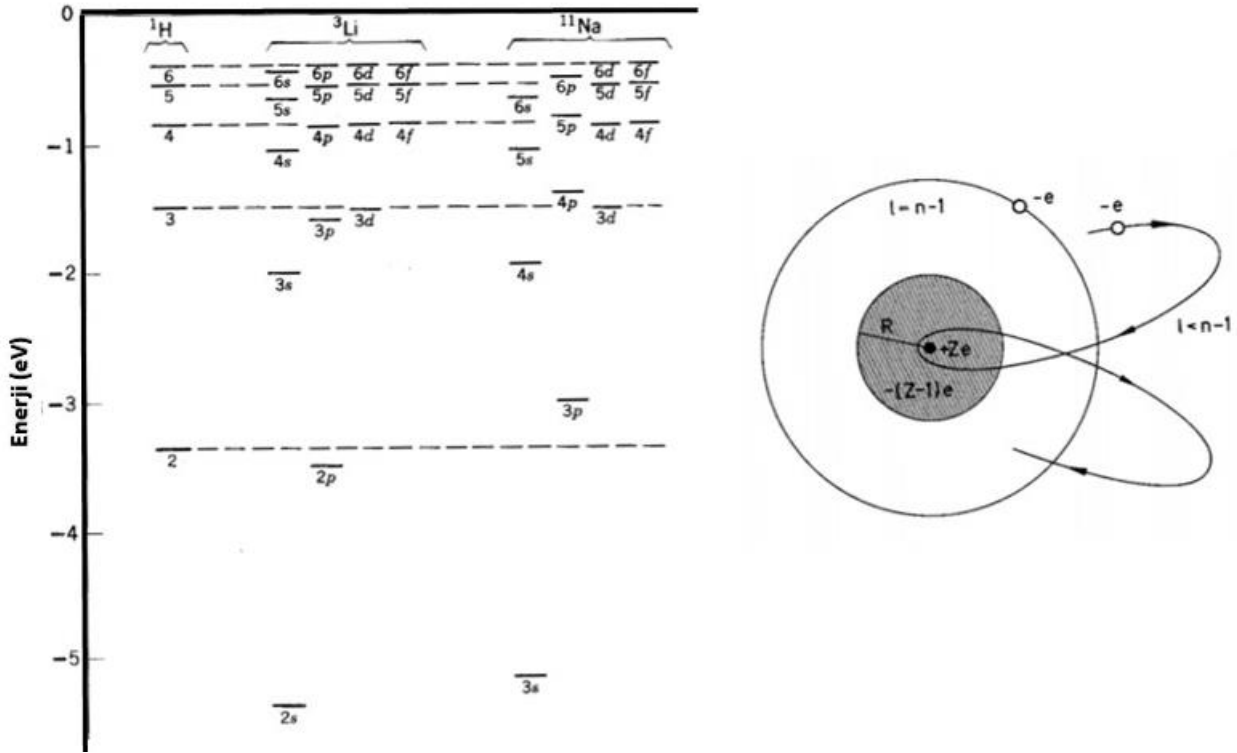
Sodyum ($Z=11$), Potasyum ($Z=19$), Rubidyum ($Z=37$) ve Sezyum ($Z=55$) gibi alkali metallerin spektrumları bu sınıfa girmektedir.

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 1’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.



Şekil 1. Hidrojen, lityum ve sodyum için ölçülmüş enerji düzeyleri ve l 'nin küçük değerleri için elektron yörüngelerinin kapalı kabuklarla etkileşimi

Alkali spektrumları yüksek çözünürlükte incelendiğinde, bir çok çizginin çok yakınlıkla ayrılmış çiftleri (doublets) içerdiği görülmektedir. Sodyum (Na) atomunun spektrumu 5896 ve 5890 Angstrom (Å) dalgalı boylarında iki çizgiye ayrılmış “D hattı” ile bütün alkali spektrumlar arasında en belirgin olanıdır (Şekil 2). Bu küçük % 0,1’lik ayrılma, elektronun spininin kanıtı olup, spin manyetik momenti ile iç atomik manyetik alan arasındaki etkileşmeden gelmektedir. 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;

$$|S| = \sqrt{s(s+1)}\hbar \quad (5)$$

ile belirlemektedir.

$$S_z = m_s \hbar \quad (6)$$

$$m_s = -s, -s+1, \dots, s, s+1 \quad (7)$$

olmak üzere “s” ile sınırlandırılmıştır.

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

$$S_z = \pm \frac{\hbar}{2} \quad (8)$$

olmak üzere iki değer alabilmektedir.

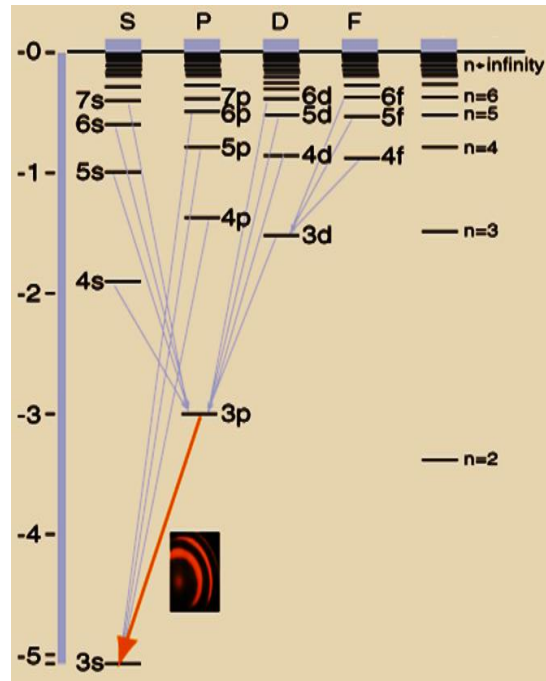
Normal halde 10 elektronu $n=2$ kapalı elektron kabuğunun altında yer alan sodyumun, bu kabuğun üzerinde tek bir 3s değerlik elektronu bulunmaktadır. Bu alt grup için $L=0$, $S=1/2$ ve $J=L+S=1/2$ değerlerini aldığından, sodyum atomunun temel enerji düzeyi $3s_{1/2}$ 'dir.

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

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

toplam açısal momentumu $|J| = \sqrt{j(j+1)}\hbar \quad (9)$

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 2. 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; ($R_H=1,0973 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$)

$$\text{Baş seri: } \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{(3-1,37)^2} - \frac{1}{(n-0,88)^2} \right) ; 3S - nP \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (10)$$

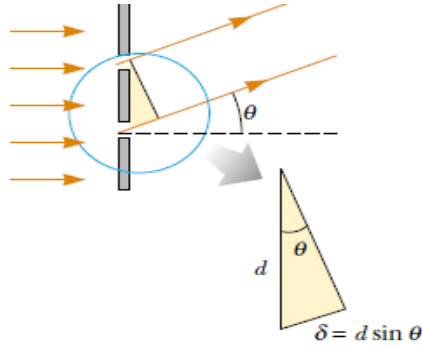
$$\text{Keskin seri: } \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{(3-0,88)^2} - \frac{1}{(n-1,37)^2} \right) ; 3P - nS \quad (n = 4, 5, 6, \dots) \quad (11)$$

$$\text{Dağınık seri: } \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{(3-0,88)^2} - \frac{1}{(n-0,01)^2} \right) ; 3P - nD \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (12)$$

$$\text{Temel seri: } \bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{(3-0,01)^2} - \frac{1}{(n-0,001)^2} \right) ; 3D - nF \quad (n = 4, 5, 6, \dots) \quad (13)$$

Kırınım Ağı

Kırınım ağı ışık kaynaklarının analizinde kullanılan, çok sayıda birbirine paralel yarıklardan meydana gelmektedir. Işık dalgalarının kırınımında kullanırken, dalga boyu, genliği 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 yarıklar ışık kaynağı gibi davranır ve diğer tarafa her doğrultuda ışık saçar. Ekranda görünen görüntü kırınım ve girişim olaylarının birlikte gerçekleşmesinin bir sonucudur. Her bir yarıklar 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 3).



Şekil 3. 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.

$$\Delta = d \sin \theta = m \lambda \quad \text{ve} \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \quad (14)$$

Karanlık bölge ise

$$\Delta = d \sin \theta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (15)$$

formülü ile elde edilir.

