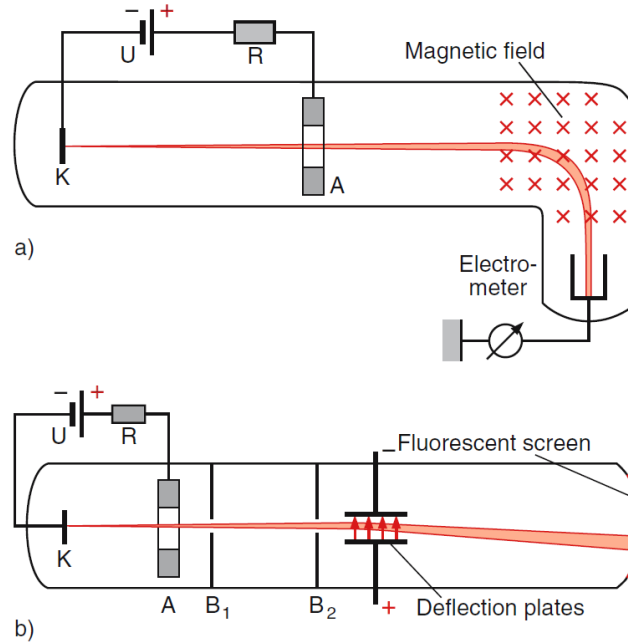


3.1. Elektronun Keşfi ve Thomson'un e/m Oranını Belirlemesi

Atomik fiziğin gelişmesinde önemli rol oynayan bazı deneyler modern fiziğin ilgi çekici birer parçası olmuşlardır. Bu deneyler; J.J. Thomson'un elektronu buluşu, Milikan'ın elektronun yükünü ölçmesi ve Rutherford'un atom çekirdeğinin varlığını kanıtladığı saçılma deneyi.

Elektron J.J. Thomson'un 1897'de yaptığı bir dizi deney sonucunda "katot ışınları" denilen demetlerin aslında negatif yüklü parçacıklardan oluştuğunu göstermesiyle bulunmuştur. O tarihten 30 yıl kadar önce bulunan katot ışınları, içinde iki elektrot ve alçak basınçta gaz bulunan bir cam tüpte elde ediliyordu. Anot ile katot arasında büyük bir potansiyel fark uygulandığında gaz atomlarının bir kısmı iyonlaşır ve bir elektrik boşalması meydana gelir. Katoda çarpan pozitif iyonlar buradan elektron koparırlar ve bu elektronlar daha sonra anoda doğru ivmelenirler. Şekil 1.1.'de gösterilen düzende anottaki delikten geçen bir kısım elektronlar tüpün diğer ucuna kadar gidebilirler. Uygun basınçlarda bu elektron demeti gaz içinde bir ışımaya gibi görünür ve tüpün çarptıkları ucunda flüoresan bir iz bırakırlar.



Şekil 4.1. a) Magnetik alan ve b) elektrik alan varlığında Thomson'un elektronun e/m oranını belirlemek için kullandığı katot ışını tüpünün şematik gösterimi.

1879'da Crookes ve diğerleri katot ışınlarının doğrusal bir yol izlediklerini ve momentum taşıdıklarını göstermişlerdi. Ayrıca Crookes bu ışınların magnetik alanda saptıklarını ve sapma yönünün negatif parçacıkların sapacağı yönde olduğunu gösterdi. Tüm bu gözlemler katot ışınlarının negatif yük taşıyan parçacıklardan oluştuğunu akla getiriyordu. Fakat bu ışınların bir

elektrik alanda saptıklarını göstermek bir türlü mümkün olmamıştı. Bu başarısızlık nedeniyle katot ışınlarının parçacık değil de yepyeni bir fiziksel olay olduğu düşünülüyordu.

