FİZ355 ve FZM356
KUANTUM FİZİĞİ
LABORATUVARI

DENEY NOTLARI

Ankara Üniversitesi
Fen Fakültesi, Fizik Bölümü
Mühendislik Fakültesi, Fizik Mühendisliği Bölümü

İÇİNDEKİLER

0 Hata Hesaplamaları

0.1 Amaç

Fizikle ilgili araştırma ve incelemelerde ölçülecek büyüklükler çok çeşitlidir. Aslında fiziksel bir nicelik ölçülebiliyorsa ancak fiziksel bir anlam taşır; ölçüye gelmeyen bir kavram fizik dışıdır. Bu bakımdan fiziksel çalışma yöntemini öğrenmeye ve doğru, tam, duyarlıklı ölçmeye çalışmak, eğer bir ölçmede yanılgı söz konusu ise bu yanılgının ne olduğunu bularak ölçmek, fiziğin temel uğraşısıdır. Fizikçilerin ölçme yöntemlerini geliştirerek duyarlılığı arttırma çabaları sonucu bugün özellikle uzunluk, kütle, zaman ölçümlerinin ulaştıkları aşamaları görebilmek için bir fizik kitabından, uzayda en yakın galaksinin uzaklığının 10^{22} m, protonun çapının 10^{-15} m olduğunu bulabilirsiniz.

Fizik deneylerinde bir ölçüm yaparken, ölçülen bu ölçüyü anlamlı bir şekilde yazarken ve bu ölçüleri bir grafik üzerinde değerlendirirken edilmesi ve gözönünde bulundurulması gereken bir takım hususlar vardır.

0.2 Ölçüm hataları ve hata hesabı

Bir deneyde ölçüm alınırken çeşitli hatalar ile karşılaşılır. Bunlar, "sistematik hatalar" ve "istatistik hatalar" olarak adlandırılır. Sistematik hatalar, kullanılan ölçü aletinden, deneyciden ve kullanılan yöntemden ileri gelen hatalardır. Örneğin sıfır ayarı yapılmamış bir voltmetre ve iyi kalibre edilmemiş testametre vs. ile alınan ölçülere sistemli olarak hata girer. Bu tip hatalar,

i) ölçüm sonucunda gerekli düzeltmeler yapılarak,
ii) ölçüm sistemindeki hata giderilerek,
iii) ölçüm yöntemi değiştirilerek,

düzeltilebilir. İstatistik hatalar ölçülen nesne yada ölçüm sistemindeki kararsızlıktan. kaynaklanan ve düzeltilme imkanı olmayan küçük ve çift yönlü hatalardır. Bunlar tamamen tesadüf eseri ortaya çıktıklarından artı veya eksi olma ihtimalleri eşittir. Birbirinden farklı olarak ölçülen belirli bir değer çevresinde dağılım (Gauss dağılımı) gösterirler. Bu tip hataların ölçüm sonuçlarına olan etkisi aynı ölçümün çok sayıda alınması ve sonuçların istatistik değerlendirilmesi ile azaltılabilir. Deneysel sonuçların istatistiksel değerlendirilmesi aşağıdaki gibi yapılır:

0.3 Mutlak yanılgı

Fiziksel bir nicelik N kez ölçülsün. Böylelikle x_i (i=1,2,......, N) tane ölçüm sonucu bulunacaktır. Bu ölçülerin ortalaması $\overline{x}$ ise;

$$\overline{x} = \frac{\sum_{i=1}^{N} x_i}{N} \qquad (1)$$

ifadesinden $\overline{x}$ ortalama değer hesaplanabilir. Bu $\overline{x}$ değeri ölçülen x değerinin en yaklaşık değeridir. Diğer yandan $\overline{x}$ ortalama değerindeki hata nedir? Ölçülmek istenen büyüklüğün gerçek değeri x, ölçülen değeri x_i ise $d_i = x_i - \overline{x}$ farkına sapma değeri denir ve aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$d = \frac{\sum_{i=1}^{N} | x_i - \overline{x} |}{N} \tag{2}$$

ifadesinede ortalama sapma ya da mutlak hata (saltık) ve $\Delta x/x$ oranına da bağıl hata denir. Yukarıdaki gibi hesaplanan mutlak hata istatistik hata o1abilir. O halde ölçülmek istenen büyüklüğün gerçek değeri,

$$x = \overline{x} \pm d \tag{3}$$

şeklinde yazılır. Bunun anlamı ölçülen x_i değeri $(\overline{x} - \Delta x)$ ile $(\overline{x} + \Delta x)$ arasında kalmalıdır. Bu hatanın grafik üzerinde gösterilmesi grafik çizimi kesiminde işlenecektir.

Fizikte ilgilendiğimiz niceliklerin büyük çoğunluğu doğrudan ölçülemez; doğrudan ölçülere dayanan matematiksel yazımlarla hesaplanır. Örneğin silindirin hacmi üzerindeki yanılgıya hem *D* çapı, hem de *L* uzunluğu üzerindeki yanılgılar bulaşır. O halde hacim üzerindeki yanılgıyı aldığımız ölçümlere dayanarak hesaplamak zorundayız.

x,y,z değişkenlerine bağlı bir f(x,y,z) fonksiyonunun değişimi:

$$\Delta f = \left| \frac{\partial f}{\partial x} \Delta x \right| + \left| \frac{\partial f}{\partial y} \Delta y \right| + \left| \frac{\partial f}{\partial z} \Delta z \right| \tag{4}$$

Şeklindedir. Burada Δf, Δx, Δy ve Δz nicelikleri mutlak hataları göstermektedir. Bu yönteme "diferensiyel yöntem" adı verilir. Diferensiyel yöntemini bilmeyenler için aşağıdakiler genel mutlak hata hesabında kolaylık sağlayacaktır. İşlemler iki değişkenli fonksiyonlar için yapılmıştır:

1) $f(x,y) = x + y$, $\Delta f = |\Delta x| + |\Delta y|$
2) $f(x,y) = x - y$, $\Delta f = |\Delta x| + |-\Delta y|$
3) $f(x,y) = x \cdot y$, $\dfrac{\Delta f}{f} = \dfrac{\Delta x}{x} + \dfrac{\Delta y}{y}$
4) $f(x,y) = x / y$, $\dfrac{\Delta f}{f} = \dfrac{\Delta x}{x} + \dfrac{\Delta y}{y}$
5) $f(x) = x^n$, $\dfrac{\Delta f}{f} = n \dfrac{\Delta x}{x}$
6) $f(x) = \sin(x)$, $\dfrac{\Delta f}{f} = \cot(x) \Delta x$

0.4 Bağıl yanılgı

Kimi hallerde yanılgıyı saltık değeri ile değil de, bağıl değeriyle vermek daha uygundur. Bağıl yanılgı, saltık yanılgının ölçülen niceliğe oranı olarak tanımlanır: $\Delta L/L$. Örnek Çizelge 1 için bağıl yanılgı, $\Delta L/L = 0.01/3.57 = 0.0028 = 0.003$ olup ölçümlerde 0.003×100 = %0.3 yanılgı var demektir ve L = (3,57 ± %0,3) cm ile gösterilir. Bağıl yanılgı genel olarak ölçümlerin ne kadar sağlıklı olduğunun bir ölçüsüdür. Saltık yanılgı ise ölçümün duyarlılığı ile ilişkilidir. Bir örnek olarak, A = (1001 - 1) = (100 ± %1) ile B = (2.5 ± 0.1) = (2.5 ± %4) niceliklerinden A niceliği daha sağlıklı, B ise daha duyarlıklıdır.

Soru: Örnek Çizelge 1 de verilen D =(1.20 ± 0.01) cm için bağıl yanılgıyı % cinsinden hesaplayınız.

Soru: S =(5.2 ± % 1) cm^2 olduğuna göre ΔS saltık yanılgısını hesaplayarak S yi yanılgısıyla birlikte anlamlı sayılarla yazınız.

Çizelge 1. Bir silinidirin boyu ve çapının ölçüm sonuçları.

Ölçüm no	L_i (cm)	$a_i = L_i - \bar{L}$ (cm)		D_i (cm)	$a_i = D_i - \bar{D}$ (cm)
1	3.57	0.005		1.21	0.010
2	3.58	0.015		1.19	-0.010
3	3.55	-0.015		1.20	0.000
4	3.56	-0.005		1.18	-0.020
5	3.56	-0.005		1.20	0.000
6	3.59	0.025		1.19	-0.010
7	3.55	-0.015		1.20	0.000
8	3.54	-0.025		1.21	0.010
9	3.57	0.005		1.20	0.000
10	3.58	0.015		1.22	0.020
	$\bar{L}$ (cm) =3.565	0.013		$\bar{D}$ (cm) =1.20	0.080

0.5 Anlamlı sayılar :

Ölçümlerdeki doğruluğun bir sınırı vardır. Öyleyse ölçüleri birer sayı halinde verirken bu sayıların yazılan basamakları da sınırlı olacaktır. Ölçü alan bir fizikçi sadece ölçebileceği sayıları yazmalıdır. Örnek Çizelge 1 de 0.1 mm duyarlıklı kompas ile alınan ölçümlerde L_1 ve D_1 değerleri virgülden sonra iki basamak içerecek biçimde yazılmıştır. Üçüncü ve daha sonraki basamaklar, söz konusu ölçü aleti ile ölçülemiyeceğinden yazılmamıştır. Bilinmeyen bu sayılar sıfır değildir! Bu nedenle, örneğin D_i = 1.220 cm yazmak matematiksel olarak doğru, ancak fiziksel olarak yanlıştır!

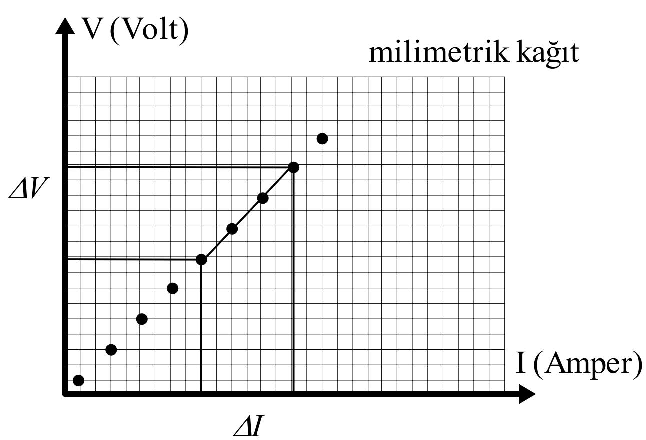
Öte yandan güven duyulmayan tüm sayıları yazmak da, ölçülemiyecek kadar küçük sayıları yazmak kadar boşuna ve anlamsızdır Ö1çüm üzerindeki bu sınırı, istatistik olarak hesaplanan mutlak hata belirler. Örneğin N kez ölçülen x değerinin $\bar{x}$ (ortalama değeri)=4.765 ve Δx (mutlak hata)=0.016 olsun. Mutlak hata x ölçümü üzerinde sınırı belirlediğine göre iki tane gerçek rakam ve bir tane de şüpheli rakam yazılabilir. Bu amaçla Örnek Çizelge 1 de verilen L_i değerlerini göz önüne alalım. $\bar{L}$ yi ΔL saltık yanılgısıyla birlikte anlamlı sayılarla yazabilmek için önce hesaplanan ΔL değerine bakmak gerekir. Bu örnek için ΔL = 0.013 cm olarak bulunmuştur. Buna göre $\overline{L}$ üzerindeki yanılgı, virgülden sonraki ikinci basamakta başlamaktadır. İlk iki basamak ise "sağlam" olup bunlarda yanılgı söz konusu değildir. O halde $\overline{L}$ yi yanılgısıyla birlikte verirken sağlam sayıları ve ilk "çürük" sayıyı yazmalıyız. İlk üç sayıdan sonraki sayılar (ΔL deki 3 ile $\overline{L}$ daki ikinci 5 sayısı) artık anlamsızdır ve atılmalıdır. Bunu yaparken atılan ilk sayının 5 veya 5 den büyük olması halinde bir önceki sayıyı (yani ilk çürük sayıyı) 1 arttırarak yazarız. Buna göre ΔL ve $\overline{L}$ nın anlamlı şekilleri, ΔL = 0.01 cm ve $\overline{L}$ = 3.57 cm dir. Sonuç olarak $\overline{L}$ niceliği, yanılgısıyla birlikte anlamlı sayılarla L = (3.57 ± 0.01)cm şeklinde yazılır.

Anlamlı sayıları yuvarlatırken ilk şüpheli rakamdan sonra gelen ilk rakam:
a) 5 den büyükse ilk şüpheli rakam 1 arttırılır,
b) 5 den küçükse ilk şüpheli rakam aynen kalır,
c) 5 ise ilk şüpheli rakam 1 artırılır,
ilk şüpheli rakam bir arttırılarak, çift olduğunda sonuç yuvarlatılarak yazılır.

0.6 Grafik Üzerinde Hataların Gösterimi:

Yapılan deneyde sonuçların alınması ve bunları alırken yapılan hatalara dikkat edilip sonuçlar anlamlı ve tutarlı olarak bir çizelgeye yazılmasından sonra eğer gerekliyse grafik çizilir. Grafikler kolayca anlaşılır olan x ve y gibi herhangi ıki değişkenin birbirlerine göre nasıl değiştiklerini gösteren bir çizelgedir. Bu yüzden grafiğin özenle ve dikkatlice çizilmesi gerekir. Şimdi y=f(x) fonksiyonunun nasıl çizilmesi gerektiğini inceleyelim.

İlk olarak bir direnç üzerindeki gerilim ve akım ölçümü deneyini düşünelim. Bu deneyde bağımlı değişken olan I akımı, bağımsız değişken V geriliminin değiştirilmesiyle ölçülür. Direnç üzerindeki gerilim ve akımın birbirine nasıl bağlı oldukları görmek için V=f(I) fonksiyonunun grafiği çizilir. V=f(I) grafiğini çizmek için milimetrik grafik kağıdı kullanılır. Çizilen grafik kabaca aşağıdaki gibidir:



Şekil 1.V=f(I) fonksiyonun grafiği.

Burada herhangi bir ölçü için ΔI ve ΔV mutlak hataları grafiğe çizilmiştir. Bu hatalar gerilim ve akım ölçmek için kullanılan ölçü aleti üzerindeki ölçülebilecek en küçük akım ve gerilim ölçüleridir. Grafikten,

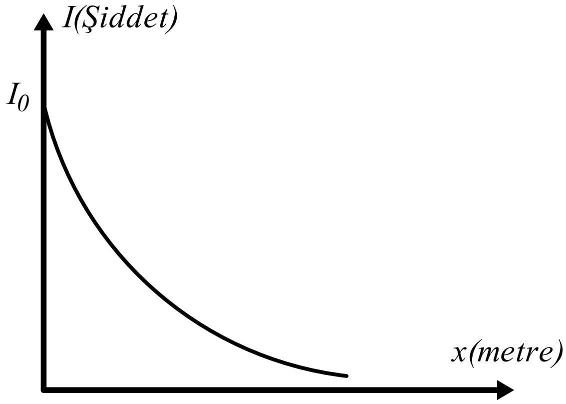
$\tan\theta = R(\Omega)$

bulunur. $V \propto I$ olduğundan R direnci burada orantı sabitidir. $I=f(V)$ fonksiyonu $V = R\,I$ şeklinde elde edilir. Bu son ifade Ohm kanununun ifadesidir.

İkinci olarak, soğurma katsayısının ölçülmesi deneyini ele alalım. Genel olarak soğurma (absorpsiyon) denklemi

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

şeklindedir. Bu denklemde μ çizgisel soğurma katsayısı I_0 ışımasının x kalınlığındaki bir madde tabakasına girerkenki şiddetidir. $I = f(x) = I_0 e^{-\mu x}$ soğurma fonksiyonunun grafiği



Şekil 2. I=f(x) fonksiyonun grafiği.

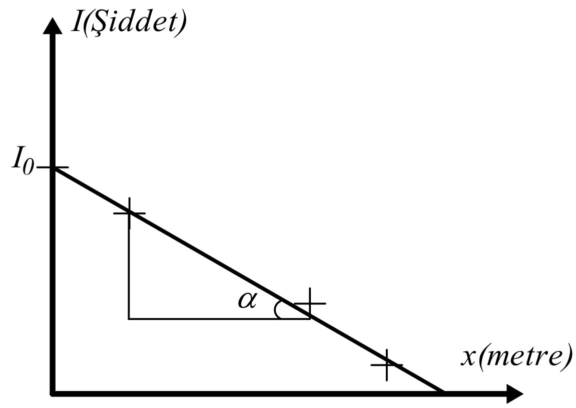
şeklindedir. Bu grafikten μ çizgisel soğurma katsayısı bulunamaz. Soğurma katsayısını bulmak için $I=f(x)$ fonksiyonunun her iki yanının logaritması alınır ve yeniden çizim yapılır. O halde $I=f(x)$ fonksiyonu

$$\ln I = \ln I_0 - \mu x$$

haline gelir. Deneyde ölçülen I değerlerinin logaritmaları

$$\ln I = \frac{1}{\log_{10} e} \log_{10} I = 2.303 \log_{10} I$$

ifadelerinden hesaplanır. Logaritmasını aldığınız I=f(x) fonksiyonu bir doğru denklemidir. Bu fonksiyonun değişimini görebilmek için yarı logaritmik grafik kağıdı üzeri yukarıda elde edilen I ve x değerleri işaretlenir. Bu işlem kabaca aşağıdaki gibidir.



Şekil 3. Yarı-logaritmik grafik.

Grafikten I eksenini kesen yer I_0 dır. Diğer yeniden grafiğin eğimi tanα=-μ soğurma katsayısını verir. Bulunan bu değerlerin $I=f(x)$ fonksiyonunda yerine konulmasıyla soğurma fonksiyonu.elde edilir.

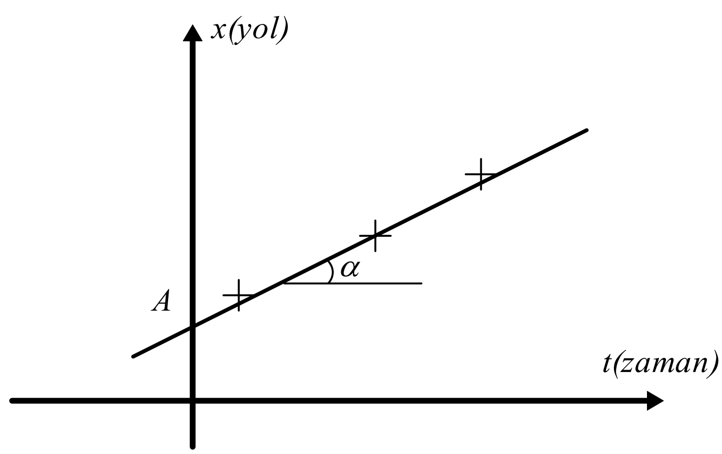
Son olarak da eğik düzlemde hareket deneyini ele alalım.Eğik düzlemde hareket denklemi genel olarak

$$x(t) = At^n$$

şeklindedir. Bu denklemde x alınan yolu, t alınan yol için geçen zaman, A ve n de bulunması gereken sabitlerdir. Bu fonksiyondan A ve n yi bulabilmek için önceki soğurma deneyinde yaptığınız gibi eşitliğin her iki tarafının logaritmasını alırız. Bu durumda $x=f(t)$ fonksiyonu,

$$\ln x = \ln A + n \ln t$$

olur.Bulunan bu denklem bir doğru denklemidir. Deneyde ölçülen x yol ve t zaman değerleri log-log grafik (tam logaritmik) kağıdına çizilir. Bu çizim aşağıdaki gibidir:



Şekil 4. Tam logaritmik grafik.

Yukarıda çizilen grafikten A değeri doğrunun düşey ekseni kestiği yerden ve n değeride doğrunun eğimi hesaplanarak bulunur. Bu değerler $x(t) = At^n$ fonksiyonunda yerineyazılırsa eğik hareket denklemi elde edilir.

Aşağıda bir grafik çizerken dikkat edilmesi gereken kurallar sıralanmaktadır:

1) Grafiğin adı ve tarihi grafik kağıdı üzerine yazılır,
2) Eksenlerin hangi büyüklüklere karşı geldiği ve birimleri yazılır,
3) Her türlü yazı ve rakam kolayca okunabilir şekilde yerleştirilir,
4) Grafikteki birim uzunluklar öyle seçilirki grafik bütün kağıdı kaplar. Eğer değerler çok küçük veya çok büyük ise bunlar 10 un kuvveti şeklinde gösterilir ve ortak çarpan en büyük değerin sağına çarpı şeklinde yazılır.
5) Verilen grafik üzerinde değerler nokta olarak işaretlenir ve bu noktaların ölçüm hataları ile orantılı büyüklükte hata çizgileri çizilir,
6) Noktaları birbirine birleştiren kırık bir çizgi ile değil noktalara en yakın düzgün bir eğri çizilir. Öyleki bir eğrinin noktalara olan uzaklıkları toplamı minimum olsun. Diğerlerinden çok ayrı olduğu açıkça anlaşılan noktalar ihmal edilir.

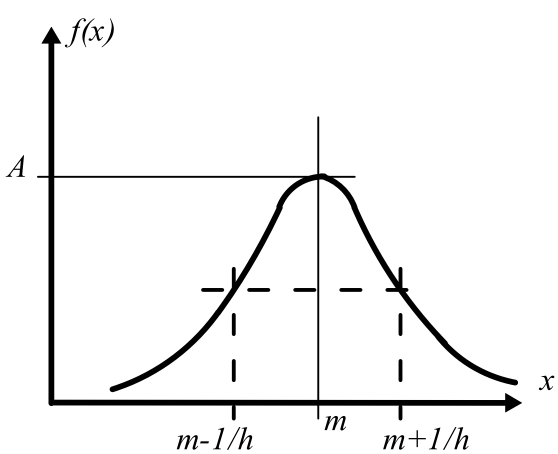
0.7 Dağılım Fonksiyonları

0.7.1 Gauss dağılım fonksiyonu

Genel olarak Gauss dağılım fonksiyonu aşağıdaki denklemdeki gibi verilir:

$$f(x) = Ae^{-h^2(x-m)^2}$$

olarak verilir. Burada *A*, *h* ve *m* sabitler, *x* ise ölçüm sonucu elde edilmiş bir değerdir. Gauss dağılımı fonksiyonunun *x* e göre değişimi aşağıdaki grafikteki gibidir:



Şekil 5. Hataların Gauss dağılımı.

Grafikten görüldüğü gibi bu dağılım fonksiyonu simetrik bir fonksiyondur. Ayrıca *A* fonksiyonun maksimum yüksekliğindeki değeri, *m* fonksiyonunun bu maksimum yüksekliğine karşı gelen yatay eksen üzerindeki değer ve *h* ise bu çan eğrisinin genişliğini veya darlığını sağlayan bir niceliktir (yarı yükseklikteki değer).

Gauss dağılım fonksiyonundaki *A* sabitini *f(x)* fonksiyonun normalize edilmesiyle $h/\pi^{-1/2}$olduğu görülür. O halde normalize edilmiş gauss dağılım fonksiyonu

$$f(x) = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2 (x-m)^2}$$

şeklinde yazılabilir. Bu dağılım için *x* değerinin ortalama (mean) değeri aşağıdaki denklemdeki gibi yazılabilir:

$$\overline{x} = \int x f(x) dx$$

Yukarıdaki denklemde *f(x)* fonksiyonu yerine Gauss dağılım fonksiyonu yazılırsa,

$$\overline{x} = \int x \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2 (x-m)^2} dx$$

$$\overline{x} = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \int x e^{-h^2 (x-m)^2} dx$$

h (x – m) = z değişken değiştirmesi yapılırsa

$$\overline{x} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int (\frac{2}{h} + m) e^{-z^2} dz$$

elde edilir. Integralin ilk terimi sıfırdır; çünkü z nin negatif değerlerinden gelen katkılar pozitif değerlerden gelen katkıları yok eder. Böylece

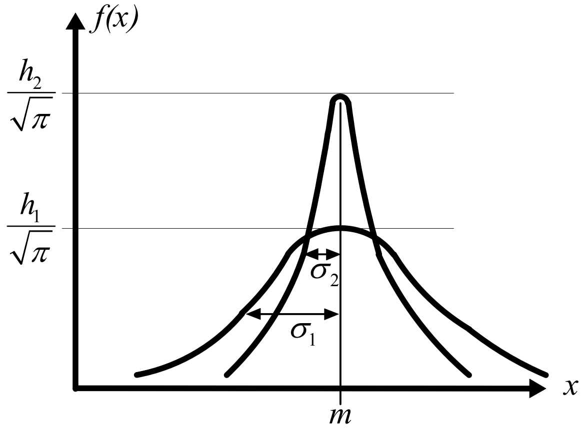
$$\overline{x} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} (\frac{2}{h} + m) e^{-z^2} dz = m$$

bulunur. Bu sonuç fonksiyonun grafiğine bakılarak kolayca tahmin edilebilir. Grafikten *x* değerinin en büyük olasılıkla ölçülebilecek değer fonksiyonun tepe değerine karşılık gelir.

Gauss dağılımı için standart sapma değeri σ aşağıdaki gibidir:

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{2h}}$$

ile verilir. Standart sapma ve ortalama *h* birbiriyle ters orantılıdır. *h* nin büyümesi *m* nin küçülmesi ile olur. Bu durum aşağıdaki şekilde gösterilmektedir.



Şekil 6. Değişik Gauss dağılımları.

Gauss dağılım fonksiyonunda *h* yerine genellikle σ değeri kullanılır.

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-(x-m)/2\sigma^2}$$

dağılım için ortalama (mean) sapma ise aşağıdaki denklemdeki gibi yazılır,

$$\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} |x-m| \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h(x-m)^2} dx$$
$$= \frac{2h}{\sqrt{\pi}} \int_{0}^{\infty} y e^{-hy^2} dy$$

Bu integrali çözebilmek için $z=h^2y^2$ değişken değiştirmesi yapılırsa:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{\pi} h}$$

olarak elde edilir. Standart sapma ve ortalama sapma karşılaştırılacak olursa,

$$\sigma = \sqrt{\frac{\pi}{2}\alpha}$$

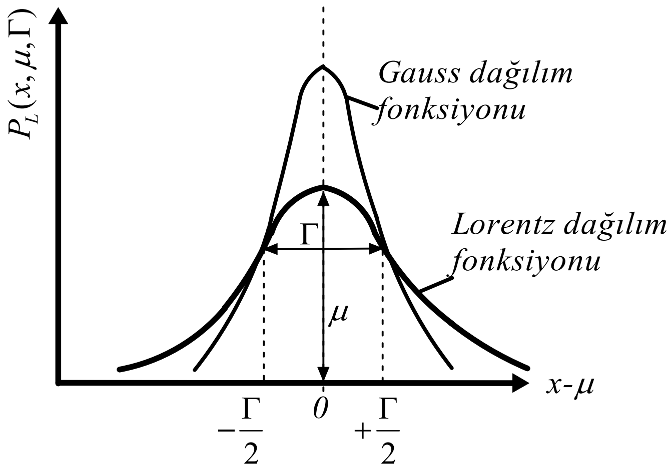
şeklinde bir bağıntı elde edilebilir.

0.7.2 Lorentz dağılım fonksiyonu

Lorentz dağılım fonksiyonu

$$P_L(x,\mu,\Gamma) = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma/2}{(x-\Gamma)^2+(\Gamma/2)^2}$$

olarak tanımlanır. Aşağıdaki şekilden görüleceği gibi bu dağılım fonksiyonu da tıpkı Gauss dağılım fonksiyonu gibi simetrik bir fonksiyondur.



Şekil 6. Hataların Lorentz dağılım fonksiyonu.

Bu simetrik dağılım fonksiyonunda ortalama (mean) değeri μ ve eğrinin karakteristik genişliği ise Γ ile verilmiştir. Şekilden de görüleceği gibi Gauss dağılımı ile Lorentz dağılını arasındaki fark Gauss dağılımının Lorentz dağılımına göre sıfıra daha yavaş yaklaşması ve karakteristik genişliklerinden görülebilmektedir.

$$\sigma^2 = <(x-\mu)^2> = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma^2}{4}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{z^2}{1+z^2}dz$$

Yukarıdaki denklemden Lorentz dağılım fonksiyonunda büyük sapmalar için integralin ıraksadığı görülmektedir.

Lorentz dağılımının yan genişliği, ortalamadan sapma yarı genişliğin yarısına eşit olduğu zaman (x - μ = Γ/2) olarak tanımlanabilir.

0.7.3 Maxwell dağılım fonksiyonu

Maxwell dağılım fonksiyonu aşağıdaki gibidir:

$$\frac{dN(\mathrm{v})}{d\mathrm{v}} = B\mathrm{v}^2 e^{-\frac{m\mathrm{v}^2}{2kT}} = B\mathrm{v}^2 e^{-\frac{\mathrm{v}^2}{\alpha^2}}$$

şeklinde tanımlanır. Burada α ve B sabitleri aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

$$B = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\alpha^3}$$

olarak verilir. Maxwell dağılım fonksiyonundaki v_{most} en muhtemel hızdır. Bu değer

$$\frac{d}{d\mathrm{v}} \frac{dN(\mathrm{v})}{d\mathrm{v}} = 0$$

Diferensiyeli ile hesaplanabilir. Sonuç olarak

$$\mathrm{v}_{most} = \alpha = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

Elde edilebilir. Diğer yandan $\overline{\mathrm{v}}$ (ortalama hız) aşağıdaki gibi elde edilir:

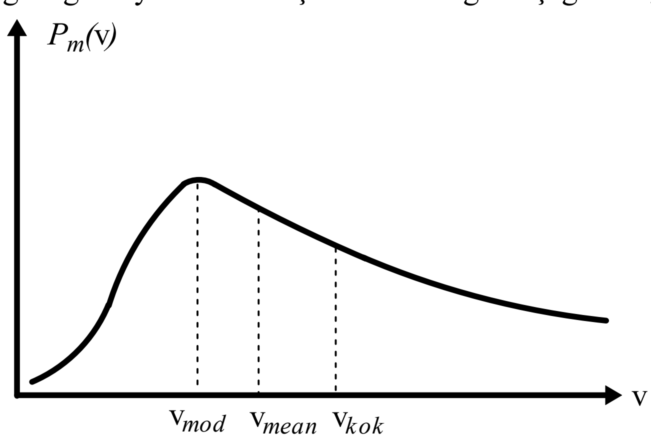
$$\overline{\mathrm{v}} = \int_0^\infty \frac{\mathrm{v}(dN/d\mathrm{v})}{N} d\mathrm{v} = \int_0^\infty P_m(\mathrm{v}) d\mathrm{v}$$

$$= \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} = 1.13\alpha$$

Son olarak v_{rms} (median) değeri aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\mathrm{v}_{rms} = \sqrt{\mathrm{v}^2} = \mathrm{v}_{kok} = \sqrt{\frac{3}{2}}\alpha = 1.22\alpha$$

Yukarıdaki denklemdeki kok-kare ortalama karekök (rms-root mean square), Maxwell dağılım grafiği ve yukarıdaki üç olası hız değeri aşağıdaki grafik üzerinde gösterilmiştir.



Şekil 7. Hataların Maxwell dağılım fonksiyonu.

0.8 Sorular:

1. Aşağıdaki ölçü takımı için yanılgı hesabı yapılamayacağını gösteriniz. Bu durumun nereden kaynaklandığını ve nasıl giderilebileceğini tartışınız.

1	2	3	4	5	6	7
3.6	3.6	3.5	3.6	3.5	3.5	3.6

2. Metal bir kürenin çapı farklı ölçü aletleri kullanılarak ölçülmüş aşağıdaki değerler (cm cinsinden) elde edilmiştir. Hangi ölçümlerin hangi aletle alınmış olabileceğini nedenlerini de açıklayarak belirtiniz.

2.34 2.35 2.30 2.335 2.4 2.342 2.330
2.40 2.33 2.341 2.36 2.340 2.345 2.3

3. Çapı 3 cm olan 50 g kütleli içi dolu bir kürenin yooğunluğunu hesaplayınız. Yoğunluk üzerindeki bağıl yanılgı 0.1g/cm^3 olduğuna göre yoğunluk üzerindeki saltık yanılgıyı hesaplayarak sonucu anlamlı sayılarla veriniz.

4. Metal bir silindirin boyu farklı ölçü aletleri kullanılarak birer kez ölçülmüştür. Bu ölçümlerden hangisi 1/20 mm duyarlıklı kompasla alınmıştır? Neden?

3.2 cm 3.25 cm 3.220 cm 3.22 cm

5. Yarıçapı r, alanı S olan bir daire için saltık yanılgıların oranı hesaplanmış ve $\Delta S/\Delta r$= 24.36 cm olarak bulunmuştur. r nin değerini bulunuz.

6. Uzunluğu L = (100 ± 2) cm olan ve küçük genlikte salınan bir basit sarkacın peryodu T = (2,0± 0,1) saniye olarak ölçülmüştür. g yerçekimi ivmesi üzerindeki bağıl yanılgıyı % cinsinden hesaplayrnız

7. Metal bir kürenin çapı ardısıra 10 kez ölçülmüş ve aşağıdaki değerler elde edilmiştir.

R(cm)	2.505	2.500	2.510	2.505	2.510	2.505	2.510	2.505	2.505	2.500

Yarıçapı r, alanı S olan bir daire için saltık yanılgıların oranı hesaplanmış ve $\Delta S/\Delta r$ = 24.36 cm olarak bulunmuştur. değerini bulunuz.

a) Bu ölçümlerin hangi aletle alınmış olabileceğini nedenleriyle açıklayınız ve bu ölçü takımı için yanılgı hesabı yapmaya hakkınız olduğunu gösteriniz.
b) R üzerindeki saltık yanılgıyı hesaplayarak sonucu anlamlı sayılarla veriniz.
c) Kürenin hacmini ve hacim üzerindeki ΔV saltık yanılgısını hesaplayarak sonucu anlamlı sayılarla veriniz.

1 Millikan Yağ Damlası Deneyi

1.1 Amaç

Bu deneyde,

- Yer çekiminin etkisinde ve ve düzgün bir elektrik alan içerisinde bulunan yüklü bir yağ damlasının hareketi incelenerek elektronun yükünün ölçülmesi;
- Yağ damlalarının yüklerinin elemanter yükün (elektronun yükünün) tam sayı katlarına eşit olduğunun incelenmesi amaçlanmaktadır.

1.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

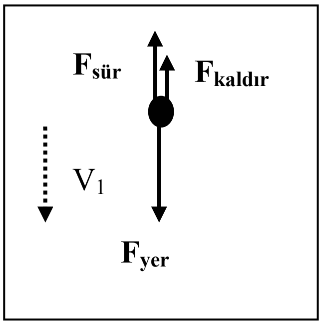
J.J. Thomson tarafından 1897' de, bilinen ilk atomaltı parçacık olan elektronun yük bölü kütle oranının ölçülmesinden sonra geriye elektronun yükünü ve kütlesini ayrı ayrı belirleyebilmek kalıyordu. Elektronun yükünü belirlemeye yönelik ilk deneyler 1890' ların sonlarına doğru Thomson ve meslektaşları tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu deneylerde elektronun yükünü ölçebilmek için su damlaları kullanılmıştır.Ancak elde edilen sonuçların birbiri ile tutarlı olmayışı kullanılan deney yönteminin elektronun yükünü kesin olarak belirlemede uygun olmadığını göstermiştir. Robert Andrews Millikan, deney yönteminde bir iyileştirme yaparak su damlaları yerine yağ damlaları kullanmıştır. Millikan' ın deneyindeki temel düşünce, paralel iki plaka arasında düzgün bir elektrik alan ve yer çekimi etkisi altında hareket eden, yüklü, bir tek yağ damlasının hızını ölçerek damlanın elektrik yükünün bulunabilmesidir. 1909' da Millikan, belirli bir zaman aralığında bir tek yağ damlasını gözlemleyebilecek şekilde deney düzeneğini oluşturmuş ve deneyini birçok yağ damlası için tekrarlayarak elektronun yükünü ölçmüştür.

Paralel plakalı bir düzlem kapasitörün kapalı bir oda içinde bulunduğu durumu ele alacağız (bkz. Şekil 1.4). Bu odanın yan tarafına bir-iki tane delik açılmıştır. Bu deliklerin boyutları, kapasitörün boyutları yanında çok küçüktür. Yağ damlalarının bir püskürtücü yardımıyla püskürtülerek bu delikten geçmeleri ve odaya girmeleri sağlanır. Burada püskürtücü atomlaştırıcı görevi görür yani yağ damlalarının mikroskobik boyutlarda olmasını sağlar. Yağ damlaları püskürtülürken deliğin çeperleri ve oda içindeki hava molekülleri ile çarpışırlar. Böylelikle yağ damlaları sürtünme ile elektriklenmiş olur. Yağ damlalarının bazıları pozitif, bazıları da negatif elektrik yükü ile yüklenir. Paralel plakalar arasına bir U gerilim farkı uygulandığında düzlem plakalı kapasitörün levhaları arasındaki düzgün $\mathrm{E} = U/d$ (d: levhalar arası uzaklık) elektrik alanı oluşur. Bu düzgün elektrik alan içinde hareket eden m_y kütleli, Q yüklü bir yağ damlasına etki eden kuvvetler:

i) Elektrik kuvveti (F_{elek}=QE)
ii) Yerçekimi kuvveti ($F_{yer}= m_y g$)
iii) Archimedes kaldırma kuvveti ($F_{kal}= m_h g$)
iv) Stokes sürtünme kuvveti ($F_{sür}= 6\pi\eta r V$, Bu formül küresel geometride ve limit hızda geçerlidir.)

Burada; g, yerçekimi ivmesi, m_h yağ damlası ile yer değiştiren eşit hacimdeki havanın kütlesi, η havanın viskozluk (ağdalılık) katsayısı, r küre olduğu kabul edilen yağ damlasının yarıçapı ve V ise damlanın limit hızıdır.

İlk olarak kapasitörün plakaları arasına belirli bir gerilim farkı uygulanmadığı durumu gözönüne alalım ve tek bir yağ damlasının hareketini inceleyelim. Bu durumda elektrik alan sıfırdır, damla kendi ağırlığı ile serbest düşer. Yağ damlası yerçekimi etkisi altında düşerken hızı gittikçe artar. Aynı zamanda havanın kaldırma etkisi de söz konusudur($F_{kal} < F_{yer}$). Damlanın hızı arttıkça hız ile orantılı olarak sürtünme kuvveti de artacaktır. Bir müddet sonra, damlanın aşağı doğru olan hareketi yukarı doğru olan Stokes sürtünme kuvveti ve havanın kaldırma kuvveti ile dengelenir($F_{yer}= F_{kal} + F_{sür}$). Damlanın üzerine etkiyen net kuvvet sıfır olduğunda, damla artık hızlanmaz ve son hızı olan V_1 limit hızı ile aşağıya doğru sabit hızlı hareketine devam edecektir.



Şekil 1.1 Elektrik alan olmadığı durumda yağ damlasına etkiyen kuvvetler

Damlanın V_1 limit hızına sahip olduğu anda hareket denklemi

$$m_y g - m_h g - 6\pi\eta r V_1 = 0 \tag{1.1}$$

şeklindedir. Damla küresel kabul edildiğinden yağ damlasının kütlesi ve yağ damlasına hacimce eşit olan havanın kütlesi

$$m_y = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_y \qquad\qquad m_h = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_h$$

dır. Bu durumda (1.1) ifadesi;

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho - 6\pi\eta r V_1 = 0 \tag{1.2}$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\rho = \rho_y - \rho_h$ olup, ρ_y yağ damlasının yoğunluğu, ρ_h ’ de havanın yoğunluğudur. Bağıntı (1.2)’ den

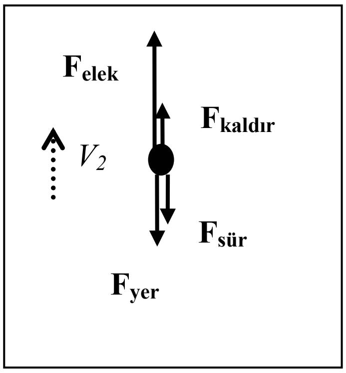
$$r = \sqrt{\frac{9V_1\eta}{2g\rho}} \tag{1.3}$$

bulunur.

İkinci olarak kondansatörün plakaları arasına bir U geriliminin uygulandığı durumu ele alalım. U geriliminden dolayı meydana gelen elektrik alan Q yüklü yağ damlasına bir elektriksel kuvvet etkitecektir. Bu elektriksel kuvvet $F_{elek} = QE > mg$ olacak şekildedir. Negatif yükle yüklenmiş bir damla için elektriksel kuvvet yukarı doğrudur. Bu durumda damla yukarı doğru hızlanan bir hareket yapar. Damlanın hareketi yukarı doğru olduğundan Stokes sürtünme kuvveti de aşağı yönde etkiyecektir. Bir müddet sonra aşağı doğru olan yerçekimi kuvveti ile Stokes sürtünme kuvveti, yukarı doğru olan elektriksel kuvvet ve havanın kaldırma kuvveti ile dengelenir. Damla dengede kaldığında üzerine etkiyen net kuvvet sıfır olduğundan damla artık hızlanmaz ve ulaştığı son hız olan V_2 limit hızı yukarı doğru sabit hızlı hareketine devam eder. Bu durumda ise;

$$mg + 6\pi\eta r V_2 - Q\mathrm{E} = 0 \tag{1.4}$$

dir.($4/3\pi r^3 \rho g = mg$ olarak alınmıştır.)



Şekil 1.2 Elektrik alan uygulandığında yağ damlasına etkiyen kuvvetler

Şimdi, damlanın yükünü belirlemek için kullanılan iki ayrı metot aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

1.3 Denge Metodu

Bu metotda bir gerilim kaynağı yardımıyla E elektrik alanı damla havada asılı kalacak(hareketsiz duracak) şekilde ayarlanır. Bu başarıldığında damla hareketsiz olduğu için sürtünme kuvveti söz konusu olamayacağından (1.4) bağıntısından

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho g - Q\frac{U}{d} = 0 \tag{1.5}$$

yazılabilir. Bağıntı (1.3) ile verilen *r* değeri , (1.5) bağıntısında yerine konulursa;

$$Q = \frac{6\pi\eta d V_1}{U}\sqrt{\frac{9\eta V_1}{2g\rho}} \tag{1.6}$$

bulunur. Burada

$$\eta = 1.81 \times 10^{-5}\ N.s/m^2$$
$$d = 6 \times 10^{-3}\ m$$
$$\left.\begin{array}{l}\rho_y = 875.3\,kg/m^3 \\ \rho_h = 1.29\,kg/m^3\end{array}\right\} \quad \rho = 875\,kg/m^3$$
$$g = 9.8\,m/s^2$$

değerleri kullanılarak;

$$Q = 2 \times 10^{-10} \frac{V_1^{3/2}}{U} \text{A.s} \tag{1.7}$$

bulunur. Burada V_1, U=0 olduğu zamanki limit hız değeri (m/sn olarak) ve U' da damlanın havada asılı kaldığı gerilim (volt olarak) değeridir. Bu metotda yeterli sayıda damlanın V_1 ve U değerleri ölçülerek Q_i yük değeri hesaplanır. Bu Q_i yük değerinin EBOB' u bulunarak elektronun *e* yükü hesaplanacaktır.