DENEYİN YAPILIŞI

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 2. Hidrojen lambası ve gonyometre

Hidrojen Spektrumundan Rydberg Sabitinin Hesaplanması

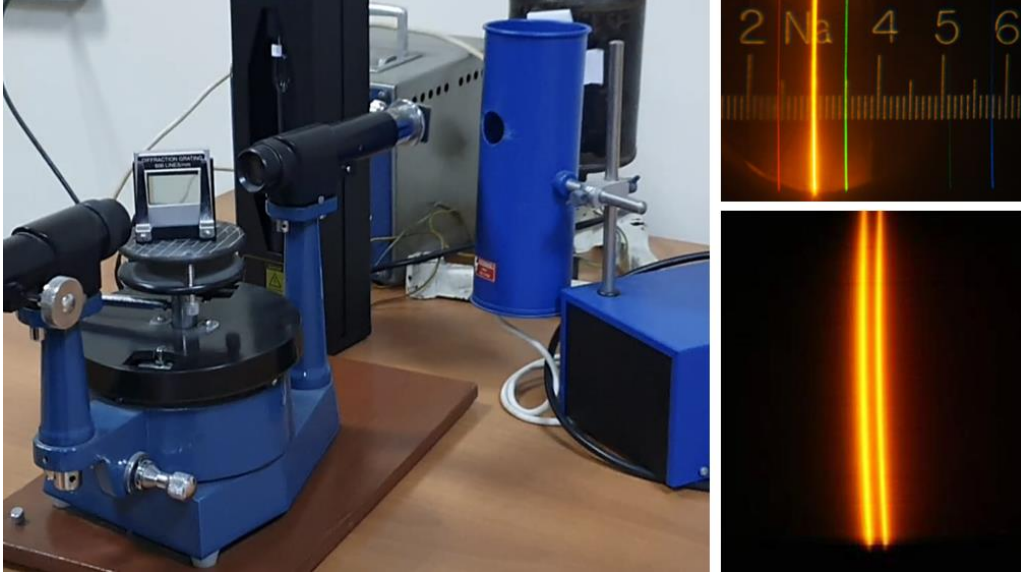
- 1- Civa buharlı lamba yerine hidrojen içeren deşarj tüpü yerleştirilir.
- 2- Spektrum dürbününden bakılarak Hidrojen atomunun Balmer serisindeki spektrum çizgilerine karşılık gelen θ açıları okunur.
- 3- Çizilen kalibrasyon eğrisinden yararlanarak okunan θ açılarına karşılık gelen λ dalga boyları belirlenir. 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)

DENEYİN YAPILIŞI

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- Açılölçer 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- Açılölçerin kullanılması

- 5- Açılölçerin sabit kısmı üzerindeki “0” sayısının karşılık geldiği sayı aralığı alt tarafta belirlenir. (Örneğ. Şekil 5’de bu aralık (231-231,5) tir.)
- 6- Bu sayı aralığı belirlendikten sonra aralığı ifade eden küçük sayı esas açı olarak derece cinsinden kaydedilir. (Örneğ. Şekil 5’de esas açı 231° dir.)
- 7- 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. (Örneğ. Şekil 5’ye göre açı 231° 14’ dir.)

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

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.
- 5- Kırınım olayının gerçekleşmesi için λ ve d arasındaki ilişki ne olmalıdır?
- 6- Spin-Yörünge etkileşmesi nedir? Açıklayınız.
- 7- 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?

A5: ELEKTRON KIRINIMI

Deneyin Amacı:

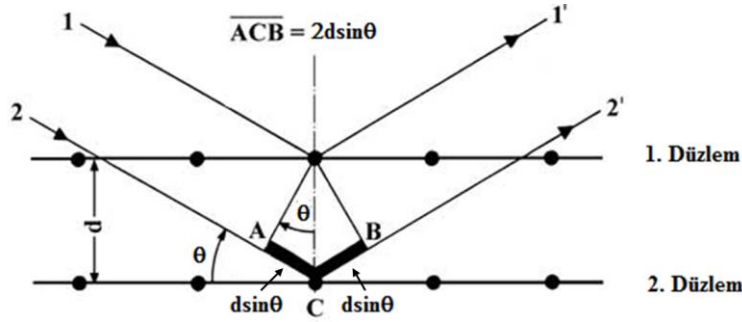
1. Maddesel parçacık olan elektronların dalga özelliğinin gözlemlenmesi.
2. Kırınım deseninden faydalanarak grafitin (karbon kristalinin) düzlemleri arasındaki mesafesinin hesaplanması.

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 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.



Şekil 1. X-ışınının kristal atomlarından saçılması.

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’deki diyagramdan anlaşılabilir. λ dalga boyu X-ışınlarını içeren bir huzme bir kristalin üstüne, düzlemler arası uzaklığı d olan bir Bragg düzlemler ailesi ile θ açısı yapacak şekilde düşmektedir. X-ışınları, ilk düzlemde bir atomdan ikinci düzlemde bir başka atomdan geçerek ve her iki atom dalgaları rastgele yönlerde saçılmaya uğratacaktır. Saçılmaya uğrayan bu iki ışın arasındaki yol farkı “ $2d\sin\theta$ ”, X-ışınının dalga boyunun tam katlarına eşit olursa yapıcı girişim olacaktır. Bu eşitlik Bragg yasası olarak adlandırılmaktadır;

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

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. Eğer X-ışını dalga boyu sürekli bir dağılım gösteriyor ise, farklı dalga boyları farklı doğrultularda maksimum verecektir; bu durumda kristal yardımıyla, X-ışınında hangi dalga boylarının hangi şiddetlerde bulunduğu araştırılabilir.

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 göstermesini, doğanın simetrik olacağını ümit ederek, maddenin de bu ikili karakteri göstermesi gerektiğini ileri sürmüştür. Henüz maddenin dalga özelliğinin gözlenmemiş olduğu dönemde, de Broglie bu varsayım ile 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;

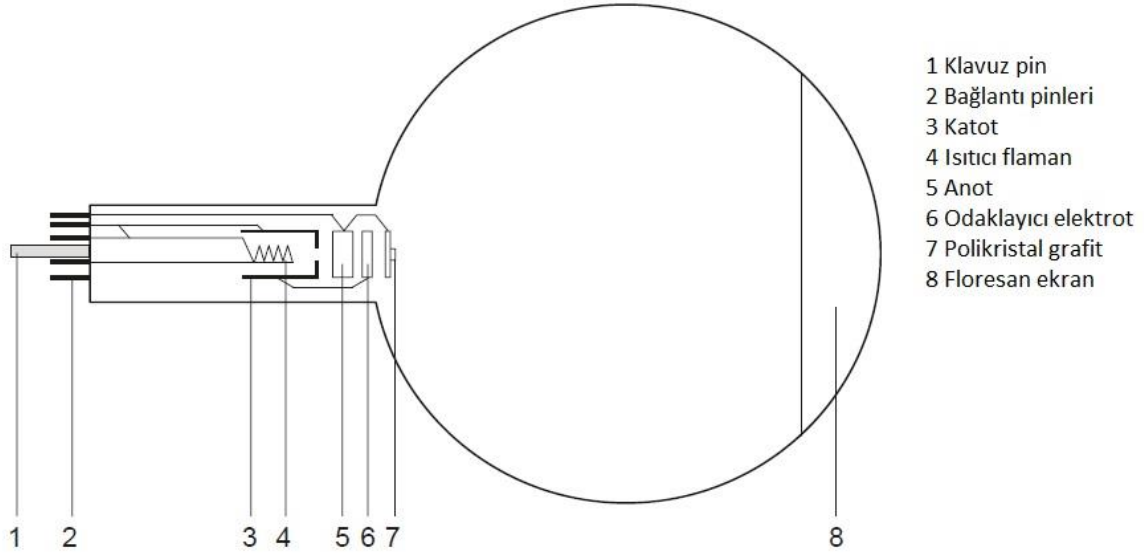
$$E = h\nu \quad \text{ve} \quad \lambda = \frac{h}{p} \quad (2)$$

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 dalgaboyuna sahip olmasıdır. Gözlenebilecek bir girişim deneyinde yarıklar arası uzaklık dalgaboyuyla aynı mertebede olmalıdır. Örneğin 100-1000 eV enerjili elektronların dalgaboyları X-ışını bölgesindedir. 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. Bu sebepten ötürü elektron kırınımı deneyleri başarısız olmuştur. 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 (Davisson ve Germer 1937 Nobel ödülünü G. P. Thomson ile paylaşmıştır). 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 olduklarını 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 dalgaboyları 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 kırınım tüpü denilmektedir. şekil 2’de deney setimizde bulunan elektron kırınım 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 $d_1=0.213$ nm ve $d_2=0.123$ nm mesafelerden dolayı iki kırınım çemberi oluşmuştur.



şekil 2. Deney düzeneğindeki elektron kırınım tüpü şeması.

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

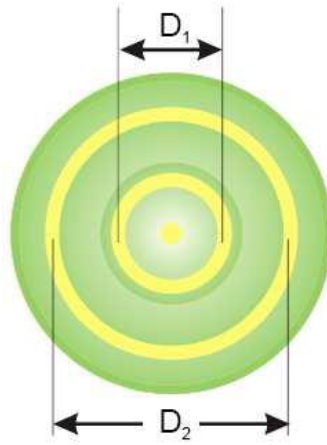
$$E_K = eU$$

$$\frac{p^2}{2m_e} = eU \Rightarrow p = \sqrt{2m_e eU} \quad (3)$$

ile ifade edilmektedir. Bu momentuma sahip elektronların de Broglie dalgaboyu (1) denkleminde

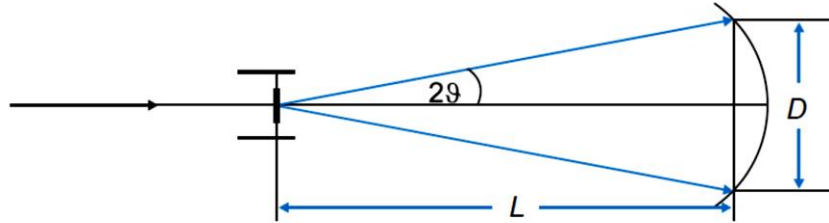
$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU}} \quad (4)$$

elde edilmektedir.