J.J. Thomson'un tasarladığı bir dizi deney hiçbir kuşkuyla yer bırakmayacak şekilde bu sorunları çözdü. Thomson önce ışınları bir metal kap üzerine gönderdiğinde kabın negatif yüklendiğini gösterdi; ışınlar kesildiğinde kabın yüklenmesi duruyordu. Ayrıca Şekil 1.1.'de gösterildiği gibi, tüp içine koyduğu zıt yüklü iki metal levhayla ışınların elektrik alanda saptığını gösterdi Şekil 1.1.b). Thomson daha önceki denemelerin neden başarısız olduğunu da açıkladı. Önceki deneyler tüp içinde iyi bir vakum oluşturamamışlardı. Tüp içinde kalan gaz molekülleri katot ışınları tarafından iyonlaştığında hemen levhalar tarafından çekiliyor ve elektrik alanı nötrleştiriyorlardı. Tüm bu deneyler sonucunda Thomson şöyle yazıyordu: *"Bu ışınların negatif yüklü parçacıklar olduğu sonucundan kaçınmanın yolunu göremiyorum."* Bu varsayımdan yola çıkan Thomson daha sonra parçacığın özelliklerini ölçtü.

Thomson elektrik ve magnetik alanları birlikte uygulayarak parçacıkların hızını ölçtü. E ve B alanlarında bir elektron üzerindeki Lorentz kuvveti ifadesiyle verilir:

$$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Thomson önce sadece elektrik alan uygulayarak parçacıkların sapma miktarını ölçtü. Daha sonra elektrik alanı kaldırıp enine bir magnetik alan uyguladı. Daha önceki elektrik alandaki sapmayı sağlayacak şekilde manyetik alanın şiddetini ayarladı. Bu koşullarda elektrik alan ve magnetik alan birbirlerine dik olur; \vec{v} ve \vec{B} de dik olduğundan

$$v = \frac{E}{B}$$

bulunur. (Thomson'un deneylerinde v hızı $0.1c$ kadardı. Bu hızlarda görelî hesaba gerek yoktur.) Thomson daha sonra bu deneysel verileri irdeleyerek elektronun e/m oranını ölçebildi. Yöntem şu şekildedir:

Bir manyetik alanın varlığında elektronlar dairesel bir yörüngede dönerler. Oluşan manyetik kuvvet dairesel yörüngede hareket eden elektronun merkezî kuvvetine eşittir:

$$\vec{F}_{mer} + \vec{F}_B = \vec{0}$$

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

Elektronların hareket ettiği dairesel yörüngenin yarıçapı:

$$r = \frac{mv}{eB}$$

olur. Buna göre, r yarıçapı ölçülür ve daha önce bilinen u ve B kullanılırsa e/m oranı hesaplanır. Benzer şekilde elektrik alanında elektronların sapma açısı

$$\theta = \frac{eEl}{mv^2}$$

olur; burada l sapıtıcı levhanın uzunluğudur. Buna göre, bilinen elektrik alandaki θ sapma açısı ölçülürse, yine e/m oranı hesaplanabilir.

Thomson tüp içinde birçok değişik gaz ve katot olarak değişik metaller kullandığı halde, hep aynı $\frac{e}{m} = 1.76 \times 10^{11} \text{ C/kg}$ olarak buldu. O halde, bu negatif parçacık tüm atomlarda aynı olmalıydı. Bu parçacığa elektron adı verildi.

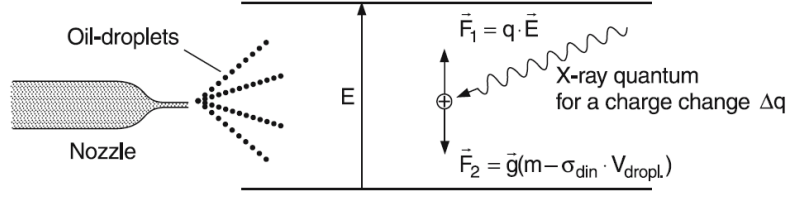
3.2. Elektronun Yükünün Ölçülmesi: Milikan Yağ Damlası Deneyi