Her yağ küresi sürtünmeden dolayı boyutu ile orantılı olarak farklı miktarlarda elektrik yükü ile yüklenecektir. Bu yükler arasındaki orantı katsayısı EBOB yöntemi kullanılarak bulunacaktır. Yağ damlacıklarının yükleri için EBOB'un kullanılması her yağ damlasının yükü için diğer yükler ile karşılaştırıldığında en büyük ortak böleni verecektir. Bu çarpanların ve yağ damlacıklarının yüklerinin irdelenmesi çok önemli, evrensel bir gerçeği ve evrensel bir sabiti gözler önüne serecektir.

2. Dinamik Metod

Bu metotta damla yukarıya doğru bir V_2 hızı ile hareket edecek şekilde bir elektrik alan uygulanır. Bu durumda (1.3) ifadesi (1.4)' de yerine konulursa,

$$Q = \left(V_1 + V_2\right) \frac{\sqrt{V_1}}{U} \eta^{3/2} \frac{18\pi d}{\sqrt{2g\rho}} \tag{1.8}$$

bilinen parametreler cinsinden (ρ, g, π, *d*)

$$Q = 2 \times 10^{-10} \left(V_1 + V_2\right) \frac{\sqrt{V_1}}{U} \text{A.s} \tag{1.9}$$

olarak bulunur.

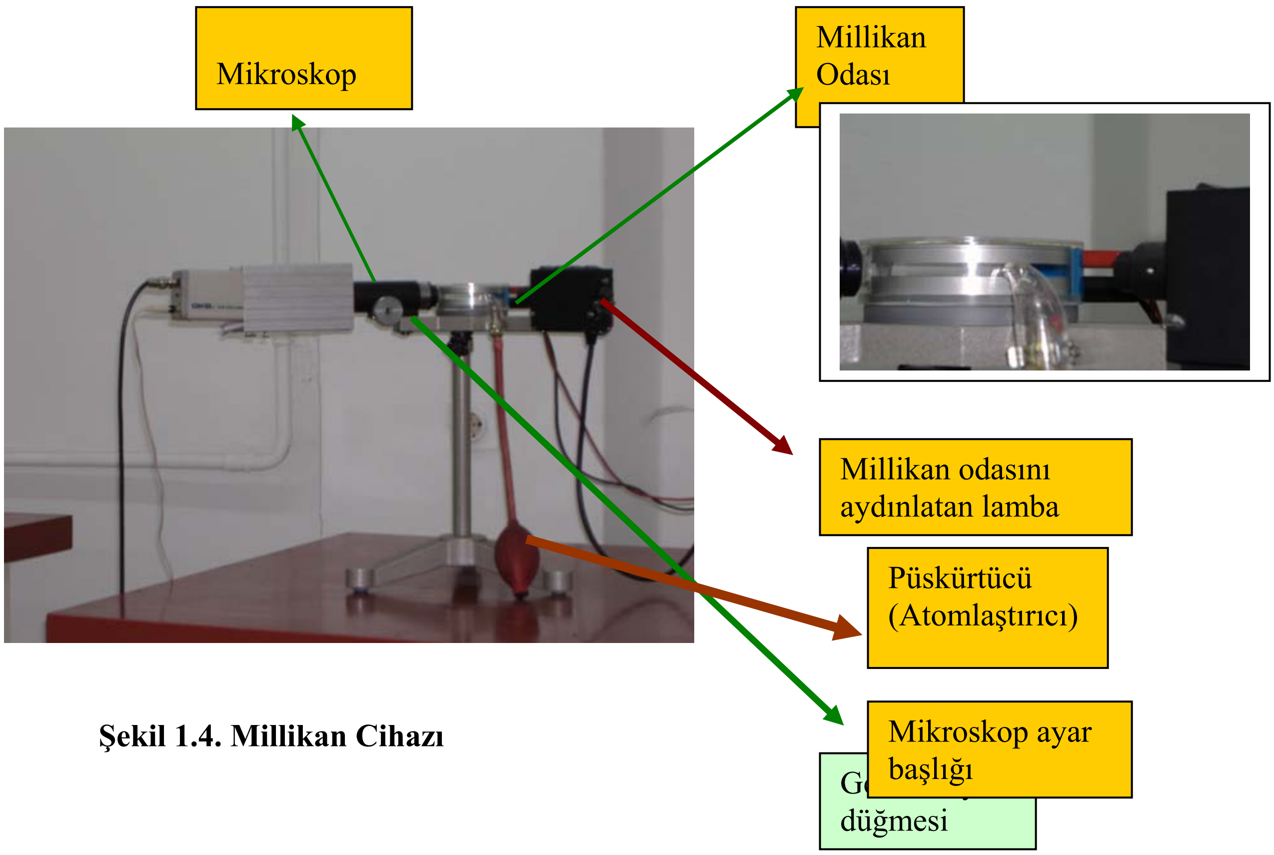
Bu deneyde sadece denge metodu kullanılacaktır. Fakat, isteyen öğrenciler kronometre kullanarak dinamik metotla çalışabilirler.

1.4 Deneyin Yapılışı

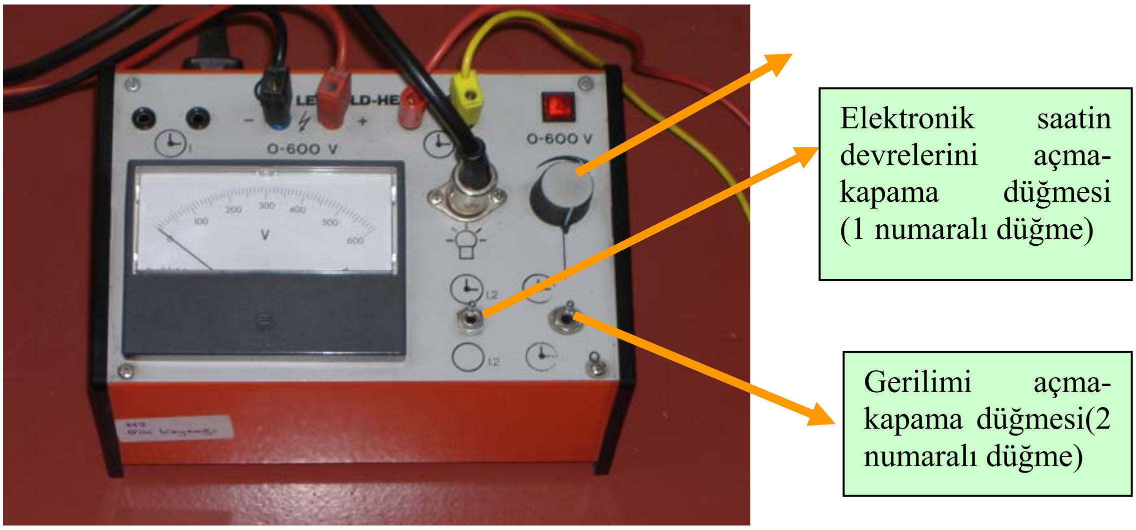
1.4.1 Gerekli Deney Malzemeleri:

Millikan Cihazı; Düzlem kapasitörlü Millikan odası,Mikroskop, Atomlaştırıcı(Püskürtücü) ve Millikan odasını aydınlatan lambadan oluşmuştur. Millikan odasının çapı 8 cm ve paralel levhalar arası uzaklık 0.6 cm' dir. Millikan odasının üzerinde akrilik bir kapak vardır. Yağ Damlalarının gözlendiği televizyon; elektronik saat ve güç kaynağı kullanılacaktır.

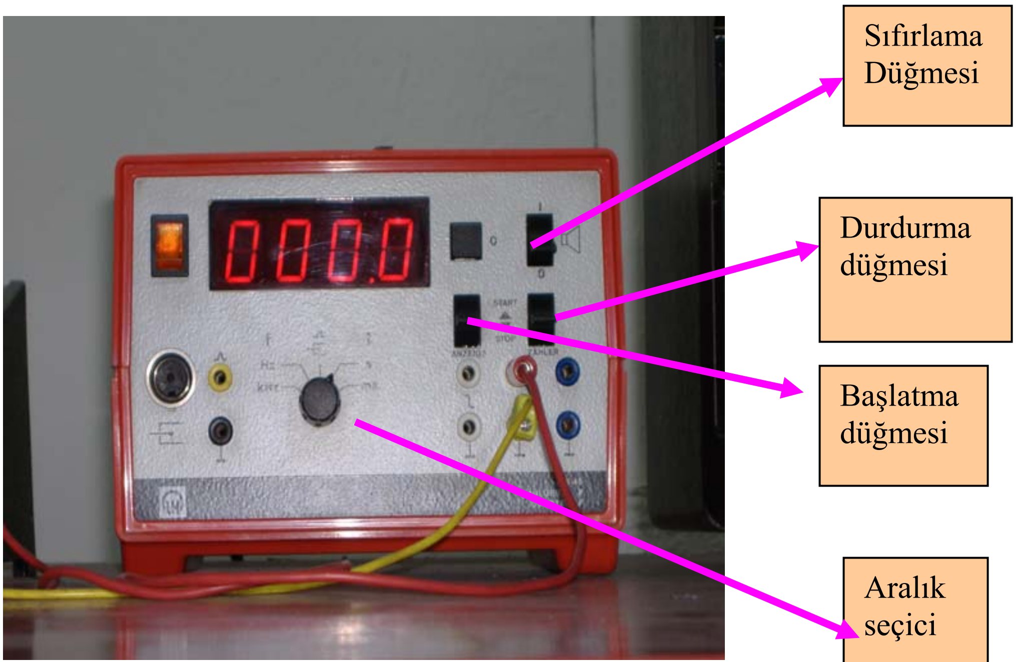
Şekil 1.3 Millikan'ın Yağ Damlası deney düzeneği



Şekil 1.4. Millikan Cihazı



Şekil 1.5 Güç Kaynağı



Şekil 1.6 Elektronik Saat

1. Şekil 1.3.' deki devreyi kurunuz.

2. Güç kaynağındaki 1 ve 2 düğmelerini yukarı konuma getirdikten sonra güç kaynağını çalıştırınız. Daha sonra elektronik saatin (stop-clock) aralık seçici düğmesini "s" konumuna getiriniz.

Güç kaynağı açıldığında Millikan odasını aydınlatan lambanın yandığını göreceksiniz. Objektif büyütmesi 1,875 öküler büyütmesi 10 olan mikroskop ile bakıldığında, ökülerin üzerinde dikey bölmelerin bulunduğunu göreceksiniz. Odaklama istenilen şekilde değiştirilebilir. İki bölme arası uzaklık 10^{-4}/1,875(m)'dir. Kullanılan mikroskop ters görüntü verdiğinden bundan sonra deney, Şekil 1.3'de gösterilen mikroskoba bağlı televizyonda görüldüğü gibi anlatılacaktır.

3. Yağ püskürtücünün ucundaki cam borunun ağzını, Millikan odası üzerindeki akrilik cam kapak üzerinde bulunan iki küçük deliğin hizasına getirdikten sonra lastik pompaya basarak Millikan odasına yağ püskürtmek üzere laboratuar sorumlularına danışınız.

4. Yağ püskürtüldükten sonra mikroskopa bağlı televizyon ile içerideki yağ damlacıklarını gözlemeye başlayınız. Güç kaynağı üzerindeki dönel başlığı kullanarak, Millikan odasının düzlem kapasitörlerine uygulanan gerilimi değiştirip, damlaların hareketinin kontrol edilebileceğini gözleyiniz. Bu, yağ damlalarının elektrik yüklü olduğunu gösterir. Gözlem bölgesinin alt çeyreğinde bir yağ damlasını seçerek odaklamaya çalışınız. Yine aynı düğmeyi kullanarak, bu damla hareketsiz kalacak şekilde gerilimi ayarlayınız. Bundan sonra, gözlemcinin gözünü seçilen damladan ayırmaması gerekir.

5. Damlanın hareketsiz kaldığından emin olduktan sonra gerilim değerini kaydediniz. Bu kez 2 düğmesini aşağı indirerek, düzlem kapasitöre uygulanan gerilimi kesiniz (gerilim kesilir kesilmez saat çalışmaya başlayacaktır). Bu durumda seçilen damlanın elektrik alansız bölgede yukarı doğru yükseldiğini gözleyeceksiniz. Gözlemci seçtiği damlayı sürekli izleyerek belli bir limit hıza ulaştıktan sonra, damlanın 10 bölme daha hareket ettiğini gözleyecek daha sonra durdurma düğmesi ile elektronik saati durduracaktır. Bu yolla damlanın aldığı yol ve bu yolu alış süresi ölçülmüş olmaktadır. Ölçümleri Çizelge 1.1.' e geçiriniz ve 2 düğmesini yukarı kaldırdıktan sonra sıfırlama düğmesine basarak elektronik saati sıfırlayınız.

6. Yukarıdaki 5 adımı bitirir bitirmez, gözlemci yeniden gözlem bölgesinin alt çeyreğinde başka bir damla seçip aynı işlemi tekrarlamalıdır. Bu şekilde 20 damla için ölçüm alıp Çizelge 1.1.' i doldurunuz. Bu ölçüler işlenerek elektronun yükü yaklaşık olarak bulunabilir. Bu deneyi 2-3 defa tekrarlayarak *e*' nin teorik değeri %10 hata ile ölçülebilecektir.

7. Deney bittikten sonra gerilimi sıfır konumuna getirerek aletleri kapatınız.

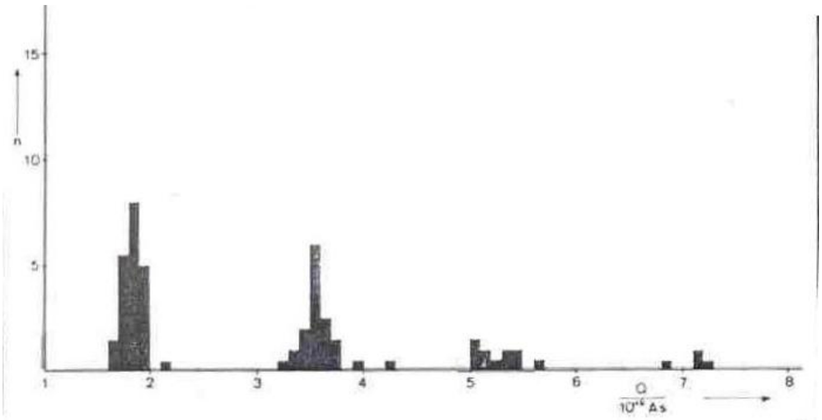
Çizelge 1.1.

U (volt)	**X (bölme)**	**t (sn)**	$S = \dfrac{X \times 10^{-4}}{1{,}875}$ **(m)**	$V = \dfrac{S}{t}$ **(m/sn)**	$Q = 2 \times 10^{-10} \dfrac{V^{3/2}}{U}$ **(A.sn)**

Damlaların hızını

$$V = \frac{1}{t}\frac{X \times 10^{-4}}{1{,}875} \quad \text{(m/sn)}$$

bağıntısından hesaplayıp, (1.7) bağıntısına göre her damlanın Q yükünü hesaplayınız. Ölçü sonuçları Şekil 1.2.'deki gibi bir histograma çizildiğinde elektrik yüklerinin kuantumlu olduğu açıkça görülecektir. (Burada n ölçü sayısıdır.) Ölçü sonuçları, e elemanter yükün tamsayı katlarına göre gruplanacaktır.



Şekil 1.2. Deney sonuçları dağılım grafiği (histogram)

e' nin değeri Q_i ölçüm sonuçlarının E.B.O.B' ü bulunarak elde edilecektir. Bunun için aşağıdaki gibi hareket edilir. Elde edilen Q_i değerleri;

$$Q_1 = n_1 e \ , \ Q_2 = n_2 e \ , \ \ldots, \ Q_r = n_r e$$

şeklindedir.
Burada Q_i değerleri uygun şekilde yuvarlatılır (Q_i'). Bunların EBOB' u e ise;

$$n_i = \frac{Q_i'}{e} \qquad \text{(i=1, 2, 3, ...)}$$

olacaktır. Bu değer her bir yağ damlası üzerindeki toplam elemanter yük sayısını verecektir. Buradaki, Q_i' yuvarlatılmış Q_i sayısıdır. e bulunduktan sonra, yuvarlatılmamış Q_i sayıları kullanılarak her bir yağ damlacığının üzerindeki yük değeri

$$e_1 = \frac{Q_1}{n_1} \ , \ e_2 = \frac{Q_2}{n_2} \ , \ldots , \ e_r = \frac{Q_r}{n_r}$$

Bağıntısından elde edilir e_i sayılarının ortalaması bize e yükünün yaklaşık bir değerini verecektir.

$$e_{ort} \equiv e = \frac{e_1 + e_2 + \ldots + e_r}{r}$$

Bulduğunuz e değerini, teorik e değeri ile karşılaştırınız ve yorumlayınız. Tutarsızlıkların nedenlerini araştırınız. Deneysel bulgunuz üzerindeki hatayı

$$\frac{|Teorik \ \ değer - Deneysel \ \ değer|}{Teorik \ \ değer} 100$$

bağıntısından yüzde cinsinden bulunuz.

<u>Soru</u>: *Teorik e değerinden çok farklı e değerleri, gözlenen damlaların çok küçük oluşumdan kaynaklanabilir. Çünkü, hava moleküllerinin ortalama serbest yolu olan 10^{-6} ve 10^{-7} m civarında büyüklüğü olan damlalar için Stokes yasası uygulanamaz. (Niçin?)*

Elemanter yükün daha kesin değerlerini elde etmek için, ölçü sonuçları daha doğru hale sokulabilir. Bunun için Stokes sürtünme kuvvetinde bir düzeltme yapılır. Düzeltilmiş sürtünme kuvveti;

$$F_{sür} = \frac{6\pi\eta rV}{1+\dfrac{b}{rp}}$$

alınarak baştaki bağıntılar (1.1 -1.7) yeniden yazılırsa, düzeltilmiş Q_k değerleri, yukarıda bulunan Q değeri cinsinden,

$$Q_k = \frac{Q}{\left(1+\dfrac{b}{rp}\right)^{3/2}} \tag{1.10}$$

şeklinde verilecektir. Burada b bir sabit olup değeri 6.33×10^{-5} mbar.m' dir. p ise mbar cinsinden ölçülmüş hava basıncıdır. Bu şekilde yapılmış 85 ölçüm sonucunda $e = 1{,}61 \times 10^{-19}$ A.s bulunmuştur.

1.5 Deneyin Yorumlanması:

Elde ettiğiniz sonuçları yorumlayınız ve aşağıdaki soruları cevaplayınız.

1. Bağıntı (1.3)' ü türetiniz.

2. Bağıntı (1.6)' da söz konusu sabitlerin değerini yerlerine koyarak (1.7) ifadesini doğrulayınız.

3. Bağıntı (1.10)'u türetiniz.

4. Yükün kuantumlu olması ne demektir? Açıklayınız.

5. Elektronun yükünü ölçebilmek için yağ damlaları yerine su damlaları kullanılsaydı ne gibi zorluklarla karşılaşılırdı?

6. Millikan odasında aşağıdaki değişiklikler yapılırsa ne beklersiniz?

  a) Levhaların yüzey alanı büyütülürse,

  b) Levhalar arasındaki mesafe küçültülürse.

7. Bu deneyde manyetik alan kullanabilir miydik? Sebebini açıklayınız.

8. Millikan deneyinde, aşağıya doğru 1.92×10^5 N/ C' luk bir elektrik alan içinde havada asılı kalan 1.64 μm yarıçaplı ve 851 kg/m^3 yoğunluklu bir yağ damlasının yükünü *e* cinsinden bulunuz.

1.6 Kaynaklar

- **Atomaltı Parçacıklar;** S.Weinberg (çeviri: Prof.Dr. Zekeriya Aydın), TÜBİTAK Popüler Bilim Kitapları
- **www.drake.edu/artsci/physics/MillikanOilDrop.pdf**
- F-355 Kuantum Fiziği Laboratuarı Klavuzu(2004)
- **Deney Düzeneğinin Tanıtımı** : Leybold-Heraeus Instruction Sheet 559 41/42

1.7 Ekler

1.7.1 Elektronun Yükünün Ölçülmesinin Tarihçesi:

Elektronun yükünü ölçmeye yönelik ilk deneyler Thomson ile meslektaşları J. S. E. Townsend (1868-1957) ve H. A. Wilson (1874-1864) tarafından yapılmıştır. Her üçünün de deneylerinde kullandıkları yöntemler, Thomson'un öğrencisi C. T. Rees Wilson ' un (1869-1959) şu keşfine dayanıyordu: Sis odasının içinden geçen yüklü parçacıkların çevresinde , sis odasının içindeki nemli hava aniden genişletildiğinde, sudan oluşan izler meydana geliyordu. Bu su damlalarının yük bölü kütle oranın hesaplanması bir iyonun yükü için bir değer verebiliyordu.

Townsend elektroliz yoluyla elde edilen pozitif yüklü hidrojen ve negatif yüklü oksijen gazlarını kullandı. Daha sonra bu iyonları sis odasından geçirerek iyonların çevrelerinde su damlalarının oluşmasını sağladı. Townsend su damlası sayısı kadar iyon olduğunu varsaymıştır. Oluşan bu su damlaları çok küçük olduğundan bunların boyutlarını ölçmek çok güçtü. Bu nedenle Townsend düşen su damlalarının hızlarını ölçmeye yönelik bir yöntem geliştirdi. Townsend' in geliştirdiği bu yöntem, elektron yükünü ölçmeye yönelik daha sonra yapılacak olan deneylerde de kullanılacak olan bir yöntemdi. Townsend daha sonra bu su damlaları bulutunu sülfirik asitten geçirdi. Sülfirik asit tarafından toplanan yük ve sülfirik asitin ağırlığındaki artış ölçülerek damlacığın yük bölü kütle oranı ölçüldü. Townsend deney sonucunda yükü, (+) iyonlar için 0.9×10^{-19} Coulomb ve (-) iyonlar için 1.0×10^{-19} Coulomb olarak elde etti.

Thomson ise su damlaları bulutunu sülfirik asitten geçirmek yerine havanın X-ışınlarına maruz bırakmıştır. 1900 yılında Thomson iyonik yükü 2.0×10^{-19} Coulomb olarak ölçmüştür. 1911' de ise deney düzeneğinde bazı iyileştirmeler yaparak iyonik yükü 1.1×10^{-19} Coulomb elde etmiştir.

H. A. Wilson ise X-ışınları tarafından üretilen iyonları kullanmış ve oluşan su damlacıkları bulutunu kuvvetli bir düşey elektrik alana maruz bırakmıştı. Wilson ise deneyinin sonucunda elektronik yükü 1.03×10^{-19} Coulomb olarak bildirmişti.

Townsend, Thomson ve Wilson' un bildirdiği sonuçların birbiri ile tutarlı olmayışı kullanılan deney yönteminin elektronik yükü kesin olarak belirlemede uygun olmadığını gösteriyordu.

Robert Andrews Millikan' ın elektronik yükü ölçmeye yönelik ilk çalışmaları 1906' ya rastlar. Millikan, ilk önce H.A. Wilson' un yöntemini tekrarlamıştır. Fakat daha sonra deney yönteminde çok iyi bir iyileştirme yapmıştır. Millikan su damlaları yerine yağ damlaları kullanmıştır. (1907' de Millikan' ın doktora öğrencisi Harvey Fletcher iki metal levha arasındaki düzgün bir elektrik alan ve yer çekimi etkisinde düşen tek bir damlacığı seyretme fikrini ortaya atmıştır. Fletcher, Millikan' ın önerisi üzerine doktora tezi için elektron yükünün ölçülmesi üzerinde çalışmalar yapmıştır).1909' da Millikan, belirli bir zaman aralığında bir tek yağ damlasını gözlemleyebilecek şekilde deney düzeneğini oluşturmuştur. Millikan' ın deney düzeneği birbirinden 1.6 cm uzaklıkta bulunan iki metalden oluşuyordu. Üstteki plaka üzerinde küçük bir delik vardı. Yağ damlaları üstteki odaya püskürtülüyor ve damlaların bazıları üstteki plakada bulunan delik yardımıyla alt odaya düşüyorlardı. Daha sonra Millikan alt odayı X-ışınlarına maruz bırakarak odanın içindeki havanın iyonlaşmasını ve elektronların yağ damlalarına bağlanmalarını sağladı. Böylelikle yağ damlaları yüklenmiş oldu. Millikan daha sonra plakalar arasına bir gerilim farkı uygulayarak, yüklü yağ damlalarının aşağı ve yukarı doğru hareketlerini gözlemlemiştir. Millikan' ın deneyinde yağ damlalarını kullanmasının en büyük avantajı, yağ damlalarının buharlaşmaması ve dolayısıyla deney boyunca yağ damlalarının sabit bir kütle değerinde kalmasıydı. Ayrıca Millikan; Townsend, Thomson ve Wilson gibi su damlaları bulutunun hareketini değil, elektrik alanı kontrol ederek tek bir yağ damlasının hareketini gözlemleyebilmiştir.

Millikan deneyini birçok yağ damlası için tekrarlayarak elektronun yükünü 1.592×10^{-19} Coulomb olarak bulmuştur. Millikan sonuçlarını "On the Elemantary Electrical Charge and the Avogadro Constant" isimli makalesi (Physical Review 32, 349) ile 1911' de yayınladı. Hemen ardından bir başka fizikçi Felix Ehrenhaft benzer bir deney yaptığını ve Millikan' ın elemanter yük değerinden daha küçük bir yük değeri ölçtüğünü açıkladı. Bu sonuç Millikan'ı daha ileri ve titiz deneyler yapmaya götürdü. 1913 yılında Millikan orjinal sonuçlarını tekrar elde ettiği çalışmasını yayınladı ve bu çalışmasından dolayı 1923 yılında Nobel Fizik ödülünü aldı. Bugün elektron için ölçülen en iyi yük değeri 1.602189×10^{-19} C , Millikan' ın 1913' te açıkladığı değerle oldukça yakındır.

2 Elektronlarla Kırınım

2.1 Amaç

De Broglie varsayımının deneysel olarak sınanması. Elektron dalgalarını kullanarak, grafitin kristal yapısının incelenmesi.

2.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

20. yüzyılın başlarında Max Planck ve Albert Einstein tarafından siyah cisim ışıması ve fotoelektrik etki deneylerine getirilen açıklamalar, fiziğe yeni bir kavramı; elektromagnetik (em) dalga kuantumu kavramını sokmuştur. 1922 yılında A. H. Compton'nun yüksek frekanslı em dalgaların (yüksek frekanslı ışık dalgaları) elektronlardan esnek saçılması deneyi ile birlikte ışığın foton adı verilen ve hν enerjisi taşıyan kuanta'dan oluştuğu düşüncesi fizikçiler tarafından genel kabul gören bir düşünce haline gelmiştir.

Fotonlar ışık parçacıkları olarak düşünülebilir. Böylece 19. yüzyıl fizikçilerinin em dalgaları 20. yüzyılın ilk çeyreğinde parçacık özellikleri de taşıyan bir fenomen olarak kabul edilmeye başlanmıştır. Bu akıllara şu soruyu getirmektedir: Madem dalgalar aynı zamanda parçacık karakterine sahipler bunun tersi de doğru olamaz mı ? Yani, parçacıklar da dalga karakteri taşıyamazlar mı ? Aslında bu soru doğada dalga-parçacık dualitesi var mıdır ? şeklinde özetlenebilir. Bu soru 20. yüzyılın ilk çeyreğinde genç Fransız fizikçisi Louis-Victor de Broglie'yi meşgul etmekteydi. De Broglie 1924 yılında sunduğu doktora tezinde doğada böyle bir dalga-parçacık dualitesi bulunduğunu varsaydı. De Broglie'nin varsayımına göre, p büyüklüğünde momentum taşıyan bir parçacık,

$$\lambda = \frac{h}{p} \tag{2.1}$$

dalgaboyuna sahip bir dalga karakteri de taşır. De Broglie'nin varsayımı fotonlar için,

$$\frac{hc}{\lambda} = E = mc^2 \tag{2.2}$$

bağıntıları gereği aşikardır. De Broglie, foton için doğru olan (2.1) eşitliğinin tüm maddesel parçacıklar için doğru olduğunu varsaymıştır. De Broglie varsayımı A. Einstein ve L. Infeld'in söylediği gibi, matematiksel olarak son derece basit ve yalın ancak temel düşünceler derin ve zengin sonuçludur.

De Broglie'nin varsayımı 1927 yılında C. Davisson ve L. Germer tarafından deneysel olarak doğrulandı. De Broglie varsayımı uyarınca elektronlar dalga karakteri de taşıdıklarından, tıpkı em dalgalar gibi kırınıma uğramalıdırlar. Davisson ve Germer elektronların nikel kristallerinden kırınıma uğradıklarını göstererek, De Broglie varsayımını doğruladılar. De Broglie 1929 yılında Nobel fizik ödülü ile ödüllendirildi. De Broglie varsayımı, dalga mekaniğinin ortaya çıkmasında önemli bir mihenk taşıdır.

V_0 gerilimi altında hızlandırılan bir elektronun de Broglie dalgaboyu, onun momentumu yardımıyla bulunabilir (bakınız 2.1 bağıntısı). Göresiz limitte bu elektronun üçlü momentumunun büyüklüğü p, iş-enerji teoreminden,

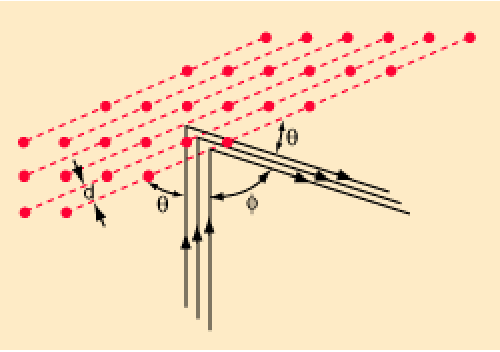
$$KE = \frac{p^2}{2m} = eV_0 \Rightarrow p = \sqrt{2emV_0} \tag{2.3}$$

olarak bulunur. Burada m ve e elektronun kütlesi ve yükünü göstermektedir. Bu durumda elektronun de Broglie dalga boyu,

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emV_0}} \tag{2.4}$$

şeklinde olacaktır.
Soru: Göresiz limitin geçerli olabilmesi için V_0 gerilimi hangi mertebede olmalıdır ?

Elektron dalgalarının (elektronlar için de Broglie dalgaları) dalgaboylarını ölçülmek için çeşitli yöntemler kullanılabilir. Bu yöntemlerden bir tanesi elektron dalgalarının Bragg kırınımı yardımıyla belirlenmesidir. Bu yöntem, Davisson ve Germer tarafından 1927 yılında, de Broglie varsayımını doğrulamak için kullanılmıştır. Bragg kırınımı, kristal yapıdaki katı maddelerden dalgaların saçılması sırasında meydana gelir. Şekil 2.1'de kristal yapı üzerine gönderilen elektron dalgaları görülmektedir. Kristal katılarda moleküller, belirli geometrik şekillerde biraraya gelerek düzlem katmanlar halinde katıyı oluştururlar. Katıya gönderilen dalgalar, kristal yapıdaki farklı düzlemlerden saçılabilir. Bu ise saçılan dalgalar arasında bir yol farkı oluşmasına neden olur.



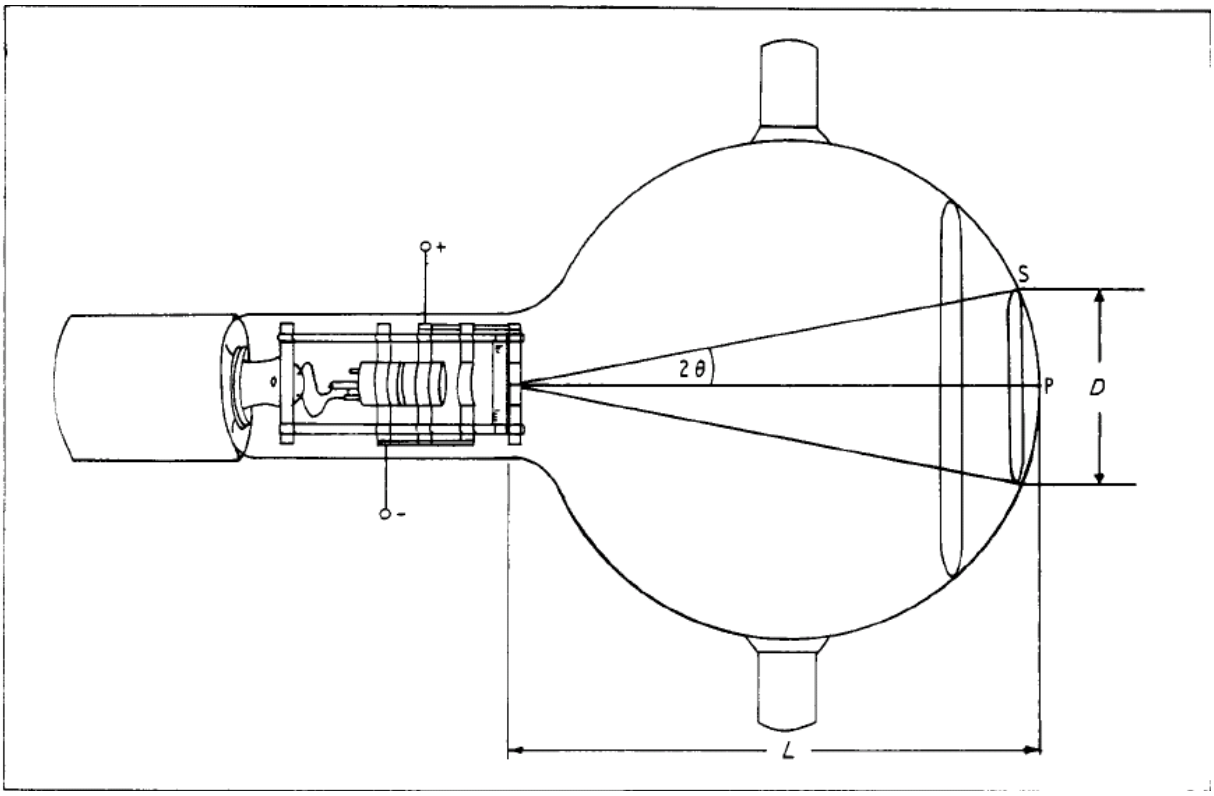
Şekil 2.1 Bragg kırınımı

Komşu düzlemlerden saçılan dalgalar arasındaki yol farkı, d bu düzlemler arasındaki uzaklık olmak üzere $2d\sin\theta$ kadardır. Burada θ yansıyan dalganın, katının yüzeyi ile yaptığı açıdır (bakınız şekil 2.1). Bu durumda kırınım şartı,

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad ; \quad n=0,1,2,... \tag{2.5}$$

olacaktır. Bu formül Bragg kırınım şartı olarak bilinir.

Şimdi, elektonlarla kırınım tupü icerisinde, V_0 gerilimi altında hızlandırılan elektronların şekil 2.1'deki gibi kristal düzlemleri arasında d mesafesi olan kristal bir katıdan Bragg kırınımına uğradığını düşünelim. Kristalden L kadar uzaklıkta bir ekran bulunsun. Eğer elektronlar, de Broglie varsayımında söylendiği gibi dalga karakterine sahiplerse, ekran üzerinde bir kırınım deseni oluşmasını bekleriz (sekil 2.2). Sadece 1. kırınım basamağı (n=1) dikkate alınırsa, ekranda D çaplı tek bir halka oluşmalıdır. Kristale gelen elektron dalgaları, elektronların geliş doğrultusu ile 2θ'lık bir açı ile saçılırlar (bakınız şekil 2.2). Bu durumda,



Şekil 2.2 Elektronlarla kırınım tüpü ile elektronların, bir kristalden kırınıma uğratılması.

$$\tan(2\theta) = \frac{D}{2L} \tag{2.6}$$

olacaktır. Eğer küçük açı yaklaşımı yapılırsa (2.6) ile (2.5) bağıntılarından, elektronların de Broglie dalgaboyu,

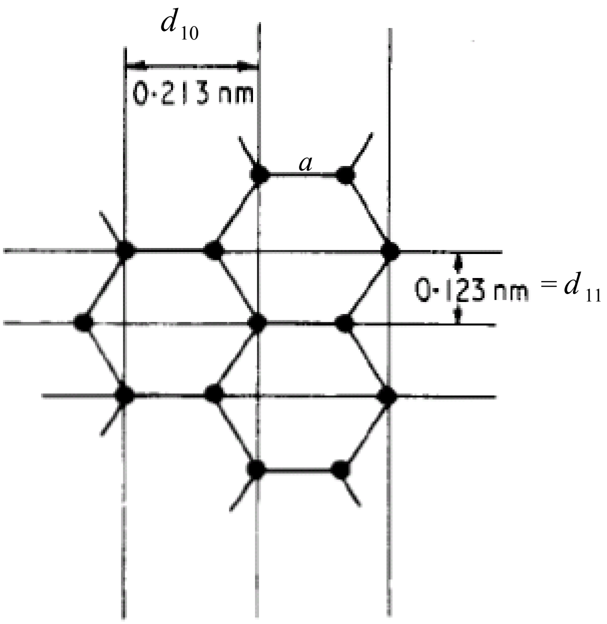
$$\lambda = d\frac{D}{2L} \tag{2.7}$$

olarak bulunur. (2.4) ve (2.7) bağıntılarından de Broglie dalgaboyu yok edilerek,

$$D = \frac{2Lh}{d\sqrt{2emV_0}} \tag{2.8}$$

bağıntısı bulunabilir. Bu bağıntının elde edilmesi sırasında de Broglie varsayımının kullanılmış olduğunu hatırlayınız. Bu durumda (2.8) bağıntısının deneysel olarak sınanması, de Broglie varsayımının doğruluğu hakkında bilgi verecektir.

Çoğu durumda katının kristal yapısı şekil 2.1 ile gösterildiği durumdan daha karmaşıktır. Bu gibi durumlarda ekran üzerinde birden fazla sayıda aydınlık halka görülebilir. Şimdi elektron dalgalarının grafit kristallerinden Bragg kırınımlarını inceleyelim. Grafit kristalleri hegzagonal bir geometriye sahiptirler. Bu nedenle grafit kristallerine gönderilen elektron dalgaları, iki farklı aralıklı ($d_{10} = 0{,}213\ nm$ ve $d_{11} = 0{,}123\ nm$) düzlemden Bragg kırınımına uğrayacaklardır.



Şekil 2.3 Grafitin kristal yapısı

Grafitin kristal yapısı şekil 2.3 ile gösterilmiştir. Grafit molekülleri şekil 2.3'deki düzgün altıgenin herbir kenarında bir molekül olacak şekilde yerleşmişlerdir. Grafit molekülleri arasındaki a uzaklığı ile, kristal düzlemleri arasındaki d_{10} ve d_{11} uzaklıkları birbirlerine,

$$d_{10} = \frac{3}{2}a \ , \qquad d_{11} = \frac{\sqrt{3}}{2}a \tag{2.9}$$

şeklinde bağlıdır. Bu eşitlikler, düzgün altıgenin herbir iç açısının 120^0 olmasından, basit düzlem geometri yardımıyla çıkartılabilir.

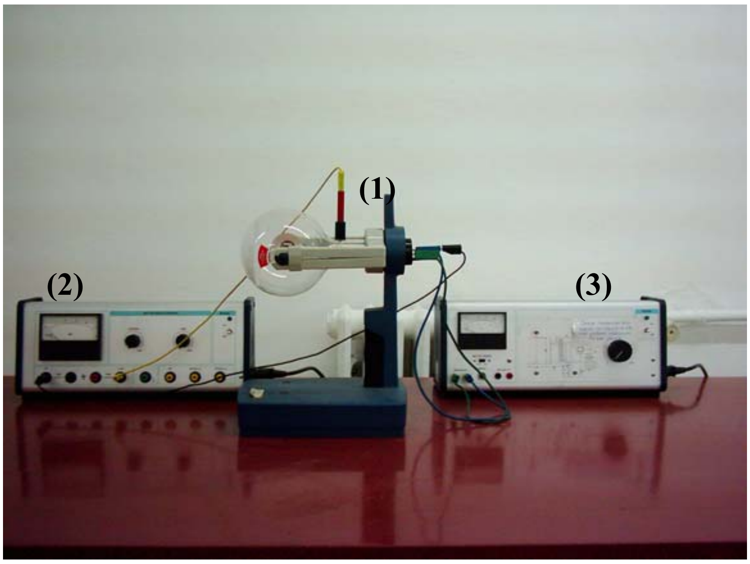
(2.8) bağıntısının elde edilmesi sırasında yapılan tartışmayı grafit için tekrarlarsak, (2.8) bağıntısının yerine,

$$D_0 = \frac{2Lh}{d_{10}\sqrt{2emV_0}} \ , \qquad D_1 = \frac{2Lh}{d_{11}\sqrt{2emV_0}} \tag{2.10}$$

bağıntılarına ulaşırız. Grafit kristalleri için iki farklı aralıklı kristal düzlemi bulunması sebebi ile, gelen elektron demeti içerisindeki elektronlardan bazıları ilk düzlemden, bazıları ikinci düzlemden Bragg kırınımına uğrayacaklardır. Bu sebeple floresans ekranda D_0 ve D_1 çaplı iki aydınlık halka görmeyi bekleriz (şekil 2.4).

Şekil 2.4 Grafit kristali için elektranlarla kırınım sonucunda florosans ekranda oluşan iç içe geçmiş halkalar.

2.3 Deneyin Yapılışı



Şekil 2.5 Elektronlarla kırınım deney seti

2.3.1 Gerekli Deney Malzemeleri :

1. Elektron Kırınım Tüpü. (X-ışımı tüpü)
2. Yüksek Gerilim Güç Kaynağı (max 5 kV).

3- 25 V ac/dc Güç kaynağı.