Şekil 3. Elektron kırınım deseni.

U potansiyel farkı altında hızlandırılmış elektronların Şekil 1’deki gibi düzlemleri arasında d mesafesi olan bir kristalde kırınıma uğradığını düşünürsek, 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 küçüklüğe ulaştığında kırınım gözlenmeye başlamaktadır. Hızlandırma gerilimini daha da arttırdığımızda (elektronun dalgaboyu daha da küçüldüğünde) ekranda oluşan kırınım deseni iyice belirginleşmektedir (Şekil 3).



Şekil 4. Debye-Scherrer kırınımının şematik gösterimi.

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 kırınıma uğrayan elektronların yapıcı girişimleri koniksel bir kabuk oluşturacaktır. Şekil 4’te L ekran mesafesini (12.5 cm) ve D ise kırınım deseninin çapını ifade etmektedir. Bu durumda;

$$\tan(2\theta) = \frac{D}{2L} \quad (5)$$

ifadesini yazabilmektedir. Küçük açı yaklaşımı kullanılarak (5) eşitliği;

$$\tan(2\theta) \approx \sin(2\theta) \approx 2\theta = \frac{D}{2L} \quad (6)$$

$$\theta = \frac{D}{4L}$$

halini almaktadır. Kırınımın maksimum derecesi olarak $n=1$ dikkate alınır, de Broglie dalga boyu;

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

$$2d \left(\frac{D}{4L} \right) = \lambda \quad (7)$$

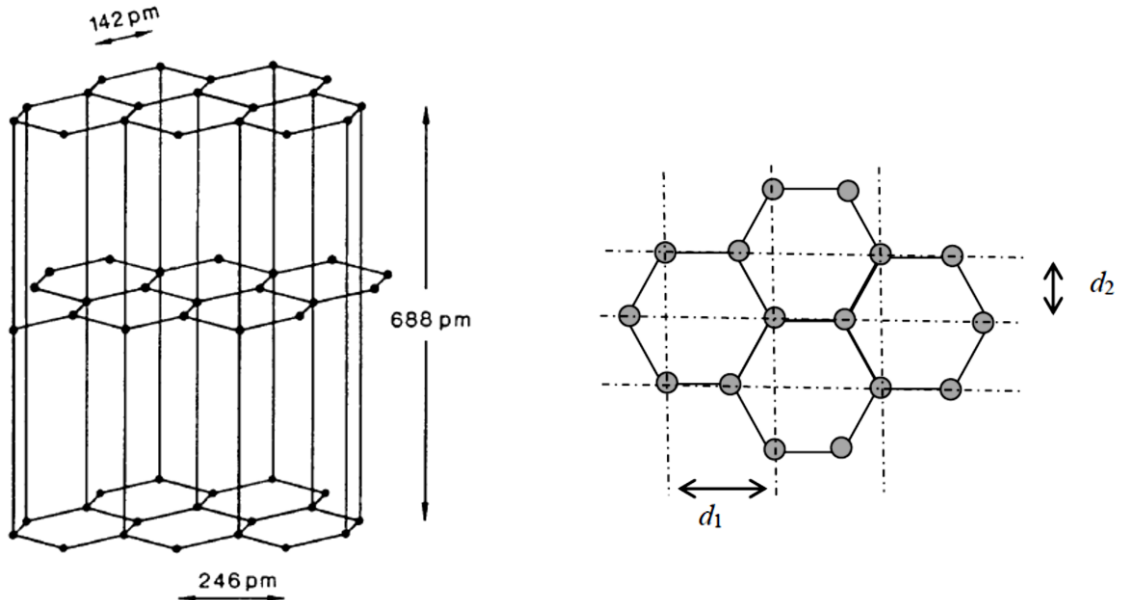
$$\lambda = d \frac{D}{2L}$$

olarak elde edilmektedir. (4) ve (7) bağıntıları yardımıyla, kırınım deseni ile hızlandırma gerilimi arasındaki ilişki

$$D = \frac{2Lh}{d\sqrt{2m_e eU}} \quad (8)$$

bağıntısı ile elde edilmektedir.

Deney sistemimizde kullanılacak olan karbon kristali; elmas ve grafit allotroplarına sahiptir. Elmas yapıda her karbon atomu, dört başka karbon atomuna bağlanarak üç boyutlu katı bir yapı oluştururken; grafit için ise karbon atomları, üst üste yığılmış geniş, 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. Grafitin kristal yapısı.

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. (8) denkleminde D_1 ve D_2 çapları için

$$D_1 = \frac{2Lh}{d_1\sqrt{2m_e eU}} \quad D_2 = \frac{2Lh}{d_2\sqrt{2m_e eU}} \quad (9)$$

eşitlikleri elde edilmektedir.

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.

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. (9) eşitliklerini kullanarak, D_1 ve D_2 değerlerine karşılık gelen grafitin düzlemleri arasındaki d_1 ve d_2 mesafelerini elde ediniz.

Tablo 1

U (kV)	$U^{-1/2}(\text{kV})^{-1/2}$	D_1 (m)	D_2 (m)	d_1 (m)	d_2 (m)

7. Çap değerleri (D_1 ve D_2) ve düzlemlerarası mesafeleri (d_1 ve d_2) değerlerini (7) denkleminde kullanarak elektronların dalgaboylarını hesaplayıp Tablo 2'ye işleyiniz.
8. Uygulanan gerilim ile hızlandırılmış elektronların dalgaboyunu veren (4) eşitliği ile elektronların dalgaboylarını ($\lambda_{1\text{teorik}}$ ve $\lambda_{2\text{teorik}}$) teorik açıdan hesaplayınız. Sonuçları Tablo 2'ye işleyiniz. Elde ettiğiniz teorik ve deneysel sonuçları karşılaştırınız ve de Broglie eşitliğinin doğruluğunu sınavınız.

Tablo 2

U (kV)	D ₁ (m)	λ_1 (nm)	$\lambda_{1\text{teorik}}$ (nm)
U (kV)	D ₂ (m)	λ_2 (nm)	$\lambda_{2\text{teorik}}$ (nm)

9. Tablo 1’deki ölçüm değerlerinden D₁ ve D₂ nin $U^{-1/2}$ değişiminin grafiğini çizin. Grafiklerin eğimlerinden faydalanarak (9) nolu denklemlerden düzlemlerarası mesafeleri (d₁ ve d₂) deneysel olarak hesaplayınız ve teorik değerleri ile kıyaslayarak Tablo 3’e yazınız.

Tablo 3

d ₁ grafik (m)	d ₁ teorik (m)	% B.H.
d ₂ grafik (m)	d ₂ teorik (m)	% B.H.

SORULAR

1. Elektronun dalga veya parçacık olduğu durumları örnek vererek açıklayınız.
2. Uygulanan gerilim belli bir eşik değerini aştıktan sonra kırınım olayı gözlenmektedir. Nedenini, de Broglie dalga değerini de düşünerek açıklayınız.
3. Floresan ekranda parlak halkaların dışında oluşan flu bölgelerin sebebini açıklayınız.

A 6: 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 ana grupta toplanabilmektedir. Özdirençlerine göre sınıflandırılma çok net olmamakla birlikte aşağıdaki gibi verilmektedir.

- İletkenler ρ (ohm cm): 10^{-6} - 10^{-4}
- yarıiletkenler ρ (ohm cm): 10^{-4} - 10^{10}
- yalıtkanlar ρ (ohm cm): $\geq 10^{10}$

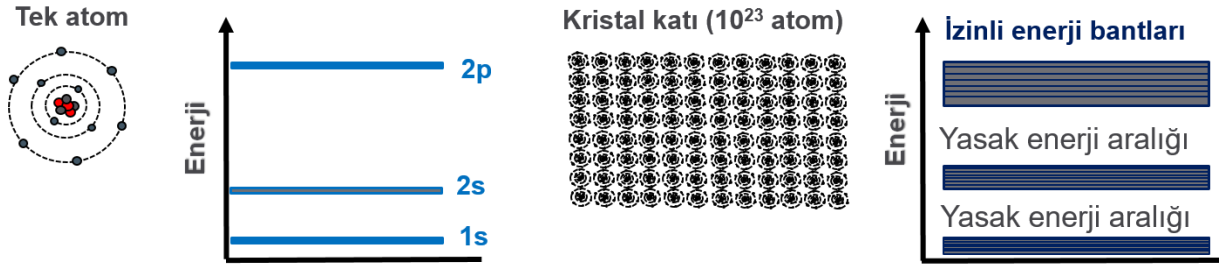
Metaller ve yarıiletkenler arasındaki en belirgin fark onların sıcaklıkla özdirençlerinin (veya iletkenliklerinin) değişiminde ortaya çıkmaktadır. Metallerde özdirenç sıcaklık ile doğrusal olarak değişirken, yarıiletkenlerde ise sıcaklık arttıkça özdirenç üstel olarak azalmaktadır. Bu durum iletkenler ve yarıiletkenler için iletim mekanizmasında var olan önemli bir farktan kaynaklanmaktadır. Metallerde iletkenlik serbest elektronlara bağlı olarak değişirken, yarıiletkenlerde elektronlara ek olarak boşluk (deşik) olarak adlandırılan yük taşıyıcıları da bulunmaktadır. İletkenlerde serbest elektron sayısı ya da yük taşıyıcısı görevini gören elektron konsantrasyonu sıcaklıktan bağımsız olduğu kabul edilebilir. Yarıiletkenlerde ise elektron ve boşluk yük taşıyıcılarının konsantrasyonu sıcaklıkla doğru orantılıdır. Diğer yandan bu yük taşıyıcılarının elektrik alanında ortalama sürüklenme hızları denklem (1) ile verilen “mobilite” ile tanımlanmaktadır.