Thomson deneylerinde e/m oranını ölçebildiği halde m veya e 'yi ayrı olarak ölçmeyi başaramamıştı. Bunun nedenini anlamak kolaydır; E ve B alanları içindeki bir elektrona Newton yasası uygulanırsa

$$m\vec{a} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Bu bağıntıya göre, elektronun hareketi incelenerek sadece e/m oranı bulunabilir. m veya e 'yi ayrı ayrı bulmak mümkün olamaz. Bu sorunu çözenin bir yolu, daha büyük kütleli bir cismin hareketini incelemek olabilir. Örneğin, bir elektronunu kazanmış veya kaybetmiş olan M kütleli bir su damlasının hareketi incelenerek M/e oranı ölçülebilir. Damlanın M kütlesi ayrı bir yöntem ile ölçülebilirse e yükü bulunur; daha sonra, elektron için bulunan m/e oranı kullanılarak elektronun m kütlesi bulunabilir.

Böyle bir yöntem Thomson ve yardımcıları tarafından denendi, fakat başarılı olunamadı. Su damlaları çabucak buharlaşıyordu ve Thomson deneysel deneysel hata payını %50'nin altına indirmiyordu.



Şekil 4.2. Milikan'ın yağ damlası deneyinin şematik gösterimi.

Buharlaştırma sorunu Amerikalı fizikçi tarafından yağ damlacıkları kullanılarak çözüldü. Milikan'ın kullandığı düzeneğin şeması Şekil 1.2.'de gösterilmektedir. Yatay iki levha arasındaki bölgeye bir sprey aletinden yağ damlacıkları püskürtülür. Levhalar arasında uygulanan potansiyel farkı düşey bir elektrik alan oluşturur. Elektrik alan yokluğunda damlacıklar aşağı yönde düşerken hava direnci nedeniyle çabucak limit hıza erişirler. E elektrik alanı uygulandığında, Milikan bazı damlacıkların daha çabuk düştüğünü, fakat bazılarının yukarı yönde çıkmaya başladığını gözledi. Buna göre, damlacıklar hem pozitif hem de negatif yük kazanmışlardı. Milikan'ın bu yükleri ölçme yöntemi karmaşık olmakla beraber, basit bir açıklama şöyle verilebilir:

Levhalar arasındaki E elektrik alanı ayarlanarak, seçilen bir damla havada hareketsiz tutulabiliyordu. Bunun için, zıt yöndeki elektrostatik kuvvet ağırlığa eşit olmalıdır:

$$\vec{F}_E + \vec{G} = \vec{0}$$

$$q\vec{E} + M\vec{g} = \vec{0}$$

$$qE = Mg$$

E ve g bilindiğine göre, M bir şekilde ölçülebiliyorsa, q yükü bulunabilir.

Milikan M 'yi bulmak için E elektrik alanı sıfırladığında damlacıkların düştüğü limit hızı ölçtü. Bu hız çok küçük olduğundan kolayca ölçülebilir. Limit hızı ölçebilmek için elektrik alanın yokluğunda yağ damlasına etki eden kuvvetlerin, limit hız durumunda birbirlerini dengelediklerini gözönünde bulundurarak damlacığa ait hareket denklemini oluşturulur. Damlacığa etki eden kuvvetler:

Vizkozite kuvveti veya Stokes sürtünme kuvveti; akışkanlar mekaniğinde, r yarıçaplı bir küre vizkozitesi η olan bir sıvıda v hızıyla, üzerine uygulanan direnç kuvveti arasında şöyle bir bağıntı vardır:

$$\vec{F}_{viz} = 6\pi\eta r(-\vec{v})$$

Sıvının kaldırma kuvveti; yağ damlacığının içinde bulunduğu sıvının damlacığa etki ettiği kaldırma kuvveti:

$$\vec{F}_{kal} = m_{sivi}(-\vec{g})$$

Yerçekimi kuvveti;

$$\vec{G} = m_{yağ}\vec{g}$$

Yağ damlacığı limit hıza ulaştığında üzerine etkiyen net kuvvet sıfırdır:

$$\begin{aligned}\vec{F}_{viz} + \vec{F}_{kal} + \vec{G} &= \vec{0} \\ -6\pi\eta r\vec{v} + m_{sivi}(-\vec{g}) + m_{yağ}\vec{g} &= \vec{0} \\ m_{yağ}g - m_{sivi}g &= 6\pi\eta r v\end{aligned}$$