Bu deneyde, elektronların grafit kristallerinden Bragg kırınımları incelenecektir. Bunun için şekil 2.5'de gösterilen deney düzeneğini kurun. (Görevli hocalarınızdan deney düzeneğinin kurulması sırasında yardım alabilirsiniz.) Deneyde kullanılan çok önemli bir cihaz olan, elektron kırınım tüpü; tungusten fitil, elektronları hızlandırmak için kullanılan elektrotlar, toz grafit içeren bir hazne ve floresans bir ekrandan oluşmaktadır. Tungusten fitil ısıtıldığında çevresine elektronlar yayar. Bu elektronlar, kırınım tüpü içerisindeki elektrotlara uygulanan gerilim ile hızlandırılır ve hazne içerisinde bulunan toz grafit ile çarpışmaları sağlanır. Hazne içerisinde, gelişigüzel şekilde yönelmiş çok sayıda grafit tozu bulunmaktadır. Bu tozlardan bazıları Bragg kırınımını sağlayacak doğru yönelime sahiptir. Gelen elektronlardan bir kısmı bu kristallerden Bragg kırınımına uğrarlar. Grafit kristallerinden Bragg kırınımına uğrayan elektronlar, tüpün ön kısmında bulunan floresans ekranda kırınım deseni meydana getirirler. Tungusten fitil, 25 V ac/dc güç kaynağı ile uygulanan gerilim ile ısıtılacaktır. Elektronları hızlandırmak için gerekli olan gerilim ise yüksek gerilim güç kaynağı ile uygulanır.

<u>DİKKAT:</u> ELEKTRON KIRINIM TÜPÜ HERHANGİ BİR DARBEYE MARUZ KALDIĞINDA PATLAYABİLİR.

Ölçümler için aşağıdaki adımlar izlenir:

1) 25 V ac/dc güç kaynağı ile kırınım tüpü içerisindeki tungusten fitili ısıtmak için 5 ac akım uygulayınız. Fitilin tam olarak ısınması için deneye başlamadan önce 1,5 dakika bekleyiniz.

<u>DİKKAT</u> : Uyguladığınız akım değeri 5 ac'yi geçmemelidir. Aksi halde tungusten fitil yanabilir.

2) Yüksek gerilim güç kaynağı ile kırınım tüpü içerisindeki elektrotlara gerilim uygulayınız. Uyguladığınız gerilimi yavaş yavaş artırınız ve ekranda kırınım deseninin görüldüğü gerilim değerinde durunuz. Bu gerilim değerini kaydediniz.

3) Ekranda içi içe iki aydınlık halka şeklinde bir kırınım deseni görülecektir. Uygulanan gerilimi 2.5 kV degerinden başlayarak 0.5 kV aralıklarlarla artırarak her seferinde bu halkaların çaplarını ölçünüz. Ölçtüğünüz çap değerlerini uygulanan gerilim değerleri ile birlikte bir tabloda toplayınız.

Ölçümlerinizi bitirdikten sonra, 25 V ac/dc güç kaynağı ve yüksek gerilim güç kaynağı ile uygulanan gerilimleri sıfırladıktan sonra güç kaynaklarını kapatınız.

Ölçümler sırasında 3. adımda elde ettiğiniz çap değerleri (D_0, D_1) ile uygulanan gerilim değerlerini (V_0) kullanarak, $D_0 - \frac{1}{\sqrt{V_0}}$ ve $D_1 - \frac{1}{\sqrt{V_0}}$ grafiklerini çiziniz. (Grafiğin, çap ve gerilim ölçümündeki hataların dikkate alınarak çizilmesi önerilir.) Bu grafikler (2.10) ile verilen teorik bağıntıları yansıtan deneysel ifadelerdir. Bu grafiklerin eğimlerini alınız ve (2.10) bağıntıları ile karşılaştırarak, kristal düzlemleri arasındaki d_{10} ve d_{11} uzaklıklarının değerlerini bulunuz. Grafit molekülleri arasındaki a uzaklığı, (2.9) bağıntısı yardımıyla bulunabilir. a'yı d_{10} ve d_{11} niceliklerini kullanarak ayrı ayrı bulunuz. Bulduğunuz bu a değerlerinin ortalamasını alarak bir ortalama değer ($a_{ort.}$) elde ediniz.

2.4 Deneyin Yorumlanması

Yüksek gerilim güç kaynağı ile uyguladığınız gerilimin hangi değerinden sonra kırınım olayı gerçekleşmektedir ? Niçin bu eşik gerilim değerinden önce kırınım olayı gözlenmez ? Bu eşik gerilim değeri ile hızlandırılan bir elektronun de Broglie dalga boyunu hesaplayarak, soruyu yanıtlayınız.

Çizdiğiniz grafiklerin eğimlerinden bulduğunuz d_{10} ve d_{11} değerlerini gerçek değerleri ile karşılaştırınız. Deneysel olarak bulduğunuz değerler ile gerçek değerler ne derece yakın? Aralarındaki yüzde farkı belirleyiniz. Benzer incelemeyi $a_{ort.}$ için de yapınız. Yüzde farkın çok küçük olması hangi fiziksel varsayımı doğrular ? Neden ? Siz yaptığınız deneyde bu varsayımı doğruladınız mı ?

De Broglie varsayımını doğru olarak kabul ettiğimizde (bu varsayımı deneysel olarak doğruladıktan sonra) elektron dalgaları ile katı bir maddenin kristal yapısının incelenmesi mümkün müdür ? Elektron dalgaları böyle bir amaç için kullanılabilir mi ? Tartışınız.

2.5 Kaynaklar

Kitaplar:

Modern Fiziğin Kavramları *Arthur Beiser*

Kuantum Mekaniği I *Tekin Dereli & Abdullah Verçin*

Fiziğin Evrimi *A. Einstein & L. Infeld*

Yeni Fizik Kuantumları *Louis De Broglie*

İnternet Adresleri:

http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quacon.html#quacon

www.warren-wilson.edu/~physics/physics2/ElectronDiffraction/EDIFFN.html

3 J. J. Thomson' un e/m Oranı Deneyi

3.1 Amaç

Bu deneyde,

- Farklı elektrik potansiyelleri altında hızlandırılan katot ışınlarının düzgün magnetik alan içindeki hareketlerinin incelenmesi: elektromagnetik Lorentz kuvvetinin ve Biot-Sawart yasasının katot ışınlarının yörüngesine göre incelenmesi;
- Katot ışınlarının yük bölü kütle (e/m) oranının hesaplanması;
- Yük bölü kütle oranına göre katot ışınlarının, elektrik yükü taşıyan atom altı parçacıklardan oluştuğunun anlaşılması amaçlanmaktadır.

3.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

e/m deneyi, ilk keşfedilen atom altı parçacık olan elektronun yük bölü kütle(e/m) oranının hesaplanmasını sağlamaktadır. Deneyin sonucunda bu oran bilinen en küçük atom olan Hidrojen atomu iyonunun yük bölü kütle oranı ile karşılaştırılarak katot ışını parçacıklarının yani elektronların gerçekten de atom altı parçacıklar olduğu kanıtlanacaktır. Deneyle ilişkili bir tarihçe **Ekler** kısmında özetlenmiştir.

3.2.1 Yüklü bir parçacığın düzgün bir elektromagnetik alandaki hareketi

$\vec{v}$ hızı ile hareket eden elektrik yükü q (genelde bir parçacığın yükü bu harfle gösterilir ama unutulmamalıdır ki eksi artı ve nötr olmak üzere üç tür parçacık vardır. İşlemlerde yüklerin işaretine dikkat edilmelidir) olan bir parçacık elektrik alanı $\vec{E}$ ve magnetik alanı $\vec{B}$ ile verilen düzgün bir elektromagnetik alanda hareket ediyorsa, bu parçacığa etki eden elektromagnetik kuvvet Lorentz kuvveti ile ifade edilir:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \tag{3.1}$$

Denklem (3.1), MKS birim sisteminde ifade edilmiştir. Lorentz kuvvetinin etkisi altında hareket eden q yüklü ve m kütleli cismin yörüngesi aşağıdaki hareket denkleminin çözümü ile belirlenir

$$m\frac{d^2\vec{x}(t)}{dt^2} = m\vec{a} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \tag{3.2}$$

burada $\vec{x}(t)$ ve $\vec{a}$ sırasıyla cismin t anındaki konumunu ve ivmesini göstermektedir.

Not: Bu deneyde parçacıkların sadece bir dış magnetik alan etkisi altındaki hareketi inceleneceğinden elektrik alan ihmal edilecektir($E = 0$). Yani paraçacığa etki eden Lorentz kuvveti $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ şeklinde olacaktır.

Deney düzeneği çalışır konuma getirildikten sonra 6,3V' lik ısıtıcı gerilim ile ısıtılan katot, çevresinde elektrik yüklü serbest katot parçacıkları oluşur. En fazla 10 V' luk Wehnelt gerilimi uygulanarak bu katot parçacıkları demet haline getirilir. $V_H = 120 - 300$ V' lik hızlandırıcı gerilim ya da anot-katot gerilimi ile hızlandırılan katot parçacıkları Wehnelt silindirinin uç kısmından doğrusal bir yörünge izleyecek biçimde dışarı çıkarlar. Katot parçacıklarının vakum tüpü içindeki gazın atomları ile çarpışması ile yaklaşık 120 V'den sonra atom uyarılır ve katot parçacıklarının yörüngesini gösterecek biçimde mavimsi bir ışık yayar. Bu aşamaya kadar katot ışınlarının hareketi şu şekilde ifade edilebilir.

V_H hızlandırıcı geriliminin etkisi ile hızlanan q yüklü parçacıkların elektriksel enerjisinin tümü, Wehnelt silindirinden çıktıktan sonra, enerjinin korunumu yasasına göre kinetik enerjiye dönüşür

$$qV_H = \frac{1}{2} m\vec{v}^{\,2} \tag{3.3}$$

burada $\vec{v}$ demet halindeki katot parçacıklarının ya da bu parçacıkların oluşturduğu katot ışınının hızını göstermektedir.

Güç kaynağı-2 açık konuma getirildikten sonra Helmholtz bobinlerinden 0-1A arasında I akımının geçmesi sağlanır. Bu durumda akım arttırıldıkça bobinlerin arasındaki bölgede düzgün bir $\vec{B}$ magnetik alanı oluşur. Bu magnetik alana maruz kalan katot ışınlarının yörüngesi (3.1) denklemindeki ikinci terimle ifade edilen magnetik Lorentz kuvvetinin etkisine göre doğrusallıktan sapar. Akım arttıtrıldıkça katot ışınlarının yörüngesi giderek bükülür. Magnetik alanla katot ışınlarının doğrultuları birbirine dik ise yörünge belirli bir akım değerinden sonra çembersel olacaktır, magnetik alanla hız birbirine tam dik değilse yörünge helis biçimindedir.

Ölçümlerin alınması aşamasında, r yarıçaplı bir çembersel yörünge oluşturulur. Bu durumda, katot ışınlarının $\vec{v}$ hızı ile çembersel yörüngede hareket etmesi için magnetik kuvvet merkezcil kuvvete eşit olmalıdır

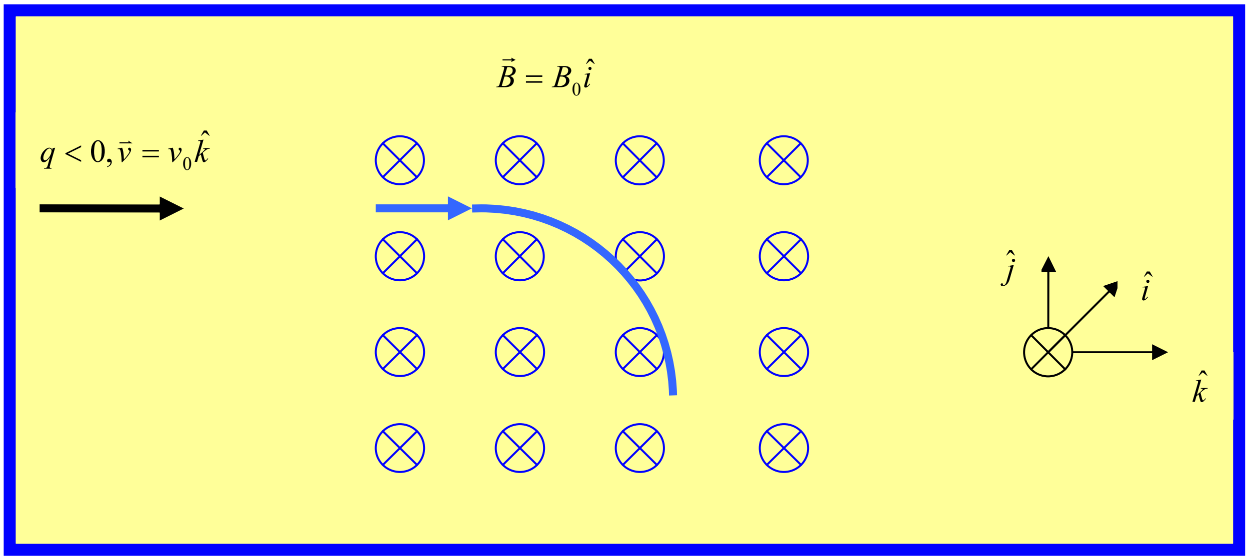
$$qvB = m\frac{v^2}{r} \tag{3.4}$$

Debklem (3.3)' ten $\vec{v}$ hızı elde edilerek (3.4)' te yerine yazılırsa katot ışınlarının yük bölü kütle oranı aşağıdaki biçimde ifade edilir

$$\frac{q}{m} = \frac{2}{r^2}\frac{V_H}{B^2} \tag{3.5}$$

(3.5) ifadesine göre yük bölü kütle oranı sabit yarıçaplı çembersel yörünge için hızlandırıcı gerilimin magnetik alana göre değişimi ile belirlenir.

Soru: Katot ışınlarını oluşturan katot parçacıklarının tek bir tür parçacık olması için hızlandırıcı gerilim ile magnetik alanın karesi nasıl orantılı olmalıdır? Kısaca açıklayınız.



Şekil 3.1 Elektrik yüklü bir parçacığın düzgün bir magnetik alandaki hareketi.

Deneyin yapılışında gerekli olan bilgilerin bir kısmı **Ekler** bölümünde verilmiştir.

3.3 Deneyin Yapılışı

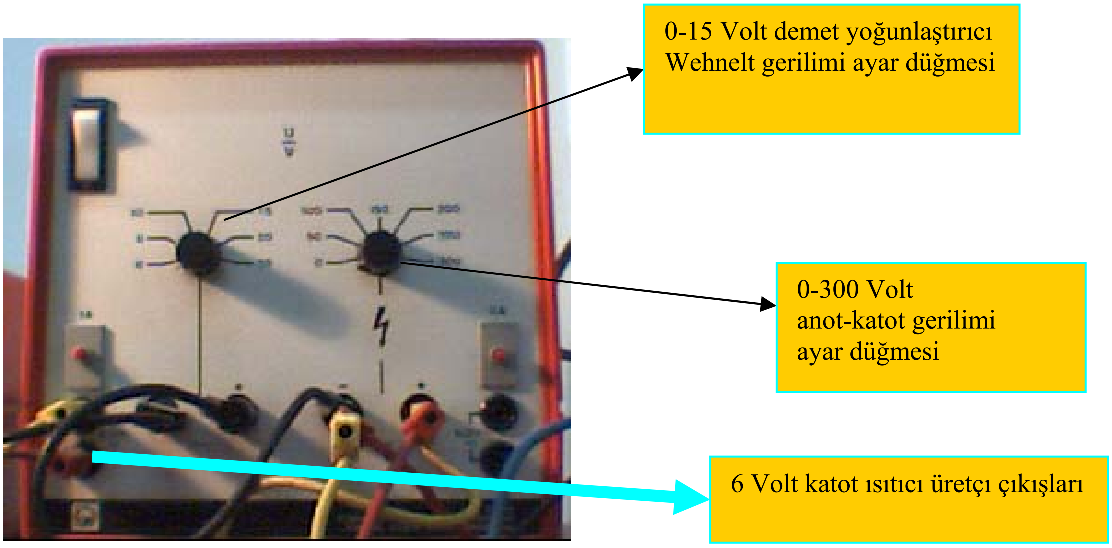
3.3.1 Gerekli Deney Malzemeleri:

Bu deneyde, katot ışınlarının üretilmesi için içi $1{,}33 \times 10^{-5}$ bar basınçlı H gazı ile doldurulmuş olan ince demet tüpü(veya katot ışını tüpü) kullanılacaktır. Bu tüpün içinde, dolaylı olarak ısıtılan katotu içeren elektrot sistemi; katottan sökülen yüklü parçacıkların demet haline getirilmesini sağlayan gövdesi silindirik uç kısmı koni şekilli anotu oluşturan Wehnelt silindiri; katottun ısınmasını sağlayan filaman; demetin elektrostatik olarak sapması için bir çift saptırıcı plaka. Deney düzeneğini oluşturan diğer araçlar: güç kaynakları; ayna ve hareketli mandal sistemi ile birlikte, birbirinden uzaklığı 15 cm olan 30cm çaplı 130 sarmlı iki paralel bobinden oluşan Helmholtz bobinleri düzeneği; voltmetre; ampermetre; teslametre; bağlantı kabloları. Deneyde kullanılan araçların resimleri Şekil 3.2 - Şekil 3.9' da gösterilmiştir.

Şekil 3.2 e/m deney düzeneği

Şekil 3.3 İnce demet tüpü düzeneği

Şekil 3.4 Wehnelt silindiri



Şekil 3.5 Güç kaynağı-1

Şekil 3.6 Güç kaynağı-2

Şekil 3.7 Voltmetre

Şekil 3.8 Akım ölçer

Şekil 3.9. Teslametre

Uyarılar

- **Deneyin yapılışına başlamadan önce laboratuvar sorumlusunun deney düzeneğini kısaca tanıtmasını bekleyiz!**
- **Deneydeki ölçümlerin tamamlanması için öngörülen süre yaklaşık 60 dakikadır. Geriye kalan süre; ölçüm sonuçlarına ilişkin hesapların yapılması, Deney Raporu' nun kurallara uygun bir biçimde hazırlanması, elde edilen sonuçların tartışılması ve Soruların cevaplandırılması için yeterlidir;**
- **Deney grubundaki her bir öğrenci deneydeki ölçümlerin alınışından sorumludur;**

Kısım-1

1. Deney düzeneği laboratuvar sorumlularının yardımı ile kurulur ve laboratuvardaki tüm lambalar söndürülür, cihazları çalıştırmak için sadece masa lambası çalışır durumda bırakılır;
2. Güç kaynağı-1 açık konuma getirilir;
3. Taklaşık 6 Voltluk ısıtıcı potansiyel farkı ve 1 A akım ile ısıtılan katottan yüklü, serbest parçacıklar oluşturulur

UYARI: Isıtıcı gerilim 6.3V' yi geçmemelidir!

4. Wehnelt gerilimi en fazla 10 V luk bir potansiyel farkına ayarlanır;
5. Anot-katot arasındaki potansiyel farkı $V_H = 0$ Volttan başlayarak mavi renkteki katot ışınları görünene kadar yavaşça arttırılır(katot ışınları $V_H = 120$ Volt civarında gözlenmeye başlar.);
6. Katot ışınları belirdikten sonra, Helmholtz bobinlerinden akım geçirmek için $I = 0-1$ A akım üretebilen güç kaynağı-2 açık konuma getirilir;
7. $I = 0-1$ A arası akımlar için katot ışınlarının yörüngeleri incelenir;
8. Çeşitli hızlandırıcı gerilim ve akım değerleri için katot ışınlarının yörüngelerindeki değişim gözlenerek, bobinlerden geçen akımın, katot ışınlarının maruz kaldığı magnetik alanın ve kuvvetin yönleri Lorentz kuvvetine ve Biot-Sawart yasasına göre belirlenir,
9. Katot ışınlarının bir çembersel yörünge oluşturması sağlanır;
10. Çembersel yörüngenin çapını aynı bırakacak şekilde I, V_H değerleri Çizelge 3.1' de yerine yazılır(bu aşamada $I = 0,6-1$ A akımlar için çemberin çapını sabit bırakan V_H değerlerinin tespit edilmesi kolaylık sağlar). Yarıçap ölçümü Ekler kısmında anlatılmıştır;
11. Ölçümler tamamlandıktan sonra güç kaynağı-1 ve güç kaynağı-2, ayar anahtarları 0 konumuna getirilerek kapatılır.

<u>Kısım-2</u>

Bu kısımda bobinlerden geçen akımla bobinlerin arasında oluşan magnetik alan arasındaki ilişkinin belirlenmesi amaçlanmaktadır. Kısım-2’ deki ölçümler için karanlık ortama gerek yoktur.

1. Cam tüp **<u>laboratuvar sorumluları tarafından</u>** düzenekten çıkarılır;

   <u>UYARI:</u> Cam tüp darbeye maruz kaldığında patlayabileceğinden labotatuvar sorumluları tarafından özenle düzenekten çıkarılmalıdır !

2. Güç kaynağı-2 ve Teslametre açık konuma getirilir ve $I = 0 - 1$ A arası akım değerleri için bobinlerin arasındaki bölgede oluşan B magnetik alan şiddetleri Teslametre yardımı ile ölçülerek Çizelge 3.2 doldurulur,
3. Ölçümler tamamlandıktan sonra güç kaynağı-2 ve teslametre, ayar anahtarı 0 konumuna getirilerek kapatılır.
4. Akımla magnetik alan arasındaki ilişki $I - B$ grafiği(Grafik 3.1) çizilerek belirlenir;
5. $I - B$ grafiğinden elde edilen ilişki kullanılarak Çizelge 3.1’deki tüm akım değerleri magnetik alan cinsinden ifade edilerek Çizelge 3.1’e aktarılır,
6. Çizelge 3.1’ de elde edilen değerlere göre $V_H - B^2$ grafiği(Grafik 3.2) çizilir,
7. $V_H - B^2$ grafiğinden yararlanarak katot ışınlarının yük bölü kütle (e/m) oranı hesaplanır.

<u>Uyarı:</u> Deney sırasında alınacak ölçümlerde, ölçüm cihazlarına bağlı sistematik hatalar ve deneyi yapana bağlı istatistiksel hatalar deney sonuçlarının yorumlanmasında göz önünde tutulmalıdır.

Çizelge 3.1

$V_H\,(Volt)$									
$I(A)$									
$B(T)$									
$B^2\,(T^2)$									

Çizelge 3.2

$I(A)$									
$B(mT)$									

3.4 Deneyin Yorumlanması:

Deneyde yapılan hesapların sonuçlandırılmasında yararlı olacağından aşağıdaki soruları cevaplandırmaya çalışınız.

1. a) Magnetik alanı $\vec{B}$ ve elektrik alanı $\vec{E}$ olan düzgün bir elektromagnetik alanda $\vec{v}$ hızı ile hareket eden q elektrik yüküne sahip bir cisme etki eden Lorentz kuvvetini yazınız.

b) Cismin hareket denklemini yazınız.

2. V_H hızlandırıcı gerilimi(potansiyel farkı) altında $\vec{v}$ hızına kadar hızlandırılan q yüklü bir cisimin düzgün bir magnetik alan içine girdiğini varsayınız. $\vec{v} = v_0\hat{k}$ ve $\vec{B} = B_0\hat{j}$ olmak üzere,
    a. cismin hareket denklemini yazınız.
    b. Parçacığın izleyeceği yörüngenin çembersel olduğunu varsayarak verilenlere göre $\frac{q}{m} = \frac{2V_H}{B_0^2 r^2}$ eşitliğini türetiniz; burada m cismin kütlesi ve r çembersel yörüngenin yarıçapıdır.
3. J. J. Thomson' un e/m oranı deneyinin önemi nedir?
4. Katot ışınları nasıl oluşur? Kısaca ifade ediniz.
5. Millikan deneyini dikkate alarak elektronların kütlesini hesaplayınız.

3.5 Kaynaklar :

Bu deneyin hazırlanmasında aşağıdaki kaynaklardan yararlanılmıştır.

Elektronların keşfi açısından önemli makalelerinden bazıları

- **Stoney, G. J., Philosophical Mag. 5, 38(1894): "Of the "Electron," or Atom of Electricity"** isimli makalesinde Stoney ilk defa elektrik yükü taşıyan temel parçacıklara elektron ismini vermiştir.
- **Thomson, J. J., Phil. Mag. VII p. 237(1904); Phil. Mag. 44, 293(1897).**
- **Thomson, J. J. , "Carriers of negative charges", Nobel Lecture, Dec. 11, 1906**

Bazı Popüler Kitaplar

- **Tanrı Parçacığı:** Nobel ödüllü Leon Lederman' ın kitabı C. Kapkın tarafından Türkçeye çevrilmiş popüler parçacık fiziği kitabında atom kavramının ortaya çıkış ve gelişim süreci eğlenceli ve öğretici bir üslupla anlatılıyor;
- **Atomaltı Parçacıklar**: Türkçeye çevirisi Prof. Dr. Zekeriya Aydın tarafından yapılan günümüz parçacık fiziğinin en önde gelen bilim adamlarından nobel ödüllü S. Weinberg tarafından yazılan kitap parçacık fiziğinin tarihçesi hakkında akıcı bir dille yazılan bir başucu kitabıdır;

Bazı internet adresleri

- **http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu** ;
- **http://dbhs.wvusd.k12.ca.us/webdocs/Chem-History/Stoney-1894.html**

Deney düzeneğinin tanıtımı

- **Leybold-Heraeus, 1981.1-6-86/3. Ed. Cr., Instruction Sheet 555 57/58/59**

3.6 Ekler:

3.7 Ek 1: Katot ışınlarının çembersel yörünge yarıçapının ölçümü ve sabitlenmesi

Yarı çapı ölçebilmek için deney düzeneğindeki iki Helholtz bobininden öndeki bobin üzerine bir ray sistemi ve bu ray sisteminin üzerinde hareket edebilen iki adet plastik mandal yerleştirilmiştir(bkz. Şekil 3.3). Arkada kalan bobinin üzerinde ise öndeki rayla paralel bir adet ayna bulunmaktadır.

Katot ışınlarının çembersel bir yörünge oluşturmaları sağlandıktan sonra, önce sol el tarafındaki mandal çemberin anot tarafındaki sınırını belirlemek için şu şekilde hareket ettirilir: mandalın iç tarafından bakılarak anottan çıkan katot ışını demetinin dışı ve ayna görüntüsü aynı hizaya gelecek şekilde sol-mandal sabitlenir. Sol-mandal sabitlendikten sonra sağ-mandal $R = 9 - 12$ cm uzaklığa yerleştirilir. Mandallar bir kere sabitlendikten sonra deney sonuna kadar hareket ettirilmemelidir. Katot ışınlarının mandallar arası mesafe kadar çapa sahip çembersel yörünge oluşturması için çeşitli $I - V_H$ değerleri ölçülerek Çizelge 3.1 ‘ deki yerlerine yazılır.

3.8 Ek 2: Tarihçe

Katot ışınlarının dolayısıyla bunları oluşturan *elektron*ların doğasının anlaşılmasına ilişkin araştırmaların tarihçesi on dokuzuncu yüzyılın başlarına dayanmaktadır. Bu tarihlerde içine metal elektrotlar yerleştirilmiş ve havası boşaltıldıktan sonra düşük basınçlı bir gaz(hidrojen, karbondioksit, vb.) ile doldurulmuş cam tüplerde elektrotlar arasında yeterince yüksek bir potansiyel farkı oluşturulduğunda şimşek parıltısına benzeyen parıltıların oluştuğu keşfedilmiştir. Daha sonraları, bu parıltıların eksi yüklü elektrot olan katottan kopan yüklü parçacıklardan kaynaklandığı anlaşılmış ve bu parlamalara *katot ışınları* adı verilmiştir. Bu ışınlar hakkında o tarihlerde bilinenler şöyledir: Bu ışınlar katottan kaynaklandığından eksi yüklü elektrik taşımaktadır; düz doğrular halinde yayılırlar; elektrik alandan etkilenirler; magnetik alan içinde çembersel yörünge izlerler; ince metallerden geçebilirler fakat kalın metaller tarafından durdurulurlar.

J. J. Thomson’ un deneyine kadar bu ışınların doğasına ilişkin iki görüş şöyledir. 1. bu ışınlar kütlesiz elektromagnetik titreşimlerdir; 2. bu ışınlar elektrik yükü taşıyan temel parçacıklardan oluşmaktadır.

Katot ışınlarının çok küçük temel parçacıklardan oluştuğunu 1896’ da Cavendish laboratuvarında yaptığı deneylerle J. J. Thomson ispatlamıştır: Thomson’ un deneyinde katot ışınlarının yük bölü kütle miktarının bilinen en küçük atom olan hidrojen atomunun yük bölü kütle oranından 2000 kat daha büyük olduğu ortaya çıkmıştır. Daha sonraları bu parçacıklara “elektron” adı verilmiştir. “Elektron” süzcüğünü ilk defa İrlandalı G. J. Stoney, bir atom iyon haline gelirken kaybolan elektrik birimini ifade etmek için elektrik atomu anlamında kullanmıştır. (Nobel ödüllü fizikçi Lederman’ ın kitabında elektronun keşfinin ilgi çekici bir anlatımı verilmiştir.)

4 Atom Spektrumları

4.1 Amaç

Bu deneyde;

- Kırınım yolu ile çeşitli atomların optik spektrum çizgilerinin gözlenmesi,
- Spektrum çizgilerine karşılık gelen dalga boylarının ve frekansların kırınım olayı ile hesaplanması,
- Planck-Einstein elektromagnetik ışıma yasasına göre spektrumdaki her bir renk için karşılık gelen kuantumlu enerjinin hesaplanması,
- Molekül spektrumları ile atom spektrumları arasındaki farklılığın incelenmesi,
- Atomların uyarılma enerjileri ile spektrum çizgileri arasındaki ilişkinin ve Bohr modelinin incelenmesi amaçlanmaktadır.

4.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

Deneye başlamadan önce aşağıdaki bilgilerin öğrenilmesi gereklidir

- Prizma ya da kırınım ağı kullanarak ışığın renk spektrumunun oluşumu(bkz. **Ek 1**);
- Tek-yarıkta kırınım olayı yardımı ile ışığın dalga boyu ve frekansının hesaplanması: kırınım koşulu(bkz. **Ek 1**);
- Spektrometrenin açı ölçer kısmının kullanımı(bkz. **Ek 2**);
- Planck' ın elektromagnetik ışıma yasası(bkz. **Ek 4**).

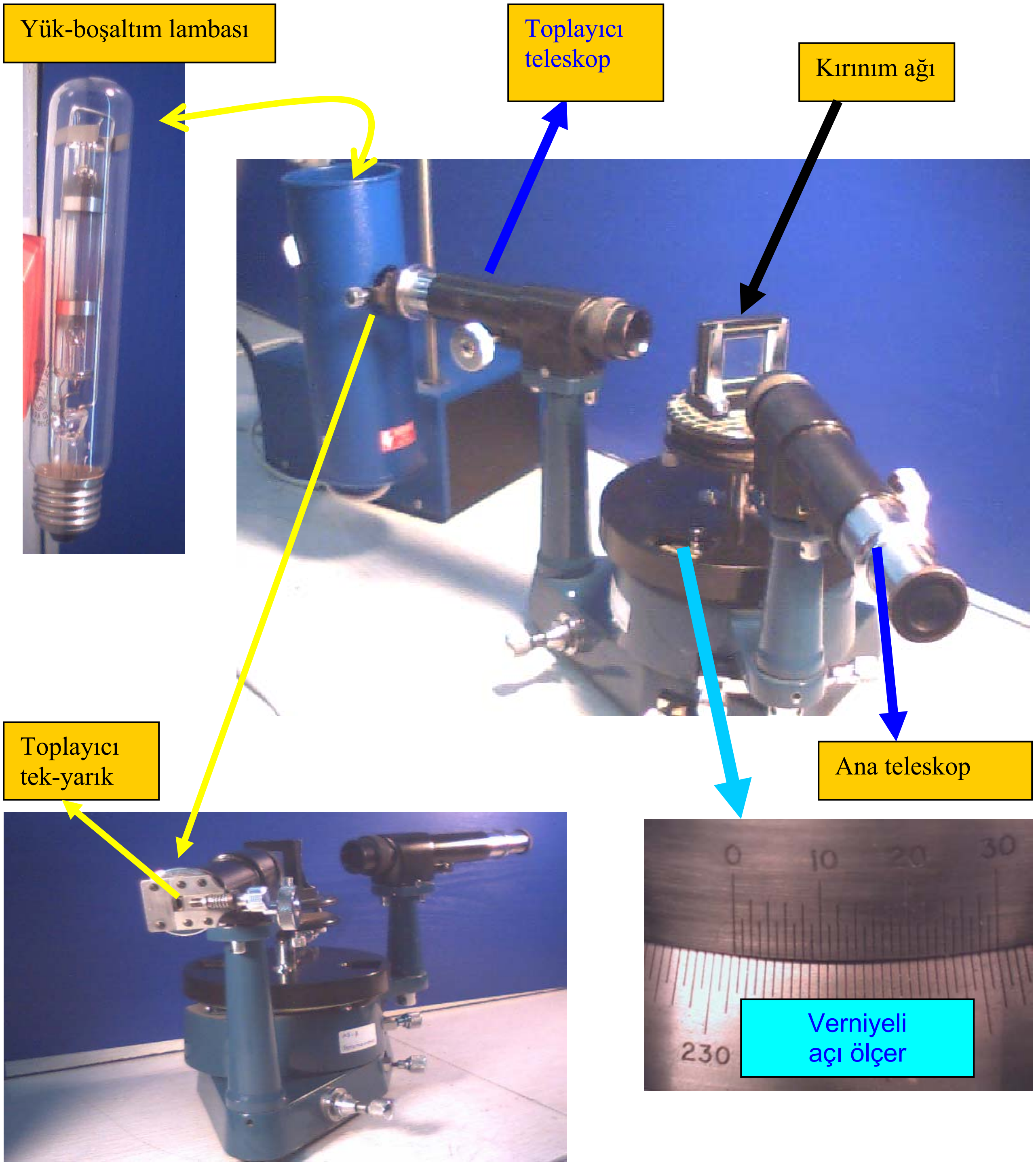
Deneyin yapılışında gerekli olan bilgiler ve atom spektrumlarının kısa bir tarihçesi **Ekler** bölümünde verilmiştir.

Bu deneyde, içi atomik He(Helyum), Cd(Kadmiyum), Hg(Civa) ve moleküler Hidrojen(H_2) gazları ile dolu olan yük-boşaltım(discharge) lambaları(ya da tüpleri) kullanılarak atom ve molekül spektrumları incelenecektir. Yük-boşaltım lambalarının içine monte edilmiş olan elektrotlar arasında bir yüksek elektrik potansiyeli farkı($\approx 5000\,\text{Volt}$) oluşturularak eksi yüklü elektrottan(katottan) koparak hızlandırılan yüklerin atomlarla çarpışması ile atomlar uyarılırlar. Bu olay, yük-boşalması ile ışıma olarak adlandırılır ve bu şekilde uyarılan gazların görünür bölgede elektromagnetik ışınım(ışık) yaydıkları ondokuzuncu yüzyılın ortalarından beri bilinmektedir. Yayılan bu ışığın, uyarılan atoma ilişkin belirleyici bilgiler taşıdığı ışığın kırınım yolu ile elde edilen optik spektrumu incelenerek anlaşılmıştır.

4.3 Deneyin Yapılışı

4.3.1 Gerekli Deney Malzemeleri:

İçi gaz halindeki He, Cd, Hg atomları ve H_2 molekülü ile doldurulmuş olan düşük basınçlı yük-boşaltım lambaları; yaklaşık 5000Volt luk bir potansiyel farkı üretebilen bir yüksek gerilim güç kaynağı; spektrum ölçer (spektrometre), (Şekil 4.1.’ de spektrum ölçer tanıtılmıştır.); $\frac{1}{600}\,mm$, $\frac{1}{15000}\,inch$ yarık aralığına sahip kırınım ağları.



Şekil 4.1. Spektrometre Elemanları

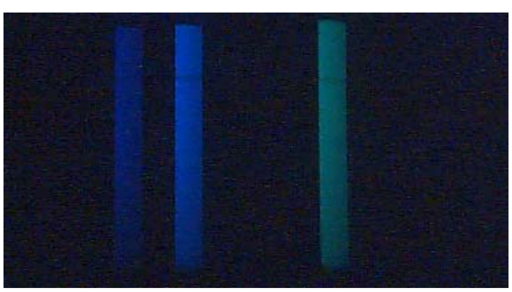
Uyarılar

- **Deneyin yapmaya başlamadan önce laboratuar sorumlusunun deney düzeneğini kısaca tanıtmasını bekleyiz!**
- **Deneydeki ölçümlerin tamamlanması için öngörülen süre yaklaşık 45 dakikadır. Geriye kalan süre; ölçüm sonuçlarına ilişkin hesapların yapılması, Deney Raporu' nun kurallara uygun bir biçimde hazırlanması, elde edilen sonuçların tartışılması ve Soruların cevaplandırılması için yeterlidir;**
- **Deney grubundaki her bir öğrenci deneydeki ölçümlerin alınışından sorumludur;**

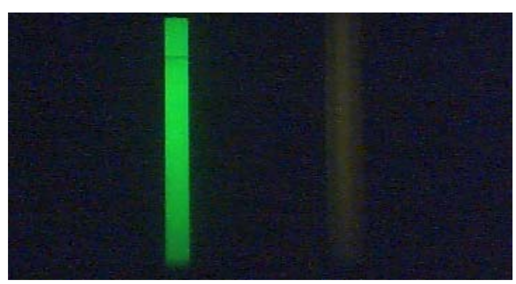
1. He gazı dolu cam tüpün içindeki elektrotlar arasında elektriksel potansiyel farkı oluşturmak için güç kaynağı elektrik prizine takılır;
2. Kırınım ağı spektrum ölçer üzerinde Şekil 4.1.' deki biçimde yerleştirilir;
3. Toplayıcı teleskop Şekil 4.1' deki biçimde ayarlanır;
4. Kırınım spektrumunun temiz bir biçimde gözlenmesi için toplayıcı teleskopun yarık aralığı ve her iki teleskopun uzaklık-yakınlık ayarı yapılır;

Uyarı: Açı ölçümleri en az iki kişi tarafından yapılmalıdır. Aynı kişinin hem renklerin yerini tespit etmesi hem de açıları ölçmesi geçici görme bozukluğuna sebep olabilir!

5. Spektrum ölçerin açı ölçer kısmı kullanılarak(bkz. **Ek 2)**, optik spektrumda görünen renk çizgilerinin esas maksimumla yaptıkları açılar, esas maksimumun sağından ve solundan ölçülen açıların farkı hesaplanarak elde edilir ve Çizelge 1.' de yerine yazılır;
6. Kırınım koşulu formülüne göre her bir renk için karşılık gelen dalgaboyu ve frekans hesaplanarak Çizelge 4.1.' de yerine yazılır;
7. Planck' ın elektromagnetik ışıma yasasına göre her bir renk için karşılık gelen enerji değerleri hesaplanarak Çizelge 4.1.' de yerine yazılır;
8. İlk yedi aşama diğer atom spektrumları için tekrarlanır ve Çizelge 4.2. ve Çizelge 4.3. doldurulur;
9. H_2 molekülünün spektrum çizgileri incelenir ve en belirgin üç spektrum çizgisi için dalgaboyları elde edilerek karşılık gelen enerjiler hesaplanır,
10. H atomu için spektrum çizgileri gözlenebiliyorsa spektrumdaki her bir renk için enerji değerleri hesaplanarak Bohr modelinden elde edilecek enerjilerler karşılaştırma yapılır.



Şekil 4.2. Cd için spektrum çizgileri



Şekil 4.3. Hg için spectrum çizgileri

Çizelge 4.1. He atomu için spektrum çizgilerine ait dalgaboyu, frekans ve enerji değerleri. Bu çizelgede renklerin önündeki sayılar 1. mertebeden veya ikinci mertebeden maksimum parlak çizgigiyi ifade etmektedir.

Renkler	$\theta_{sağ}^{\circ}$	θ_{sol}°	$\theta^{\circ} = \frac{\lvert\theta_{sağ}^{\circ} - \theta_{sol}^{\circ}\rvert}{2}$	$\sin\theta$	$\lambda(A^{\circ})$	$\nu(Hz)$	$E(J)$	$E(eV)$
1. mavi								
1.turkuaz								
1. yeşil								
1.kırmızı								
2. sarı								

Çizelge 4.2. Hg atomu için spektrum çizgilerine ait dalgaboyu, frekans ve enerji değerleri. Bu çizelgede renklerin önündeki sayılar 1. mertebeden veya ikinci mertebeden maksimum parlak çizgigiyi ifade etmektedir.

Renkler	$\theta_{sağ}^{\circ}$	θ_{sol}°	$\theta^{\circ} = \frac{\lvert\theta_{sağ}^{\circ} - \theta_{sol}^{\circ}\rvert}{2}$	$\sin\theta$	$\lambda(A^{\circ})$	$\nu(Hz)$	$E(J)$	$E(eV)$
1. mor								
1. mavi								
1. yeşil								
1.turuncu								
2. mor								
2. mavi								
2. yeşil								

Çizelge 4.3. Cd atomu için spektrum çizgilerine ait dalgaboyu, frekans ve enerji değerleri. Bu çizelgede renklerin önündeki sayılar 1. mertebeden veya ikinci mertebeden maksimum parlak çizgigiyi ifade etmektedir.

Renkler	$\theta_{sağ}^{\circ}$	θ_{sol}°	$\theta^{\circ} = \frac{\lvert\theta_{sağ}^{\circ} - \theta_{sol}^{\circ}\rvert}{2}$	$\sin\theta$	$\lambda(A^{\circ})$	$\nu(Hz)$	$E(J)$	$E(eV)$

4.4 Deneyin Yorumlanması:

Deneyde yapılan hesapların sonuçlandırılmasında yararlı olacağından aşağıdaki soruları cevaplandırmaya çalışınız.