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

Diğer yandan elektriksel iletkenlik $\sigma = 1/\rho$; mobilite ve yük taşıyıcılarının ortalama serbest yolları ile orantılı olarak artmaktadır.

Metaller, yarıiletkenler ve yalıtkanların özdirenç kriterine göre ayırt edilmesi her zaman geçerli olmayıp, katıların elektriksel özellikleri daha genel ve tam olarak enerji bant teorileri ile açıklanmaktadır. Katı cisimler birbirleri ile etkileşen çok sayıda atomlardan oluşmaktadır. Birbirinden bağımsız ve serbest durumda bulunan her atom için, kuantum koşullarına uygun olarak belirlenmiş bir

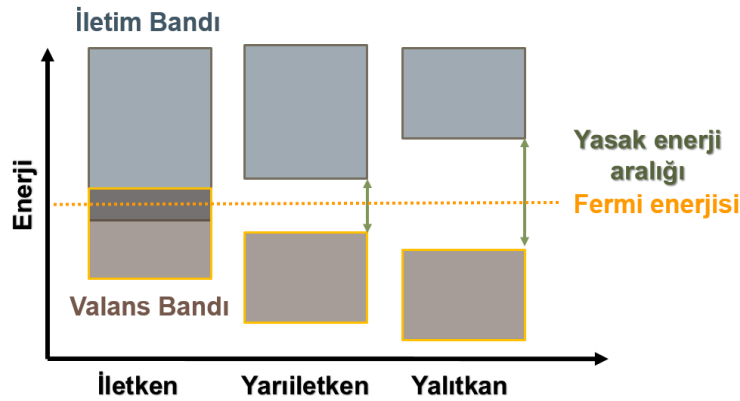
elektron düzeni ve elektronların bulundukları çeşitli enerji düzeyleri bulunmaktadır. Katılarda atomlar arası uzaklığın azalması sonucunda karşılıklı bağ kuvvetlerinin etkinlik kazanması, kristal yapının oluşmasına ve belirli bir simetrinin doğmasına neden olmaktadır. Bu durumda atomları birbirinden bağımsız düşünmek ve bunlara ait enerji düzeylerinden söz etmek yanlış olmaktadır. Bu nedenle kristal oluşturulduğunda çok sayılı atomları birbirine yaklaştırırken atomların ayırık enerji düzeyleri yerine enerji bantları meydana gelmektedir. Her enerji bandı içerisinde çok sayıda enerji düzeyi bulunmakta olup, düzeyler arasındaki uzaklıklar çok küçüktür. Şekil 1’de görüldüğü gibi atomlar arası uzaklığa sahip kristalin enerji bant diyagramı sırasıyla izin verilmiş ve yasak bantlardan oluşmaktadır. En üst enerji bandı iletim bandı ve onun altındaki band valans (değerlik) bandı olarak adlandırılmaktadır. Mutlak sıfırda valans bandı (VB) elektronlarla tam dolu iken iletim bandı (IB) kısmen dolu veya tam boştur. Metallerin iletim bandı elektronlarla kısmen dolu, yalıtkanların ve yarıiletkenlerin iletim bandı ise mutlak sıfırda boştur.



Şekil 1. Bir katı cisim için enerji band diyagramı

1. Metaller

Metallerde elektronlar ile tam dolmuş bandın üstünde kısmen elektronlar ile dolmuş band gelmekte veya tam dolmuş (VB) band üstteki boş bant ile kısmen üst üste gelmektedir. Bu nedenle çok küçük uyarılmalar ile elektronlar iletim bandına geçerek iletkenliğe katkıda bulunabilmektedir (Şekil 2).



Şekil 2. Metaller, yarıiletken ve yalıtkanlarda enerji bandı düzeyleri

2. Yalıtkanlar

Yalıtkanlarda valans ve iletim bandları arasında geniş bir yasak band ($E_g \geq 4$ eV) bulunmaktadır. Yalıtkanlarda valans bandı tamamıyla dolmuş ve iletim bandı tamamıyla boştur. Bantlar arasındaki mesafe çok büyük olduğundan yalıtkanlarda dış elektrik alan elektrik akımı oluşturamamaktadır.

3. Yarıiletkenler

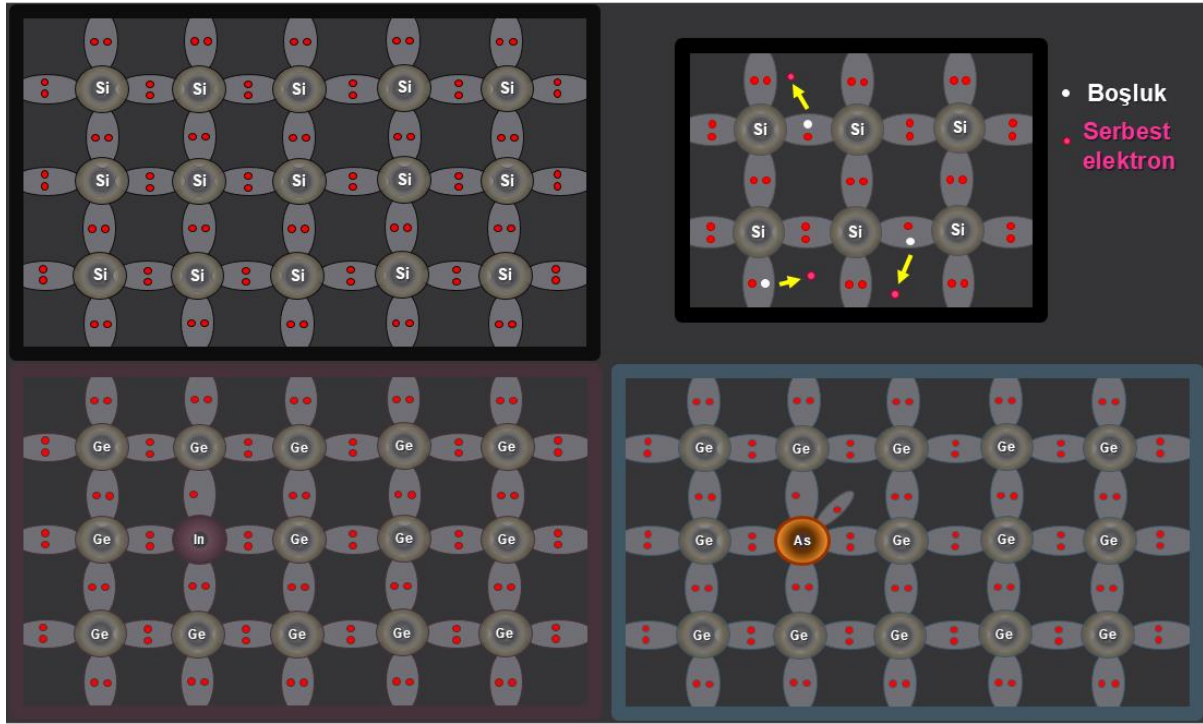
Yarıiletkenlerin band diyagramı yalıtkanların band diyagramına benzemektedir. Aralarındaki fark, yasak band genişlikleri ile ilişkili olup, yarıiletkenlerin daha küçük olan yasak band genişlikleri $E_g = 0,1 - 4$ eV arasında değişmektedir. Isısal enerjileri nedeni ile elektronlar valans bandından boş iletim bandına geçebilmekte ve böylece elektrik akımı oluşturabilmektedirler. Ek olarak yarıiletkenlerde katkılarla ve dış etkiler ile de iletim bandında yük taşıyıcılarının oluşturulması mümkündür. Yarıiletkenler, özden ve katkılı olmak üzere iki grupta incelenmektedir.