Deneyde kullanılan yağ ve sıvının yoğunlukları bilindiğine göre yağ ve sıvı kütleleri şu şekilde verilebilir:

$$\begin{aligned}\rho_{sivi} &= \frac{m_{sivi}}{V_{yağ}} = \frac{m_{sivi}}{\frac{4}{3}\pi r^3} \\ \rho_{yağ} &= \frac{m_{yağ}}{V_{yağ}} = \frac{m_{yağ}}{\frac{4}{3}\pi r^3}\end{aligned}$$

Kütle ifadeleri yoğunluk cinsinden hareket denkleminde yerine koyulduğunda,

$$\frac{4}{3}\pi r^3 g(\rho_{yağ} - \rho_{sivi}) = 6\pi\eta r v$$

elde edilir. Yağ damlacığının yarıçapı limit hız değeri ölçüldüğünde aşağıdaki ifadeden hesaplanabilir:

$$r = \left[\frac{9}{2} \frac{v\eta}{g(\rho_{yağ} - \rho_{sivi})} \right]^{1/2}$$

Daha sonra bu bağıntıdan elde edilen damlacığın yarıçapı değeri ile

$$\rho_{yağ} = \frac{m_{yağ}}{\frac{4}{3}\pi r^3}$$

bağıntısından $m_{yağ}$ değeri ve dolayısıyla $m_{yağ}/e$ ifadesinden de elektronun yükü e hesaplanabilir.

Ayrıca deney sırasında durgun bazı damlaların birden yukarı ve aşağı harekete başladıkları görülmüştür. Bu, damlacığın havadan bir yük kaptığını göstermektedir. Milikan birkaç yıl süreyle binlerce damlacık üzerinde ölçümler yaptı. Değişik sıvılar kullandı, damlacığın yükünü değiştirtebilmek için havayı X-ışınları ile iyonlaştırdı. Tüm bu gözlemler sonucunda damlacık yüklerinin temel bir yükün pozitif ve negatif tam katları olduğunu gösterdi. Bu temel yük miktarının değeri şudur:

$$e = 1.602 \times 10^{-19}C$$

Milikan deneyinin iki önemli yanı vardır: Birincisi elektronun $-e$ yükü ölçülmüştür. İkinci ve belki de daha önemli olan yanı pozitif veya negatif tüm yüklerin aynı temel e biriminin tam katları olduğunu göstermiş olmasıdır.

3.3. Rutherford Saçılması

Thomson'un elektronu bulmasıyla birlikte fizikçiler atom yapısında elektronun rolünü gözönüne alan eni modeller geliştirdiler. Bunlar arasında Kelvin ve Thomson'un birlikte ileri sürdükleri bir modelde (buna Thomson Atom Modeli denir) elektronlar düzgün pozitif yüklü bir küre içinde, tıpkı üzümlü bir kek gibi dağılmış bulunuyorlardı. Pozitif yük kaynağı bilinmiyordu, fakat elektron çok hafif olduğuna göre, atom kütlesi pozitif yüklerden ileri geliyor olmalıydı.