1. Herhangi bir maddede hangi atomların içerildiğini belirlemek için ne türlü deneyler yapılabilir?
2. Atomların birbirinden farklılıklarını belirleyen birkaç özelliği ifade ediniz.
3. Bir cismin dalga hareketi yaptığını söyleyebilmek için gözlenmesi gereken olaylardan üçünü ifade ediniz.
4. Dalga hareketi yapan bir cismin dalga boyu deneysel olarak nasıl ölçülebilir?
5. Tek-yarıkta kırınım koşulunu ifade ediniz.
6. Yarık aralığı $16667A^{\circ}$ olan bir kırınım ağı kullanılarak yapılan bir deneyde 1. maksimum parlaklık 15°' de gözlendiğine göre ışığın dalga boyunu ve frekansını hesaplayınız. Işığın rengi hakkında ne söylenebilir?
7. Planck yasasını kullanarak $4600A^{\circ}, 5000A^{\circ}, 6400A^{\circ}$ dalga boyuna sahip farklı renklerdeki ışıkların enerjilerini eV cinsinden hesaplayınız.
8. 2. maksimumu 50°' de gözlenen bir ışığın dalga boyunu, frekansını ve enerjisini hesaplayınız ve rengini tahmin ediniz.
9. Sürekli spektrum, yayma ve soğurma spektrumları kavramlarını açıklayınız.
10. Bir gazın görünür bölgedeki spektrum çizgilerini gözleyebilmek için kullanılacak kırınım ağının yarık aralığının mertebesini metre cinsinden ifade ediniz.
11. Bohr modeline göre bir atomun spektrum çizgileri ile enerji seviyeleri arasındaki ilişkiyi kısaca ifade ediniz.
12. Bohr modelini dikkate alarak hidrojen atomunun n=5 enerji seviyesine uyarılmış olan bir elektronun geçiş yapabileceği enerji seviyelerini ifade ediniz. Her bir geçiş için yayılacak elektromagnetik ışımanın(fotonun) dalga boyunu, frekansını ve enerjisini Bohr modeline göre hesaplayınız. Yayılan bu fotonlar elektromagnetik spektrumun hangi bölgelerini oluştururlar?
13. Molekül spektrumları ile atom spektrumları arasındaki farkı ifade ediniz.
14. Çok elektronlu atomlarda Bohr modelinin geçerliliğini tartışınız.
15. Dünya atmosferinin sadece görünür bölge ve kırmızı ucunun altındaki elektromagnetik ışınları geçirdiğini göz önüne alarak görünür bölgenin mor ucunun ötesinde elektromagnetik ışıma yapan gök cisimlerinden gelen ışınların nasıl ölçülebileceğini tartışınız.

4.5 Kaynaklar:

Kuantumlu atom teorisinin oluşumunda en önemli ilk makalelerinden bazıları

- **Planck, M., Verh. Dtsch. Phys. Ges., 2, 237(1900); 2, 202 (1900)**: Planck' ın elektromagnetik ışıma yasası;
- **Einstein, A., Ann. D Phys. 17, 132 (1905)**: Planck yasasına göre fotoelektrik etkinin teorisini ifade ediyor ;
- **Rutherford, E., Phil. Mag. 6, 21, (1911):** çekirdeğin keşfi ve Rutherford atom teorisi;
- **Bohr, N., Phil. Mag. 26, 1 (1913);** Hidrojen atomunun enerji seviyeleri ile spektrum çizgileri arasındaki ilişkiyi ifade eden Bohr' un kuantumlu atom teorisi;

Bazı Popüler Kitaplar

- **Tanrı Parçacığı:** Nobel ödüllü Leon Lederman' ın kitabı C. Kapkın tarafından Türkçeye çevrilmiş popüler parçacık fiziği kitabında atom kavramının ortaya çıkış ve gelişim süreci eğlenceli ve öğretici bir üslupla anlatılıyor;
- **Atomaltı Parçacıklar**: Türkçeye çevirisi Prof. Dr. Zekeriya Aydın tarafından yapılan günümüz parçacık fiziğinin en önde gelen bilim adamlarından nobel ödüllü S. Weinberg tarafından yazılan kitap parçacık fiziğinin tarihçesi hakkında akıcı bir dille yazılan bir başucu kitabıdır;

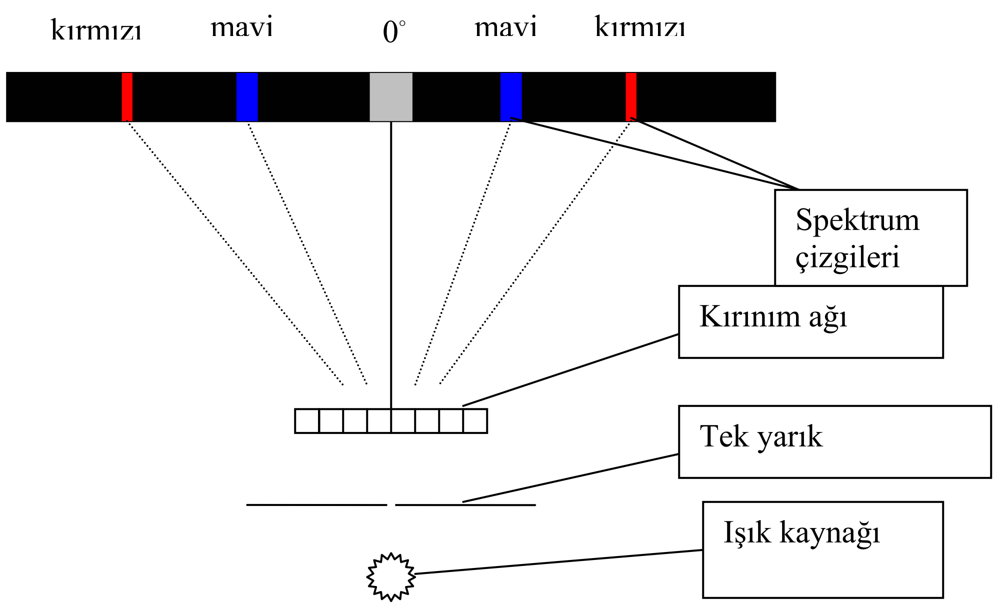
Atom spektrumları hakkında bilgi veren bazı internet adresleri

- **http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu** : Bu internet sitesi tüm fizik lisans konuları hakkında olduğu gibi atom spektrumları hakkında da rahatça okunabilecek özlü bilgiler içermektedir;
- **http://www.phys.virginia.edu/classes/252/spectra.html :** Michael Fowler' in Virginia Üniversitesinde Kuantum Fiziği dersi çerçevesinde anlattığı ders notları atom spektrumlarının tarihçesi hakkında öğretici bilgiler vermektedir;
- **http://www-astronomy.mps.ohio-state.edu/~pogge/Ast161** : Prof. Dr. Richard Pogge' nin Astronomi' ye giriş dersi olarak verdiği dersin notları astronominin diğer konularının yanı sıra atom spektrumlarının astronomideki kullanımını da anlatmaktadır.

4.6 Ekler:

4.6.1 Ek 1: Işığın Kırınımı

Bir cismin dalga hareketi ile hareket ettiğini söyleyebilmek için cismin kırınım, girişim, kutuplanma, kırılma, yansıma gibi fiziksel olaylara sebep olduğunu gözlemlemek gerekir. Bu olaylar gözlenebiliyorsa o zaman dalga hareketinden söz edilir. Görünür(optik) ışığın dalgalar biçiminde hareket ettiği 1800' lerin başından itibaren yapılan girişim, kırınım ve kutuplanma deneyleri ile anlaşılmıştır. Özellikle ışığın kırınımının incelenmesi görünür bölgedeki ışığın dalgaboyu ve frekansının hesaplanmasını sağlamıştır. Işığın kırınımı şu şekilde ifade edilebilir: *bir ışık demeti dar bir yarıktan(ışığın dalga boyunun bir kaç katı genişlikte) ya da keskin-kenarlıi(jilet gibi) bir engelden geçmeye zorlandığında dalgalara has olan girişim ve kırınım özelliklerini gösterir, yani engelin köşelerini dönerken bükülür ve deliklerden geçtikten sonra her yönde yayılır.* Dalgalardaki kırınım ve girişim farklı dalgaların aynı anda aynı noktada üst üste gelerek birbirini güçlendirmesi veya zayıflatmasının sonuçlarıdır. Şekil 4.4' de bir ışık kaynağından çıkan ışığın bir kırınım ağından geçirilerek elde edilen kırınım deseni gösterilmektedir.



Şekil 4.4 Işığın kırınım spektrumunun oluşumu

Işığın kırınımında kullanılan kırınım ağı ışığı geçirmeyen düzlemsel bir madde üzerinde ışığın geçebileceği birbirine çok yakın yarıklar oluşturularak üretilebilir. Kırınım ağından ışık demeti geçirilerek elde edilen kırınım deseni ışığın farklı dalga boylarının incelenmesi için çok yararlı bir araç olarak kullanılabilir. Tek bir dalga boyu ile yayılan(monokromatik) bir ışık demetinin kırınım ağından geçirilmesi ile oluşan kırınım deseni şu şekilde ifade edilebilir. Işığın hareket doğrultusu üzerinde esas demet(maksimum) denilen bir demet vardır. Esas maksimumun her iki yanındaki ilk parlak demetler birinci maksimumlar, ikinci parlak demetler ikinci maksimumlar, vb. şeklinde adlandırılırlar. Esas maksimumumun dışındaki parlak demetler kırınım ağının komşu yarıklarından geçen ışık demetlerinin birbirini güçlendirecek biçimde üstüste gelmesi ile oluşur.

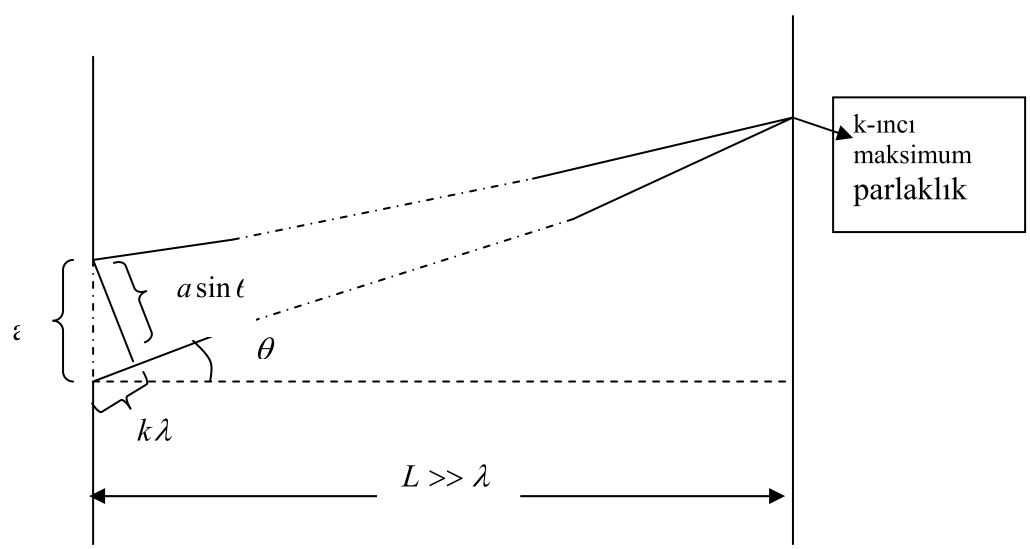
Birinci mertebe maksimumunda ardışık ışık demetleri arasındaki yol uzunluğunun farkı bir tam dalgaboyuna eşittir. Yol uzunluğu farkı iki tam dalga boyu olduğunda ikinci maksimum oluşur ve tüm maksimumların oluşumu benzer biçimde ifade edilir. Kullanılan tek renkli ışığın dalga boyu değiştiğinde maksimumların esas maksimumla yaptıkları açılar değişir. Örneğin, daha uzun dalga boyuna sahip ışık kullanılırsa maksimumların esas demetle yaptıkları açı büyür. Tek renkli değil de çok renkli ışıklardan oluşan bir ışık demeti kullanılarak kırınım deseni incelenirse ışığı oluşturan renklerin dalga boylarına göre farklı açılarda maksimumlara sahip oldukları gözlenir. Kırınım olayı ile ışığın renklerine ayrıştırılması bir prizma kullanılarak renklere ayrıştırılmadan farklı bir desen oluşturur: Prizma kullanılarak oluşan renkler birbirine karışmış bir biçimde sürekli bir desen oluştururken kırınım desenindeki renkler birbirinden keskin çizgilerle ayrık biçimde gözlenirler.

<u>Soru :</u> Şekil 4.4’ e göre mavi renk ışığın kırınım açısı kırmızı renk ışığınkine göre daha küçüktür. Buna göre bu renklere karşılık gelen enerjiler hakkında ne söylenebilir?

Kırınım ağında oluşan renklerin dalga boyları kırınım açısı ve kırınım ağı sabitine(veya yarık aralığına) bağlı olarak aşağıdaki kırınım koşulu denklemi ile ifade edilir

$$k\lambda = a\sin\theta \qquad (4.1)$$

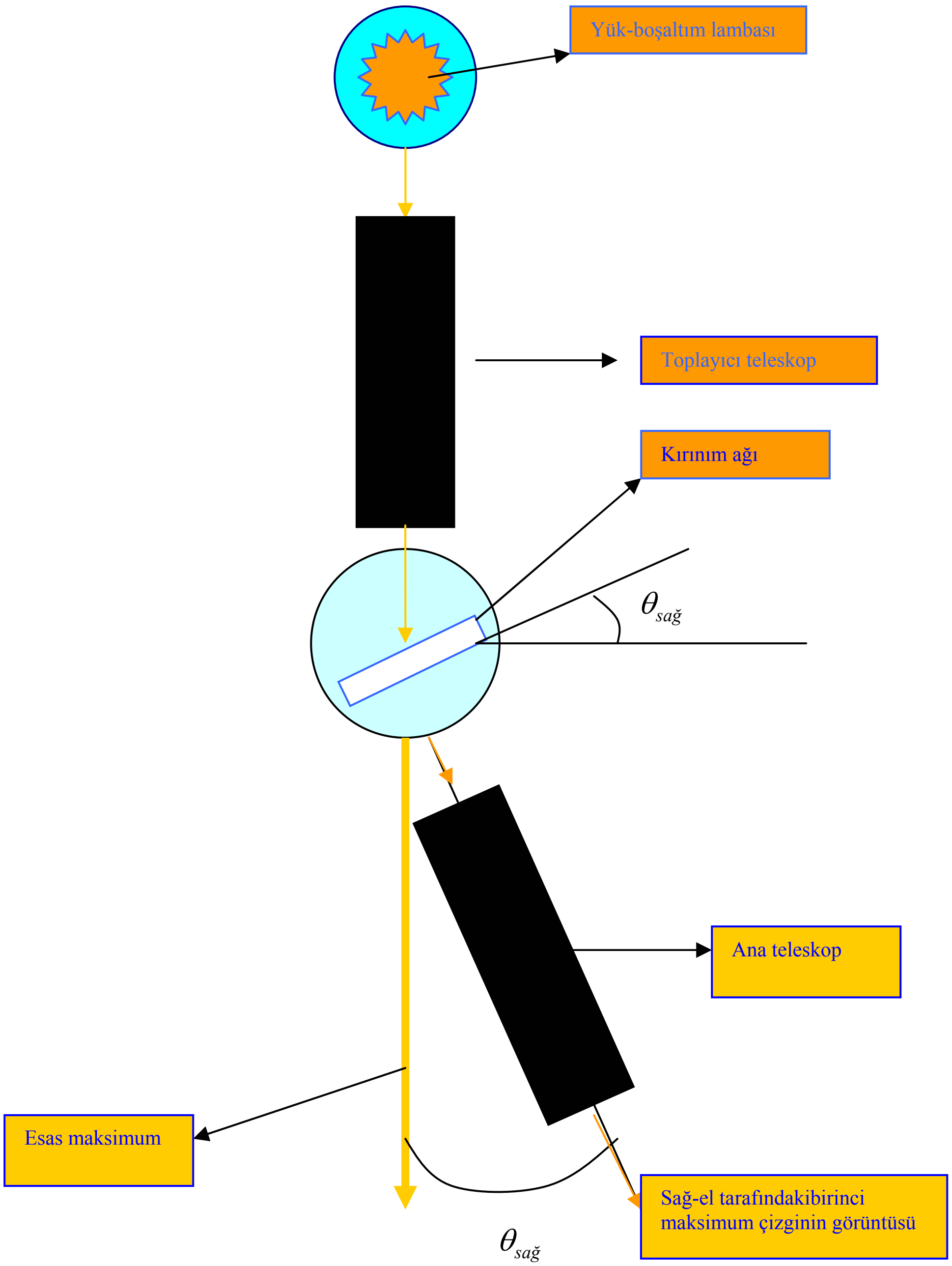
(4.1) denklemi Bragg yasası olarak da bilinmektedir, bu denklemde k kırınım maksimumunun mertebesini ifade eden bir doğal sayı, λ ışığın dalgaboyu, a kırınım ağı sabiti, θ kırınım açısıdır. Bu denklemin matematiksel olarak türetilişi öğrenciye alıştırma olarak bırakılmıştır bunun için Şekil 4.5 ile gösterilen tek yarıkta kırınım olayı gözönüne almak yararlı olur.



Şekil 4.5.Tek-yerıkta kırınım.

<u>Soru:</u> Görünür bölgedeki renk spektrumunu elde edebilmek için kırınım ağının değeri yaklaşık olarak hangi mertebede olmalıdır?

4.6.2 Ek 2: Açı Ölçümü ve Verniyeli Açı ölçerin Kullanımı



Şekil 4.6 Birinci-maksimum parlak çizginin esas maksimum parlak çizgi ile yaptığı açının ölçümünün kuş bakışı şematik gösterimi.

Ana teleskop esas maksimum parlak çizgiye göre sağ(ya da sol)-el tarafına döndürülerek spektrumdaki birinci renk çizgisi Şekil 4.6' ya uygun biçimde gözlendikten sonra bu renge karşılık gelen kırınım açısının belirlenmesi için açı ölçerin kullanımında aşağıdaki adımlar takip edilir:

1. Açı ölçerin sabit kısmı üzerindeki 0 sayısının karşılık geldiği sayı aralığı belirlenir
   Örnek. Şekil 4.7’ de bu aralık (231-231,5) tir.

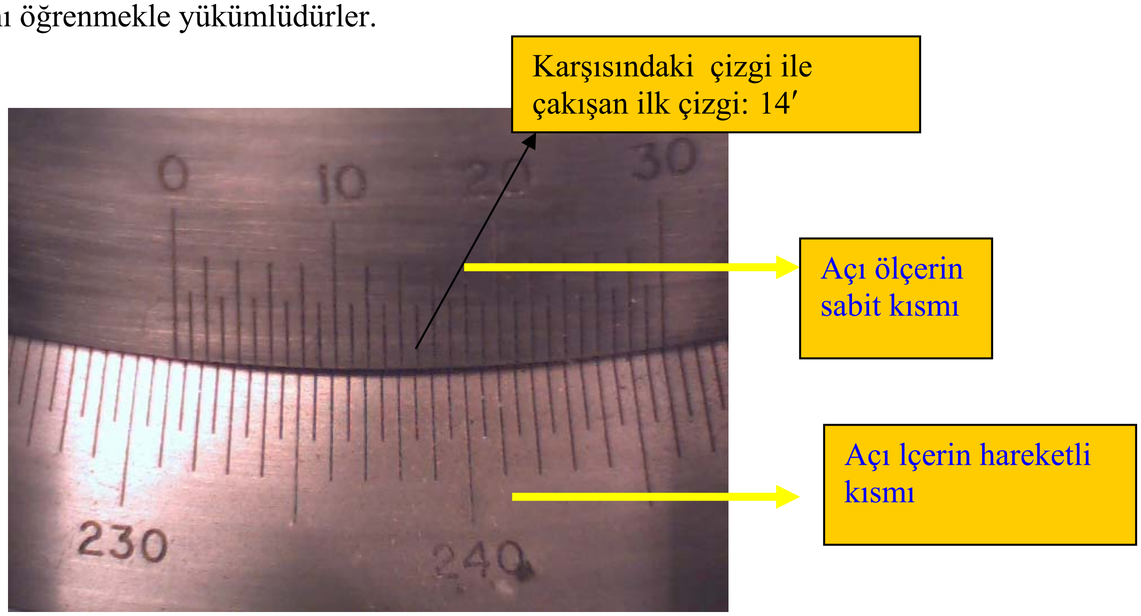
2. Bu sayı aralığı belirlendikten sonra aralığı ifade eden küçük sayı esas açı olarak derece cinsinden kaydedilir
   Örnek. Şekil 4.7’ de esas açı 231° dir.

3. Esas açıya kaç dakika ekleneceğini belirlemek için sabit bölme üzerindeki ilk olarak hangi çizginin hareketli kısımdaki çizgi ile tam çakıştığı tespit edilir ve bu çakışan çizgi esas açıya ek olarak dakika cinsinden kaydedilerek açı ölçümü tamamlanır.

   Örnek. Şekil 4.7’ ye göre açı $231^{\circ}\ 14'$ dır.

4. Sağ-el tarafında görünen tüm çizgiler için karşılık gelen açılar ilk üç adıma göre ölçülerek $\theta_{sağ}$ açı değerleri belirlenir;
5. Ana teleskop sol-el tarafına döndürülerek ilk dört adım tekrarlanır ve her bir renk için karşılık gelen θ_{sol} açısı belirlenir;
6. Sağ- ve sol-el tarafından ölçülen açı değerleri kullanılarak her bir renk için $\theta = \left|\dfrac{\theta_{sağ} - \theta_{sol}}{2}\right|$ açısı elde edilir.

Uyarı: Deneyin laboratuar saatinin sınırlı olması dolayısıyla laboratuar sorumluları uygun gördüğü takdirde sadece esas kısm hesaplarda kullanılabilir ancak öğrenciler verniyeli açı ölçerin kullanımını öğrenmekle yükümlüdürler.



Şekil 4.7 Açı ölçer

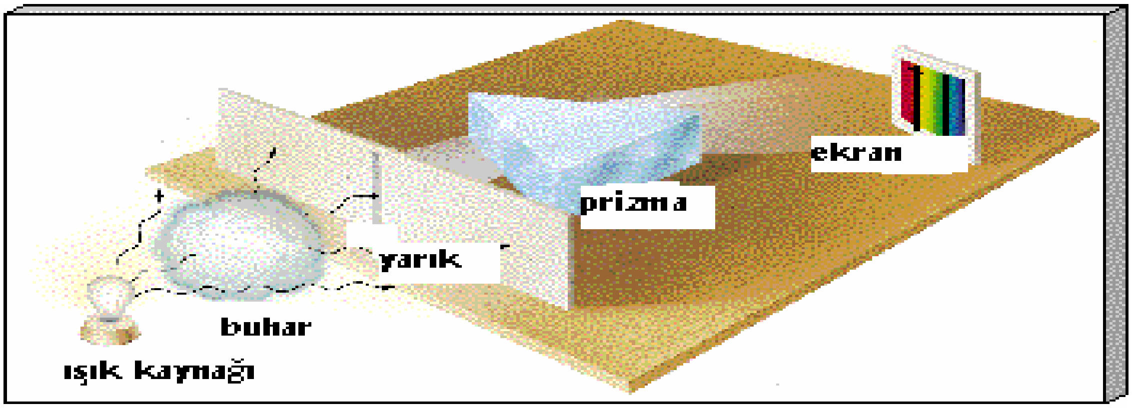
4.6.3 Ek 3: Atom Spektrumlarının Tarihçesi

Doğadaki varlıkları oluşturan maddelerin, bölünemez anlamına gelen *atom*lardan oluştuğunu varsayan ilk kişinin M. Ö. 500 lerde yaşamış olan ünlü Yunan filozofu Democritus olduğu kabul edilmektedir. Buna göre farklı maddeler farklı atomlardan oluşur. Tarih boyunca maddenin temel yapı taşlarının neler olduğu merak edilmiş ve çeşitli varsayımlar geliştirilmiştir. Bunlar içinde onaltıncı yüzyıla kadar, tüm varlıkları oluşturan temel öğeler su, toprak, hava ve ateş olarak kabul görmüştür. Onyedinci yüzyıldan itibaren yapılan sistemli deneyler ve incelemelerle maddenin temel yapıtaşlarının anlaşılmasında önemli sonuçlar elde edilmiştir. Bu deneylerde, ısıtılan çeşitli sıvı ve katılar incelenmiş, ve bunlardan elde edilen gazların yapıları anlaşılmaya çalışılmıştır. Onsekizinci yüzyılda, J. Dalton, Democritusun atom kavramını kullanarak maddelerin farklılıklarının, içerdikleri atomların farklılığından kaynaklandığını öne süremüş ve kişmyasal atom modelini geliştirmiştir. Bu modele göre, madde bölünemez temel yapı taşları olan atomlardan, bir element aynı tür atomlardan oluşur, farklı tür atomların birleşiminden de moleküller oluşur. Ondokuzuncu yüzyıl boyunca yapılan deneylerle doğada kaç çeşit atomun bulunduğu, bunların hangi özelliklerinin birbirinden farklı oldukları anlaşılamya çalışılmıştır.

Atomların(ya da maddenin temel bileşenlerinin) sınıflandırılması, onsekizinci yüzyılın ortalarına kadar genel olarak şu yöntemlerle yapılmıştır:1) Oranlama yöntemi ile buharlaştırılan bir maddedeki farklı elementlerin miktarlarına göre; 2) Elektroliz yöntemi ile elektriksel özelliklerine bakılarak.

Atomların sınıflandırılmasında, önemli bir aşama ışığın doğasının anlaşılmasına ilişkin yapılan deneylerle sağlanmıştır. Havada yayılan beyaz ışığın(Güneş ışığının) bir cam prizmadan ya da yoğunluğu havadan farklı olan bir ortamdan(mesela su buharının içinden) geçirildiğinde gök kuşağı renklerinin oluştuğu çok eski tarihlerden beri bilinmektedir. Bir prizmadan geçirildikten sonra beyaz ışıktan oluşturulan renklerin bir ekran üzerinde oluşturdukları düzenli renk dağılımına beyaz ışığın(görünür) *spektrumu* adı verilmektedir. Bu olayı inceleyerek beyaz ışığın gök kuşağını oluşturan renklerin bir birleşimi olduğunu farkeden ilk kişi Newton(1642-1726)' dur(Şekil 4.8). 1752' de İskoçyalı fizikçi Thomas Melvill farklı maddelerin yanması ile oluşturdukları ışık demetlerini bir prizmadan geçirerek yaptığı deneylerde oluşan renklerin yanan maddeye bağlı olduğunu keşfetmiştir. Örneğin, yemek tuzunun alevi parlak bir sarı ışık üretir ve spektrumda gökkuşağındaki diğer renkler gözlenmez. Bu gözlem optik spektrumunun maddelerin belirleyici bir özelliği olduğunun anlaşılmasında önemli bir aşamadır.

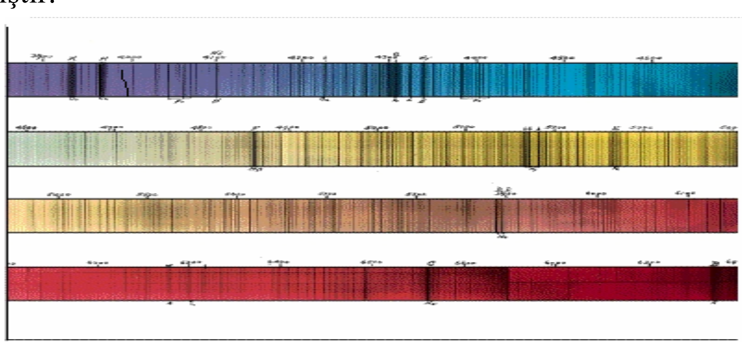
Şekil 4.8.Beyaz ışığın prizmadan geçirilerek renklerine ayrışması: sürekli spektrum.



Şekil 4.9 Buhardan geçen ışığın oluşturduğu spektrum: siyah çizgiler buharın soğurma spektrumu çizgilerinin oluşturuyor.

1777' de W. Scheele, gümüş klorit üzerine prizmadan geçirdiği güneş ışığını iz düşürerek yaptığı deneylerde renk spektrumunun mor ucundan sonra gümüş kloritin daha fazla karardığını gözleyerek ışık spektrumunun *mor ötesi* bölgesine dair ilk ipucunu keşfetmiştir. Diğer taraftan, 1800' de Herschel güneş ışığının spektrumundaki farklı renklerin ısıtma özelliklerini incelerken spektrumda kırmızı ucun biraz daha ilerisindeki bir bölgenin ısıtma gücünün kırmızı rengin ısıtma gücüne göre daha fazla olduğunu gözleyerek ışığın *kızıl ötesi* spektrum bölgesini keşfetmiştir. 1801' de Ritter hem Herschell' in sonuçlarını doğrulamıştır hem de mor ötesi bölgede deneylerle Scheele' nin sonuçlarını dikkate alarak mor ötesi spektrumu keşfetmiştir.

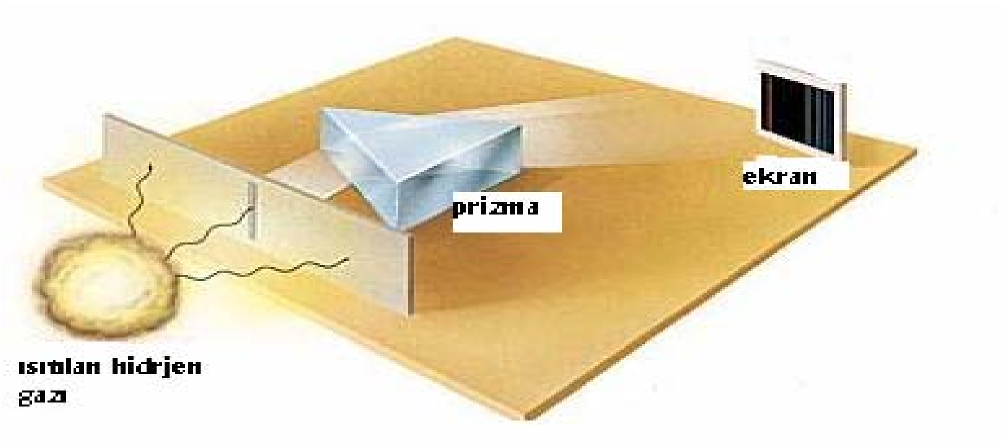
Güneş ışığının optik spektrumunu incelerken 1802' de İngiliz William Wollaston parlak gökkuşağı renklerinin karanlık siyah çizgilerle birbirinden ayrıldığını gözlemlemiştir. Işığın doğasına ilişkin araştırmalarda Young ve Fresnel' in 1800' lerin başlarında yaptıkları *kırınım* deneyleri ile ışığın dalga biçiminde hareket ettiğini keşfetmeleri daha sonraki çalışmalarda dalga modelinin benimsenmesine yol açmıştır. Bu sayede kırınım olayı yolu ile görünür renklerin dalga boyları hesaplanmıştır. Güneş ışığındaki karanlık çizgilerin sistemli bir incelemesi ilk defa 1814' te Joseph von Fraunhofer tarafından yapılmıştır. Fraunhofer, 514 tane karanlık çizgi gözlemiştir ve en belirgin olanlarını A, B, C, D, E, F, G, K şeklinde etiketlemiştir(Şekil 4.10). D çizgisinin yakınında gözlediği portakal rengi çizginin sodyumun spektrumundaki ile aynı yerde olduğunu gözlemiştir. 1821' de Fraunhofer kırınım ağı kullanarak iki sodyum çizgisinin dalga boyunu hesaplamıştır. 1826 ile 1849 arasında başta Herchel ve Talbot' un çalışmaları ile spektrum analizi geliştirilmiştir.



Şekil 4.10 Fraunhofer' in gözlediğine benzer karanlık çizgiler

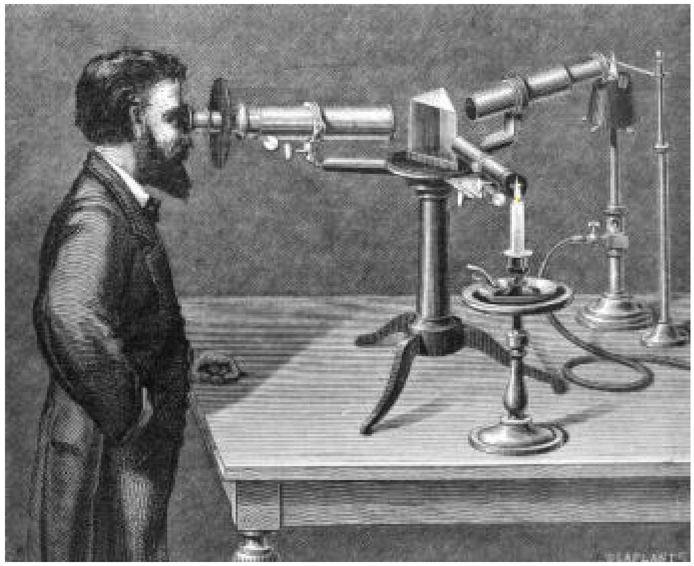
1849' da Foucault, karbon plakalar arasında elektrik potansiyel farkı oluşturarak ürettiği arktan yayılan ışığın spektrumunu incelerken Faunhofer' in Güneş spektrumunda gözlediği karanlık D çizgisi ile tam olarak aynı dalgaboyuna sahip parlak bir ikili sarı çizgi keşfetmiştir. Daha sonra Güneş ışığını bu arktan ve sonra prizmadan geçirerek spektrumdaki D çizgisinin olağandan daha da karanlık bir biçimde göründüğünü gözlemiştir. Başka kaynaklar kullanarak çeşitli deneyler yaptıktan sonra D çizgisi ile aynı frekansta ışık yayan arkın başka bir kaynaktan gelen aynı frekanslı ışığı soğurduğu sonucuna varmıştır.

Atom spektrumlarının incelenmesinde önemli bir aşama olarak, Hidrojen atomunun spektrumu ilk defa 1853' te İsveçli Anders Angstrom tarafından gözlenmiştir.



Şekil 4.11 Isıtılan hidrojen gazının yayma spektrumu çizgileri.

Kimyasal atomların spektrum çizgilerinin ilk sistematik incelemesi 1855 ile 1863 yılları arasında Alman Kirchhoff ve Bunsen tarafından yapılmıştır. Bunsen ocağının alevinde inceledikleri çeşitli tuzların farklı spektrumlara sahip olduklarını gözleyerek, birçok farklı tuz keşfetmişlerdir. Bunun yanında, yanan alkol alevini suyla buharlaştırarak soğurma spektrumunu incelemişlerdir. Son olarak, farklı maddeleri elektrot olarak kullanarak elde ettikleri elektrik arklarının spektrumlarını incelemişlerdir. Demir elektrotları kullanarak elde ettikleri arkın spektrumu ile Güneşteki karanlık çizgilerin aynı olduğunu Bakırınkinin ise Güneşinkinden farklı olduğunu gözlemlemişlerdir. Bu gözlemle birlikte, Güneşte demirin bulunduğu ancak bakırın fazla miktarda bulunmadığı sonucuna varmışlardır. Bu sonuç Dünyada ve birçok meteroitte fazla miktarda demirin içerilmesi ile de uyuşumludur. Kirchhoff ve Bunsen spektrum analizleri ile rubidium ve sezyum(cesium) elementlerini keşfetmişlerdir. 1869 da Joseph Lockyer, Güneş tutulmalarında spektrum çizgilerini incelemiştir ve bu çizgilerde az miktarda Doppler kayması keşfederek Güneş etrafındaki gazların güneş noktaları etrafındaki dönme hızlarını hesaplamıştır. Lockyer aynı zamanda daha önce gözlenmeyen bir spektrumu gözlemlemiş ve bunun Güneşte var olan Dünyada o zamana kadar bilinmeyen bir elementen kaynaklandığını öne sürmüş ve bu elemente Helyum adını vermiştir. 1895' te Ramsey Dünya atmosferinde Helyumun var olduğunu keşfetmiştir. Daha sonraki deneylerinde Helyumun ısıtılan uranyum tuzundan açığa çıktığını keşfetmiştir.



Şekil 4.12 Bunsen ocağı kullanarak Kirchoff' un atom spektrumlarını incelerken resmi

4.6.4 Balmer Serileri

Spektral çizgilerin incelenmesinde yaklaşık yüzyıl süren bilimsel çalışmalarla birçok atomun keşfinin ve deneysel yöntemlerin geliştirilmesine karşın atomların neden belirli frekanslarda ışık yaydığını açıklayan basit teoriler ondokuzuncu yüzyılın sonlarına kadar oluşturulamamıştır. Stokes ve Maxwell gibi zamanın meşhur fizikçileri, spektrum çizgilerinin atomdan atoma değişmesini açıklamak için atomların iç yapılarının olduklarını öne sürmüşlerdir. Spektrum çizgilerini belirli bir formüle göre açıklayan en önemli ilk model İsviçreli Johann Balmer tarafından geliştirilmiştir. Balmer, bu büyük keşfini altmış yaşlarında yapmıştır ve o zamana kadar hiç fizik çalışmamıştır; Balmer, o zamanlar bir kız okulunda matematik ve Latince dersleri vermektedir. Spektrum çizgilerinin bir modelini oluşturmak için Balmer, en basit spektrum çizgilerinin en hafif atom olan Hidrojeninkiler olacağını varsaymıştır. Balmer, Angstrom' un ölçümlerine dayanarak Hidrojenin ilk dört görünür spektrum çizgisinin dalgaboylarını 6562.10, 4860.74, 4340.1 ve 4101.2 Angstrom olarak almıştır ve bunların aşağıdaki formülle elde edilebileceğini bulmuştur

$$\lambda = b\left(\frac{n^2}{n^2-4}\right) \tag{4.2}$$

Burada b=3645.6 Angstromdur ve n=3,4,5,6 şeklindedir. Balmer, ayrıca daha önceleri varlığı bilinen n=7,8, vb. için görünür bölgede olmayan(kızılötesi) başka çizgilerin de varlığını önesürmüştür. Bu durumda, formüldeki 4 yerine 9, 16, 25, vb. sayılar gelecek ve dalga boyu kızılötesi bölgede olacaktır. Balmer' in formülü 1888' de İsviçreli Rydberg tarafından genelleştirilmiştir:

$$\frac{1}{\lambda} = R_H\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right) \tag{4.3}$$

burada n ve m tam sayılar ve $R_H = 109.737 cm^{-1}$ 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. Buna karşın diğer birçok atomun spektrum çizgilerinin formüle edilmesinde Rydberg formülü geçersizdir.

4.6.5 Ek 4: Planck' ın Elektromagnetik Işıma Yasası

Atomların iç yapısının incelenmesinde en önemli aşama 1900' de Planck' ın elektromagnetik ışıma yasasını formüle etmesi olarak görülebilir. Bu yasaya göre, ısıtılan bir cisimden yayılan elektromagnetik ışımanın enerjisi aşağıdaki biçimde evrensel bir sabit olan Planck sabiti ile elektromagnetik ışımanın frekansının çarpımının bir tamsayı katıdır

$$E = nh\nu \tag{4.4}$$

burada, E elektromagnetik ışımanın enerjisi; n=1,2 gibi bir doğal sayı; h Planck sabiti; ve ν elektromagnetik ışımanın frekansıdır. Elektromagnetik ışımanın hızı ışık hızına eşit olduğundan $c = \nu\lambda$ eşitliği kullanılarak (4.4) ifadesi $E = n\frac{hc}{\lambda}$ biçiminde de yazılabilir. (4.4) ifadesinin yorumlanmasında Einstein' ın 1905' te ortaya koyduğu foton kuramının büyük önemi sebebiyle bu ifade Planck-Einstein yasası olarak da isimlendirilebilir. Einstein' ın foton kuramına göre, elektromagnetik ışıma(ışık) belirli kuantumlu enerjilere sahip olan foton adıverilen kütlesiz ışık parçacıklarından oluşur. Bu parçacıklar, birçok farklı dalgaboyundaki dalgaların birleşiminden oluşan dalgapaketleri biçiminde hareket ederler.

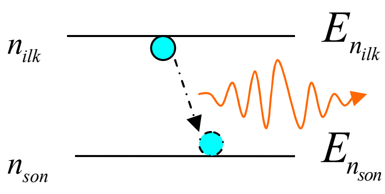
4.6.6 Ek 5: Hidrojen Atomu için Bohr Modeli

Elektromagnetik ışımanın parçacıkları olan fotonların taşıdıkları enerjinin sürekli değerler almayışı yani kuantumlu oluşunu ifade eden Planck-Einstein yasası ile birlikte atom spektrumlarından yararlanarak atomların iç yapısı hakkındaki bilgi veren en önemli gelişme 1911' de Ernst Rutherford' un atom çekirdeğini keşfidir. Bu keşiften sonra, ilk kuantumlu atom modeli, Rutherford' un klasik atom modelini temel kabul ederek Niels Bohr tarafından 1913' te geliştirilmiştir. Bu modele göre, atomlar kütlesinin çoğu merkezde toplanan bir ağır çekirdekten ve bu çekirdeğin çevresinde belirli çembersel yörüngelerde hareket eden çekirdeğe göre kütlesi çok küçük olan elektronlardan oluşmaktadır. Bu yörüngeler, elektronun çekirdekten uzaklığına bağlı olarak, n=1,2,3, vb. şeklinde enerji seviyelerine karşılık gelen baş kuantum sayıları ile etiketlenirler. Bir atom, bir elektromagnetik ışıma, başka bir atomla ya da elektronlarla çarpıştırılarak foton soğurarak uyarıldığında çekirdeğin çevresindeki elektronlar çarpışmada aktarılan enerjiye göre daha üst enerji seviyelerine geçiş yaparlar. Çarpışmanın etkisi geçtikten hemen sonra üst enerji seviyelerine geçiy 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 atomununun yapısını ve enerji seviyelerini başarılı bir biçimde açıklamasına karşın daha karmaşık yapıdaki atomları açıklayamamaktadır. Bohr' un çalışmasından kısa bir süre sonra A. Sommerfeld bu atom modelini eliptik yörüngeleri ve görelilik etkilerini içerecek biçimde genişletmiştir ve atomik hidrojenin enerji seviyelerindeki ikili-ince yapıyı hesaplamıştır. Tüm kimyasal atomların bir çok özelliklerini ve etkileşmelerini büyük hassaslıklarda ifade edebilen kuram, 1925' te Schrödinger tarafından ve ondan bağımsız olarak Born, Heisenberg ve Jordan tarafından geliştirilen Kuantum Mekaniği kuramıdır. Kuantum mekaniği kuramının ayrıntılı bir tanıtımı F-305 dersinin konusudur.