3.a. Özden (asal) Yarıiletkenler:

Özden 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, iletkenlik bandı tamamen boştur. Valans bandı ile iletkenlik bandı arasındaki enerji aralığı yasak enerji aralığı E_g olarak adlandırılmaktadır. $T > 0$ K'de valans bandındaki elektron (n) kazandığı ısısal enerji ile eğer kazandığı enerji yasak enerji aralığından büyük ise, iletkenlik bandına geçebilmektedir. Valans bandında bıraktığı boşluk (p), elektron hareketini sürekli kılmaktadır. Özden yarıiletkenlerde bu şekilde uyarılma ile elektronların iletkenlik bandına geçmesi ile valans bandında da aynı sayıda boşluk oluşmaktadır ($n = p$). Silisyumun yasak enerji 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 göstermektedir. Özden yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi yasak bandın tam ortasında bulunmaktadır ($E_F = E_g/2$).

3.b. Katkılı Yarıiletkenler:

Özden yarıiletkenlerin iletkenliğini değiştirmek için yarıiletkenlere dışarıdan, uygun farklı atomlar yerleştirilmesi ile katkılı yarıiletkenler elde edilebilmektedir. Yarıiletkenlerin çoğunluğunda 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 isimlendirilmektedir. İletkenliği donör katkısı ile karakterize olan yarıiletkenler, n tipi yarıiletken; akseptör katkısı ile karakterize olan yarıiletkenler, p tipi yarıiletken olarak tanımlanmaktadır.

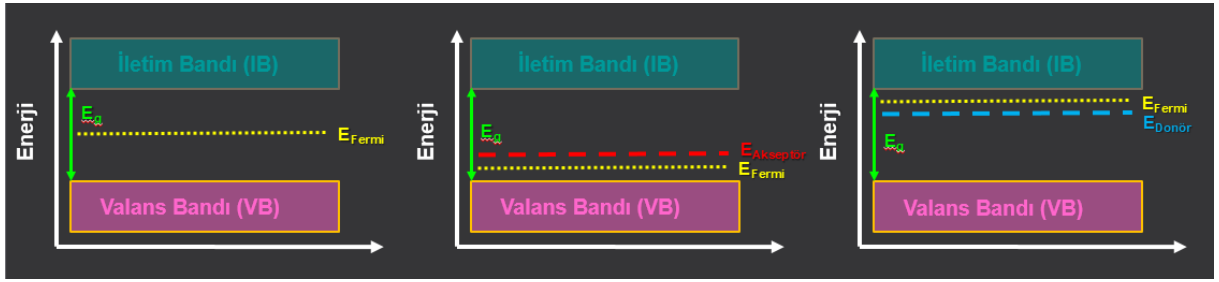


Şekil 3. Özden yarıiletken silisyum ve katkılı germanyum

p-Tipi Yarıiletkenlik: Son yörüngesinde 4 valans elektronu bulunan saf germanyumun gibi özden bir yarıiletkenin kristal örgüsünün içerisine bor (B), galyum (Ga), indiyum (In),... gibi 3. grup elementlerinden yabancı bir atomun girmiş olduğu durumu düşünersek, son yörüngesinde 3 valans elektrona sahip olan yabancı elementler özden yarıiletkenin atomları ile kovalent bağ yaparken fazladan elektrona ihtiyaç duymaktadırlar (Şekil 3). Özden yarıiletken kristalinin başka bir bağından kopan bir elektron bu eksikliği gidermektedir ve valans bandında bir boşluk oluşmaktadır. Bu boşluk komşu özden yarıiletken atomundan buraya atlayan başka bir elektron tarafından, onun bıraktığı boşluk ise bir diğer komşu elektron tarafından doldurulması ile kristal içerisinde elektronların hareketine zıt yönde, pozitif yüklü boşlukların hareketi meydana gelmektedir. Bu şekilde iletkenliğin çoğunluk yük taşıyıcıları pozitif yüklü boşluklar ile sağlandığı yarıiletkenlere p tipi yarıiletkenler denilmektedir ($\Delta p > \Delta n$). Bu tür yarıiletkenlerde azınlık yük taşıyıcıları elektronlardır. Akseptör tipli katkı yarıiletkenin yasak bandının içinde (valans bandının tavanının üstünde) enerji düzeyi E_a oluşturmaktadır (Şekil 4). Bu düzeyler alıcı veya akseptör düzeyleri olarak tanımlanmaktadır.

n-Tipi Yarıiletkenlik: Son yörüngesinde 4 valans elektronu bulunan saf germanyum gibi özden bir yarıiletkenin kristal örgüsünün içerisine fosfor (P), arsenik (As), antimon (Sb),... gibi 5. grup elementlerinden yabancı bir atomun girmiş olduğu durumu düşünersek, son yörüngesinde 5 valans elektrona sahip olan yabancı elementler özden yarıiletkenin 4 komşu atomu ile kovalent bağ yaparken

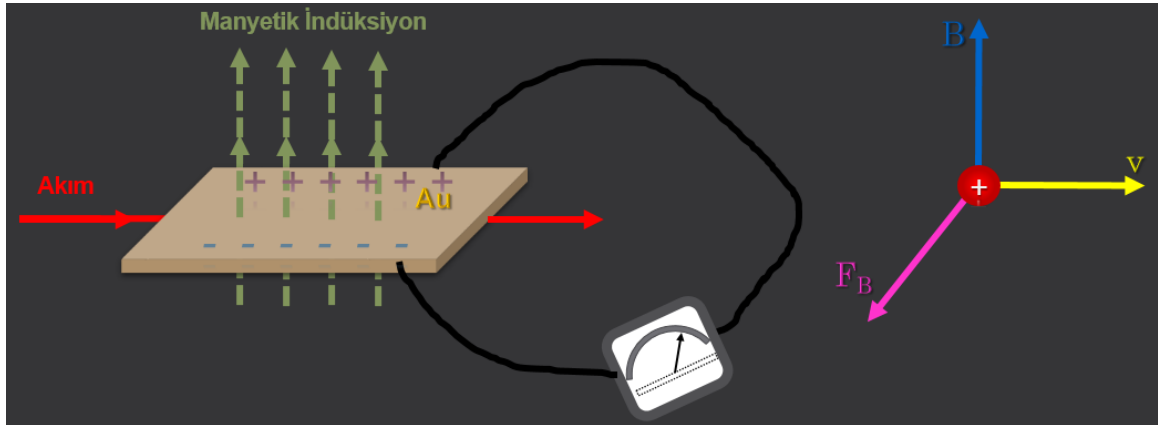
geride katkı atomuna çok zayıf bağlı bir elektron kalmaktadır (Şekil 3). Bu elektron kolaylıkla kopup serbest duruma geçerek iletkenlik bandına çıkabilmektedir. Böylece oluşan serbest elektrona karşı valans bandında bir boşluk oluşmamaktadır. Bu nedenle elektronlar iletkenliğe daha fazla katkıda bulunmaktadır. Bu şekilde iletkenliğin çoğunluk yük taşıyıcıları negatif yüklü elektronlar olan yarıiletkenlere n tipi yarıiletkenler denilmektedir ($\Delta n > \Delta p$). Bu tür yarıiletkenlerde azınlık yük taşıyıcıları boşluklardır. Donör tipli katkı yarıiletkenin yasak bandının içinde (iletkenlik bandının dibinden biraz aşağıda) enerji düzeyi E_d oluşturmaktadır (Şekil 4). Bu düzeyler verici veya donör düzeyleri olarak tanımlanmaktadır.



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

Hall Olayı

1879 yılında Hall, bir altın (Au) örneğin, içerisinde elektrik akımı geçirilirken, aynı anda bir manyetik alana yerleştirildiğinde, örneğin iki zıt kenar yüzeyi arasında bir gerilim oluştuğunu keşfetmiştir (Şekil 5).



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

Manyetik alanda hareket eden elektrik yüklerine, manyetik kuvvetinin etkisiyle ilgili olan bu olay Hall olayı olarak tanımlanmıştır. Genişliği a , kalınlığı b olan düzgün kesilmiş dikdörtgen biçimindeki bir

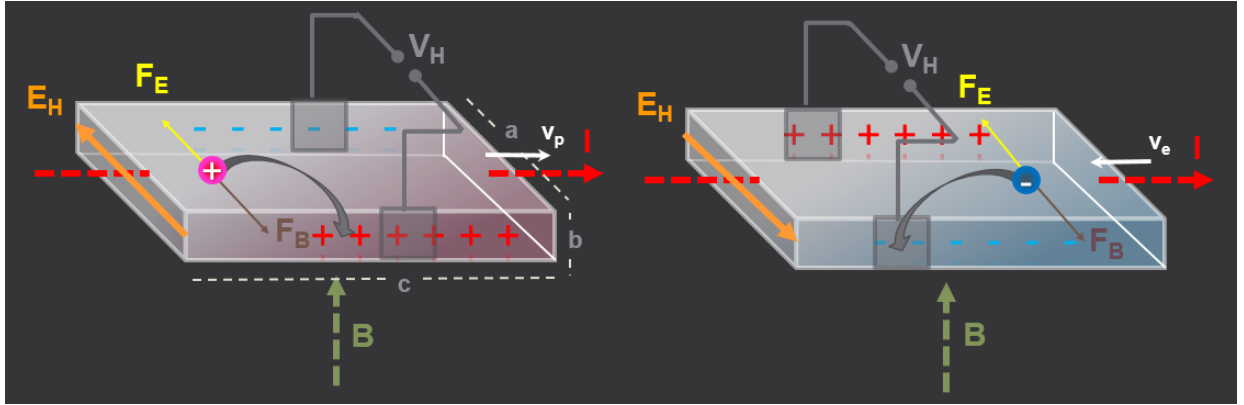
kristal içerisindeki pozitif yüklü serbest bir parçacığın manyetik alandaki hızının ve manyetik kuvvetinin yönleri Şekil 5’de gösterilmiştir. Parçacığın hareketine göre, etki gösterecek olan manyetik kuvvetin değeri ve yönü, parçacığın hızı ($\vec{v}$) ve manyetik indüksiyonun ($\vec{B}$) vektör çarpımı ile belirlenmektedir.