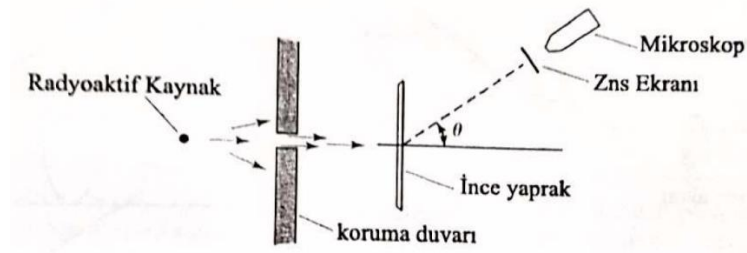
Bu düşünceleri doğrulayabilmek için atomun iç yapısını yoklayan bir deneysel düzenek bulmak gerekiyordu. Radyoaktif maddelerin saldıdığı yüksek enerjili parçacıklar bu iş için uygun görünüyordu. Bunlar arasında α parçacığı vardı ve Rutherford bunun pozitif iyonlaşmış Helyum atomu olduğunu daha önce göstermişti. (Gerçekte α parçacığı iki elektronunu kaybetmiş Helyum çekirdeğidir.) Alfa parçacıkları ince metal bir yaprak üzerine gönderildiğinde, büyük çoğunluğu az bir sapmayla yaprağı geçiyorlardı. Buradan, alfa parçacığı atomlar arasından geçerken, atomun elektrik alanından etkilenerek saptıkları anlaşılıyordu. Bu gözlem Thomson modeliyle uyumluymuş çünkü elektronlar hafif ve pozitif dağılmış yükün elektrik alanı zayıf olduğundan, ağır alfa parçacıklarının hızını fazla değiştirmezlerdi.

Fakat Rutherford'un iki asistanı Geiger ve Marsden, en ince metal yapraklar ($\sim 1 \mu m$ kalınlıkta) kullanıldığında dahi bazı alfa parçacıklarının 90° 'den fazla saptırıldığını gözlemlediler. Thomson modeline göre bunu açıklamak gerekiyorsa, bu büyük sapmaların birden çok atomla çarpışmalarından kaynaklandığı söylenebilirdi. Fakat, Rutherford böyle çoklu saçılma olasılığının en küçük olacağını gösterdi.

Rutherford bu büyük açılı sapmalar nedeniyle, atomun elektrik alanının Thomson modelindeki çok daha büyük olması gerektiğini düşündü. Bu büyük elektrik alanı açıklayabilmek için de atom çekirdeği modelini ileri sürdü.

Rutherford modeline göre, metal yaprak içinden geçen alfa parçacıklarının büyük bir bölümü çekirdeğin çok uzağından geçiyor ve bu nedenle sapmalar küçük oluyordu. Fakat, küçük bir bölümü çekirdeğe iyice yaklaştığında geniş açılar ile saptırılır. Rutherford alfa parçacıklarının saçılırken izleyeceği yolu hesaplayarak hangi açılarda ne kadar parçacık sapacağını öngörebiliyordu. Bu formülde parçacığın enerjisi ve metal yaprağın kalınlığı da hesaba katılmıştı. Bu sonuçlar 1911'de yayınlandı ve daha sonra 1913'de Geiger ve Marsden tarafından doğrulandıktan sonra atom çekirdeğinin varlığı kanıtlanmış oldu.

Geiger ve Marsden'in deney şeması Şekil 4.3'de gösterilmiştir. Radyoaktif bir kaynaktan çıkan ince bir alfa parçacık demeti ince metal bir yaprak üzerine gönderilir. Her θ açısında sapan alfa parçacıkları Çünkü Sülfürden yapılmış bir ekran üzerine bıraktığı parıltı ile kendini belli eder. Bu parıltılar bir mikroskop ile gözlenerek sayılır.