4.6.7 Bohr Modeline göre Elektron Geçişleri

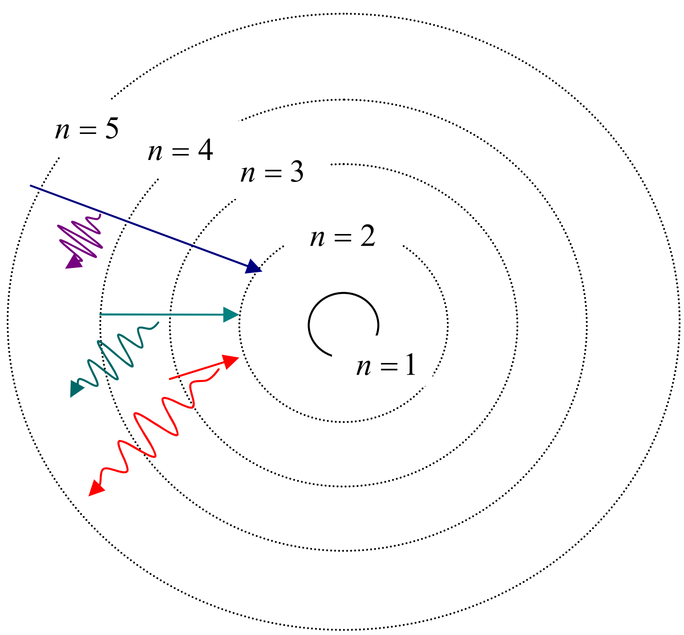
Hidrojen atomundaki farklı n kuantum sayıları ile ifade edilen kuantumlu enerji seviyeleri arasında geçiş yapan bir elektron Bohr modeline göre bu kuantumlu enerji dseviyeleri arasındaki enerji farkına eşit enerjiye sahip bir foton yayar



$$\boxed{E_{foton} = E_{n_{ilk}} - E_{n_{son}} = h\nu_{ilk-son}} \tag{4.5}$$

$$\boxed{h\nu = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2}\left[\frac{1}{n_{son}{}^2} - \frac{1}{n_{ilk}{}^2}\right] = -13.6\left[\frac{1}{n_{son}{}^2} - \frac{1}{n_{ilk}{}^2}\right] eV} \tag{4.6}$$

<u>Ödev:</u> (4.6) denkleminin türetilişi öğrenciye bir alıştırma olarak bırakılmıştır. **<u>Yol gösterme:</u>** Hidrojen atomunun e yüklü hareketsiz çekirdek ile bu çekirdeğin etrafında r_0 yarıçaplı bir çembersel yörüngede sabit v hızıyla döndüğünü kabul ediniz. Elektronun çembersel yörüngede sabit hızla hareket etmesi için merkezcil kuvvetle elektriksel Coulomb kuvvetinin eşitliğini göz önünde bulundurarak sistemin toplam enerjisini ifade ediniz. Elektronun açısal momentumunun Planck yasasına benzer olarak kuantumlu olduğunu ($L = nh, (n = 1,2,...)$) varsayınız.

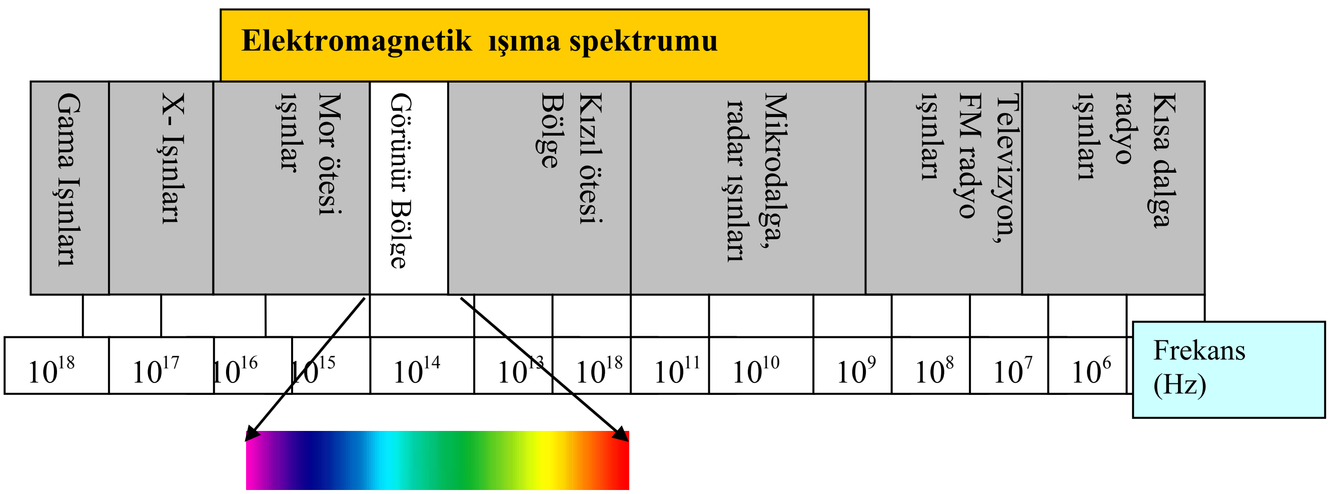


Şekil 4.13 Bohr modeline göre Hidrojen atomunun görünür bölge spektrumunu oluşturan elektron geçişleri.

4.6.8 Ek 6. Elektromagnetik Işıma Spektrumu

Elektromagnetik ışınım enerjisine(frekansına ya da dalga boyuna) bağlı olarak madde ile farklı biçimlerde etkileşir. Enerjiye göre elektromagnetik ışıma spektrumu aşağıdaki biçimde ifade edilir

- Gama Işınları: Atom çekirdeğini değiştirebilecek kadar yüksek enerjili ışınlardır
- X- ışınları: Atomdan elektron kopararak atomu iyonlaştıracak kadar enerjiye sahip elektromagnetik ışınlardır: fotoiyonlaşma(ışıkla iyonlaşma), Compton saçılması, elektron-pozitron çifti üretimi
- Mor ötesi ışınlar: molekülleri ve atomları iyonlaştırabilecek kadar enerjiye sahiptirler
- Görünür bölge: atomları uyarabilecek kadar enerji taşırlar,
- Kızıl ötesi: molekülleri titreştirecek kadar enerjiye sahiptirler: bu titreşimler sıcaklık artışına sebep olur;
- Mikro dalga ışınları: molekülleri döndürmek ve titreştirmek için yetecek kadar enerjili ışınlardır, iletişim araçlarında kullanılan elektromagnetik ışınlar mikro dalga bölgesindedirler



4.6.9 Ek 7: Spektroskopinin Bazı Uygulama Alanları

Elektromagnetik ışınım spektroskopisinin birçok uygulama alanı vardır. Örneğin, astronomide, Dünyanın dışındaki gök cisimlerinin yapıları, yoğunlukları, basınçları, sıcaklıkları, hızları, içerdikleri gazlar, magnetik alanları, vb. bir çok özelliği hakkında bilgiler çeşitli spektroskopi incelemeleri ile elde edilir. Benzer olarak kimyada atomların ve moleküllerin karakterize edilmesinde elektromagnetik spektroskopi temel öneme sahiptir. Enerji sırasına göre spektroskopi uygulamaları aşağıdaki biçimde özetlenebilir. Spektroskopi hakkında deyaylı bilgi edinmek için **http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/teachers/lessons/xray_spectra/background-spectroscopy.html** internet adresinden yararlanılabilir.

- *Gamma ışını spektroskopisi:* Yüksek enerjili gama ışınları ile uyarılan atom çekirdeklerinin farklılıklarının incelenmesi, çekirdek fiziği, yüksek enerji fiziği;
- *X ışını spektroskopisi:* X-ışını spektrumlarına göre evrendeki yıldızların çeşitli özelliklerinin incelenmesi, CHANDRA gözlemevi teleskopu(bkz. **http://chandra.harvard.edu/index.html**);

- *Optik spektroskopi:* Yıldızlarda içerilen farklı gazların, görünür spektrum çizgilerine göre sınıflandırılması; yarı iletkenlerin karakterize edilmesi; Raman spektroskopisi uygulamaları (bkz. **www.kosi.com/raman/resources/appnotes/index.asp**); kimyasal atomların görünür spektrum çizgilerine göre sınıflandırılması
- *Kızılötesi spektroskopi:* Kızıl ötesi spektrumlarına bakarak kimyasal moleküllerin ve bileşiklerin tanımlanması; Kızıl ötesi ışınlara duyarlı dedektörlerle farklı cisimlerin sıcaklıklarına göre tanımlanması; Vücut sıcaklığına duyarlı kızıl-ötesi görüş sistemleri
- *Mikrodalga spektroskopisi:* Radyo teleskopları; mikrodalga ve daha uzun dalga boylu elektromagnetik ışınlarla iletişim sistemlerinin kullanılması: televizyon, radyo yayınları, cep telefonları, radarlar

5 Fotoelektrik Olay

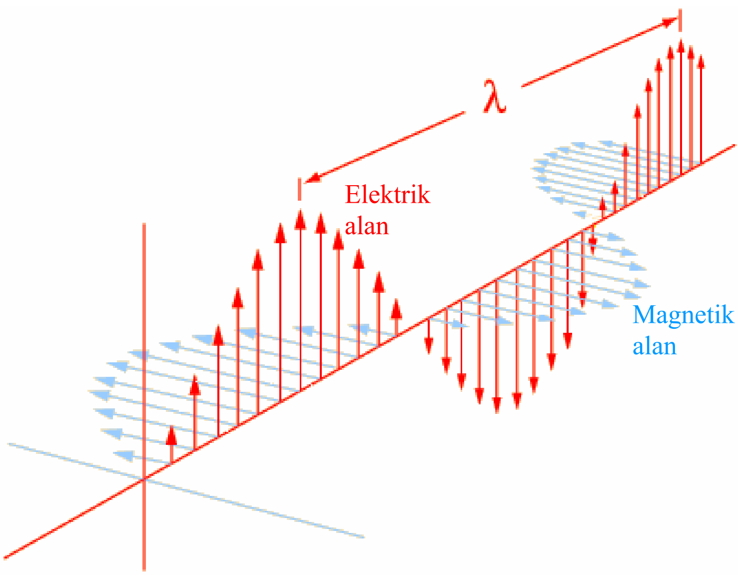
5.1 Amaç

Einstein'in fotoelektrik olay ile ilgili varsayımının deneysel olarak sınanması, fotoelektrik olayı kullanarak Planck sabitinin ve metal yüzeyin iş fonksiyonunun değerinin belirlenmesi.

5.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

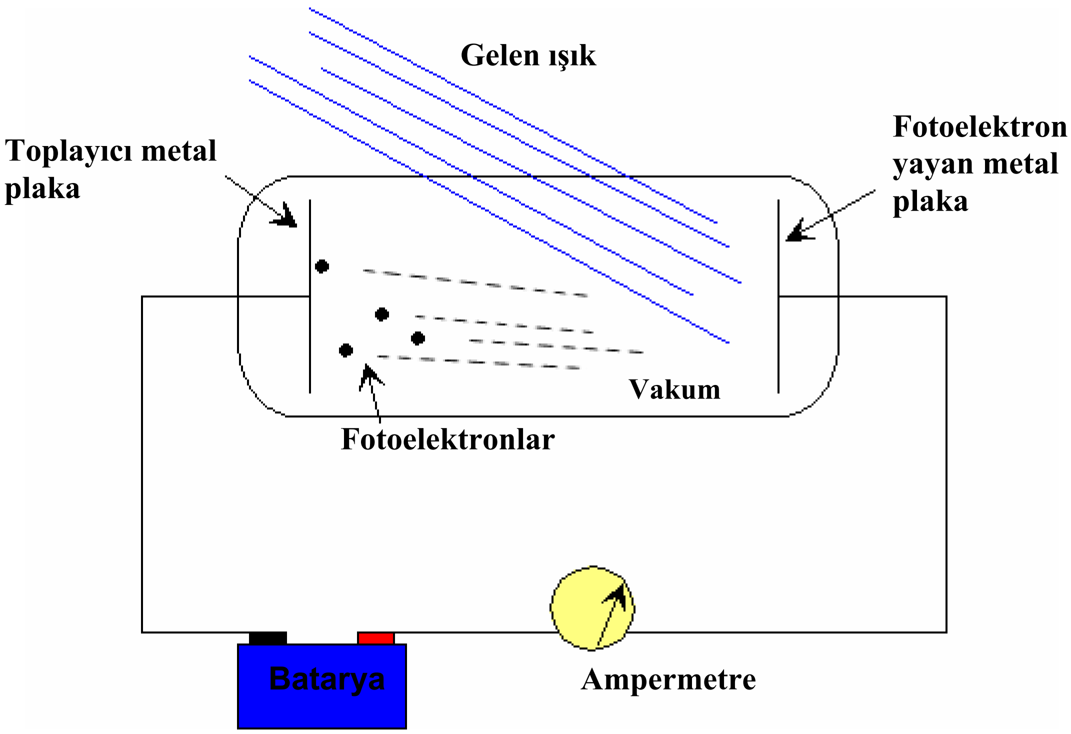
Fotoelektrik olay ilk kez 1887 yılında H. Hertz tarafından gözlenmiştir. Hertz em dalgalar üzerinde deney yaparken, katotla anot arasında hava boşluğunda oluşan elektrik arklarının, katot üzerine morötesi ışık gönderildiğinde daha kolay oluştuğunu farketti. Bu gözlemin üzerinde Hertz'in kendisi fazla durmadı. Ancak başka fizikçiler bu olayı anlamaya çalıştılar. Kısa zamanda bu olayın sebebinin, katot üzerine gelen ışığın frekansı yeterince yüksek olduğunda katotdan elektron yayımlanması olduğu anlaşıldı. Böylece ışığın, metal bir yüzeyden elektron sökme etkisine sahip olduğu anlaşılmış oldu. Biz bu etkiye **fotoelektrik olay (etki)** diyoruz. Işık tarafından sökülen elektronlara da **fotoelektronlar** adını veriyoruz.

Işığın metal bir yüzeydeki elektronları sökücü bir etkiye sahip olması, ışığın klasik em dalgalar teorisi ile açıklanabilen bir olgudur. Bunun için, em dalgaların birbirlerine dik doğrultularda salınan elektrik ve magnetik alanlardan oluştuklarını düşünmemiz yeterlidir (şekil 5.1). EM dalganın elektrik alanı yüklü bir parçacık olan elektrona $e\vec{E}$ şeklinde bir kuvvet uygular. Burada $\vec{E}$ elektrik alanı ve e elektronun yükünü göstermektedir. Bu kuvvetin neden olduğu itme nedeni ile bir elektron metal bir yüzeyden sökülebilir. Bu sebeple fotoelektrik olay başlangıçta fizikçileri çok şaşırtmamış ve bu olayın klasik fizik ile açıklanabilir olduğu düşünülmüştür. Ancak fotoelektrik olaya ilişkin yapılan daha detaylı deneyler, bu etkinin klasik fizik ile açıklanmasının mümkün olmadığını göstermiştir.



Şekil 5.1 Işığın elektromagnetik dalga modeli

1902 yılında P. E. A. Lenard metal plakadan ışık tarafından sökülen fotoelektronların enerjilerinin plakaya gelen ışığın şiddetine nasıl bağlı olduğunu belirlemeye yönelik deneyler gerçekleştirdi. Bu amaçla, ışık şiddeti ayarlanabilir karbon ark lambası kullanarak metal bir plakayı aydınlattı. Plakadan yayılan fotoelektronları ikinci bir metal plaka kullanarak toplayan Lenard, toplayıcı plakayı bir bataryanın katoduna bağladı (şekil 5.2). Böylece toplayıcı plaka negatif yüklenmiş ve fotoelektronlar ile toplayıcı plaka arasında bir itme meydana gelmiş oldu. Bu durdurucu potansiyel engeli nedeni ile fotoelektronların tümü kolayca toplayıcı plakaya ulaşamazlar. Ancak kinetik enerjileri bu durdurucu potansiyel engelini aşacak büyüklükte olan fotoelektronlar toplayıcı plakaya ulaşabilir. 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 düzeneği kabaca şekil 5.2'de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi toplayıcı plaka bir tel ile bir ampermetreye bağlanmıştır. Toplayıcı plakaya ulaşan fotoelektronlar bir akıma neden olurlar ve bu akım ampermetre ile ölçülebilir. Böylece toplayıcı plakaya ulaşan fotoelektronlar ampermetre yardımıyla belirlenebilir.



Şekil 5.2 Lenard'ın fotoelektrik olayı incelemek için kurduğu deney düzeneğinin bir benzeri.

Lenard'ın deneyleri oldukça ilginç ve ışığın klasik em dalgalar teorisi ile açıklanamayacak sonuçlar içeriyordu. Lenard şaşırtıcı bir şekilde ΔV durdurucu potansiyelinin metal plakaya gönderilen ışığın şiddetine bağlı olmadığını gördü. Oysa ışığın klasik em dalgalar teorisine göre, ışığın şiddeti arttıkça metal yüzeydeki elektronları ivmelendiren elektrik alanın değeri de artar. Bu ise fotoelektronların kinetik enerjilerinin artması demektir ki bu öngörü deney sonuçları ile uyumlu değildir. Deneylerini daha da detaylandıran Lenard, farklı renge sahip ışık kullanarak deneyini tekrarladı. Bulduğu sonuçlar ilginçti. Fotoelektronların kinetik enerjisi ışığın rengine bağlıydı. Yüksek frekanslı ışık kullanıldığında fotoelektronların kinetik enerjileri de büyük oluyordu. Lenard'ın deney sonuçları şöyle özetlenebilir:

1) **Metal yüzeylerin ışığın fotoelektrik etkisi sonucu elektron yayıp yayamayacakları, gönderilen ışığın frekansına bağlıdır. Metalden metale değişen bir frekans eşiği vardır ve ancak frekansı bu eşik değerden büyük olan ışık bir fotoelektrik olay oluşturur.**

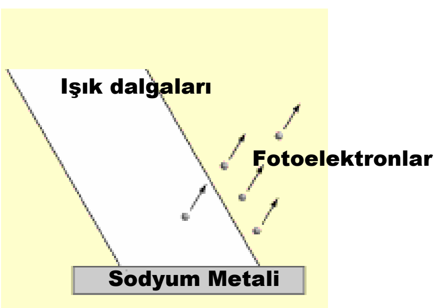
2) **Fotoelektronların meydana getirdiği akım, eğer ışığın frekansı eşik değerden büyükse, ışığın şiddetine bağlılık gösterir. Işığın şiddeti arttıkça akım da artar.**

3) **Fotoelektronların kinetik enerjisi ışığın şiddetinden bağımsız olup gelen ışığın frekansı ile doğru orantılı olarak artar.**

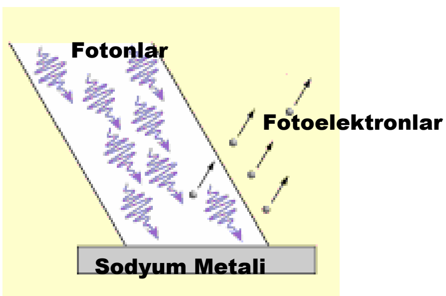
Işığın klasik em teorisi ile açıklanamayan bu deney sonuçları 1905 yılında A. Einstein tarafından açıklandı. Einstein devrimci bir yaklaşımla, ışığın enerjisinin klasik teoride öngörüldüğü gibi dalga cepelerine dağılmış sürekli bir enerji dağılımı şeklinde değil de belirli paketciklerde toplanmış olduğunu öngördü. Einstein bu öngörüde bulunurken Planck'ın siyah cisim radyasyonunu açıklamak için kullandığı varsayımdan ilham aldı. Planck 1900 yılında siyah cisim radyasyonunun doğasını açıklamak için, bir kovuk içerisindeki duran em dalga kiplerinin enerjilerinin,

$$E_n = nh\nu \qquad (5.1)$$

şeklinde kuantumlu olduğunu varsaymıştı. Bu formülde n bir pozitif tam sayı, ν em dalganın frekansı ve h Planck tarafından önerilen ve "Planck sabiti" olarak bilinen bir sabittir. Einstein, Planck'ın varsayımının yalnızca duran em dalgalar için değil tüm em dalgalar için geçerli olduğunu varsaydı. Einstein'in varsayımına göre ışık, hν enerjili kuantumlardan meydana gelmiştir. Biz bugün ışığın kuantumlarına **foton** adını veriyoruz. Bir ışık demetinin enerjisi $E = nh\nu$ şeklinde verilir. n sayısı demetin kaç tane foton içerdiğini gösterir ve ışık demetinin şiddetini bu sayı belirler. Bu durumda tek bir fotonun enerjisini yalnızca **frekansı** belirleyecektir. Bu varsayım ile Lenard'ın deney sonuçlarını açıklamak mümkündür. Şekil 5.3'de bir sodyum metali üzerine gönderilen ışık görülmektedir. Şekil 5.3-(a)'da ışık klasik em teorideki gibi sürekli enerji akışı biçiminde resmedilmiştir. Böyle kabul edildiğinde Lenard'ın deney sonuçları açıklanamaz. Şekil 5.3-(b)'de ise Einstein'in varsayımı dikkate alınmış ve ışık, fotonlardan oluşan kesikli enerji akışı olarak düşünülmüştür.



Şekil 5.3-(a)



Şekil 5.3-(b)

Einstein'in varsayımı ünlü Amerikalı deneysel fizikçi R. A. Millikan tarafından uzun yıllar yanlışlanmaya çalışılmıştır. Millikan, Einstein'in varsayımına, ışığın klasik em 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'nin varsayımına dayanarak Planck sabitini yüksek bir hassasiyetle ölçmeyi başarmıştır. Millikan'ın fotoelektrik olay ile ilgili deneysel çalışmaları Einstein'nin varsayımını kanıtlayan önemli çalışmalardan biridir. Bu çalışmalar, Nobel komitesi tarafından Einstein'nin fotoelektrik olay ile ilgili varsayımını doğrulayan yeterli bir kanıt olarak görülmüş ve Einstein'e 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 gerçektende Lenard ve Millikan'ın fotoelektrik olay ile ilgili elde ettikleri deneysel sonuçları başarı ile açıklamaktadır. Bir fotonun enerjisini $h\nu$ olarak aldığımızda bir fotonun metal yüzey tarafından soğurulması, metaldeki bir elektronun enerjisini $h\nu$ kadar arttırır. Enerjisi artan elektronlar hemen metal yüzeyden ayrılamazlar çünkü elektronları metal yüzeye bağlayan bir potansiyel enerji mevcuttur bu nedenle elektronu metal yüzeyden ayırmak için W kadarlık bir iş yapmak gerekir. Elektronun enerjisi $h\nu$ kadar arttığında bu enerjinin W kadarlık kısmı elektronu metalden ayırmaya harcanmalıdır. W 'ya **metalin iş fonksiyonu** denir ve değeri metalden metale değişir. $h\nu<W$ ise elektron sökümü olmayacak, fakat $h\nu>W$ ise söküm olacak ve geriye kalan $h\nu$-W enerjisi ise elektronun kinetik enerjisi halinde kendini gösterecektir. Bu durumda fotoelektronun kinetik enerjisi,

$$\mathrm{KE}=h\nu-\mathrm{W} \tag{5.2}$$

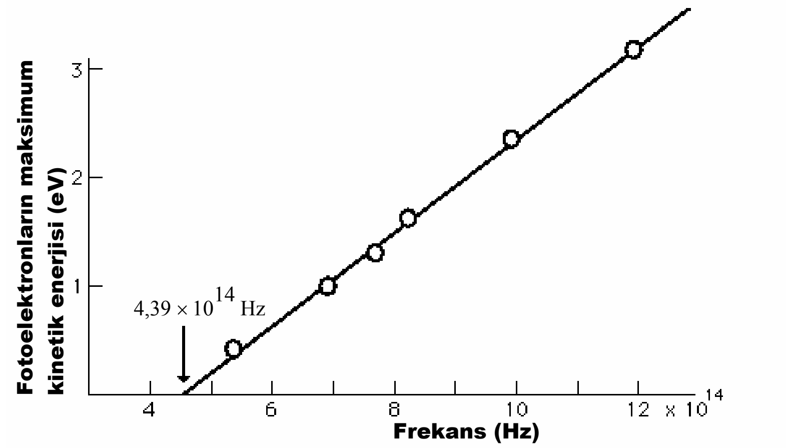
olarak yazılabilir. **Görüldüğü gibi fotoelektronun kinetik enerjisi yalnızca ışığın frekansı ile doğrusal bir bağlılık gösterir.** Metal için eşik frekansı ise,

$$\nu_0=\frac{\mathrm{W}}{h} \tag{5.3}$$

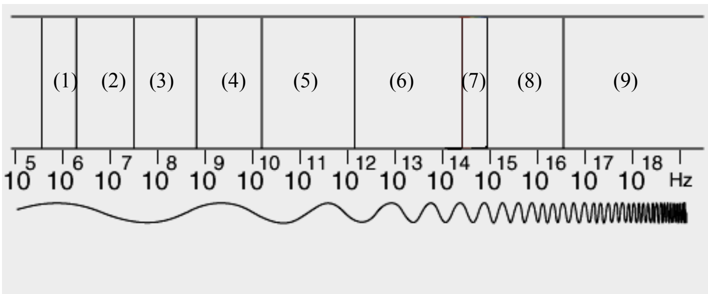
şeklinde olacaktır. Bu eşik frekansından daha düşük frekansa sahip fotonlar, metalden elektron sökemezler ve fotoelektrik olay meydana gelmez. Işık demetinin şiddeti arttığında artan yalnızca demetin içerdiği foton sayısıdır. Her bir fotonun enerjisinde ise bir değişiklik meydana gelmez. Bu durumda metal yüzeyden daha fazla sayıda fotoelektron sökülecek ancak bu fotoelektronların kinetik enerjileri değişmeyecektir.

Fotoelektronların kinetik enerjileri ile ışığın frekansı arasındaki ilişkinin doğrusal olduğu (5.2) bağıntısından görülmektedir. Eğer fotoelektronun kinetik enerjisinin fotonun frekansına göre grafiği çizilirse, grafiğin bir doğru verdiği görülür. Bu grafiğin eğimi Planck sabitini ve grafiğin frekans eksenini kestiği nokta ν_0 eşik frekansını verir. Şekil 5.4'de 1916 yılında Millikan tarafından elde edilen verilere dayanılarak çizilmiş kinetik enerji-frekans grafiği görülmektedir. Grafik beklenildiği gibi doğrusaldır ve grafiğin eğiminden Planck sabiti $h=4{,}16\times10^{-15}\,eV.s$ olarak bulunur. Bu değer Planck sabitinin günümüzde bilinen değeri olan $h=4{,}1356675\times10^{-15}\,eV.s$'den sadece % 0,7 kadar farklıdır. Grafikten eşik frekansı ise $\nu_0=4{,}39\times10^{14}$ Hz olarak okunur.

Soru: Bu eşik frekansı için metalin iş fonksiyonu ne olmalıdır ?

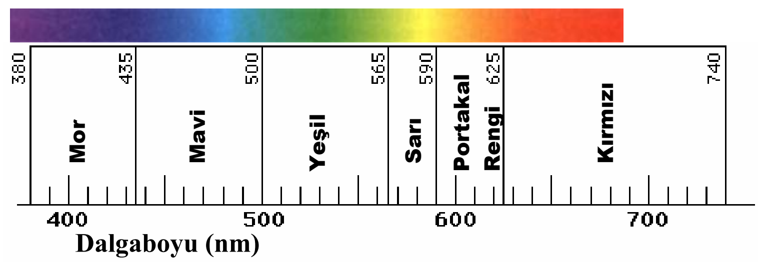


Şekil 5.4 Fotoelektronların maksimum kinetik enerjisinin foton frekansına göre grafiği



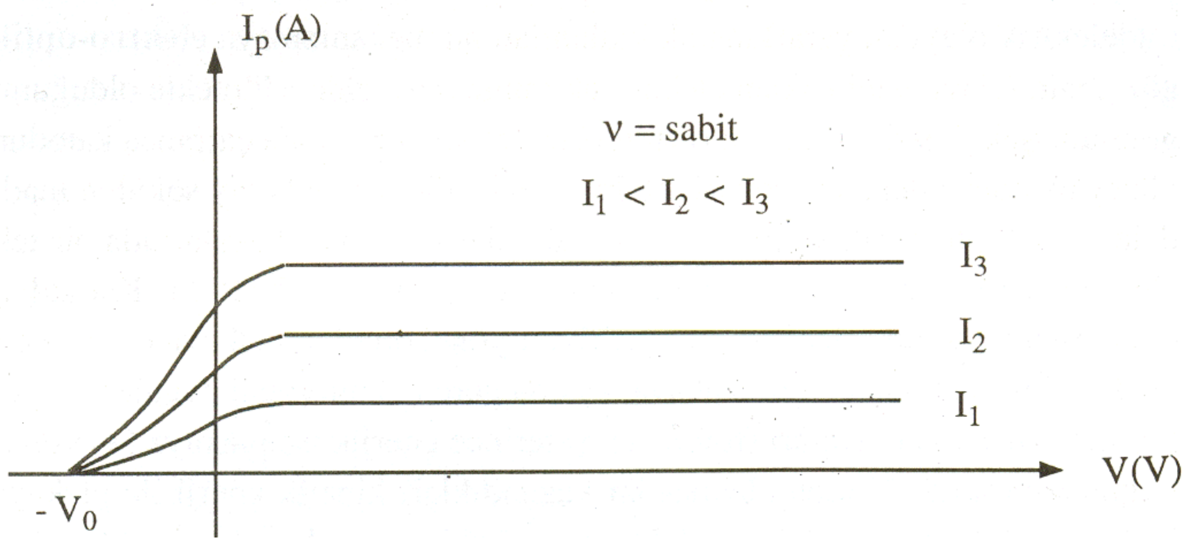
Şekil 5.5 EM dalgaların spektrumu

(1) : AM radyo
(2) : Kısa dalga radyo
(3) : Televizyon, FM radyo
(4) : Mikrodalgalar, radar
(5) : Milimetre boylu dalgalar, telemetri
(6) : Kızılaltı
(7) : Görünür ışık
(8) : Ultraviyole
(9) :X ışınları , γ ışınları



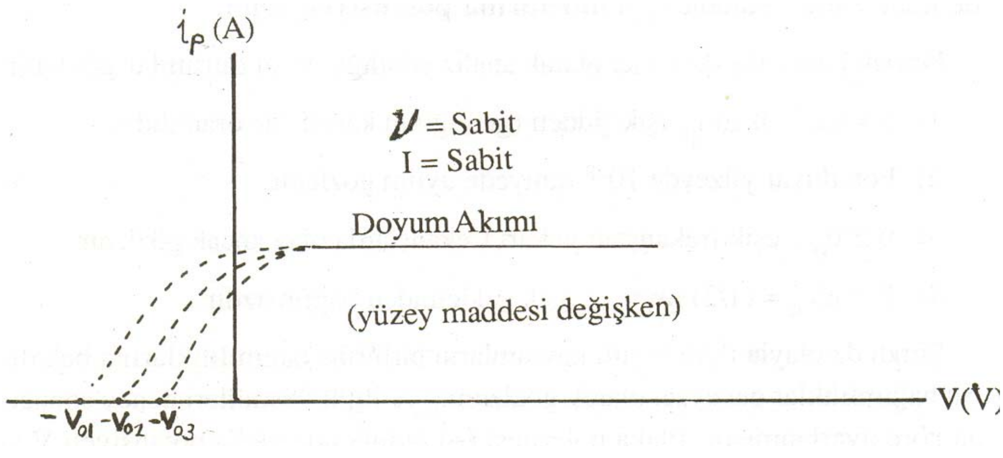
Şekil 5.6 EM spektrumun görünür bölgesi ve renkler

Eğer gönderilen ışığın frekansı sabit tutulup, plaka gerilimi değiştirilirse ve plaka akımı ölçülürse şekil 5.7' deki grafik elde edilir. Burada $I_3>I_2>I_1$ olmak üzere üç farklı ışık şiddeti için $I_p=f(V)$ bağımlılığı görülmektedir. Katot yüzey maddesi aynı olduğundan her üç ışık şiddeti için de durdurucu gerilim aynıdır.



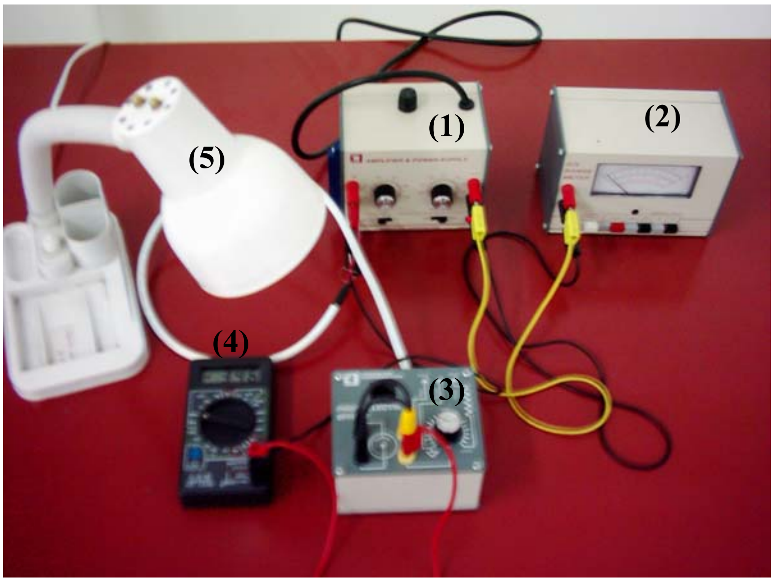
Şekil 5.7 Sabit frekans ve farklı ışık şiddetlerinde plaka akımının hızlandırıcı potansiyele bağımlılığı

Gönderilen ışığın frekansını ve şiddetini sabit tutup katotun yüzey maddesini değiştirerek deney yapılırsa şekil 5.8' deki gibi bir grafik elde edilir. Bu durumda üç farklı durdurma potansiyeli beklenmelidir.



Şekil 5.8 Sabit frekans, sabit akım ve değişken yüzey maddesi için I_p=f(V) grafiği

5.3 Deneyin Yapılışı



Şekil 5.9 Fotoelektrik olay deney seti

5.3.1 Gerekli Deney Malzemeleri :

4- Güç kaynağı ve Yükseltici.
5- Multimetre.
6- Fotoelektrik Olay Modülü.
7- Voltmetre.
8- Tungusten fitilli lamba.
9- Renkli Filtreler.

Bu deneyde kullanılan cihazlardan bazılarının işlevlerini kısaca özetleyelim:

Fotoelektrik Olay Modülü: Bu modül, fotoelektrik olayının gerçekleşeceği fototüpü içermektedir. Fototüp şekil 5.2'dekine benzer havası boşaltılmış bir tüp içerisinde iki metal yüzeyden oluşur. Bu metal yüzeylerden bir tanesi fotoelektrik olayın gerçekleştiği yüzeydir. Işık bu yüzeyden fotoelektronları söker. Diğer metal yüzey fotoelektronları toplamak için kullanılır. Fotoelektrik olay modülü fototüpün sadece belirli bir aralıktan ışık görmesine izin verecek şekilde tasarlanmıştır. Bunun için modül üzerinde sadece bir bölgeden ışık girmesine izin verecek şekilde bir delik vardır. Bu delik üzerine renkli filtreler koymak sureti ile fototüpe gelen ışığın frekansı kontrol edilebilir. Modül üzerinde, fototüpteki metal yüzeyler arasındaki gerilimi kontrol etmek için kullanılan bir düğme bulunur. Düğmeyi saat yönünde çevirmek sureti ile fotoelektronları durdurmak için uygulanan gerilim artırılabilir. Ancak modül güç kaynağı ile beslenmediği sürece bu düğme çalışmayacaktır.

Güç kaynağı ve Yükseltici: Adından da anlaşılacağı üzere bu cihaz iki farklı amaçla kullanılır. İçerisinde hem bir düzenli güç kaynağı hem de bir yükseltici mevcuttur. Cihazın sol alt kısmındaki -6 V yazan beyaz çıkış ucundan uygulanan -6V sabit gerilim ile fotoelektrik olay modülü beslenir. Cihazın sol yanında bulunan "Gain" yazılı düğme ile fototüp üzerinde fotoelektronların neden olduğu akım nedeni ile meydana gelen gerilim farkı yükseltilerek multimetre'ye gönderilir. Böylece fotoelektronların meydana getirdiği küçük akımları 100 kata kadar artırmak mümkün olur. Cihazın sağ yanında DC OFFSET yazan bir düğme bulunmaktadır. Bu düğmeyi çevirmek sureti ile yükselticiden çıkan çıkış gerilimine - 6 V – +6 V aralığındaki offset gerilimi eklenir. Böylece fototüp üzerine hiç ışık gönderilmediğinde, DC OFFSET düğmesini kullanmak sureti ile multimetre'den okunan değer sıfır olacak şekilde ayar yapılabilir.

Not : Fototüp üzerine hiç ışık gönderilmediğinde dahi plakalar arasında hareket eden ve akıma neden olabilecek elektronlar bulunabilir. Bu elektronlar ısı enerjileri nedeni ile metal yüzeyden kopan elektronlardır.

Renkli Filtreler: Deneyde kırmızı, yeşil ve mavi renkli üç farklı filtre kullanılacaktır. Bu filtreler tungusten fitilli lambanın ışığını sırası ile 600 nm, 530 nm ve 430 nm dalgaboyunda geçirirler. (Bu dalgaboylarının hangi renklere karşı geldiğini şekil 5.6'dan bulunuz.)

Deneyin yapılışı sırasında şu adımlar izlenir:

1- Şekil 5.9'da gösterilen deney düzeneğini kurun. (Görevli hocalarınızdan deney düzeneğinin kurulması sırasında yardım alabilirsiniz.) Cihazların kapalı ve üzerlerindeki düğmelerin 0 konumunda olduğundan emin olun.

2- Güç kaynağı ve yükseltici'yi açınız ve üzerindeki DC – AC yazan düğmeyi DC konumuna getiriniz. Multimetre üzerindeki 1 Volt (100 μA) yazan düğmeye basınız.

3- Fotoelektrik olay modülü üzerindeki deliği ışık geçmeyecek şekilde kapatınız. Yükselticinin DC OFFSET yazan düğmesini çevirerek multimetreden okunan değeri sıfır yapınız.

4- Mavi renkli filtreyi fotoelektrik olay modülü üzerindeki deliğin üzerine koyunuz. Tungusten lambayı açınız ve ışığın doğrudan filtreye gelmesini sağlayınız. Böylece filtreden geçen tek renkli ışık fototüpe ulaşacak ve fotoelektrik olay meydana getirecektir. Fotoelektronların oluşturduğu akım multimetreden okunan değerlerde bir artma şeklinde kendini gösterecektir.

5- Tungusten lambayı filtreye doğru yaklaştırıp uzaklaştırınız. Multimetreden okunan değerlerde nasıl bir değişiklik oldu? Gözlemleyiniz.

6- Fotoelektrik olay modülü üzerindeki gerilim kontrol düğmesini saat yönünde çevirerek fotoelektronların toplayıcı plakaya ulaşmalarını engelleyen durdurucu gerilimin değerini artırınız. Multimetreden okunan değer sıfır olduğunda durunuz. Böylece, fotoelektronların oluşturduğu akım kesilmiş olur. Voltmetreden bu durdurucu gerilimin değerini okuyunuz ve kaydediniz.

7- 3, 4 ve 6 adımlarını 5 kez tekrar ediniz. Elde ettiğiniz durudurucu gerilim değerlerini ve bu değerlerin ortalamasını tablo 5.1'e yazınız.

8- Mavi filtre için 3 – 7 adımları ile tarif edilen işlemleri, yeşil ve kırmızı filtreler için de gerçekleştiriniz ve tablo 5.1'i doldurunuz.

Not : Tablo 5.1'in doldurulması sırasında durdurucu gerilimin her ölçümünden önce mutlaka 3 adımını tekrarlayınız. Aksi halde yükseltici çıkışındaki sürüklenmeler sebebi ile ölçümleriniz hatalı çıkabilir.

9- Her farklı renkli filtre için tungusten lambanın filtreden olan uzaklığını birkaç kez değiştirerek durdurucu gerilimin değerinin değişip değişmediğini gözlemleyiniz.

10- Tablo 5.1'deki veriler yardımıyla, fotoelektronların maksimum kinetik enerjisinin foton frekansına göre grafiğini çiziniz. Bu grafiğin eğiminden Planck sabitinin değerini belirleyiniz. Grafiğin frekans eksenini kestiği nokta yardımıyla eşik frekansını ve deneyde kullanılan metalin iş fonksiyonunu hesaplayınız.

Tablo 5.1 Farklı renkteki filtreler için durdurucu gerilim değerleri

	Mavi Filtre (λ = 430 nm)	Yeşil Filtre (λ = 530 nm)	Kırmızı Filtre (λ = 600 nm)
ΔV_1			
ΔV_2			
ΔV_3			
ΔV_4			
ΔV_5			
ΔV_{ort}			

5.4 Deneyin Yorumlanması

Elde ettiğiniz deney sonuçları Lenard'ın deney sonuçları ile uyumlu mu ? Lenard'ın deney sonuçlarından hangilerini elde etmeyi başardınız ?

Planck sabitinin deneyden bulduğunuz değeri günümüzde bilinen $h = 4{,}1356675 \times 10^{-15}\, eV.s$ değerine ne kadar yakın ? Hata yüzdesini hesaplayınız. Sonucunuzu Millikan'ın sonucu ile karşılaştırın. Eğer Planck sabiti için elde ettiğiniz değerin, sabitin bugün bilinen değerine yeterince yakın olmadığını düşünüyorsanız (hata yüzdesi büyük ise) sebepleri neler olabilir ? Sizce deney hatalarını nasıl küçültebilirsiniz ?

Yapmış olduğunuz deneyde fotoelektrik olayın meydana gelmesi için gerekli olan eşik frekansının değeri nedir ? Bu eşik frekansına sahip olan ışık, em dalga spektrumunun hangi bölgesinde yer alır ? (Şekil 5.5 ve 5.6'dan yararlanabilirsiniz.)

Tungusten lambayı filtreye doğru yaklaştırıp uzaklaştırdığınızda filtreden geçen ışık demeti ile ilgili hangi parametre değişir ? Bu durumda, multimetreden okunan değerlerde meydana gelen değişiklik Einstein'nin fotoelektrik olaya ilişkin varsayımı ile açıklanabilir mi ? Açıklanabilir ise nasıl açıklanır ?

Tungusten lambanın filtreden olan uzaklığının değişmesi durdurucu gerilimin değerini değiştirir mi? Nedenleri ile açıklayınız.

Einstein'nin fotoelektrik olaya ilişkin varsayımına dayanarak, fotoelektrik olaya sebep olan ışığın frekansı ile durdurucu gerilimin değeri arasında nasıl bir ilişki olmasını beklersiniz ? Elde ettiğiniz sonuçlar bu beklentinize uyuyor mu ?