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

Yarıiletken içerisindeki yük taşıyıcılarına manyetik alanda manyetik kuvvetinin etkisini incelersek; p tipi yarıiletkenler için, p tipi yarıiletkende akımın ve çoğunluk yük taşıyıcılarının (boşluklar) yönü aynı olmaktadır. Yarıiletkene Şekil 6.’da gösterildiği gibi bir manyetik alan uygulanırsa, pozitif yüklü boşluklara etki edecek olan manyetik kuvvet;

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

şekilde ifade edilmektedir.



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

Boşluklarının hızının, manyetik alan vektörüne dik olması nedeni ile “ $F=evB$ ” şeklinde yazılabilmektedir. Manyetik alanda boşluklar (delikler), manyetik kuvvetin etkisi ile yarıiletken örneğin Şekil 6’da verilen D yüzeyi yönünde hareketlenmektedir. Bu yüzeye zıt olan C yüzeyinde ise negatif yüklü parçacıklar toplanmaktadır. Böylece yarıiletkenin D ve C yüzeylerinde yük dengesi bozularak, bu yüzeyler arasında Hall gerilimi (V_H) veya başka bir deyişle (D’den C’ye) bir Hall elektrik alanı (E_H) oluşmaktadır. Pozitif yüklü boşluklara etki gösteren Hall alanının kuvveti F_H ile manyetik kuvvet F birbirine zıt yönde bulunmaktadır. Bu kuvvetler eşitlendiğinde ($F_H = F$), başka yük taşıyıcılarının kenar yüzeylerde toplanması bitmekte olup ve manyetik alan başka yük taşıyıcılarının hareketine etki gösterememektedir.

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

Hall alanı ve Hall gerilimi (4) denklemi ile birbirine bağılı olup, a örneğin Hall alanı yönündeki boyutudur (Şekil 6).

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

Akım yoğunluğu; $J = \frac{I}{S} = \frac{I}{ab} = nqv = pev$ deliklerin hızı; $v = \frac{I}{abpe}$ ile ifade edilmektedir. Burada p deliklerin konsantrasyonudur. Deliklerin ortalama hızı ile Hall alanı, (2) numaralı denklemde yerine yazılır ise örneğin iki yüzeyi arasındaki Hall gerilimi,

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

şeklinde sadece örneğin kalınlığına bağılı olarak (1 mm) ifade edilmektedir. R_H Hall sabiti ise eşitlik (6)'daki gibi ifade edilmektedir.

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

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 hareketlenmektedir. Bu yüzeye zıt olan C yüzeyinde ise pozitif yüklü parçacıklar toplanmaktadır. Böylece yarıiletkenin D ve C yüzeylerinde yük dengesi bozularak ve bu yüzeyler arasında Hall gerilimi veya (C'den D'ye) Hall elektrik alanı oluşmaktadır. N tipi yarıiletkende Hall gerilimi,

$$V_H = -\frac{1}{ne} \frac{IB}{b} \quad (9)$$

$$\text{veya } V_H = R_H \frac{IB}{b} \quad (10)$$

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

$$R_H = -\frac{1}{ne} \quad (11)$$

Eşitlik (7) ve (10)'dan görüldüğü gibi, yarıiletkenlerde Hall sabitinin işareti çoğunluk yük taşıyıcılarının işareti ile belirlenmektedir. (-) negatif işareti n tipi yarıiletkenliği ve (+) pozitif işareti p tipi yarıiletkenliği göstermektedir. Hall geriliminin bulunduğu ifadelerde yük taşıyıcılarının hızı, ortalama hız olarak alınmıştır. Gerçekte elektron ve deliklerin hız dağılımını hesaba katmak gerekmektedir. 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 mümkün olmaktadır.

$$R_H = \frac{A}{pe} = -\frac{A}{ne} \quad (12)$$

Burada “A” Hall faktörü olarak bilinmekte olup, değeri yük taşıyıcılarının yansıma mekanizmasına bağlı bulunmakta olarak, 1 ile 2 arasında değişmektedir. Yük taşıyıcılarının katkı iyonlar ile yansımasında (düşük sıcaklıklarda) $A= 1,93$, örgü atomlarının ısısal titreşim ile yansımasında (yüksek sıcaklıklarda) $A= 1,18$, yozlaşmış yarıiletkenlerde ve metallerde $A= 1$ ’dir.

Bir yarıiletkenin elektriksel iletkenliği “ σ ”, q elemanter yük, p boşluk taşıyıcı konsantrasyonu, n elektron taşıyıcı konsantrasyonu ve μ bunlara karşılık gelen mobilite değeri olmak üzere eşitlik (13)’deki gibi yazılabilmektedir.

$$\sigma = q(p\mu_p + n\mu_n) \quad (13)$$

Katkılı yarıiletkenlerde taşıyıcı konsantrasyonları birbirinden çok farklı olacağından (p tipi için $p \gg n$ ve n tipi için $n \gg p$) bu eşitlik, denklem (14) ve (15)’e indirgenebilmekte olup, p tipi ve n tipi yarıiletkende mobilite yazılabilmektedir.

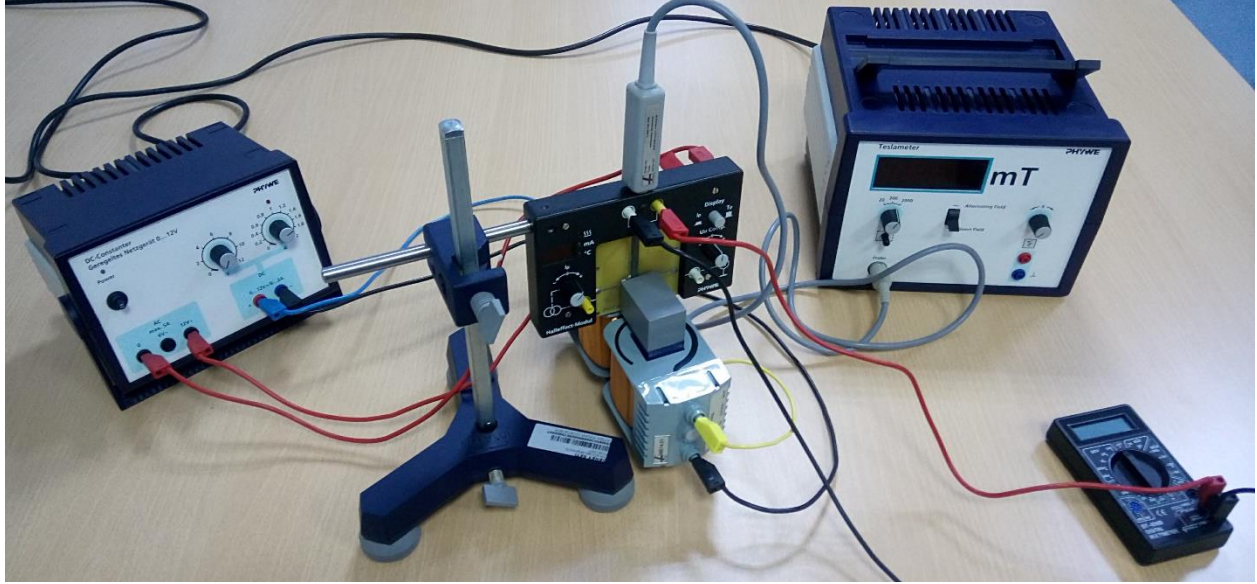
$$\mu_p = \frac{\sigma}{qp} = R_H \sigma \quad (14)$$

$$\mu_n = \frac{\sigma}{qn} = R_H \sigma \quad (15)$$

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

DENEYİN YAPILIŞI

Kullanılan Cihaz ve Donanımlar: Hall etkisi modülü, p tipi Ge ve n tipi Ge 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 öncelikle p-Ge yarıiletken kristali bulunan taşıyıcı kart Hall etkisi modülüne yerleştirilir.
- 2) Bobinlere bağlanmış olan güç kaynağının akım ve gerilim değerleri değiştirilerek $B = 250 \text{ mT}$ değerine sabit bir manyetik alan ayarlanır. B sabit tutularak, oda sıcaklığında örnekten geçen I akımına bağlılığı incelenir.
- 3) Multimetre Hall gerilimini okumak için 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, bu esnada değişen Hall gerilimi değerleri okunur ve Tablo 1’e işlenir.
- 5) Hall geriliminin akımın fonksiyonu olduğunu göstermek için Grafik 1: $V_H = f(I)$ 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 geriliminin manyetik indüksiyonun fonksiyonu olduğunu göstermek için Grafik 2: $V_H=f(B)$ 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 sıcaklığa bağlılığını araştırmak için akım değeri 30 mA ve manyetik indüksiyon 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 geriliminin sıcaklığın fonksiyonu olduğunu göstermek için Grafik 3: $V_H=f(T)$ grafiği çizilir.
- 12) Benzer şekilde deney n tipi germanyum kristali için de tekrarlanır. Tablo 4-5-6 oluşturularak, Grafik 4-5-6 çizilir.
- 13) n ve p tipi Ge 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.