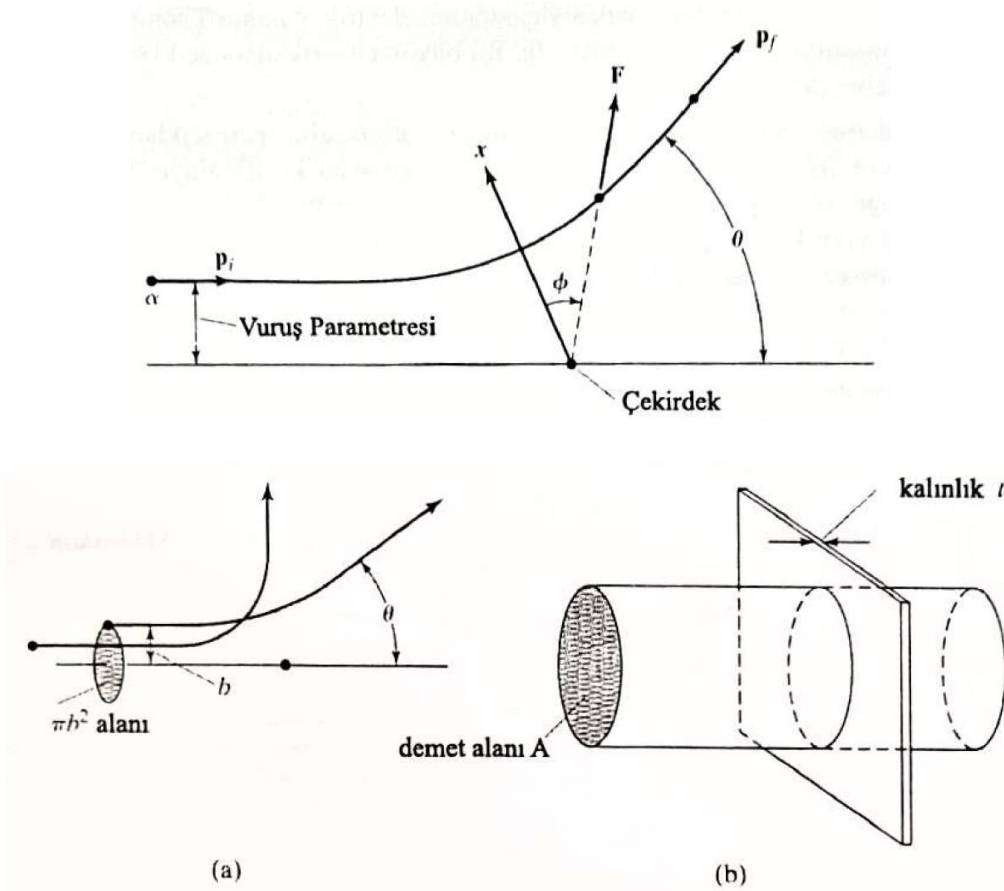
Şekil 4.3. Geiger ve Marsden'in Rutherford saçılma deneyi. Radyoaktif kaynaktan çıkan alfa parçacıkları metal bir koruma duvarındaki dar aralıktan geçerek ince yaprak üzerine düşerler. Her θ açısında sapan parçacıkların sayısı gümüş sülfürden yapılmış ekran üzerinde bıraktıkları parıltı ile ölçülür.

Saçılan parçacık sayısını Rutherford atom modeline göre hesaplamak üzere, kütlesi m , yükü $2e$, ve enerjisi E olan bir alfa parçacığı göz önüne alalım. Büyük θ açılarıyla ilgilendiğimiz için alfa parçacığının çekirdeğe yakın geçtiği, yani elektronların iç bölgesinde olduğunu varsayabilir ve

elektronları yok sayabiliriz. Yüğü $Q = 2e$ olan çekirdek alfa parçacığından çok daha ağır olduğu için sabit kabul edilebilir. Buna göre, alfa parçacığına etkiyen net kuvvet çekirdeğin Coulomb itme kuvvetidir:

$$F = \frac{kqQ}{r^2} = \frac{2Zke^2}{r^2}$$

Burada $k = 1/4\pi\epsilon_0 = 8.99 \times 10^9 \text{ Nm/C}^2$ 'dir. Bu kuvvetin etkisiyle alfa parçacığı Şekil 4.4'de gösterilen hiperbolik yolu izler.