Sonuç olarak, Einstein'nin fotoelektrik olay ile ilgili varsayımını yaptığınız deney ile doğruladığınızı düşünüyormusunuz? Açıklayınız.

5.5 Kaynaklar

Kitaplar:

Modern Fiziğin Kavramları *Arthur Beiser*

Kuantum Mekaniği I *Tekin Dereli & Abdullah Verçin*

Kuantum Fiziği (Berkeley Fizik Dersleri) *E. H. Wichmann*

Kuantum Fiziği *Erol Aygün & D. Mehmet Zengin*

İnternet Adresleri:

http://galileo.phys.virginia.edu/classes/252/photoelectric_effect.html

http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/grexp.html

http://nobelprize.org/physics

6 Elektronlarla İyonlaşma

6.1 Amaç

Bu deneyde, elektrik alanda hızlandırılan elektronlarla belirli bir gazın atomlarının çarpışması sağlanarak bu atomların iyonlaşma enerjisinin deneysel olarak hesaplanması amaçlanmıştır.

6.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

Bu deneyde, fotoelektrik deneyinde kullandığımız fototüpten farklı olarak gaz dolu fototüp kullanılır. Gaz dolu fototüpün akım-gerilim belirtgen eğrisi çizilerek gaz atomlarının iyonlaşma enerjisi bulunur.

Gaz dolu fototüpe bir ışın demeti gönderildiğinde ve hızlandırıcı bir gerilim uygulandığında akım-gerilim belirtgen eğrisinde başlangıçta fotoelektrik deneyindekine benzer bir düzlüğe ulaşır fakat bunu sert akım artışları izler. Bu artışlar, yeterince enerji kazanmış elektronların tüpteki gaz atomlarına çarparak iyonlaştırmasının sonucudur. Bu durumda serbest elektron ve iyon yoğunluğundaki artış, akım taşıyıcı sayısını dolayısıyla akımı artırır.

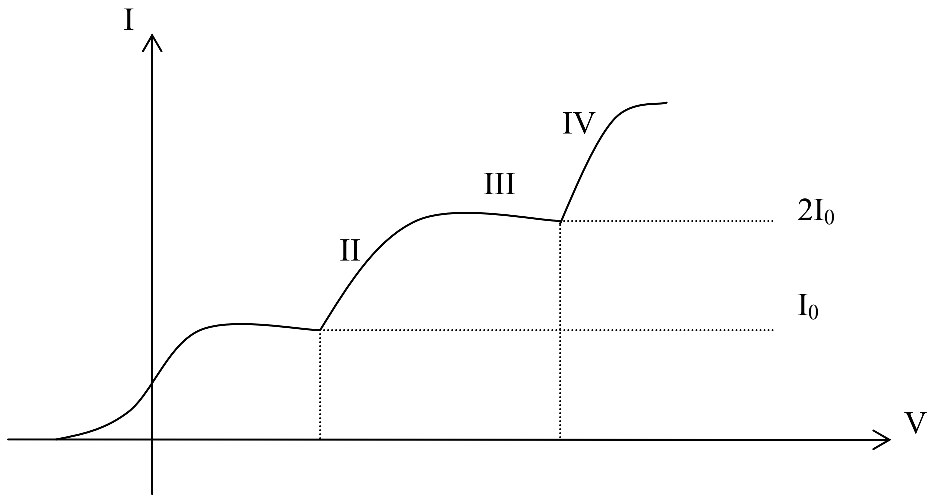
Gaz dolu fototüp için Şekil 6.1'deki akım-gerilim belirtgen eğrisi şu şekilde yorumlanır:

I- Düşük gerilimlerde gaz dolu fototüpün akım-gerilim belirtgen eğrisi boş fototüpün akım-gerilim belirtgen eğrisine benzer. Gerilimin küçük değerlerinde elektronlar anoda ulaşamazlar. Başka bir deyişle elektronlar gaz atomlarını iyonlaştıracak enerjiye sahip değillerdir. Belli bir gerilim değerinden sonra katottan sökülen her elektron anoda ulaşır ve birim zamanda taşınan elektron sayısı gerilimle değişmemeye başlar. Bu durumda akım, gerilimin artan değerlerine karşın sabit kalır.

II- V_A gerilim değerinden itibaren, elektronlar kazandıkları kinetik enerjiyle gaz atomlarına çarparak, gaz atomlarının iyonlaşmasını sağlarlar. Bu çarpışmadan sonra ortaya çıkan pozitif iyonlar katoda, negatif iyonlar(yani elektronlar) anoda hızlanırlar. Katoda çarpan pozitif iyonların enerjisi katottan elektron sökecek kadar büyük değildir.

III- Katottan sökülen her elektronun enerjisi gaz atomlarını iyonlaştıracak kadar büyüktür ve her fotoelektrona karşı anoda iki elektron ulaşır. Katoda çarpan pozitif iyonların enerjisi ise katottan elektron sökmeye yeterlidir ve bu sökülen elektronlara ikincil elektronlar denir. Ancak bu ikincil elektronların enerjisi gaz atomlarını iyonlaştıracak kadar büyük değildir ve akımda bir değişim gözlenmez.

IV- İlk elektronlar ve ikincil elektronlar gaz atomlarını iyonlaştıracak enerjiye sahiptir. Böylece ikinci bir gerilim eşiği oluşacaktır.



Şekil 6.1 Gaz dolu bir fototüp için akım-gerilim belirtgen eğrisi

6.3 Deneyin Yapılışı

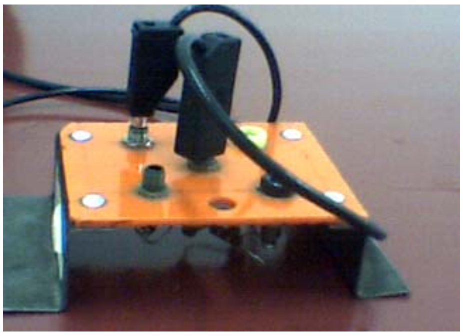
6.3.1 Gerekli Deney Malzemeleri:

İçi gaz dolu vakum lambası(fototüp), Güç kaynağı, Vakum tüplü voltmetre, masa lambası, fototüp kafesi, direnç, bağlantı kabloları(Şekil 6.1- Şekil 6.7).

Şekil 6.2 Elektronlarla iyonlaşma deney düzeneği

Şekil 6.3 Vakum tüplü voltmetre

Şekil 6.4 Güç kaynağı



Şekil 6.5 Direnç

Şekil 6.6 Fototüp

Şekil 6.7 Kafesli fototüp

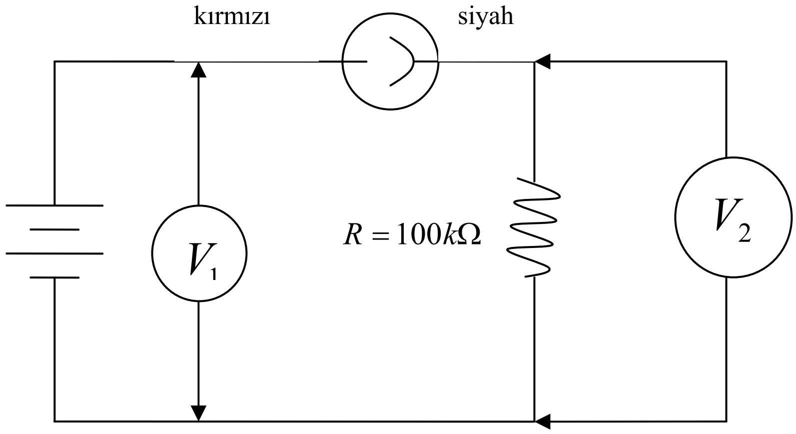
Şekil 6.8 Lamba ile aydınlatılan fototüp

<u>Uyarılar</u>

- **Deneyin yapılışına başlamadan önce laboratuar sorumlusunun deney düzeneğini kısaca tanıtmasını bekleyiz!**
- **Deneydeki ölçümlerin tamamlanması için öngörülen süre yaklaşık 60 dakikadır. Geriye kalan süre; ölçüm sonuçlarına ilişkin hesapların yapılması, Deney Raporu'nun kurallara uygun bir biçimde hazırlanması, elde edilen sonuçların tartışılması ve Soruların cevaplandırılması için yeterlidir;**
- **Deney grubundaki her bir öğrenci deneydeki ölçümlerin alınışından sorumludur;**

1. Laboratuar sorumlularının gözetiminde deney düzeneği kurulur(Şekil 6.9).
   a. Güç kaynağının COM ve (+) çıkışları kullanılacaktır(Şekil 6.4);
   b. ON konumunda güç kaynağı açılır;
   c. B+ düğmesi anot gerilimini ayarlamak için kullanılır;
2. Masa lambası Şekil 6.8 de gösterildiği biçimde fototüpün yanına getirilerek açık konuma getirilir;
3. Voltmetre LINE konumuna getirilerek açılır;
4. Voltmetrenin sıfır ayarı yapılır;
5. Voltmetrenin sabit ucu direncin üzerine takılır;
   a. V_1 =1 Voltluk giriş gerilimi için ayar yapılır;
   b. V_2 katot gerilimini ölçmek için voltmetrenin hareketli fototüpün kırmızı çıkış ucuna temas ettirilir ve okunan değer Çizelge 6.1 ' de yerine yazılır;

6. 5’inci adım giriş gerilimi 1 Voltluk artırımlarla 50 Volta kadar tekrarlanır ve okunan değerler Çizelge 6.1’ de yerine yazılır;
7. $I = \frac{V_2}{R}$ eşitliğine göre akım değerleri elde edilir ve grafiği çizilir;
8. Grafikten yararlanarak akımdaki sıçrama değerleri belirlenir ve atomun iyonlaşma enerjisi hesaplanır. Gazın iyonlaşma enerjisi biliniyorsa cinsi de belirlenebilir (Tablo 6.1).



Şekil 6.9 Elektronlarla iyonlaşma deneyi devre şeması

Çizelge 6.1 $V_1, V_2, V_1 - V_2$ ve I değerleri için örnek tablo

V_1(V)																								
V_2(V)																								
$(V_1 - V_2)(V)$																								
I (A)																								

Tablo 6.1 Elektronlarla iyonlaşma deneyi devre şeması

Gaz	İyonlaşma Enerjisi (eV)
Helyum	24,460
Neon	21,470
Argon	15,680
Kripton	13,930
Xenon	12,080
Radon	10,698

6.4 Deneyin Yorumlanması:

Deneyde yapılan hesapların sonuçlandırılmasında yararlı olacağından aşağıdaki soruları cevaplamaya çalışınız.

1. Anot gerilimi sıfırken katot akımı sıfır mıdır? Kısaca açıklayınız.
2. İyonlaşma enerjisi ile uyarılma enerjisi arasındaki farkı kısaca ifade ediniz.

6.5 Kaynaklar:

Bu deneyin hazırlanmasında aşağıdaki kaynaklardan yararlanılmıştır.

- F-355 Kuantum Fiziği Laboratuarı Kılavuzu(2004)

7 FRANCK-HERTZ Deneyi

Franck-Hertz deneyi iki ayrı deney seti ile yapılmaktadır.

7.1 Deney Seti 1

7.1.1 Amaç

- Civa (Hg) atomu için Franck-Hertz eğrisini elde etmek.
- Civa (Hg) atomunun belirgin enerji soğurmalarını gösteren ölçüm sonuçlarını yorumlamak.

7.1.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

1900'lü yıllarda Planck ve diğer bilim adamlarının çalışmalarıyla gelişmeye başlayan, Kuantum Mekaniği'nin hem ispatına yönelik hem de sonuçlarına yönelik yapılan deneysel çalışmalardan biri olarak ''***Franck-Hertz deneyi***'' bilim tarihindeki yerini almıştır. Deney Kuantum Mekaniği'nin en önemli varsayımlarından birini ispatlamak amacıyla, 1914 yılında J. FRANCK ve G. HERTZ tarafından yapılmıştır.

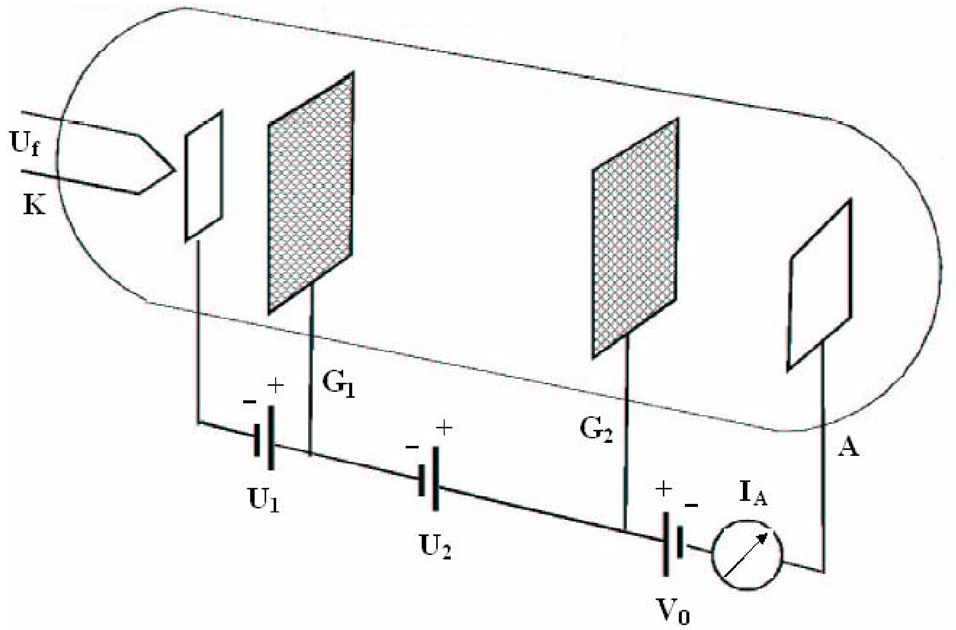
Deneyin amacı 'herhangi bir atomun kuantumlu enerji seviyelerini belirlemek' ten geçmektedir. Atomik yapı içinde çekirdeğin etrafında kararlı enerji seviyelerinde bulunan elektronların kararlı oldukları bu seviyeden, bir üst seviyeye çıkartılmaları için enerji verilmesi *Bohr postülalarından* biridir. Bu elektronların kısa bir süre sonra kararlı oldukları eski enerji seviyelerine geri döneceklerdir. Bu durumda:

a) Eğer uyarılan elektronların kararlı oldukları seviyelerine geri dönerken yayınlayacakları enerji bir şekilde ölçülebilirse, bu elektronların enerji seviyeleri tespit edilmiş olacaktır.

b) Eğer 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 metottan ikincisinin mantığı ile çalışan bir deneydir. Deneyde **Şekil 7.1**' de gösterilen ve Franck-Hertz tüpü olarak adlandırılan tüp kullanılacaktır.

Kesikli çizgiler kafesleri tasvir etmektedir. Kafesler arasındaki bölgede hızlandırılan elektronlar ile tüp içinde bulunan ve spektrumu incelenecek olan atomların çarpıştırılması sağlanır. $\mathbf{U_1}$ gerilimi katot ile birinci kafes $\mathbf{g_1}$ arasına uygulanmıştır. $\mathbf{U_1}$ gerilimi ile katottan sökülen elektronlar tarafından oluşturulan uzay yükündeki yüklerden kafes bölgesine geçecek olanların sayısı kontrol edilir. $\mathbf{U_2}$ gerilimi kafes bölgesine giren elektronların hızlandırılmasını sağlar. $\mathbf{V_0}$ gerilimi ise ***durdurucu potansiyel*** görevini görür.

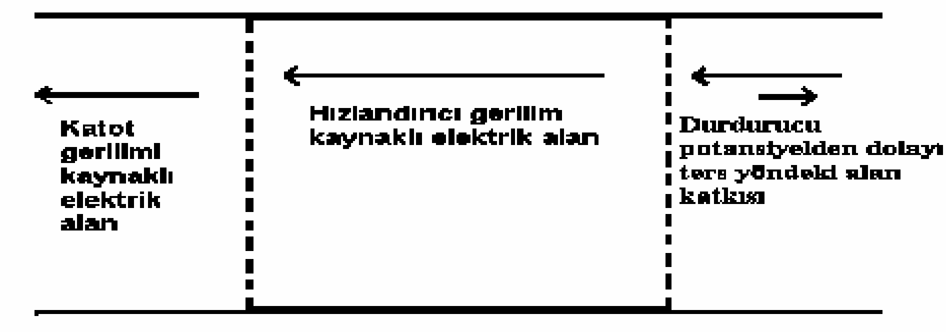


Şekil 7.1. Franck-Hertz tüpü

Katot 6,3 voltluk fitil gerilimi ile beslenir. Bu sebeple katot etrafında bir uzay yükünün oluşturulması sağlanır. Tüp içinde civa atomları ile çarpıştırılacak olan elektronlar bu elektronlardır. Bu elektronlar **U_1** gerilimi ile kontrol edilerek kafesler arasına gönderilir. **U_1** gerilimi genelde 0 volt değerinde tutulur. Seyrek olaraksa 0,5 ya da en fazla 1 volt değerine kadar yükseltilir.

Katottan sökülen ve sadece enerjisi yeterli olup ta birinci kafesi aşabilen elektronlar anoda ulaşmak eğilimindedirler. Bunun sebebi anot ve katot arasındaki potansiyel farkı dolayısı ile elektrik alandır. (bakınız Şekil 7.2) Birinci kafesi aşabilen elektronlar **U_2** geriliminin kontrolünde olan bölgeye ulaşmıştır. Bu bölgede elektronlar **U_2** gerilimi ile hızlandırılırlar. Elektronlar tarafından kazanılan bu enerji elektronların direkt olarak kinetik enerjilerinin artması demektir ve burada (7.1) bağıntısı geçerlidir.

$$1/2\ m\,V^2 = eU_2 \tag{7.1}$$



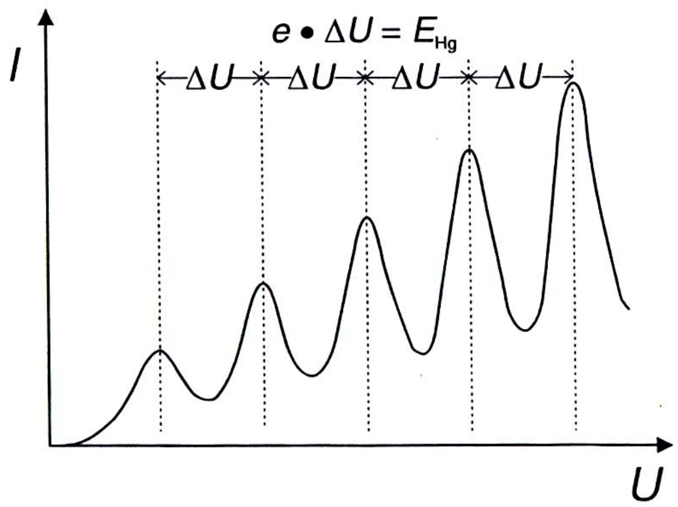
Şekil 7.2. Franck-Hertz tüpü içindeki elektrik alan vektörlerinin yönelimleri.

Bu gerilim altında hızlandırılan elektronlar civa (Hg) atomları ile çarpışacaklardır. Çarpışmaların yapısı düşünüldüğünde sadece iki tip çarpışma vardır. *Esnek* ve *esnek olmayan* çarpışmalar. *Esnek çarpışma*'da, çarpışmadan önceki ve sonraki momentumlar ile enerji korunur. *Esnek olmayan çarpışma'*da ise çarpışmadan önceki ve sonraki durumlar düşünüldüğünde sadece momentum korunur. *Enerjinin korunumu yine geçerlidir ancak dinamik açıdan kaybedilen ve sisteme verilen enerji parçacıkların hareketinde kendisini direkt olarak gösterir. Dinamik anlamda enerji korunmaz.*

Bu durumda $\mathbf{U_2}$ gerilimi altında hızlandırılan elektronlar ile civa atomlarının iki tür çarpışma yapması beklenir. Deneyde, artan $\mathbf{U_2}$ gerilimine karşın katottan sökülen ve anoda düşerek devreyi tamamlayacak olan elektronların oluşturacağı akım gözlenecektir.

O halde U_2 gerilimi arttıkça akımın da artması gerekir. Devreye bağlanan bir ampermetre yardımıyla bu artış direkt olarak gözlenir. $\mathbf{U_2}$ geriliminin artırılmasına devam edildiğinde elektronların ulaştığı enerji civa (Hg) atomunun iç yapısını bozacak şekilde olacaktır. Civa (Hg) atomunun bir elektronu, kendisine çarpan ve hızlandırılmış olan elektronun enerjisini alarak bir üst enerji seviyesine çıkar. Bu aşamada hızlandırılan elektron, enerjisinin çok büyük kısmını kaybetmiş olacaktır. Kaybedilen enerji bu elektronun hareketinde çok önemli değişikliklere yol açacaktır. Ancak kaybedilmiş enerji civa (Hg) atomuna hiçbir hareket özelliği kazandıramamış sadece elektronlarından birinin bir üst enerji seviyesine geçmesine neden olmuştur.

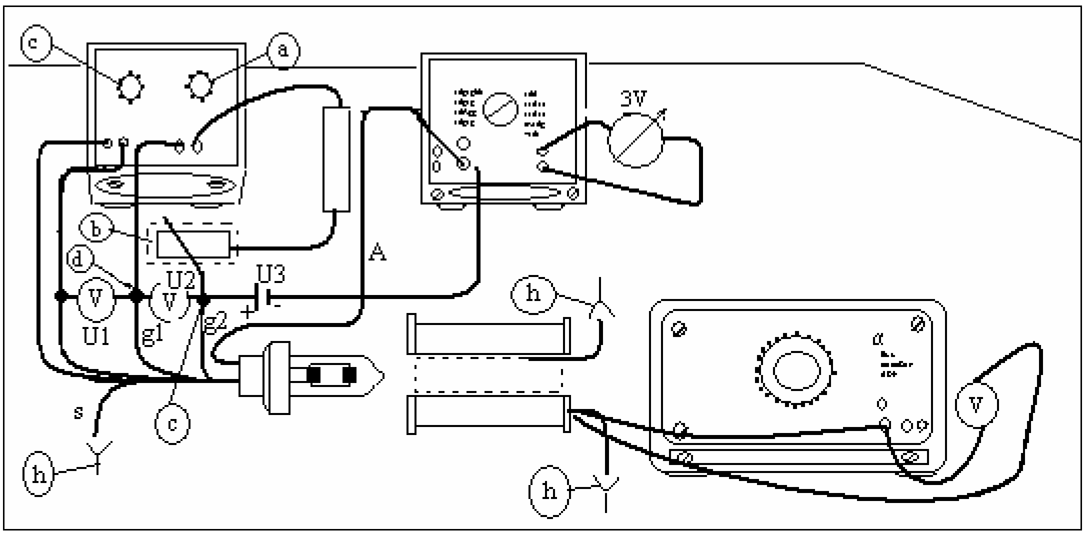
Kararlı olarak bulunduğu enerji seviyesinden bir üst enerji seviyesine çıkartılan elektron ise 10^{-8} saniye sonra karalı olarak bulunduğu enerji seviyesine geri dönecektir. Enerjisini kaybeden elektron ise yine anoda ulaşma çabası içinde olacaktır. Ancak 2. kafese ulaştığı anda $\mathbf{V_0}$ durdurucu potansiyelini hissetmeye başlayacak ve enerjisinin çok büyük bir kısmını kaybettiğinden durdurucu potansiyeli aşamayacaktır. Dolayısı ile bu elektron anoda ulaşamayacaktır ve akımda keskin bir düşüş gözlenecektir. $\mathbf{U_2}$ gerilimi artırılmaya devam edildiğinde akımda yine artma gözlenecektir. $\mathbf{U_2}$ gerilimi artırıldıkça elektrik alanlarının dengelenmesi de değişecek ve alanın *sıfırlandığı* bölge anoda doğru yaklaşacaktır. Bu bölge elektronlar ile civa (Hg) atomlarının çarpıştıkları bölgenin genişlemesi demektir. O halde $\mathbf{U_2}$ gerilimini artırmaya devam ettiğimizde civa (Hg) atomu elektronlarının ikinci kez uyarılması sağlanacaktır. Dolayısıyla akımda yine artma ve düşmeler gözlenecektir. Akım ile $\mathbf{U_2}$ gerilimi arasındaki ilişki Şekil 7.3.'de gösterilen grafik olarak elde edilir.



Şekil 7.3. Akım-U_2 grafiği

Grafikteki her tepecik civa (Hg) atomunun değerlik yörüngesinde bulunan bir elektrona aittir. Durdurucu potansiyelin etkisi, esnek ve esnek olmayan çarpışma bölgeleri anot akımında açıkça gözükmektedir.

7.1.3 Deneyin Yapılışı



Şekil 7.4. Franck-Hertz deney düzeneği

7.1.4 Gerekli Deney Malzemeleri:

Fırın, Franck-Hertz tüpü, güç kaynağı, voltmetre, potansiyometre

1. Şekil 7.4.'deki devre size hazır olarak verilecektir. Fırın içine Franck-Hertz tüpünü yerleştiriniz.

2. Fırın gerilimini multimetre yardımıyla 220 V a.c. gerilim değerine ayarlayınız. Bu gerilimi 5 dakika boyunca uyguladıktan sonra fırın gerilimini multimetre yardımıyla 90 V a.c. değerine ayarlayınız. Bu gerilim değerinin 10 dakika boyunca uygulanması gerekir.

UYARI: *CİVA ODA KOOŞULLARINDA SIVI OLAN BİR METALDİR. BU SEBEPLE FRANCK – HERTZ TÜPÜ SOĞUK DURUMDAYKEN F – H TÜPÜNE HERHANGİ BİR GERİLİMİN UYGULANMAMASI GEREKİR. UYGULANDIĞI TAKDİRDE KISA DEVRE MEYDANA GELECEK VE HEM SAĞLIĞI AÇISINDAN HEMDE TÜPÜN ÇALIŞMASI AÇISINDAN TEHLİKELİ DURUMLAR MEYDANA GELECEKTİR.*

3. (b) Potansiyometresini saat dolanımı yönünde tam olarak çeviriniz. 6,3 voltluk katot besleme gerilimini uygulayınız.

4. (a) Potansiyometresi ile U_2 gerilimini yavaşça 30 V değerine yükselttikten sonra tekrar (b) potansiyometresini 'sıfır' konumuna getiriniz.

5. Yaklaşık 1 dakikalık katot ısıtma işleminden sonra $\mathbf{U_2}$ gerilimini 0,5 volt aralıklarla artırarak her $\mathbf{U_2}$ değerine karşı gelen I akımı ölçümlerini alınız.

Not : *Akım ölçümü, akım değerleri çok küçük olduğundan 'Akım ölçümü yükseltici' si yardımıyla alınır. Bu nedenle gerçek akım değerlerinin bulunması için ampermetredeki değer ile 'Akım ölçümü yükseltici'sinin skala değerinin çarpılması gerekecektir. Bu sayede gerçek anot akımı elde edilmiş olacaktır.*

UYARI: *U_2 GERİLİMİ ARTIRILIRKEN ANİ AKIM YÜKSELMELERİ OLUYORSA BU F –H TÜPÜNÜN SOĞUK OLDUĞU ANLAMINA GELİR. BU SEBEPLE HEMEN U_2 GERİLİMİNİN 'SIFIR' DEĞERİNE GETİRİLMESİ GEREKİR.*

BU DURUMDA FIRIN GERİLİMİ 5 V ARTIRILARAK 5 DAKİKALIK BİR SÜRE İÇİN FRANCK–HERTZ TÜPÜNÜN ISITILMASI GEREKİR. BU İŞLEM YAPILDIKTAN SONRA 5 NUMARALI ADIMI İZLEYEREK DENEYE DEVAM EDİNİZ.

6. $\mathbf{U_1}$ = 0 için alınan bu ölçümlerden sonra $\mathbf{U_1}$ gerilimini 0.1 Volt aralıklarla artırarak 0.5 Volt değerine kadar aynı ölçümleri alınız. Sayısal olarak $\mathbf{U_1}$ = 0 ve $\mathbf{U_1}$ = 0.5 durumları arasındaki farkı belirleyiniz.

7. Ölçümler alındıktan sonra güç kaynaklarını sıfırlayınız ve tüm aletleri laboratuar sorumlularının gözetiminde kapatınız.

7.2 Deney Seti 2

7.2.1 Deneyin Yapılışı

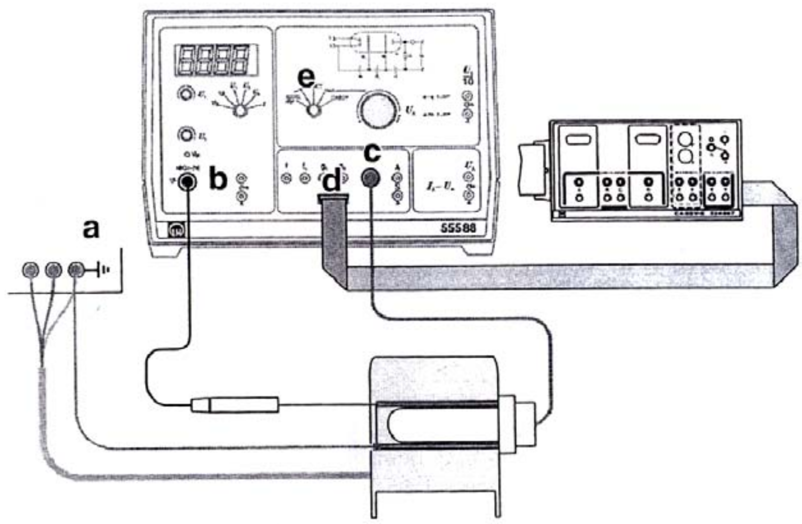
7.2.2 Gerekli Deney Malzemeleri:

Franck-Hertz tüpü, soket, fırın, Franck-Hertz kaynak birimi, sıcaklık sensörü

Şekil 7.5. deney düzeneğini göstermektedir. Deney seti kurulmuş olarak size verilecektir. Aşağıdaki adımlar bilgi verilmesi için yazılmıştır.

İlk aşamada yapılacaklar

- Franck-Hertz kaynak biriminin kapalı olduğundan emin olunuz. Kaynak biriminin arkasındaki 4 mm'lik güvelik soketleri (a) ile fırınının bağlantısını yapınız.
- Ek olarak bakır teli yeşil-sarı güvenlik soketine bağlayınız.
- Sıcaklık sensörünün DIN fişini, kaynak biriminin (b) soketine ve Franck-Hertz tüpünün DIN fişini kaynak biriminin (c) soketine yerleştiriniz.
- 14 kutuplu (d) bağlantı kablosu ve Franck-Hertz kaynak biriminin, CASSY ile bağlantısını kurunuz.



Şekil 7.5. Franck-Hertz deney seti 2'nin deney düzeneği

<u>Isıtma</u>

<u>Not:</u> *Eğer sıcaklık sensörünün ısı bağlantısı zayıf ise ölçülen fırın sıcaklığı çok düşük olacaktır ve dolayısıyla tüp çok fazla ısınacaktır.*

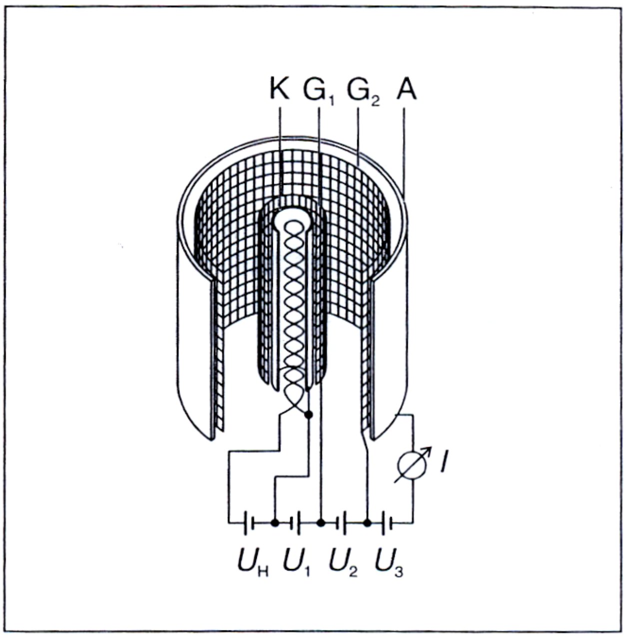
- Sıcaklık sensörünü, Franck-Hertz tüpüne hafifçe değecek şekilde olabildiğince iterek, fırının uygun yerine yerleştiriniz.
- "**Operating mod**" düğmesini (e) "**RESET**" durumuna getirin ve kaynak birimini açın (birkaç saniye sonra "**LED**" göstergesi yeşilden kırmızıya değişecektir).
- "**Default**" değerinin ϑ_S=180 ^oC olduğunu kontrol edip çalışma sıcaklığı bu değere ulaşıncaya kadar bekleyin ("**LED**" göstergesi kırmızıdan yeşile döndüğünde ϑ sıcaklığı maksimuma ulaşmış ve son değere doğru azalmaya başlamış demektir).

Not: *Eğer gösterge yanıp sönüyor ise sıcaklık ölçümünde bir problem var demektir.*

Bu deneyde ölçümler hem bilgisayar yardımıyla hem de öğrenci tarafından bire bir yapılabilir.

7.2.3 Verilerin bilgisayar yardımıyla ölçülmesi

ϑ_s, $\mathbf{U_1}$ ve $\mathbf{U_3}$ Franck-Hertz kaynak biriminden elle ayarlanırken $\mathbf{U_2}$ gerilimi **CASSY** veya **PC** yolu ile kontrol edilir. Bu amaçla yükselen gerilim $\mathbf{U_x}$ kaynak biriminin kontrol girişine uygulanır. En iyi sonuç için toplam ölçüm zamanını 60 saniye alınız.



Şekil 7.6. Franck Hertz tüpünün genel görüntüsü

Windows program grubu “**CASSY**”’de daha önce tanımlanmış olan ölçüm örneklerini yüklemek için “Franck-Hertz” ikonununa çift tıklayın ya da **fh.lhw** dosyasını file menüsünden açınız ve ölçümleri aşağıda gösterildiği gibi değiştiriniz.

New "Channels ->Inputs->Analog Input ...”
Input A
Quantity = Voltage UA, Range = 0 V ...10 V
Input D
Quantity = Voltage UD, Range = 0 V... 10 V

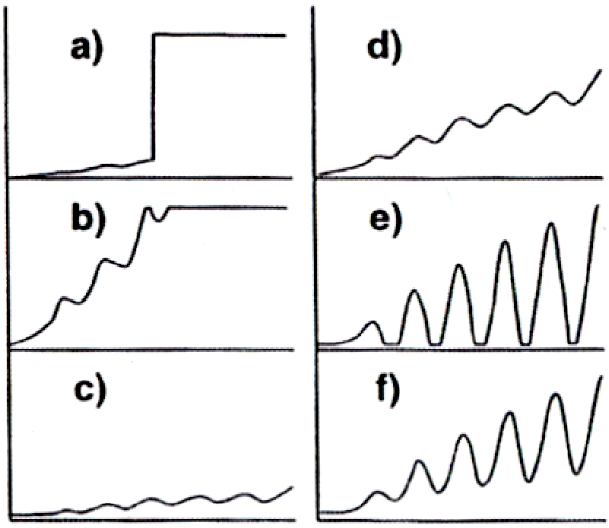
Menu "Channels -> Outputs -> Analog Output ...”
Output X
Quantity - Voltage UX,
Formula =3*(shift(t/60)-(t>60))

Menu “Channels -> Formula ..."
Quantity = Driving Potential
Symbol = UI, Unit = V,

Range = 0 V ... 5 V, Formula = UA
Quantity = Braking Voltage
Symbol = U3, Unit =V,
Range = 0 V ... 5 V, Formula = UD

7.2.4 Franck-Hertz eğrilerinin optimizasyonu

- Sürücü potansiyeli $\mathbf{U_1}$=1.5 V ve durdurucu potansiyeli $\mathbf{U_3}$=1.5 V olarak alınız ve çalışma modunu "**CASSY**" olarak seçiniz.
- Bilgisayarın klavyesinde "**DEL**" tuşuna basarak varolan ölçüm verilerini siliniz.
- "**Spacebar**" tuşuna basarak Franck-Hertz ölçüm verilerini kaydetmeye başlayınız ve "Ctrl+Space" ile kaydı durdurunuz.



Şekil 7.7. Elde edilebilecek eğri örnekleri

a) U_1'in optimizasyonu

Sürücü potansiyel $\mathbf{U_1}$'in yüksekliği elektron yayınım akımının artmasına sebep olur. Eğer Franck-Hertz eğrisi çok dik olarak yükseliyorsa akım, ölçüm yükseltecinin limit değerine $\mathbf{U_2}$=30 **V** olmadan ulaşacaktır ve dolayısıyla Franck-Hertz eğrisi kesilecektir (Şekil 7.7b). Bu durumda $\mathbf{U_1}$'i, eğrinin dikliği Şekil 7.7d'ye uygun oluncaya kadar azaltınız.

Eğer Franck-Hertz eğrisi çok düz ise toplayıcı akımı $\mathbf{I_A}$ bütün bölgelerde 5 nA'in altında kalıyor demektir (Şekil 7.7c). Bu durumda $\mathbf{U_1}$ gerilimini, eğrinin dikliği Şekil 7.7d'ye uygun oluncaya kadar artırın (maksimum 4.8 V). Eğer eğrinin şekli hala çok düz ise ϑ_s değerini düşürün.

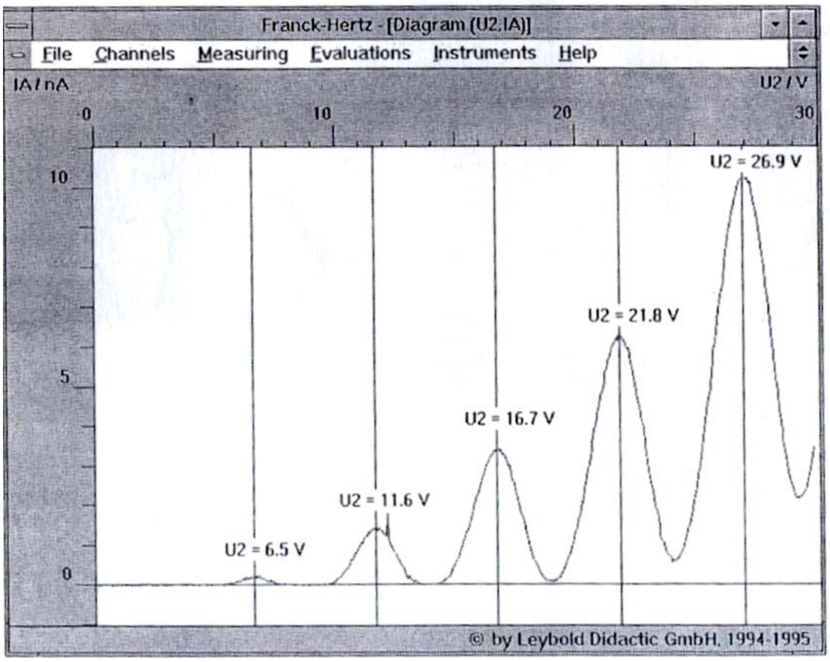
b) $\mathbf{U_3}$'ün optimizasyonu

Büyük durdurucu gerilim $\mathbf{U_3}$ Franck-Hertz eğrisinde belirgin maksimum ve minimumlar sağlar, buna karşın toplam kollektör akımı düşer. Eğer Franck-Hertz eğrisinde maksimum ve minimumlar belirgin değil ise (Şekil 7.7d) ilk olarak $\mathbf{U_3}$ durdurucu gerilimini, daha sonra $\mathbf{U_1}$ sürücü gerilimini Şekil 7.7f'deki forma ulaşıncaya kadar artırınız.

Eğer Franck-Hertz eğrisi Şekil 7.7e'deki gibi tabanda kesilime uğruyorsa sırasıyla ilk önce durdurucu gerilim **U_3**'ü ve sonra hızlandırıcı gerilim **U_1**'i azaltınız.

7.2.5 Deneyin uygulanması

- Mevcut ölçüm verilerini "**Del**" ile siliniz.
- Spacebar'a basarak Franck-Hertz eğrisinin kaydını başlatınız ve "**Ctrl+Space**" ile kaydı durdurunuz.
- Franck Hertz eğrisinin ilk maksimumunu işaretlemek için menü'de sırasıyla "**Evaluation→Set Marker→Vertical Line**" işlemlerini tıklayınız.
- Menüde sırasıyla "**Evaluation→Set Marker→Text**" işlemlerini tıklatınız.
- Kalan maksimumları da aynı şekilde işaretleyiniz.
- Menüde "**File→Save As**" ile verilerinizi farklı bir dosya adıyla kaydediniz.

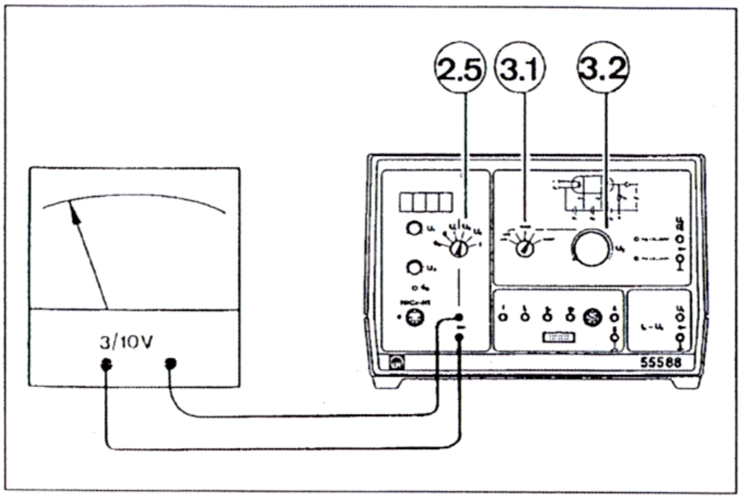


Şekil 7.8. Bilgisayar yardımıyla elde edilmiş bir Franck-Hertz eğrisi örneği

7.2.6 Verilerin doğrudan öğrenci tarafından ölçülmesi

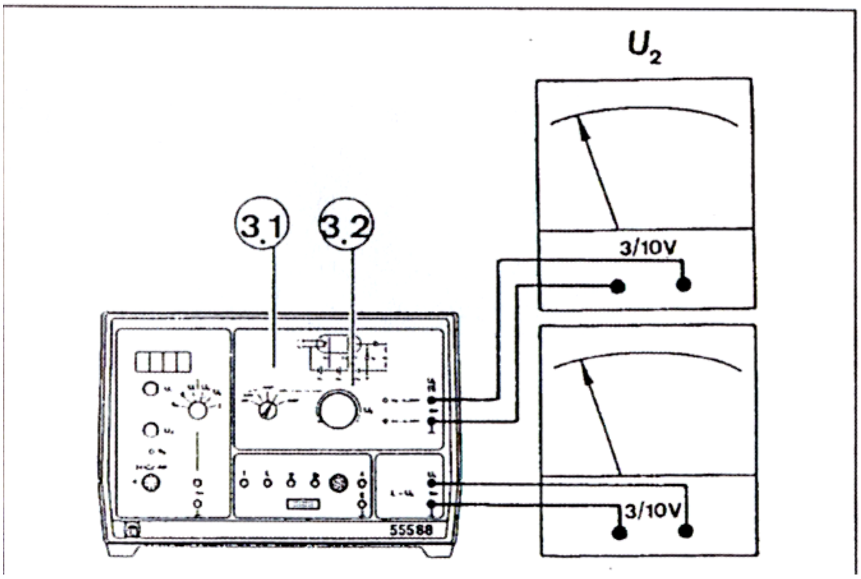
Franck-Hertz eğrisinin belirlenmesi için ek bir ölçüm aletinin kullanılması zorunlu değildir. Gerilim ve akım değerleri seçici düğmeden **U_2** ve **I** pozisyonları seçilerek kaynak biriminden doğrudan okunup tek tek kaydedilebilir.