A 7: KATOD IŞINI TÜPÜ İLE ELEKTRONUN e/m ÖZGÜL YÜKÜNÜN BELİRLENMESİ

Deneyin Amacı: Farklı elektrik potansiyelleri altında hızlandırılan katot ışınlarının yüksek şiddetli düzgün manyetik alan etkisi altında yörüngelerinin incelenmesi, katot ışınlarının yük/kütle oranının belirlenmesi ve elektrik yükü taşıyan atom altı parçacıklardan oluştuğunun anlaşılması.

Çalışma Konuları: Katod ışını, katot ışını tüpü, Wehnelt silindiri, manyetik kuvvet, Helmholtz bobinleri, yüklü parçacığın manyetik alandaki hareketi ve yörüngeleri, Biot-Savart yasası.

TEORİK BİLGİ

Katod 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 $1.76 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$ 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 E ve manyetik alanı 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 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. Manyetik alan ile hız vektörleri tam olarak dik değil ise yörünge helis biçiminde olmaktadır (Şekil 1). 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,

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



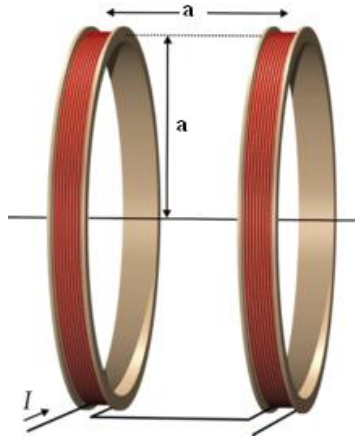
Şekil 1. He gazı ile doldurulmuş katod ışını tüpü içerisinde manyetik alana dik ve farklı bir açı ile giren elektron demetinin görünüşü

(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

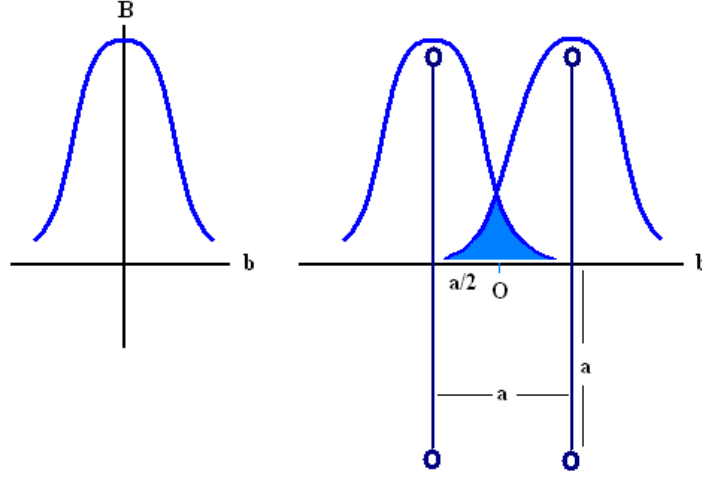
Dairesel bir iletkenin simetri eksenindeki bir noktada manyetik alan değeri Ampere yasası ile verilmektedir.

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

N sarımlı ve a yarıçaplı dairesel bir iletken olan bobinin simetri eksenindeki ve bobin merkezinden b uzaklıktaki manyetik alan şiddeti bobinin eksen 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. Helmholtz bobinlerinin tam ortasındaki taralı bölgede, geniş ve düzgün bir manyetik alan oluşmaktadır.



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

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, $b=a/2$ olduğundan,

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

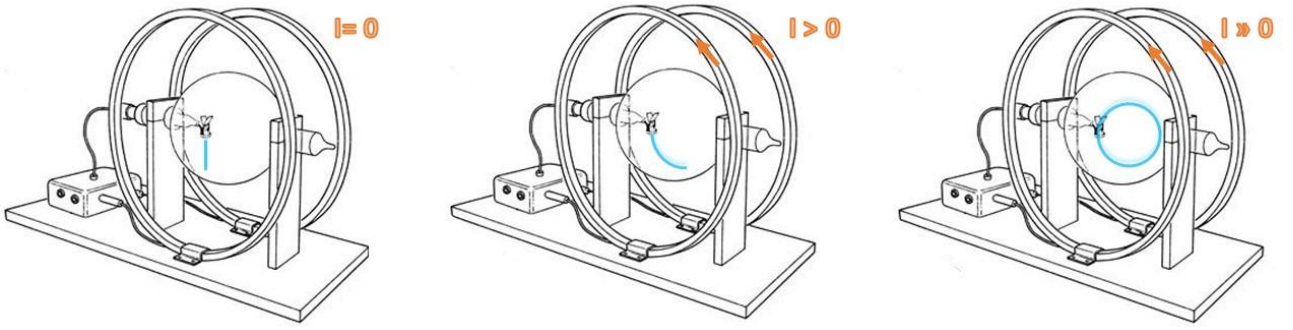
olarak bulunmaktadır.

KATOT IŞINI TÜPÜ

Katot ışını tüpü içi $1.33 \cdot 10^{-5}$ 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 4’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 değerleri yerine yazıldığında e/m oranını denklem (8) yardımı ile belirlenebilmektedir.

$$\frac{e}{m} = 3296616 \frac{V_A}{R^2 I^2} \quad (8)$$



Şekil 4. Helmholtz bobinlerinin oluşturduğu düzgün manyetik alana dik olarak giren bir katod ışını demetinin yörüngesinin şematik gösterimi.

DENEYİN YAPILIŞI

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 1'e işlenir.
2. Üç farklı V_A gerilimi için I_{SP} akımları değiştirilerek ölçülen R değerleri Tablo 1'e işlenir.

Tablo 1

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

1. Tablo 1.'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.

2. Tablo 1'deki V_A 'nın sabit olduğu üç değer için **Grafik 1: $R=f(I)$** grafiği çizilir.
3. Çizilen Grafik 1'den yararlanılarak sabit R değerleri için $(V_A)_{\text{grafik}}$ ve $(I)_{\text{grafik}}$ değerleri bulunur ve Tablo 2'e aktarılır.

Tablo 2

R=sabit	V _A grafik	I grafik	B hesap	e/m hesap	e/m _{ort} (C/kg)	% B.H.

4. Tablo 2’de elde edilen değerlere göre (8) denklemi kullanılarak bulunan e/m değerlerinden ortalama e/m değeri hesaplanır. Teorik e/m değeri ile karşılaştırılarak bağıl hata bulunur.
5. I akımı sabit tutulup, V_A gerilim değerleri değiştirilir. Değiştirilen I değerlerine karşılık gelen R yarıçap değerleri ölçülerek Tablo 3’e işlenir.
6. Üç farklı I akımı için V_A anot gerilimi değiştirilerek ölçülen R değerleri Tablo 3’e işlenir.

Tablo 3

I=sabit(A)	B _{hesap} =sabit(T)	V _A (V)	R(m)	v (m/s)	e/m (C/kg)	e/m _{ort} (C/kg)	% B.H.

7. Tablo 3'te yer alan deney verileri kullanılarak hız $v = \frac{eBR}{m}$ bağıntısı ile hesaplanarak tablo doldurulur ve ortalama değeri hesaplanır.
8. Tablo 3'den I akımının sabit olduğu üç değer için **Grafik 2: $R=f(V_A)$** grafiği çizilir.
9. Çizilen Grafik 2'den yararlanılarak sabit V_A değerleri için B_{grafik} ve R_{grafik} değerleri bulunarak Tablo 4'e aktarılır.
10. Tablo 4'de elde edilen değerlerden yararlanılarak V_A gerilimlerine karşılık olan v ortalama hız değerleri bulunur.

Tablo 4

V_A (V)	I_{grafik}	B_{grafik}	R_{grafik}	v hesap	v_{ort}

SORULAR

1. Yüklü parçacıkların manyetik, elektrik ve elektromanyetik alanda hareketlerini şekil çizerek açıklayınız.
2. Katot ışını tüpü nedir? Açıklayınız.
3. Deneyde bulduğunuz e/m değerlerinin teorik değerden farklı olmasının sebeplerini açıklayınız.