Şekil 4.4. Çekirdeğin itici Coulomb alanında bir alfa parçacığının izlediği yol.

Her alfa parçacığının yolu vuruş parametresi denen bir b parametresi ile verilir. Bu parametre alfa parçacığının geliş doğrultusunun çekirdek merkezine dik uzaklığı olarak tanımlanır. θ sapma açısı ve vuruş parametresi arasındaki ilişki mekanik kitaplarında bulunabilir. Hesap uzun olduğundan burada doğrudan sonucu verelim:

$$b = \frac{Zke^2}{E} \cot \frac{\theta}{2}$$

Burada E alfa parçacığının enerjisidir. Bu bağıntıya göre, büyük θ açılarının küçük b değerlerine karşılık geldiğine dikkat edelim.

Şimdi belirli bir b vuruş parametresi ve buna karşılık gelen θ sapma açısını gözönüne alalım. Vuruş parametresi bu b değerinden küçük olan tüm parçacıklar bu θ değerinden daha büyük açılarda sapacaklardır. Buna göre, b yarıçaplı dairesel bir kesit içinde gelen parçacıklar θ veya daha büyük açılarda saçılırlar. Gelen demetin kesit alanı A ise θ 'dan büyük açılarda saçılan parçacıkların oranı $\pi b^2/A$ olur. Toplam parçacık sayısı N ise, metal yaprak içindeki bir atomun θ 'dan büyük açılarda saptığı parçacık sayısı:

$$\text{bir atomdan } \theta\text{'dan büyük açılarda saçılan parçacık sayısı} = N \frac{\pi b^2}{A}$$

Bu sayı alfa demetinin hedefte karşılaştığı atom sayısı ile çarpılmalıdır. Metal yaprağın kalınlığı t ve birim hacimdeki atom sayısı n ise,

$$\text{demetin karşılaştığı hedef atomların sayısı} = nAt$$

olur. Bu iki denklem birleştirilirse θ veya daha büyük açılarda saçılan alfa parçacığı sayısı bulunmuş olur:

$$N_{saç}(\theta \text{ veya daha büyük}) = N \frac{\pi b^2}{A} nAt = \pi Nntb^2$$

θ ile $\theta + d\theta$ arasında saçılan parçacık sayısını bulmak için bu ifadenin türevi alınır. Daha sonra, R uzaklığındaki çinko sülfür ekranında birim yüzeye düşen parçacık sayısı hesaplanır. Hesaplar uzun olduğundan sonucu doğrudan verilecektir. θ açısında birim yüzeye düşen parçacık sayısı şöyle olur:

$$n_{saç}(\theta) = \frac{Nnt}{4R^2} \left(\frac{Zke^2}{r^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$$

Bu önemli sonuç Rutherford formülü olarak bilinir. Bu formülün önemli noktaları:

- i. $n_{saç}(\theta)$ hedef yaprağın t kalınlığı ile orantılıdır.
- ii. $n_{saç}(\theta)$ çekirdek yükünün karesi ile orantılıdır.
- iii. $n_{saç}(\theta)$ gelen parçacığın enerjisinin karesi ile ters orantılıdır.
- iv. $n_{saç}(\theta)$ saçılma açısının dördüncü kuvveti ile ters orantılıdır.

Geiger ve Marsden bu özelliklerin herbirini ayrı ayrı tespit edip doğruladılar. Yaptıkları titiz deneyler sonucu Rutherford atom modeli hiçbir kuşkuya yer bırakmayacak şekilde ispatlandı ve belki de modern kuantum teorisinin yolunu açtı.

Ders ile ilgili videolar:

<https://www.youtube.com/watch?v=iTMeh-e5Y5M>

<https://www.youtube.com/watch?v=ijHKu6iXiRk>

<https://www.youtube.com/watch?v=4ctksIN1GqM>