Eğri manuel olarak bir voltmetre yardımı ile kaydedilebilir (Şekil 7.9). "**Mod**" düğmesi (3.1) "**MAN**" konumuna getirilir. Hızlandırıcı voltaj potansiyometre (3.2) kullanılarak belirlenir. Ölçülen değerler seçici düğme (2.5) **U_2** ve **I** değerleri arasında değiştirilerek ölçüm değerleri kaydedilir.



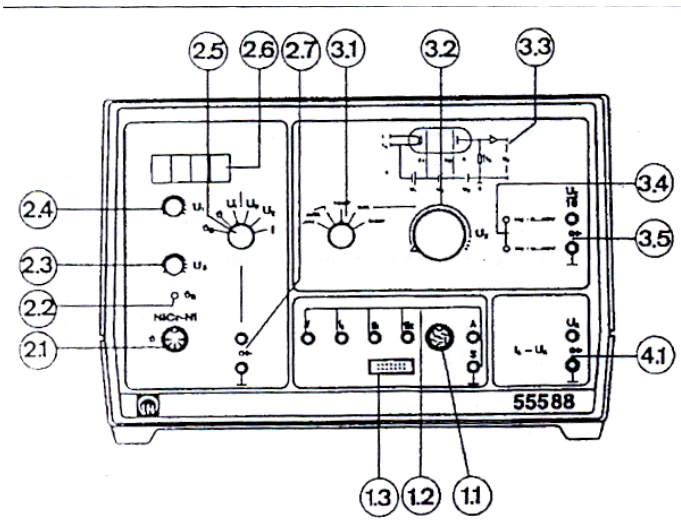
Şekil 7.9. U_2 ve **I** değerlerinin bir voltmetre yardımıyla ölçülmesi

Ölçümler iki voltmetre yardımı ile yapılabilir. "**Mod**" düğmesi (3.1) "**MAN**" konumuna getirilip **U_2** gerilimi potansiyometre (3.2) ile ayarlanır.



Şekil 7.10. **U_2** ve **I** değerlerinin iki voltmetre yardımı ile kaydedilmesi

7.2.7 Franck-Hertz kaynak birimi



Kaynak birimi panelinin işlevleri aşağıda gösterilmektedir.

(1.1) Franck-Hertz tüpünün kaynak birimine bağlantısı
(1.3) **CASSY** bağlantısı için çıkış
(2.1) Isı sensörünün bağlantısı için **DIN** soketi
(2.2) Fırının sıcaklığını ayarlamak için potansiyometre
(2.3) Negatif gerilim $\mathbf{U_3}$'ü ayarlamak için potansiyometre (0….10V)
(2.4) Sürücü potansiyel $\mathbf{U_1}$'i ayarlamak için potansiyometre (0…..5V)
(2.5) Ölçüm değerlerini ve parametrelerini ayarlamak için seçici düğme
Seçilen sıcaklık: ϑ_s
O anadaki fırın sıcaklığı: ϑ
Sürücü potansiyel: $\mathbf{U_1}$
Durdurucu gerilim: $\mathbf{U_3}$
Hızlandırıcı gerilim: $\mathbf{U_2}$
Ölçüm değeri: **I**
(2.6) Dijital gösterge
(2.7) Voltmetre için analog çıkış

(3.1) Mod düğmesi
Osiloskop için hızlı testere dişli sinyal
✓ Kaydedici için yavaş sinyal artışı
RESET Hızlandırıcı voltajın sıfırlanması
MAN Verilerin direk göstergeden okunması
CASSY **CASSY** yolu ile verilerin kaydedilmesi
(3.2) Hızlandırıcı gerilimin elle girilmesi için potansiyometre (0……30V)
(3.3) Deneyin şeması
(3.4) **LED**
(3.5) Hızlandırıcı voltaj $\mathbf{U_2}$ için çıkış soketi $\mathbf{U_2}$=10U

7.2.8 Deneyin Yorumlanması:

Elde ettiğiniz sonuçları yorumlayınız ve aşağıdaki soruları cevaplayınız.

1. $I = f(U_2)$ grafiklerinde maksimumların sayısı neyi göstermektedir? Açıklayınız.

2. Cıva atomunun ilk uyarılmış seviyesinden taban durumuna geçerken yayınladığı fotonun dalgaboyunu, ölçümlerinizden faydalanarak Å cinsinden hesaplayınız.

3. F-H tüpü soğuk iken meydana gelen elektrik boşalmalarının nedenini açıklayınız.

4. Ardışık minimumların Hg atomunun değişik enerji düzeyleri ile ilgili olduğunu söyleyebilir misiniz? Açıklayınız.

7.3 Kaynaklar

F-355 Kuantum Fiziği Laboratuarı Klavuzu(2004)

8 Compton Saçılması

8.1 Amaç

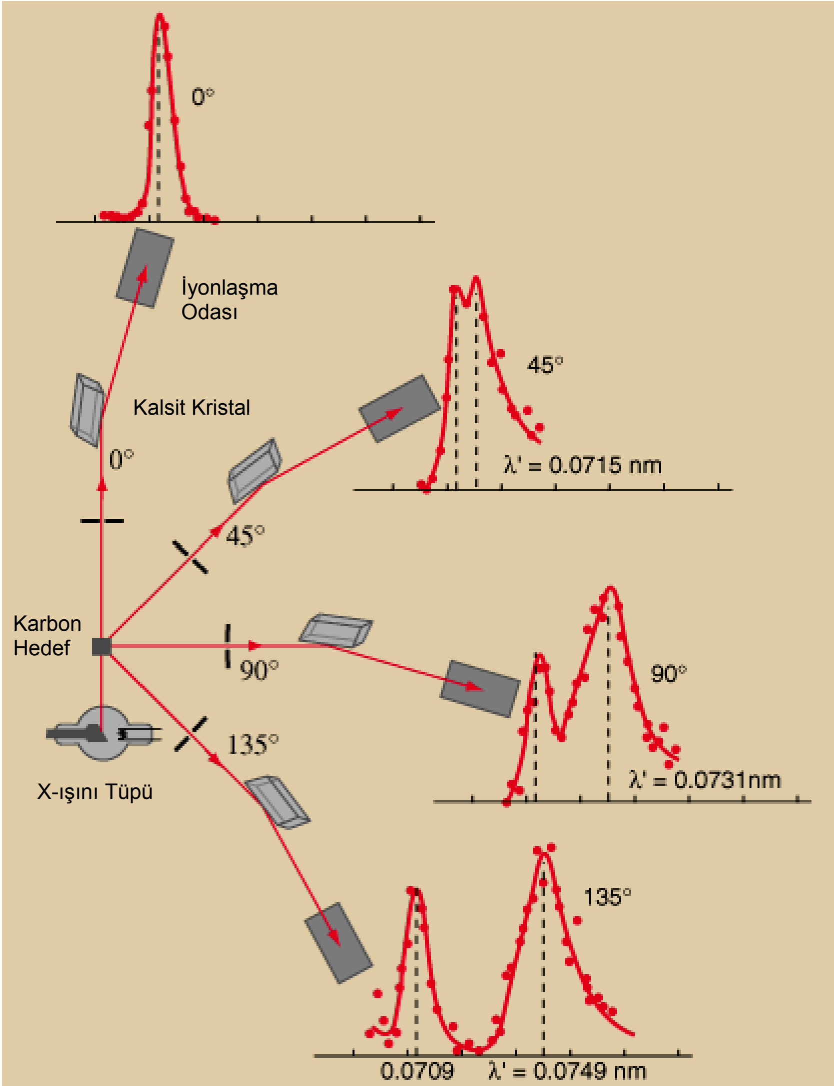
Işığın hν enerjili paketciklerden oluştuğu ve bu paketciklerin kütleli parçacıklar gibi momentum taşıdığı varsayımına dayanan Compton saçılma formülünün deneysel olarak sınanması.

8.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

Klasik elektromagnetik (em) teoriye göre, ışık salınan elektrik ve magnetik alanlardan oluşan bir em dalgadır. Işığın em dalga yapısı, 19. yüzyılın sonlarında fizikçiler tarafından genel kabul görmekteydi. Ancak 20. yüzyılın başlarında Max Planck ve Albert Einstein tarafından açıklama getirilen siyah cisim ışıması ve fotoelektrik olay deneyleri ile birlikte, ışığın parçacık yapısına sahip olduğunu ileri süren tezler destek kazandı. Buna göre ışık, hν enerjili paketciklerden oluşur ve bu paketcikler hν/c kadar momentum taşırlar. Biz bu enerji paketciklerine foton diyoruz. Fotonların, kütleli parçacıklar gibi momentum taşıdıklarının en doğrudan kanıtı, 1922 yılında A. H. Compton tarafından gerçekleştirilen yüksek frekanslı em dalgaların (ışık) elektronlardan esnek saçılma deneyleridir. Bu saçılmaya günümüzde A. H. Compton' un adına atıfla Compton saçılması denir. A. H. Compton, daha önceden Barkla tarafından yapılan sert X-ışınlarının katı maddelerden saçılma deneylerinden etkilenmiştir. Barkla yaptığı bu deneylerde, katı cisimlerden büyük açı altında saçılan X-ışınlarının iki farklı dalgaboyu taşıdığını gözlemlemiştir. Bu dalgaboylarından ilki, gelen em dalganın frekansı ile aynı diğeri farklıdır. Klasik em dalgalar teorisi ile bu ilk dalgaboyu açıklanabilmektedir: Gelen em dalganın elektrik alanı, atomlara bağlı elektronları kendi frekansı ile sürer. Salınım hareketi yapan bu elektronlar, her doğrultu boyunca aynı frekansta em dalgalar yayımlarlar. Bu yayımlanan em dalgalar gelen em dalgalar ile aynı frekanslıdır. Bu süreçte elektronlar atomlardan sökülmez, atomun durumu geçici olarak bozulur. Böyle bir saçılmayı atomlara sıkıca bağlı elektronlar gerçekleştirir. Barkla'nın deneyinde gözlenen diğer dalgaboylu saçılan em dalgalar ise ancak Compton' un hipotezi ile açıklanabilmiştir.

Compton yaptığı deneyde, bir karbon tabakasından çeşitli açılar altında saçılan X-ışınlarını inceledi. Karbon tabakasından saçılan X-ışınlarının dalgaboylarını bir Bragg spektrometresi kullanarak belirleyen Compton, Barkla'nın deney sonuçlarına benzer olarak saçılan iki farklı dalgaboylu X ışını gözlemledi. Bu X-ışınlarından ilkinin dalgaboyu gelen X-ışınlarının dalgaboyu ile yaklaşık olarak aynı diğeri farklıydı. Bu farklı dalgaboylu saçılan X-ışınının dalgaboyu saçılma açısı ile belirgin olarak değişmekteydi.

Compton'nun deney düzeneği temsili olarak şekil 8.1'de gösterilmiştir. Bir X-ışını tüpünden yayımlanan X-ışınları karbon bir tabakadan saçılmaktadır. Saçılan X-ışınlarının dalgaboyu bir Bragg spektrometresi ile belirlenir. Bragg spektrometresi basitçe, kalsit kristalden ve iyonlaşma odasından oluşmuştur. Kalsit kristallerinin kristal düzlemleri arasındaki mesafe X-ışınlarını Bragg kırınımına uğratmak için uygundur. Kalsit kristallerinden Bragg kırınımına uğrayan X-ışınları iyonlaşma odası yardımıyla tesbit edilir. X-ışınlarının kırınım açısı, onların dalgaboyları hakkında bilgi verir. (Bragg kırınımı ile ilgili detaylı bilgi için elektronlarla kırınım deneyine bakınız.)

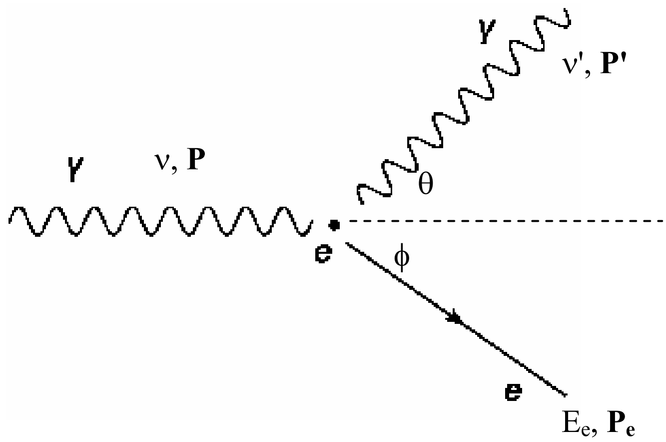


Şekil 8.1 Karbon hedeften saçılan X-ışınları

Compton, deneyinde 0.0709 nm dalgaboylu X-ışınları kullanmıştır. Karbon hedeften 0^o, 45^o, 90^o ve 135^o açılarla saçılan X-ışınlarının şiddet – dalgaboyu grafikleri şekil 8.1'de gösterilmektedir. Grafiklerden görüldüğü gibi, 0^o saçılma açısı için yalnızca 0.0709 nm dalgaboylu tek bir tepe mevcutken, diğer saçılma açılarında bir tanesi 0.0709 nm civarında olmak üzere iki tepe vardır. Bu ikinci tepe 0.0709 nm'den daha büyük bir dalgaboyunda meydana gelmektedir ve açıya bağlı olarak değişimi çok belirgindir.

Compton, deneyden elde ettiği saçılan X-ışını spektrumunu açıklayabilmek için Einstein'nin fotoelektrik etkiye ilişkin varsayımından ilham alarak, ışığın $h\nu$ enerjili paketciklerden oluştuğunu ve bu paketciklerin kütleli parçacıklar gibi momentum taşıdığını varsaydı. Bu varsayım ile, saçılan X-ışını spektrumundaki 0.0709 nm civarındaki tepe noktasının atoma sıkıca bağlı elektronlar tarafından saçılan X-ışınlarıyla ve diğer tepe noktasının atoma çok gevşek bağlı elektronlar tarafından saçılan X-ışınlarıyla oluştuğunu göstermeyi başardı.

X-ışınlarının atomlara çok gevşek bağlı olan dış kabuktaki elektronlardan saçıldığı durumu düşünelim. Bu durumda elektronları serbest olarak düşünmek yanlış olmaz. Şimdi ν frekanslı ışığın $h\nu$ enerjili fotonlardan oluştuğunu ve bu fotonların $h\nu/c$ kadar momentum taşıdığını varsayarak, (Compton varsayımı) ışığın serbest elektronlardan saçılması problemini inceleyelim. ν frekanslı bir foton başlangıçta durgun olan m_e kütleli bir elektronla çarpışsın. Çarpışmadan sonra geliş doğrultusu ile θ açısı yapan ν' frekanslı bir foton çıkmakta ve elektron geliş doğrultusu ile ϕ açısı yapacak şekilde E_e enerjisi ile geri tepmektedir (bakınız şekil 8.2).



Şekil 8.2 Serbest elektrondan saçılan foton

Enerjinin korunumu yasasından,

$$h\nu + mc^2 = h\nu' + E_e \qquad (8.1)$$

yazılabilir. Saçılma bir düzlem üzerinde gerçekleştiğinden momentumun korunumunu,

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c}\cos\theta + P_e\cos\phi \qquad (8.2)$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c}\sin\theta - P_e\sin\phi \qquad (8.3)$$

denklemleri ile yazabiliriz. (2) ve (3) denklemlerinin karelerini alıp toplayarak ϕ bağlılığı yok edilebilir:

$$c^2 P_e^{\,2} = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2(h\nu)(h\nu')\cos\theta \qquad (8.4)$$

Relativistik enerji-momentum bağıntısı,

$$E_e^2 - P_e^2 c^2 = m_e^{\,2} c^4 \qquad (8.5)$$

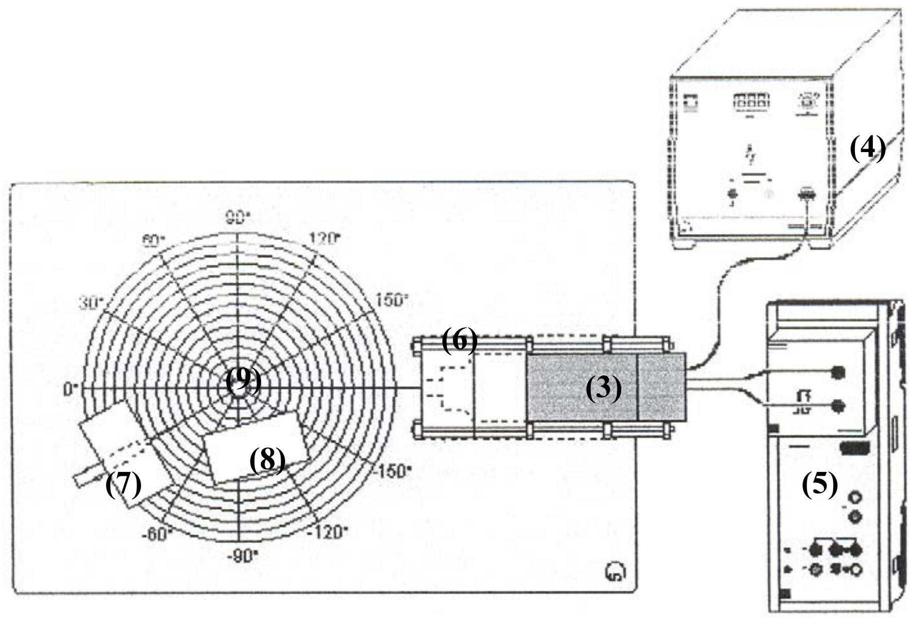
kullanılarak (4) bağıntısındaki $c^2 P_e^2$ terimi yok edilir ve (1) ile verilen enerjinin korunumu yasası kullanılırsa,

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta) \qquad (8.6)$$

ile verilen Compton formülü elde edilir. Burada λ gelen fotonun ve λ' saçılan fotonun dalga boyudur. Bu denklem ilk kez A. H. Compton tarafından çıkarılmıştır. Compton'nun saçılan X-ışınlarının dalgaboyunun saçılma açısına bağlı olarak uzadığı gözlemini teorik olarak açıklamaktadır. (8.6) Compton formülünün çıkarılması sırasında elektronların serbest kabul edildiği hatırlanmalıdır. Şekil 8.1 ile verilen saçılan X-ışınlarının spektrumundaki λ' dalgaboylu tepe noktası (8.6) Compton formülü ile açıklanmaktadır. Bu tepe noktası atomlara çok gevşek bağlı elektronlardan saçılan X-ışınları tarafından oluşturulmuştur. Spektrumdaki $\lambda = 0.0709$ nm civarındaki tepe noktası ise atomlara sıkıca bağlı olan elektronlardan saçılan X-ışınları tarafından oluşturulur. Böyle bir durumda elektronlar serbest kabul edilemez ve bir foton böyle sıkıca bağlı bir elektrona çarptığında tüm atom geri teper. Dolayısıyla, (8.6) formülündeki elektronun kütlesi m_e yerine elektronun kütlesinden onbinlerce kere daha büyük olan atomun kütlesi kullanılmalıdır. Bu durumda açıya bağlı olarak, saçılan X-ışınlarının dalgaboyundaki kayma, gözlenmesi mümkün olamayacak kadar küçük olabilir. Karbon atomu için bu kayma, serbest elektrona kıyasla 22000 kere daha küçüktür. (Şekil 8.2'deki 90^o ile saçılan X-ışınlarının spektrumu incelenirse çok küçük de olsa böyle bir kaymanın olduğu görülebilir.)

Compton saçılmasının önemi, bir fotonun enerjisi için verilen E=hν bağıntısının evrenselliğini gözlem sonuçları ile kanıtlamış olmasıdır. Compton deneyine göre fotonlar, "bölünemez" ve ν frekanslı bir foton her zaman hν enerjisine ve hν/c momentumuna sahiptir. Bu bağlamda fotonları "ışık parçacıkları" olarak düşünebiliriz. Işık kuantumları için kullanılan "foton" terimi de fizik literatürüne A. H. Compton tarafından kazandırılmıştır. Compton saçılması daha sonraki yıllarda C. T. R. Wilson'nın geri tepen elektronların izlerini kendi adıyla bilinen buhar odası kullanarak belirlemesi ile kuşkuya yer bırakmayacak şekilde ispatlanmıştır. A. H. Compton 1927 yılında Nobel fizik ödülü ile ödüllendirilmiştir.

8.3 Deneyin Yapılışı



Şekil 8.3 Compton saçılması deney seti

8.3.1 Gerekli Deney Malzemeleri :

1- Karma Radyasyon Kaynağı.
2- Cs-137 Radyasyon Kaynağı.
3- Sintilatör Sayacı.
4- Yüksek Gerilim Güç Kaynağı.(1.5 kV)
5- Cassy-Algılayıcı ve MCA kutusu.
6- Kurşun Sintilatör Yuvası.
7- Kurşun Numune Tutacağı.
8- Kurşun Perdeleyici.
9- Alüminyum Saçıcı.
10- CASSY Lab Bilgisayar Programı.

DİKKAT

Güvenlik Notu:

Bu deneyde kullanılan radyoaktif materyaller, okullarda eğitim amacı ile kullanılmak için onaylıdır. Ancak yine de, bu materyallerin iyonize edici radyasyon üretmeleri nedeni ile aşağıdaki güvenlik kurallarına uyulmalıdır:

- Yetkisiz kişilerin bu materyallere ulaşması engellenmelidir.
- İlk kullanımdan önce materyallerin daha önceden açılmamış olduğuna dikkat edilmelidir.
- Radyoaktif materyaller güvenli kutularında saklanmalıdır.
- Minimum maruz kalma zamanı ve minimum aktivite açısından, radyoaktif materyaller ancak deneyin yürütülmesi için gerekli olduğu sürece güvenli kutularından çıkartılmalıdır.
- Radyoaktif materyalleri vücudunuzdan maksimum uzaklıkta tutmak amacıyla, materyaller sadece metal tutacağın üst kısmından tutulmalıdır.

Bu deneyde γ ışınlarının Alüminyum atomlarındaki elektronlardan Compton saçılması incelenecektir. γ ışınlarını elde etmek için Cs-137 (sezyum-137) radyoaktif izotopu kullanılacaktır. Cs-137, yarı ömrü 32 yıl olan insan yapımı radyoaktif bir izotoptur. Bu izotop β bozunumu ile Ba-137 (baryum-137) izotopuna bozunur. Bu bozunumların % 94,6 kadarı baryumun uyarılmış durumuna gerçekleşirken % 5,4 kadarı doğrudan Baryumun taban durumuna gerçekleşir. Uyarılmış haldeki baryum taban durumuna, 156 s yarı ömürle 661,6 KeV enerjili γ ışını yayarak geçer. İşte Compton saçılma deneyinde kullanılacak olan γ ışınları bu ardışık bozunumlar sonucu yayımlanan γ ışınlarıdır.

Cs-137 izotopu yardımı ile üretilen γ ışınları sintilatör sayacı ile dedekte edilir. Sintilatör sayacı, γ ışınlarının enerjilerini belirlemekte kullanılan bir dedektördür. Sintilatör sayacı üzerine gelen γ ışınları, sayaç içerisinde bulunan özel kıristal yapılarla etkileşir. Bu etkileşme sonucu ortaya çıkan ışık flaşları bir foto-çoğaltıcı ile artırılır ve elektrik sinyaline dönüştürülür. Bu elektrik sinyalinin genliği (gerilim dalgasının yüksekliği) γ ışınının enerjisi ile orantılıdır. Sintilatör sayacından elde edilen ölçüm verlerinin bilgisayar ortamına aktarılması Cassy-algılayıcı ve MCA (multichannel analyzer) kutusu yardımı ile gerçekleştirilir. Veriler bilgisayar ortamında "CASSY Lab" bilgisayar programı ile analiz edilir.

Sintilatör sayacından elde edilen sayısal veriler kalibrasyon yapılmadığı müddetce bir anlam taşımaz. Kalibrasyon, enerjisi bilinen γ ışınları kullanılarak yapılmalıdır. Cs-137 izotopu tarafından yayımlanan γ ışınlarının enerjisi bilinmektedir. Ancak kalibrasyon için enerjisi bilinen en az iki farklı enerjili γ ışınına gerek vardır. Bu nedenle kalibrasyon, karma radyasyon kaynağı yardımı ile gerçekleştirilir. Karma radyasyon kaynağı, Cs-137 ve Am-241 gibi iki farklı radyoaktif izotop içermektedir. Cs-137 tarafından yayımlanan γ ışınları daha önceden de belirtildiği gibi 661,6 KeV enerjilidir. Am-241 ise 59,54 KeV enerjili γ ışını yayımlar. Enerjileri bilinen bu iki farklı γ ışını yardımı ile sintilatörün enerji kalibrasyonunu yapmak mümkündür.

Ölçümler için aşağıdaki basamaklar izlenir:

Sintilatör sayacının enerji kalibrasyonu yapılır. Alüminyum saçıcıdan saçılan γ ışınlarının spektrumu, kaynak ve sintilatör arasındaki farklı açılar için kaydedilir. Bu verilerden Compton saçılması nicel olarak doğrulanır.

1- Deney düzeneği kurulur. Bunun için: sintilatör sayacı(3) yüksek gerilim güç kaynağına(4) ve MCA kutusu ve CASSY-algılayıcı(5) yardımı ile bilgisayara bağlanır. Yüksek gerilim güç kaynağından 760 Volt gerilim uygulanır. Bilgisayar açılır ve CASSY Lab bilgisayar programı çalıştırılır.

2- Sintilatör sayacının enerji kalibrasyonu yapılmalıdır. Bunun için karma radyasyon kaynağı Compton deney setindeki kurşun numune tutacağına(7) yerleştirilir. Numune tutacağı 0^o ile işaretlenen yere konur. Alüminyum saçıcı(9) kaldırılır ve sintilatörün kaynağı doğrudan görmesi sağlanır.

3- Spektrum kaydedilir (F9 tuşu). Enerji kalibrasyonu 661,6 KeV (Cs-137) ve 59,54 KeV (Am-241) çizgileri ile yapılır.(Bunun için; mouse' un sağ tuşuna basılır. "Energy calibration" seçeneği seçildikten sonra açılan kutuda gerekli düzenlemeler yapılır.)

4- Karma radyasyon kaynağı Cs-137 radyasyon kaynağı ile değiştirilir. Radyasyon kaynağı 30^o ile işaretlenmiş yere konur. Alüminyum saçıcı görevini görecek olan alüminyum silindir de kendisi için işaretlenmiş olan yere konur. Kurşun perdeleyici(8), kaynakla dedektör (sintilatör sayacı) arasındaki doğrudan görüş çizgisi üzerine yerleştirilir. (Böylece, alüminyum saçıcıdan saçılmadan doğrudan sintilatöre gelen radyasyon engellenmiş olur.)

5- Spektrum kaydedilir (F9). Daha sonra alüminyum saçıcı kaldırılır ve yeni bir ölçüm alınır (F9).

6- İki spektrum arasındaki fark (alüminyum saçıcı olduğundaki ve olmadığındaki spektrumlar arasındaki fark) saçılan γ ışınlarının spektrumudur.

7- Deneyi, radyasyon kaynağının farklı açıları için tekrarlayınız. (0^o, 30^o, 45^o, 60^o ve 90^o için yapmanız tavsiye olunur.) Böylece, (8.6) bağıntısı ile verilen Compton formülündeki saçılma açısı θ'nın faklı değerleri için formülün doğruluğunu sınamak mümkün olur. Her seferinde, alüminyum saçıcı kullanılarak elde edilen spektrumdan alüminyum saçıcı kullanılmadan elde edilen spektrumu çıkartınız. (Bunun için "overview" butonuna bastıktan sonra, çıkarmak istediğiniz spektruma ait olan grafiği kendisinden çıkaracağınız spektruma ait olan grafiğin üzerine mouse 'un sol tuşuna basılı tutarak taşıyınız. Açılan pencerede gerekli düzenlemeleri yapınız.) Her defasında kurşun perdeleyiciyi, sintilatörle kaynak arasındaki doğrudan görüş çizgisi üzerinde kalacak şekilde kaydırınız.

8.4 Deneyin Yorumlanması:

Elde ettiğiniz verileri inceleyiniz. Deneysel olarak elde edilen spektrumdan, (8.6) ile verilen Compton formülündeki dalgaboyu λ' nasıl belirlenebilir? Tartışınız.

Deneye başlamadan önce, teorik bilgiler doğrultusunda sahip olduğunuz beklentileriniz karşılanıyor mu? Bu bağlamda, saçılan γ ışınlarının dalgaboyları saçılma açısına bağlı olarak nasıl değişiyor? Veriler, (8.6) ile verilen Compton formülünü <u>nicel</u> olarak doğruluyor mu? Eğer beklentileriniz karşılanmıyorsa sebebi neler olabilir ?

"Deneyin yapılışı" adlı kesimde de anlatıltığı gibi, saçılma spektrumu alüminyum saçıcının olduğundaki ve olmadığındaki spektrumların birbirinden çıkartılması ile bulunur. Neden saçılma spektrumunu bulmak için bu iki spektrum çıkartılmalıdır?

Soruları cevaplandırınız ve deneyi yorumlayınız.

8.5 Kaynaklar:

Kitaplar:

Kuantum Fiziği (Berkeley Fizik Dersleri) *E. H. Wichmann*.

Modern Fiziğin Kavramları *Arthur Beiser*

Kuantum Mekaniği I *Tekin Dereli & Abdullah Verçin*

LEYBOLD Physics Leaflets
Atomic and nuclear physics
Compton effect

İnternet Adresleri:

http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/quantum/compdat.html

9 Zeeman deneyi

9.1 Amaç

Bu deneyde,

- "Zeeman etkisi" yani atomların spektral çizgilerinin magnetik alan içinde ayrışmalarının incelenmesi,
- En basit ayrışma yani "normal Zeeman etkisi" bir spektral çizgisinin magnetik alan içinde üç bileşene ayrılması ve normal Zeeman etkisi kadmiyum spektral lambası kullanılarak gözlenmesi,
- Kadmiyum lambası farklı magnetik akı şiddetleri içinde ve kadmiyumun kırmızı çizgisinin (643.8nm dalga boylu) Fabry-Perot girişimmetresi kullanılarak incelenmesi,
- Sonuçların değerlendirilmesi ile Bohr magnetonu hassas bir şekilde elde edilmesi amaçlanmıştır.

9.2 Deneye Hazırlık Bilgileri

1862 yılının başlarında Faraday tarafından alevin renkli spektrumunun magnetik magnetik alandan etkilendiği gözlemlendi. Fakat bu başarılı bir deney değildi. 1885 e Belçikalı Fievez in deneyine kadar bu konuda başarılı bir deney yapılamadı. Fakat bu deney de unutuldu ve bu tarihten 11 sene sonra Lorentz le birlikte çalışan Hollandalı Pieter Zeeman tarafından başarılı bir deneyle ışık spektrumunun magnetik alandan etkilendiğini yaptığı deneyle açıkladı. Deneyle ilişkili bir tarihçe **Ekler** kısmında özetlenmiştir.

9.3 Atom spektrumunun magnetik alan içinde ayrışması

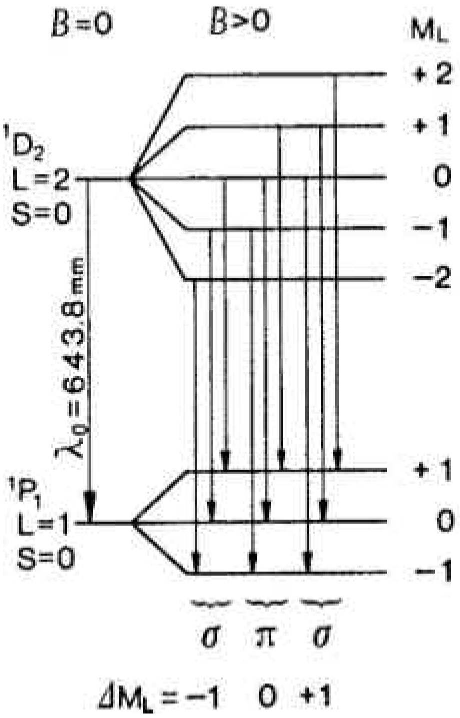
Atomik kabuğun teorisinin geliştirilmesinde önemli olan bu deney, artık öğrenci laboratuarlarında modern donanımlarla gerçekleştirilebilmektedir.

λ = 643.8 nm dalgaboylu Cd-spektral çizgisinin magnetik alan içinde üç çizgiye ayrılması, ki bu olay Lorentz üçüzü olarakta adlandırılır, Cd-atomunun (Cd atomunun 48 elektronu 2 8 18 18 2 şeklinde yörüngelere yerleşir) toplam spininin $S = 0$ olduğu tekli sistemini gösterir. Manyetik alanın yokluğunda 643.8 nm sadece enerji seviyeleri arasında sadece D $\rightarrow$ P arasında tek elektronik geçiş mümkündür, bu Şekil 1' de gösterilmektedir.

Manyetik alanın uygulanması durumunda atomun enerji seviyeleri 2L + 1 tane bileşene ayrılır. Bu bileşenler arasında ışımalı geçişler mümkündür ancak bunlar için sağlanması gereken seçim kuralları aşağıdaki gibidir:

$\Delta M_L = +1$; $\Delta M_L = 0$; $\Delta M_L = -1$

Yukarıdaki koşulları sağlayan toplam dokuz tane izinli geçiş vardır. Bir gruptaki tüm geçişler aynı enerjiye dolayısıyla aynı dalgaboyuna sahip olacak şekildedir. Bu 9 geçiş her grupta üç geçiş olacak biçimde üç grupta toplanabilir. Bu yüzden magnetik alan artırıldığında spektrumda sadece üç çizgi görülebilecektir.



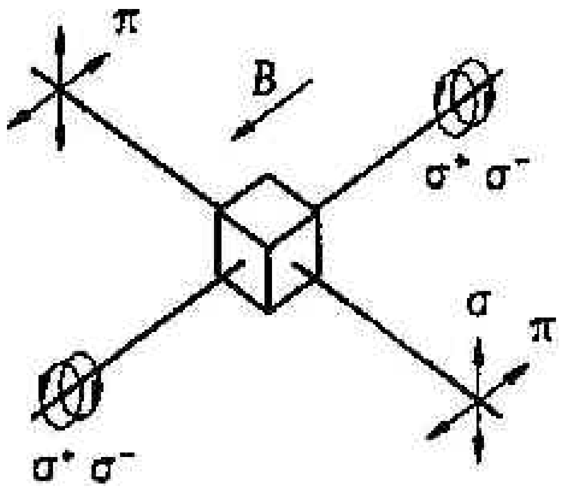
Şekil 1. Manyetik alanda bileşenlerin ayrılması ve izinli geçişler

İlk grup $\Delta M_L = -1$ koşulunda manyetik alana dik olarak kutuplanan ışığın s-çizgisini verir. Orta grup $\Delta M_L = 0$, π-çizgisini verir. Bu ışık alanın yönüne paralel olarak kutuplanır. Son grup $\Delta M_L = +1$, σ-çizgisini verir, Cd ışığı manyetik alana dik olarak kutuplanmıştır.

Analizör yokluğunda üç çizgi eşzamanlı olarak görülebilir. Manyetik alan yokluğunda gözlenen her halka, manyetik alan uygulandığında üç halkaya daha ayrılır. Işığın geldiği yol üzerine bir analizör eklenirse, eğer analizör dikey konumdaysa sadece iki σ-çizgisi gözlenebilir, eğer analizör yatay konuma döndürülürse sadece π-çizgisi görünür (enine (**transverse**) Zeeman etkisi). Kutup ayakları delikli olduğundan elektromagnet 90° döndürülerek spektral lambadan alana paralel yönde gelen ışıkla da çalışılabilir. Bu ışığın dairesel kutuplu olduğu gösterilebilir. Analizör konumu ne olursa olsun, manyetik alan yokluğunda gözlenen halkaların her biri manyetik alan varlığında sürekli olarak iki halkaya ayrılır (boyuna Zeeman etkisi). Şekil 2 de bu olay özetlenmiştir.

Enine Zeeman etkisinin iki σ-çizgisinin gözlenmesi için elektromagnetler ters çevrildiğinde, manyetik alan şiddetinin (magnetic field strength) artmasıyla ayrılma büyüklüğünün artacağı kolaylıkla görülebilir. Dalgaboyunun sayısı yönünden bu dağılımın nicel ölçümü için Fabry-Perot girişimmetresi kullanılır.

Fabry-Perot girişimmetresi yaklaşık olarak 300000 çözünürlüğe sahiptir. Bu, yaklaşık 0.002 nm dalgaboyu değişimi hâlâ saptanabilir demektir.



Şekil 2. Boyuna ve enine Zeeman etkisi

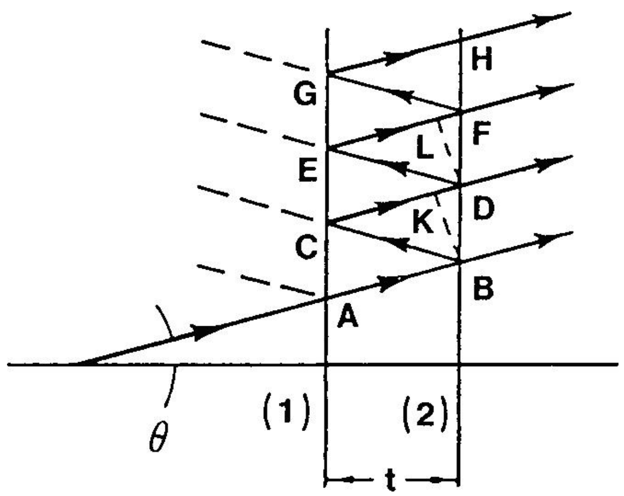
Girişimmetre, iç yüzeyi kısmen yansıtmalı katmanla kaplanmış iki paralel düz cam plakadan oluşur. Şekil 3' de gösterildiği gibi aralarında t mesafesi bulunan iki kısmi geçiş yüzeyi (1) ve (2) ele alalım. Bu levha normalleri ile θ açısı yapacak şekilde gelen ışın AB, CD, EF, vb. ışınlarına ayrılacaktır, iki bitişik ışının dalga cepheleri arasındaki yol farkı (örneğin AB ve CD);

$\delta = BC + CK$

kadardır. Burada BK, CD' nin normalidir.

$CK = BC \cos 2\theta$ ve $BC \cos \theta = t$
$\delta = BCK = BC\,(1 + \cos 2\theta) = 2\,BC \cos^2\theta = 2\,t \cos \theta$

elde edilir ve yapıcı girişimin oluşması için gerekli koşul:



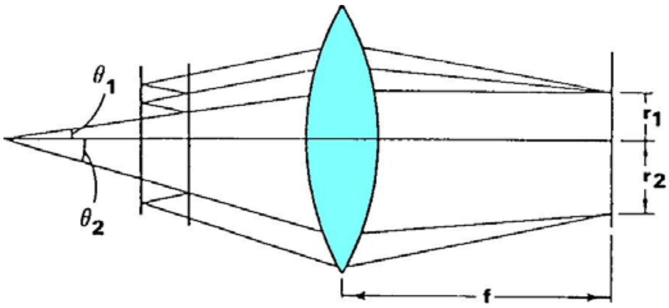
Şekil 3. Girişimmetrenin (1) ve (2) paralel yüzeylerinden geçen ve yansıyan ışınlar. Girişimmetre aralığı t' dir.

$n\lambda = 2t\cos\theta$

formülü ile verilir. Bu formülde n bir tamsayıdr. Eğer ortamın kırılma indisi $\mu \neq 1$ ise, eşitlik aşağıdaki şekilde değişecektir:

$n\lambda=2\mu t\cos\theta$ (1)

Denklem 1 temel girişimölçer denklemidir. Şekil 4' de gösterildiği gibi odak uzaklığı f olan merceğin kullanılmasıyla B, D, F paralel ışınlarını bir odakta toplayalım.



Şekil 4. Fabry-Perot girişimmetresinden görünen ışıkların odaklanması. Girişimmetreye θ açısı ile gelen ışık yarıçapı $r = f\,\theta$ olan halka üzerine odaklanır, burada f merceğin odak uzaklığıdır.

θ, denklem 1' i sağladığında, odak düzleminde parlak halkalar gözükecektir ve bu halkaların yarıçapları

$r_n = f\tan\theta_n = f\,\theta_n$ (2)

şeklinde olacaktır.