A 8: 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

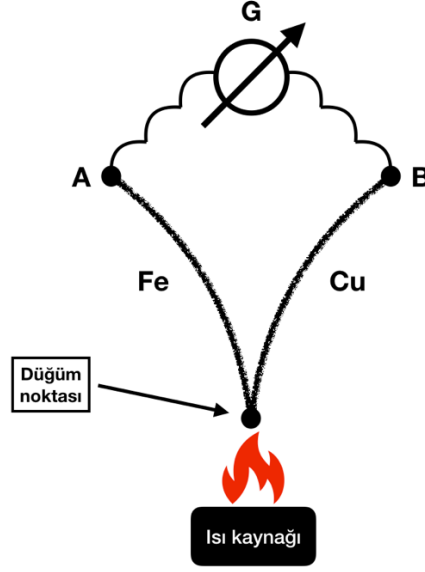
TEORİK BİLGİ:

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 düğümlemiş 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

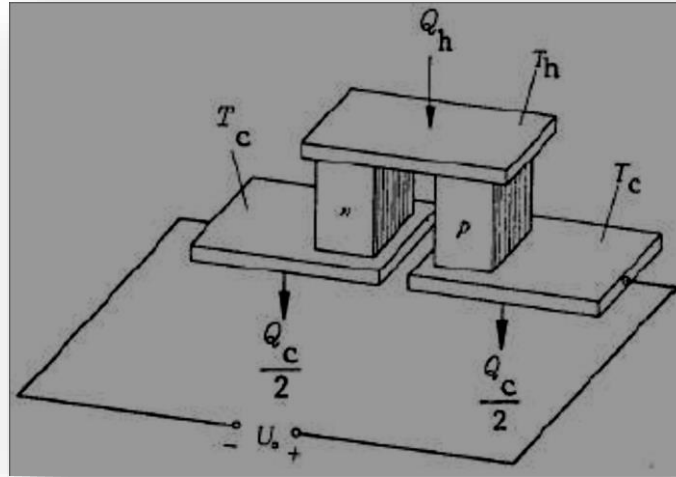
Bakır gümüş türü metalik bir telin bir ucu ısıtılırsa öteki uça göre daha sıcak olacağı için bu bölgedeki elektronların enerjileri soğuk bölgedeki elektronların enerjilerinden daha büyüktür yani hızları daha yüksek olacaktır. Sıcak, soğuk, ılık olsun, telin her bölgesindeki elektronlar her yöne doğru 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) mertebesindedir).

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 değerde 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.

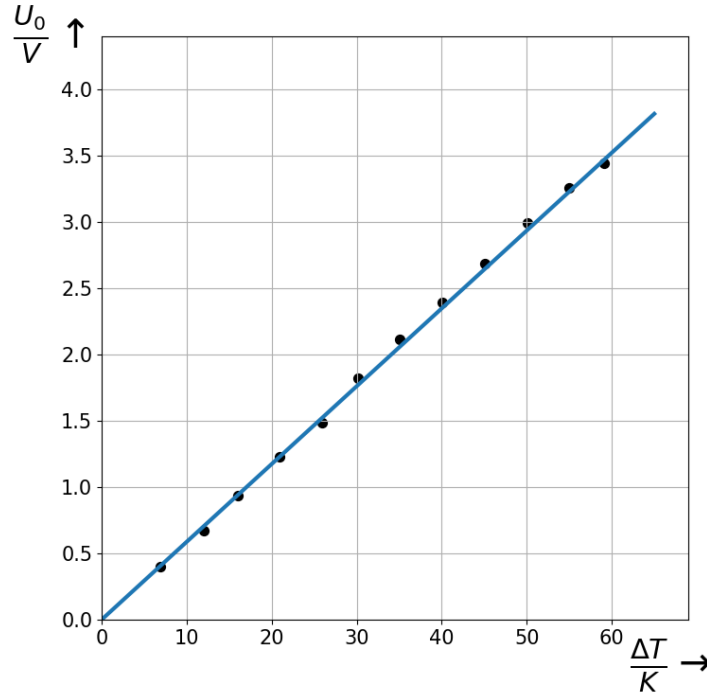
Malzemelerin Seebeck katsayıları genellikle ısı-çift (termoçift) ve benzeri elemanların performansını belirlemektedir. Seebeck katsayısı basitçe elektronların ısı ve elektrik taşıyıcılığıyla ilgilidir. İletken bir telde sıcaklık gradyanı yüzünden elektronlar sıcak taraftan, soğuk tarafa difüze olurlar. 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.

Teori:

- Çeşitli sıcaklık farkları altında yüksüz devre gerilimi U_0 ve kısa devre akımı I_s 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.

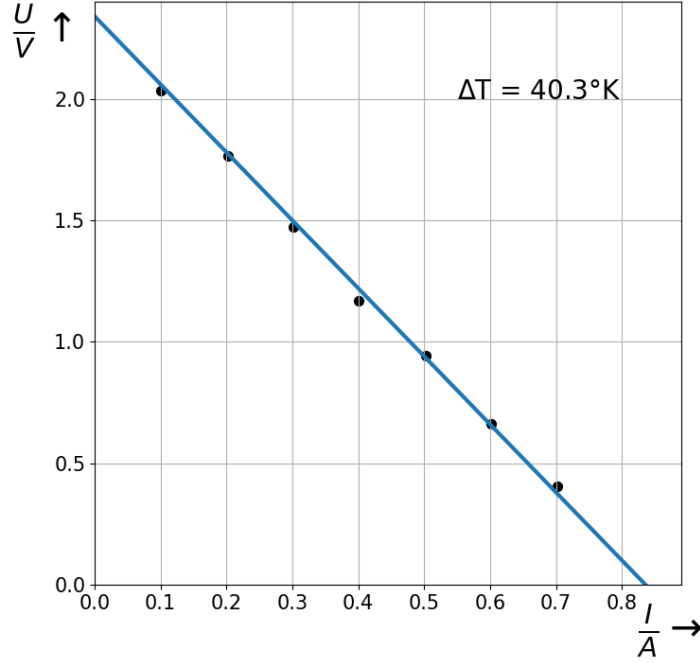
Burada $\alpha_{1,2}$ kullanılan materyal kombininin Seebeck katsayısı, T_h sıcak bölgenin sıcaklığı, T_c soğuk bölgenin sıcaklığıdır. Denklem (3)'teki regresyon (gerileme) ifadesi Şekil 3'teki ölçülmüş değerlere uygulanırsa;

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

$b = 0,0587 V/K$ 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 bağı 142 element içermektedir. Bu durumda kullanılan yarıiletken kombinasyonunun Seebeck katsayısı $\alpha_{1,2}=4,04 \cdot 10^{-4}$ V/K standart sapma ile $\alpha_{1,2}=4,13 \cdot 10^{-4}$ 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 $U = a + bI$ (4)

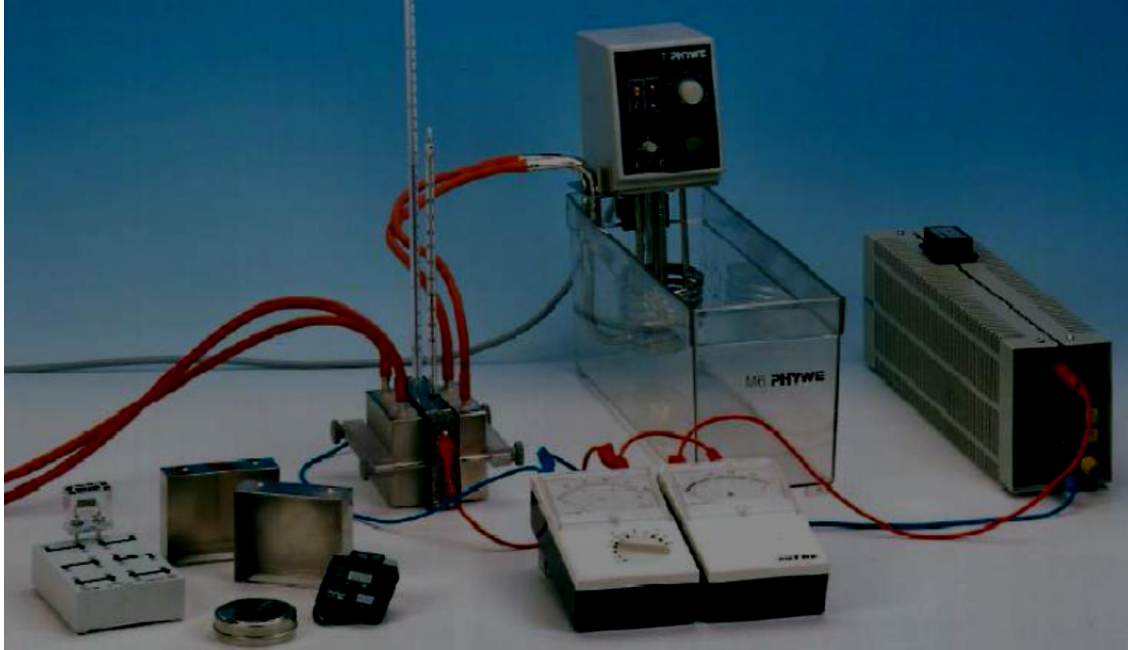
Şekil 4'te ölçülen değerlerden $a = U_0 = 2,34 \text{ V}$ ve $|b| = R_i = 2,80 \Omega$,

$$I_s = \frac{U_0}{R_i} = 0,84 \text{ A} \quad (5)$$

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.