θ_n'in küçük değerleri için, örneğin hemen hemen optik eksene paralel olan ışınlar için;

$$n=\frac{2\mu t}{\lambda}\cos\theta_n = n_0\cos\theta_0$$
$$=n_0(1-2\sin^2\frac{\theta_n}{2})$$

$$n_0=\frac{2\mu t}{\lambda}$$

Son olarak aşağıdaki eşitlikler elde edilir.

$$n=n_0(1-\frac{\theta_n^2}{2})$$

veya

$$\theta_n=\sqrt{\frac{2(n_0-n)}{n_0}} \qquad (3)$$

Eğer θ_n parlak saçakla uyuşuyorsa, n tamsayı olmalıdır. Ancak, merkezde (cos θ = 1 veya θ = 0 denklem [1]) girişimi veren n_0 genellikle tamsayı değildir. Eğer n_1 ilk halkanın girişim sırasıysa açıkça $n_1 < n_0$ dır çünkü $n_1 = n_0\cos\theta_{n_1}$. Böylece

$n_1 = n_0 - \varepsilon$; $0 < \varepsilon < 1$

n_1 , n_0 ‘ dan küçük olan ve n_0 ‘ a en yakın olan tamsayıdır. Böylece, genellikle desenin p-inci halkası için içten dışa aşağıdaki gibi verilebilir,

$$n_{\mathrm{p}} = (n_0 - \varepsilon) - (p-1) \qquad (4)$$

Denklem-4’ ü 2 ve 3 denklemleriyle birleştirirsek, halkaların yarıçaplarını elde ederiz, $r_{n_{\mathrm{p}}}$ için r_{p} yazarsak;

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}} \cdot \sqrt{(p-1)+\varepsilon} \qquad (5)$$

Bitişik halkaların yarıçaplarının kareleri arasındaki fark sabittir.

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} \qquad (6)$$

ε r_p^2 nin p’ ye göre grafiğinin çizilmesi ve $r_p^2 = 0$ ekstrapolasyonu ile belirlenebilir. Şimdi,eğer spektral çizginin birbirlerine yakın la ve lb dalgaboylu iki bileşeni varsa, merkez ε a ve ε_{b} de kesirli düzenlemelere sahip olacaklardır.

$$\varepsilon_{\mathrm{a}} = \frac{2\mu t}{\lambda_{\mathrm{a}}} - n_{1,\mathrm{a}} = 2\mu t\bar{\nu}_{\mathrm{a}} - n_{1,\mathrm{a}}$$

$$\varepsilon_{\mathrm{b}} = \frac{2\mu t}{\lambda_{\mathrm{a}}} - n_{1,\mathrm{b}} = 2\mu t\bar{\nu}_{\mathrm{b}} - n_{1,\mathrm{b}}$$

Burada $n_{1,\mathrm{a}}$, $n_{1,\mathrm{b}}$ ilk halkanın girişim sırasıdır. Bundan dolayı, eğer halkalar tüm düzenlemelerle $n_{1,\mathrm{a}} = n_{1,\mathrm{b}}$ örtüşmüyorsa, iki bileşen arasındaki dalga sayılarının farkı basitçe;

$$\Delta\bar{\nu} = \bar{\nu}_{\mathrm{a}} - \bar{\nu}_{\mathrm{b}} = \frac{\varepsilon_{\mathrm{a}} - \varepsilon_{\mathrm{b}}}{2\mu t} \qquad (7)$$

olur. Ayrıca denklem (5) ve (6) kullanılarak

$$\frac{r_{p+1,\mathrm{a}}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p = \varepsilon \qquad (8)$$

elde edilir. Eşitlik (8)’ i a va b bileşenlerine uygulayarak

$$\frac{r_{p+1,\mathrm{a}}^2}{r_{p+1,\mathrm{a}}^2 - r_{p,\mathrm{a}}^2} - p = \varepsilon_{\mathrm{a}}$$

ve

$$\frac{r_{p+1,\mathrm{b}}^2}{r_{p+1,\mathrm{b}}^2 - r_{p,\mathrm{b}}^2} - p = \varepsilon_\mathrm{b}$$

elde edilir. Bu kesirli düzenlemeler denklem (7)' de yazılarak dalga sayılarının farkı için

$$\Delta\bar{v} = \frac{1}{2\mu t}\left(\frac{r_{p+1,\mathrm{a}}^2}{r_{p+1,\mathrm{a}}^2 - r_{p,\mathrm{a}}^2} - \frac{r_{p+1,\mathrm{b}}^2}{r_{p+1,\mathrm{b}}^2 - r_{p,\mathrm{b}}^2}\right) \qquad (9)$$

elde edilir. Denklem (6)' dan a bileşeninin yarıçapının kareleri arasındaki farkın,

$$\Delta_\mathrm{a}^{\mathrm{p+1,p}} = r_{p+1,\mathrm{a}}^2 - r_{p,\mathrm{a}}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,\mathrm{a}}}$$

olduğu açıkça görülebilir. Benzer olarak b bileşeni için fark,

$$\Delta_\mathrm{b}^{\mathrm{p+1,p}} = r_{p+1,\mathrm{b}}^2 - r_{p,\mathrm{b}}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,\mathrm{b}}}$$

olacaktır. Bundan dolayı, p değeri her ne olursa olsun aşağıdaki eşitlik yazılabilir.

$$\Delta_\mathrm{a}^{\mathrm{p+1,p}} = \Delta_\mathrm{b}^{\mathrm{p+1,p}}$$

Benzer olarak bütün değerler aşağıdaki denklemden elde edilir:

$$\delta_{\mathrm{a,b}}^{\mathrm{p+1,p}} = r_{p+1,\mathrm{a}}^2 - r_{p+1,\mathrm{b}}^2$$

p ye eşit olurlar ve ortalama değerleri farklı % lere sahip değerler için yapılabilir. E ve % ortalama değerleriyle a ve b bileşenlerinin dalg sayılarının farkını m = 1olduğunu kabul ederek elde ederiz.

$$\Delta\bar{v} = \frac{1}{2t}\frac{\delta}{\Delta} \qquad (10)$$

Eşitlik (10), $\Delta\bar{v}$ nün, halka sisteminin yarıçap ölçümlerinde kullanılan boyutlara ve girişim deseninin büyütülmesine bağlı olmadığını gösterir.

Soru: Atomların magnetik alan içinde enerji seviyelerinin ayrışmasında ne önemli rol oynamaktadır?

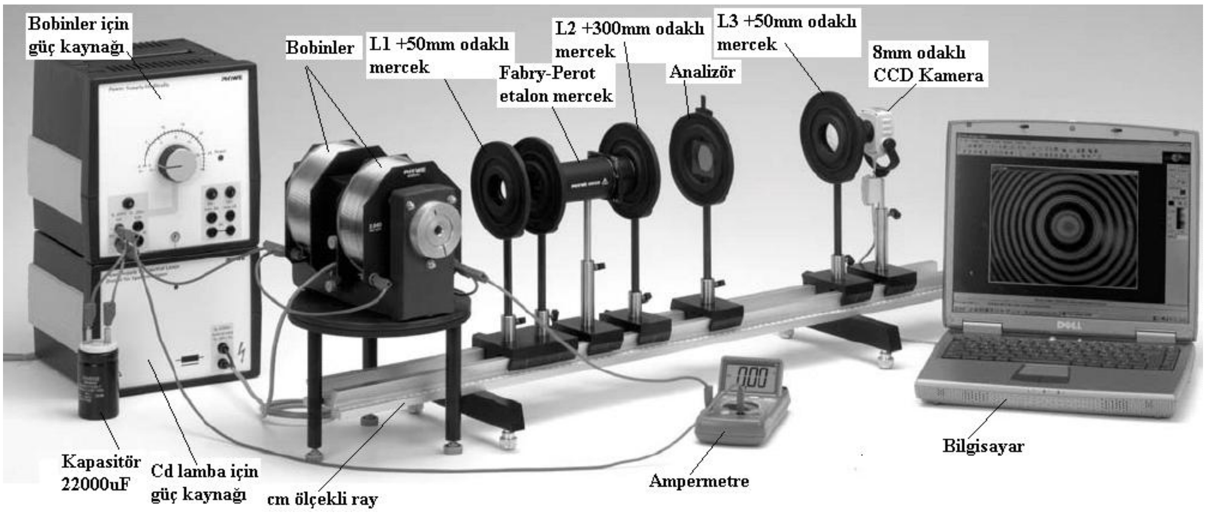
9.4 Deneyin Yapılışı

9.4.1 Gerekli Deney Malzemeleri:

Elektromagnet (elektromıknatıs) döner tabla üzerine konulur ve kadmiyum lamba için yeterli aralığa (9-11mm) sahip olacak şekilde delikli iki kutup ayağı ile monte edilir. Manyetik akı oluşturultuğunda, akı bobinlerinin hareket etmemeleri için kutup ayakları çok iyi sıkıştırılmalıdır. Cd-lamba, kutup ayaklarına dokunulmadan boşluğa yerleştirilir ve spektral lamba için güç kaynağına bağlanır. Elektromagnet sarımları (bobin) paralel olacak şekilde bağlanır ve ampermetre yoluyla 0 dan 12 Amper ve DC 20 Volt a kadar değişebilen güç kaynağına bağlanır. 22000 mF lık bir kapasitör güç kaynağının çıkış uçlarına paralel bağlanarak DC gerilimdeki oynamaları azaltmak için kullanılır. Deney düzeneği Şekil 5a ve 5b de verilmektedir.

Ray üzerindeki tezgahta bulunan optiksel elemanlar aşağıda verilmektedir (parantez içindeki değerler cm biriminde yaklaşık olarak konumları belirtir):

(80) CCD-Kamera
(73) L3 = +50 mm
(68) Skalalı ekran (sadece klasik versiyonda)
(45) Analizör
(39) L2 = +300 mm
(33) Fabry-Perot Girişimmetresi
(25) L1 = +50 mm
(20) Iris diyaframı
(20) Döner tabla üzerinde bobinlerin arasına yerleştirilen Cd-lamba.



Şekil 5a. Zeeman etkisi için deneysel düzenek.

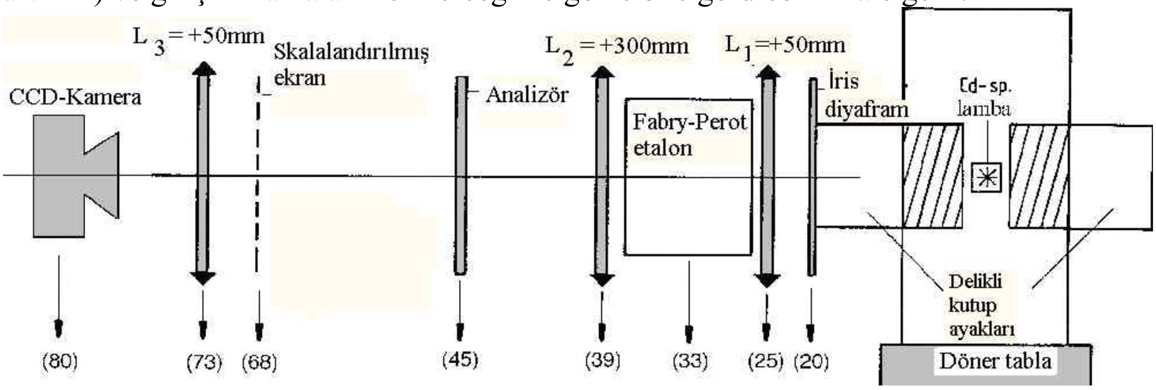
Şekil 5b. Kamerasız Zeeman deney düzeneği.

Başlangıç ayarları ve boyuna Zeeman etkisinin gözlemlenmesi için iris diyaframı gözardı edilir yani tam açık tutulur. Enine Zeeman etkisinin gözlenmesi sırasında, Cd-lamba tarafından iris diyaframı ışığın az geçmesi için daraltılır ve ışık kaynağı gibi davranır. Girişimmetrede birleştirilen L1 merceği ve odak uzaklığı f=100 mm olan mercek Cd lambadan gelen ışınları paralel hale getirerek Fabry-Perot girişimmetresi için uygun girişim deseninin oluşmasını sağlar.

Etalon filtre 643.8 nm lik kırmızı kadmiyum çizgisinin geçmesini sağlar. L2 merceği tarafından oluşturulan girişim halkaları L3 merceği ile skalalı bir ekran veya burada CCD kamera ile görüntülenir. Halka çapları CCD kamera kullanılarak ölçülebilir. Bu işlem CCD kamera ile verilen yazılım ile yapılmaktadır. CCD kamerasız Zeeman deneyinde girişim deseni, milimetrenin 1/100 i duyarlılıkla yatay yönde yerdeğiştirebilen kaydırma ağzı üzerine monte edilmiş ölçekli ekran üzerine düşürülür. Bu düzenekte sıfır kabul edilen bir noktadan ekran hafifçe kaydırılarak ölçümler yapılabilir.

9.5 Başlangıç ayarları:

Cd lamba ışığının geçtiği delik tabla ayaklarının bastığı yerden 28 cm yukarıdadır. İris diyaframı ve CCD kamera hariç tüm elemanları monte edilmiş olan optiksel tezgah, iris diyaframının önceki konumuyla kutup ayaklarının çıkış deliğinin birisi çakışacak şekilde elektromagnete yaklaştırılır. L1 merceği, odak düzlemi çıkış deliği ile çakışacak şekilde ayarlanır. Şekil 6' da gösterilen tüm optiksel elemanlar yükseklikleri uyuşacak şekilde yeniden düzenlenir. Bobinlerin akımı yavaşça 8 A e kadar artırılır (Cd lambanın şiddeti artırılır) ve girişim halkaları L3 merceği ile gözle bile görülebilir hale gelir.



Şekil 6. Optiksel bileşenlerin sıralanışı (alttaki rakamlar cm cinsinden konumları belirtmektedir).

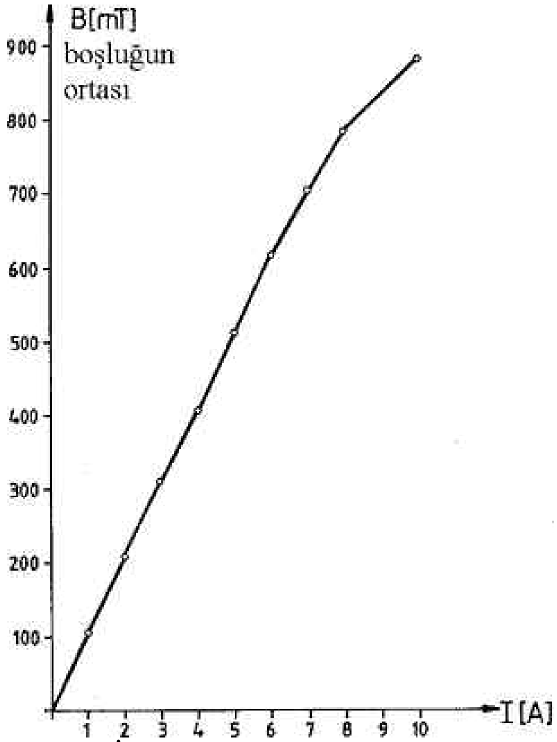
Son olarak optiksel tezgaha 8 mm odak uzaklıklı merceğe sahip bir CCD kamera eklenir ve bilgisayar ekranında halka deseni belirir. Halkaların en belirgin görüntüleri belirene kadar eğim ve odağı en iyi şekilde yatay ve düşey düzlemde ayarlanır. Kamera ve yazılımın kuruluşu ve kullanımı için el kitabına bakınız.

Kamerasız deney düzeneğinde ekran yatay doğrultuda hareket ettirilerek halkaların görünmesi sağlanır (Şekil 5b)

İpucu: en iyi deneysel sonuç karanlık odada yapılırsa elde edilebilir.

Elektromagnet 90° döndürülür, iris diyaframı eklenir ve analizör, ð-çizgisi tamamen yok oluncaya ve iki σ-çizgisi açıkça görülebilene kadar çevrilir.

Açıklama: Deney sonuçlarını iyi değerlendirebilmek için öncelikle sarım akımına karşı manyetik akı yoğunluğunun kalibrasyon eğrisine bakılmalıdır. Elinizde kalibrasyon grafiği yoksa bir teslametre ile ölçümler alınarak akım-magnetik akı yoğunluğu grafiği elde edilir. Şekil 7 de kalibrasyon grafiği verilmektedir. Grafiğe bakarak ölçümlerin hangi akım değerlerine kadar doğrusal olarak değiştiği görülmektedir. Şekil 7 eğrisi Cd-lamba yokluğunda iki bobinin arasındaki yerde magnetik akı yoğunluğunun bobinlere uygulanan akıma göre değişimine bağlı olarak ölçülmüştür. Bu merkezdeki değerler düzgün olmayan akı dağılımının hesabında %3.5 artırılarak kullanılmıştır.



Şekil 7. İki bobinin arasında (bobinler arası uzaklık 8mm) tam ortada magnetik akı yoğunluğu B nin Cd-lambanın olmadığı durumda bobinlere uygulanan akıma göre değişimi.

9.6 Ölçüm ve Değerlendirilmesi

1. Halka desenin yukarıdaki kurulum bölümünde açıklandığı gibi tam anlamıyla uygun olarak kurulmasının sağlanmasıyla, halkaların yarıçaplarının farklı manyetik akı yoğunluklarında ölçülmesi sağlanabilir. Denklem 10' u kullanarak dalga sayılarındaki uyuşma farkı Δn belirlenebilir. İki adımda belirlenir: birincisi farklı sarım akımları/manyetik alan şiddetlerinde halka desenlerinin resimleri alınır. İkinci adımda, bu resimlerdeki halka çapları ölçülür.

Kameradan canlı resim alabilmek için <**File**> menüsünden <**Capture Window**> seçilir. Capture window menüsünde, görüntünün kontrastı,parlaklığı ve doygunluğu (saturation) gibi ayarlar <**Option**> menüsünden <**Video Capture Filter**>seçildiğinde elde edilen menü yardımıyla optimize edilebilir.

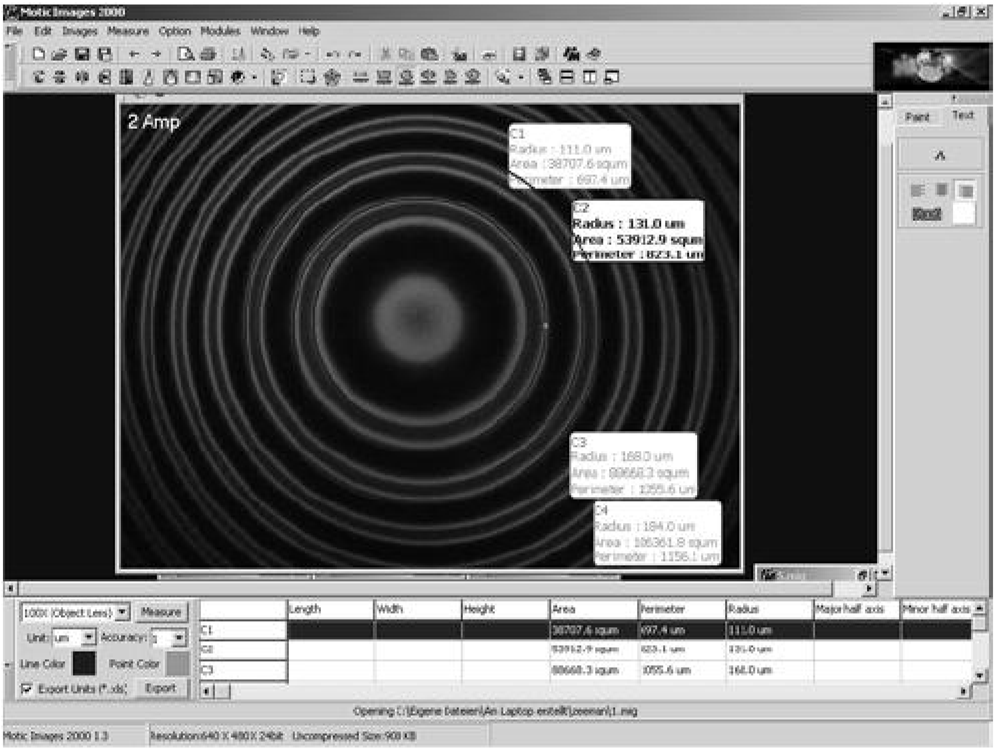
Görüntü kalitesi ve belirli sarım akımı en iyi şekilde elde edildiğinde, <**Capture**> menüden <**Still Image**> seçilerek resim alınır. Bu işlem yakalama işlemini kapatır ve resim uygulamanın ana penceresinde görülür. Bu adımda, <**Text**> seçeneği kullanılarak resmin çekildiği sarım akımı değeri yazılır. Bu daha sonradan oluşabilecek karışıklıkları önler.

Bu adımlar farklı manyetik alan değerleri için örneğin 5 A, 6 A, 8 A ve 10 A sarım akımları için tekrarlanır. Öncelikle bu resimler toplanır, <**Measure**> menüsünden <**Circle**> seçilerek halkaları yarıçaplarının ölçülmesine başlanır. Resim üzerinde mouse sürüklenerek daire çizilir. Bu daire en içteki halkayla mümkün olduğunca uygun olacak konum ve ebatlarda fit edilir. Dairenin yarıçapı, alanı ve çevre uzunluğu resmin altında küçük bir kutuda tablo halinde gösterilir(şekil-8). Burada yarıçap $r_{1,a}$ bizim için önemlidir. Bu deneyde birimlerin önemi yoktur, bu kameranın kalibrasyonu için herhangi bir işlem yapılmasına gerek olmadığını gösterir. Resimde çizilen daireler tüm halkalara fit edilerek $r_{1,b}$; $r_{2,a}$; $r_{2,b}$; $r_{3,a}\cdots$. yarıçapları elde edilir. Bu işlemleri elde edilen diğer resimler için de yapınız.CCD kamera kullanılmayan klasik versiyonda, halkaların yarıçapları aşağıdaki yolla belirlenir.

Skala „0“ slashı (The slash of the scale „0“) halka ile çakışana kadar halka deseni içinden çap boyunca yatay olarak kaydırılır örneğin sola doğru dördüncü halka ile. Sarmal akımı 4 A olacak biçimde manyetk alan ayarlanır ve halkaların ayrılmaları gözlenir. Analizör dik pozisyonda yerleştirilir böylece sadece iki s-çizgisi görülür. „0“ slashı iki halkanın dışındakiyle en iyi çakışacak durumda ayarlanır, into which the fourth ring has split. Kaydırma ağzının soketindeki ilk okuma alınır. Daha sonra „0“ slashı tüm halkalar boyunca soldan sağa hareket ettirilir. Sağa doğru olan halkanın en dış halkasıyla „0“ slashın çakıştığı an son okuma alınır. Son okumadan ilk okuma çıkarılıp kiye bölündüğünde yarıçap $r_{4,b}$ elde edilir. Benzer şekilde önceki okumalar için değerlendirmeler yapılarak

$$I = 4[\mathrm{A}]: r_{4,b}; r_{4,a}; r_{3,b}; r_{3,a}; r_{2,b}; r_{2,a}; r_{1,b}; r_{1,a}$$

yarıçapları belirlenir. Farklı sarmal akımları için örneğin 5 A, 6 A, 8 A ve 10 A aynı işlemler tekrarlanarak daha fazla yarıçap seti alınabilir (Further sets of radii). Kaydırma ağzı kullanılarak, mm’ nin 1/100’ ü doğrulukla mm biriminde tüm okumalar yapılır. Hâlâ boyutlar önemli değildir çünkü değerlendirmeler yapıldığında denklem 10’ dan dolayı boyutlar iptal olur. Klasik yola veya yazılım ve CCD kamera ile ölçülüp ölçülmediklerine bakılmaksızın ölçülen her yarıçap seti için aşağıdaki tablo yapılabilir.



Şekil 8. Girişim halkalarının yarıçaplarını ölçmek için kullanılan yazılımın ekran görüntüsü.

Bileşen	**Halka numarası**			
	1	2	3	4
a	$r_{1,a}^2 \Delta_a^{2,1}$	$r_{2,a}^2 \Delta_a^{3,2}$	$r_{3,a}^2 \Delta_a^{4,3}$	$r_{4,a}^2$
	$\delta_{a,b}^1$	$\delta_{a,b}^2$	$\delta_{a,b}^3$	$\delta_{a,b}^4$
b	$r_{1,b}^2 \Delta_b^{2,1}$	$r_{2,b}^2 \Delta_b^{3,2}$	$r_{3,b}^2 \Delta_b^{4,3}$	$r_{4,b}^2$

% ortalama değerleri ve E aşağıdaki yolla hesaplanır:

$$\Delta = \frac{1}{4}\sum_{p=1}^{2}(\Delta_{\mathrm{a}}^{2p,2p-1} + \Delta_{\mathrm{b}}^{2p,2p-1})$$

$$\delta = \frac{1}{4}\sum_{p=1}^{4}\delta_{\mathrm{a,b}}^{p}$$

Girişimmetre mesafesi $t = 3x10^{-3}$ [m] ‘dir. İki s-çizgisinin dalga sayılarının farkının sırasıyla manyetik akı yoğunluğu ve sarmal akımın fonksiyonu olarak hesaplanmasında denklem 10 kullanıldı. Aşağıdaki tablo sonuçları özetler:

I [A]	B [mT]	$\Delta\bar{\nu}[\mathrm{m}^{-1}]$
4	417	43.0
5	527	52.2
6	638	59.0
8	810	75.4
10	911	83.6

2. T-çizgilerinin birinin dalga sayılarındaki fark merkez çizgilerine göre $\Delta\bar{v}/2$ dir. Işıma elektronları için bu, enerjideki değişimi verir.

$$\Delta E = E_{\mathrm{L,M_L}} - E_{\mathrm{L-1,M_L-1}}$$
$$= hc\frac{\Delta\bar{v}}{2} \qquad (11)$$

Diğer bir yönden ΔE enerjideki değişim manyetik akı yoğunluğuyla (B) orantılıdır. ΔE ile B arasındaki orantısal faktör μ_{B} Bohr magnetonudur.

$$\Delta E = \mu_{\mathrm{B}} B \qquad (12)$$

(11) ve (12) denklemleri birleştirilirse μ_{B} için;

$$\mu_{\mathrm{B}} = hc(\frac{\Delta\bar{v}}{2B}) \qquad (13)$$

elde edilir. Şekil-9' da $\Delta\bar{v}/2$ nin manyetik akı yoğunluğuna (B) göre grafiği çizilmiştir. Regresyo çizgisinden ortalama değer ve standart sapma belirlenir.

$$\frac{\Delta\bar{v}}{2B}$$

Bundan dolayı;

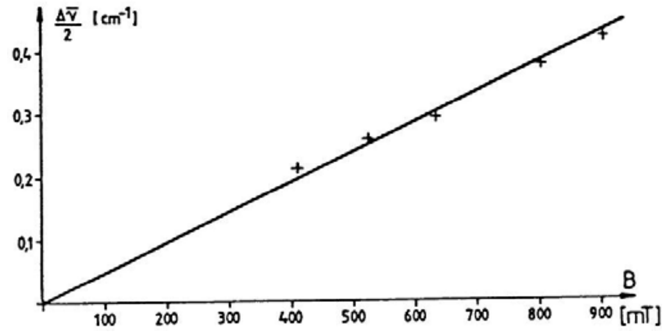
$$\mu_{\mathrm{B}} = hc(\frac{\Delta\bar{v}}{2B})$$
$$= (9.06 \pm 0.46)10^{-24}\,\frac{\mathrm{Joule}}{\mathrm{Tesla}}$$

Bohr magnetonu için literatür değeri

$\mu_{\mathrm{B,Lit.}} = (9.273)10^{-24}\,\frac{\mathrm{Joule}}{\mathrm{Tesla}}$ dır.

3. Boyuna Zeeman etkisini gözlemek için elektromagnet 90° döndürülür. Analizör konumu her ne olursa olsun, manyetik alan (sarmal akımı 8 A önerilir) bulunması durumunda halkaların her biri her zaman ikiye ayrılır.

λ/4-plakası genellikle çizgisel ışığı eliptik kutuplu ışığa dönüştürmek için kullanılır. Bu deneyde, λ/4-plakası ters amaçla kullanılacaktır. λ/4-plakası, L_2 ile analizör arasına yerleştirildiğinde, boyuna Zeeman etkisinin ışığı araştırılır. λ/4-plakasının optik ekseninin dikeyle çakışması durumunda eğer analizör dikeyle +45° lik açı yaparsa bir halka yok olur, eğer –45° lik açı yaparsa diğer halka yok olur. Bu, boyuna Zeeman etkisinin ışığının dairesel olarak kutuplanması demektir (zıt yönde).



Şekil 9: Akı yoğunluğunun (B) fonksiyonu olarak λ = 643.8 nm spektral çizgisinin Zeeman ayrılması

Uyarılar

- **Deneyin yapılışına başlamadan önce laboratuvar sorumlusunun deney düzeneğini kısaca tanıtmasını bekleyiz!**
- **Deneydeki ölçümlerin tamamlanması için öngörülen süre yaklaşık 60 dakikadır. Geriye kalan süre; ölçüm sonuçlarına ilişkin hesapların yapılması, Deney Raporu' nun kurallara uygun bir biçimde hazırlanması, elde edilen sonuçların tartışılması ve Soruların cevaplandırılması için yeterlidir;**
- **Deney grubundaki her bir öğrenci deneydeki ölçümlerin alınışından sorumludur;**

Kısım-1

Deney düzeneği laboratuvar sorumlularının yardımı ile kurulur ve laboratuvardaki tüm

Kısım-2

Bu kısımda bobinlerden geçen akımla bobinlerin arasında oluşan magnetik alan arasındaki ilişkinin belirlenmesi amaçlanmaktadır. Kısım-2' deki ölçümler için karanlık ortama gerek yoktur.

8. Cam tüp **laboratuvar sorumluları tarafından** düzenekten çıkarılır;

UYARI: Cam tüp darbeye maruz kaldığında patlayabileceğinden labotatuvar sorumluları tarafından özenle düzenekten çıkarılmalıdır !

Uyarı: Deney sırasında alınacak ölçümlerde, ölçüm cihazlarına bağlı sistematik hatalar ve deneyi yapana bağlı istatistiksel hatalar deney sonuçlarının yorumlanmasında göz önünde tutulmalıdır.

Çizelge 3.3

$V_H\,(Volt)$									
$I(A)$									
$B(T)$									
$B^2(T^2)$									

Çizelge 3.4

$I(A)$								
$B(mT)$								

9.7 Deneyin Yorumlanması:

Deneyde yapılan hesapların sonuçlandırılmasında yararlı olacağından aşağıdaki soruları cevaplandırmaya çalışınız.

6. a) Magnetik alanı $\vec{B}$ ve elektrik alanı $\vec{E}$ olan düzgün bir elektromagnetik alanda $\vec{v}$ hızı ile hareket eden q elektrik yüküne sahip bir cisme etki eden Lorentz kuvvetini yazınız.
   b) Cismin hareket denklemini yazınız.
7. V_H hızlandırıcı gerilimi(potansiyel farkı) altında $\vec{v}$ hızına kadar hızlandırılan q yüklü bir cisimin düzgün bir magnetik alan içine girdiğini varsayınız. $\vec{v} = v_0\hat{k}$ ve $\vec{B} = B_0\hat{j}$ olmak üzere,
   a. cismin hareket denklemini yazınız.
   b. Parçacığın izleyeceği yörüngenin çembersel olduğunu varsayarak verilenlere göre $\frac{q}{m} = \frac{2V_H}{B_0^{\,2} r^2}$ eşitliğini türetiniz; burada m cismin kütlesi ve r çembersel yörüngenin yarıçapıdır.
8. J. J. Thomson' un e/m oranı deneyinin önemi nedir?
9. Katot ışınları nasıl oluşur? Kısaca ifade ediniz.
10. Millikan deneyini dikkate alarak elektronların kütlesini hesaplayınız.

9.8 Kaynaklar :

Bu deneyin hazırlanmasında aşağıdaki kaynaklardan yararlanılmıştır.

Bazı internet adresleri

- **http://www.phywe.com.de**

9.9 Ekler:

9.9.1 Ek 1: Atom spektrumları

9.9.2 Ek 2: Seçim kuralları

Atomların enerji seviyeleri (toplam açısal momentumu), sahip oldukları elektronlara göre (sayı, spin, vs.) sembollerle gösterilebilir. Bir atomdaki herhangi bir elektronu dört kuantum numarası ile tanımlanabilir. Bunlar:

n (baş kuantum numarası), (n=1,2,3,4,...)
l (açısal momentum katsayısı), (l=0,1,2,3,4,5,...,n-1)
m_l (yörünge magnetik momenti kuantum sayısı) ($-l$, l-1, ... -1, 0, 1, 2, ..., l+1, l)
m_s (spin magnetik momenti kuantum sayısı) ($m_s=\pm\frac{1}{2}$)
Bir atom veya iyonun kuantum durumlarını veya toplam açısal momentumu tanımlayabilmek için Russel-Saunders terim sembolleri kullanılmaktadır. Bu terim sembolleri

$$^{2S+1}L_J$$

şeklinde gösterilir. Semboldeki
$2S+1$ – üst takısına multiplisite/çoğalabilirlik
$S=\Sigma_i s_i$ – toplam spin kuantum sayısı
$L=\Sigma_i m_{li}$ – toplam yörünge açısal momentumu kuantum sayısı
J – toplam açısal momentum sayısı,
olarak kullanılır.

Terim sembollerinin sayısal değerleri hesaplanırken bazı durumlara dikkat etmek gerekir. Gözönünde bulundurulan yörünge,
1) elektronlar tarafından yarısından azı doldurulmuş ise $J=|L-S|$,
2) yarısından fazlası doldurulmuş ise $J=|L+S|$ olacak şekilde hesaplanır.
3) $L=S$ ise eş enerjili düzeylerin sayısı S ile verilir.
4) $L>S$ ise eş enerjili düzeylerin sayısı $2S+1$,
5) $L < S$ ise eş enerjili düzeylerin sayısı $2L+1$ ile verilir.

Aşağıdaki çizelgede toplam açısal momentumun değerine göre kullanılabilecek semboller verilmektedir.

L	Sembol
0	S
1	P
2	D
3	F
4	G
5	H

9.9.3 Seçim veya Hund Kuralları

1. Dolmamış yörüngenin elektron dizilişi yazılır. Bunun için baş (n) ve diğer (l, m_l, m_s) kuantum sayıları yazılır.

2. Bu yörüngenin m_l değerleri, eksi işaretliden başlayarak yatay sıra halinde soldan sağa doğru yazılır. Örneğin *d* yörüngesi için bu sıralama aşağıdaki gibidir:

-2	-1	0	+1	+2

3. Hund kurallarına göre elektronlar artı işaretliden başlayarak orbitallere yerleştirilir. Bu yerleştirme elektronların spinleri dikkate alınarak yapılır.

Spin yukarı +½ veya ↑

ve

spin aşağı – ½ veya ↓

rakam veya simgeleri ile gösterilir. Örneğin d^7 yörüngesindeki elektronlar için yerleşim aşağıdaki gibidir:

-2	-1	0	1	2
↑↓	↑↓	↑	↑	↑

4. Temel hal terim sembolünün en büyük *L* kuantum sayısını bulmak için eşleşmemiş elektronların m_l değerlerinin cebirsel toplamı alınır ($L=\Sigma_i m_{li}$=0+1+2=3). Yukarıdaki şekilden bu değer L=3 olarak bulunur. *L* nin bu değeri için *F* sembolü kullanılır.

5. Eşlenmemiş elektronların toplam sayısı +½ ile çarpılarak en büyük $S=\Sigma_i s_i=½+½+½=3\times½=3/2$ değeri elde edilir ve multiplisite, $2S+1=2\times3/2+1=4$ olarak hesaplanır. Multiplisitesi (2S+1) maksimum olan terim en düşük enerji seviyesini gösterir. S nin bu maksimum değeri Pauli dışarlama ilkesine göre oluşur.

6. Yörünge yarıdan fazla elektronlarla doldurulmuşsa $J=|L+S|$, yarıdan az bir şekilde elektronlarla doldurulmuş ise $J=|L-S|$ bağıntısı kullanılarak temel halin toplam açısal momentum kuantum sayısı bulunur.Yörüngenin yarı dolu dolması halinde $L=0$ olduğundan $J=S$ dir. Yukarıdaki örnekte d yörüngesi yarıdan fazla dolu olduğu için $J=|L+S|=|3+3/2|=9/2$ elde edilir.

7. Sistemin enerji seviyelerini temsil eden terim sembolü ise şu şekildedir:

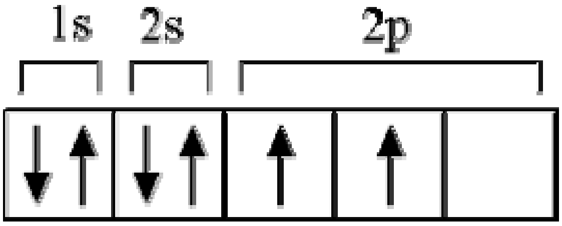
$$^{2S+1}L_J = {}^4F_{9/2}$$

Birinci Hund kuralı, Pauli dışarlama ilkesi ve elektronlar arası Coulomb itmesinden ortaya çıkarılmıştır. Dışarlama ilkesi, aynı yerdeki iki elektronun aynı anda aynı spine sahip olamayacağını söyler. Aynı spine sahip olan elektronlar farklı yerlerde olmak veya spinleri zıt olmak zorundadır.

Element	**Yörünge**	**L**	**S**	**J=|L-S| veya**	**Terim Sembolü**

				J=L+S	
H	$1s^1$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$^2S_{1/2}$
He	$1s^2$	0	0	0	$^1S_0$
Li	$1s^2\ 2s^1$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$^2P_{1/2}$
C	$1s^2\ 2s^2 2p_x{}^1 2p_y{}^1$	1	1	0	$^3P_0$
Mn	$[Ar]4s^2 3d^5$	0	5/2	5/2	$^6P_{5/2}$
Fe	$[Ar]4s^2 3d^6$	2	2	4	$^5D_4$

Örnek 1: p yörüngesinde iki elektron bulunan bir karbon atomu için (karbon $1s^2\ 2s^2\ 2p^2$) terim sembolünün elde edilmesi aşağıda gösterilmektedir.



1. S = 2×(1/2) = 1 ve 2×(1/2)+1 = 3 multiplisiteyi vermektedir.

2. L = 1 + 0 = 1 toplam yörünge açısal momentumu sayısıdır. *L* nin toplam değeri *S*, *P*, *D*, ... yi yörünesini belirler. *L*=1 için *P* kullanılır.

-1	0	
↑	↑	

3. J = | L - S | = | 1 - 1 | = 0 toplam açısal momentum sayısıdır. Buradaki örnekte *p* yörüngesi yarıdan az doludur. Terim sembolü aşağıdaki gibi olur:

$^{2\times1+1}P_0 = {}^3P_0$

4. Uyarılmış enerji düzeyleri işlemlere dahil edilirse, yani $1s^2\ 2s^1\ 2p^3$ durumunda *S* = 1×(1/2) + 3×(1/2) = 2 değeri multiplisiteyi vermektedir (2s ve 2p yörüngelerinden gelen katkı). Elektronların yörüngelere yerleşimi şu şekildedir:

$2s^1$	$2p_x{}^1$	$2p_y{}^1$	$2p_z{}^1$
0	-1	0	1
↑	↑		↑ ↑

5. Bir multiplisite değeri için *L* nin maksimum değeri, minimum enerjiyi gösterir. *L* nin bu maksimum değeri, birinci maddedeki *S* ile uyum içinde olmalıdır. $L = L_1+L_2$ burada $L_1=\Sigma_i m_{li}=0$ (2s yörüngesi için) ve $L_2=\Sigma_i m_{li}= 1 + 0 - 1 = 0$ (2p yörüngesi için) toplam yörünge açısal momentumu sayısıdır (2s ve 2p deki değerler). *L* nin toplam değeri terim sembolünün *S*, *P*, *D*, ... sini belirler. *L*=0 için *S* sembolü kullanılır.

6. Tamamlanmamış yani elektronlarla doldurulmamış her yörünge için ayrı ayrı J değerleri hesaplanır. Yörüngeleri yarıdan az dolu olan atomların J değerleri |L-S|, yarıdan fazla dolu ise |*L*+S| şeklinde hesaplanarak minimum enerji seviyeleri bulunur. Burada büyük harfler hep toplam değerleri göstermektedir. Yörüngenin yarısı dolu ise L=0 olduğundan J=|S| dir. Bu kural, elektronun spin-yörünge etkileşmesinin sonucu ortaya çıkan işaretten konmuştur. Buradaki örnekte s ve p yörüngeleri yarı doludur. Yörüngenin yarı dolu dolması halinde *L=0* olduğundan *J=S* dir (çünkü L değerleri 0 dır). Burada J_1 = +½ ($2s^1$) ve J_2 = 3×½ ($2p_x^1$, $2p_y^1$, $2p_z^1$) dır. Toplam açısal momentum J = J_1 + J_2 = ½+3×½=2 olarak elde edilir. Sistemin terim sembolü ise aşağıdaki gibidir:

$$^{2S+1}L_J = {}^4D_2$$

Aşağıda çeşitli atomlar için terim sembolleri verilmektedir:

$^{24}Cr_{52}$: $1s^22s^22p^63s^23p^63d^54s^1$; S_1=5×½=5/2 ve S_2=1×½=1/2; S=S_1+S_2=5/2+1/2=6/2=3;
$L_1=\Sigma_i m_{li}$=-2-1+0+1+2=0 ve $L_2=\Sigma_i m_{li}=0$; L=L_1+L_2=0
J = |L+S| = 3

$$^{2S+1}L_J = {}^7S_3$$

$^{25}Mn_{55}$:$1s^22s^22p^63s^23p^63d^54s^2$; S=5×½=5/2;
$L=\Sigma_i m_{li}$=-2-1+0+1+2=0
J = |S| = 5/2

$$^{2S+1}L_J = {}^6S_{5/2}$$

$^{26}Fe_{56}$:$1s^22s^22p^63s^23p^63d^64s^2$; S=4×½=4/2=2;
$L=\Sigma_i m_{li}$=-1+0+1+2=2
J = |L+S| =2+2=4

$$^{2S+1}L_J = {}^5D_4$$

$^{27}Co_{59}$:$1s^22s^22p^63s^23p^63d^74s^2$; S=3×½=3/2;
$L=\Sigma_i m_{li}$=+0+1+2=3
J = |L+S| =3+3/2=9/2

$$^{2S+1}L_J = {}^4F_{9/2}$$

$^{28}Ni_{59}$:$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^8 4s^2$; S=2×½=1;

$L=\Sigma_i m_{li}=1+2=3$

J = |L+S| =3+1=4

$$^{2S+1}L_J = {}^3F_4$$

Büyük atomların (Uranyum vd.) terim sembolleri bulunmasında farklı bir yöntem izlenir. Bunun nedeni, atomun büyük olması ve dış elektronların daha bağımsız olmalarıdır. Böyle atomların toplam açısal momentumlarının bulunmasında Russel-Saunders değil, *jj* eşleşmesi yönteminin kullanıldığı hatırlanmalıdır. Bütün lantanit ve aktinitlerin benzer davranışta olacaklarını beklenmelidir.