T.C.

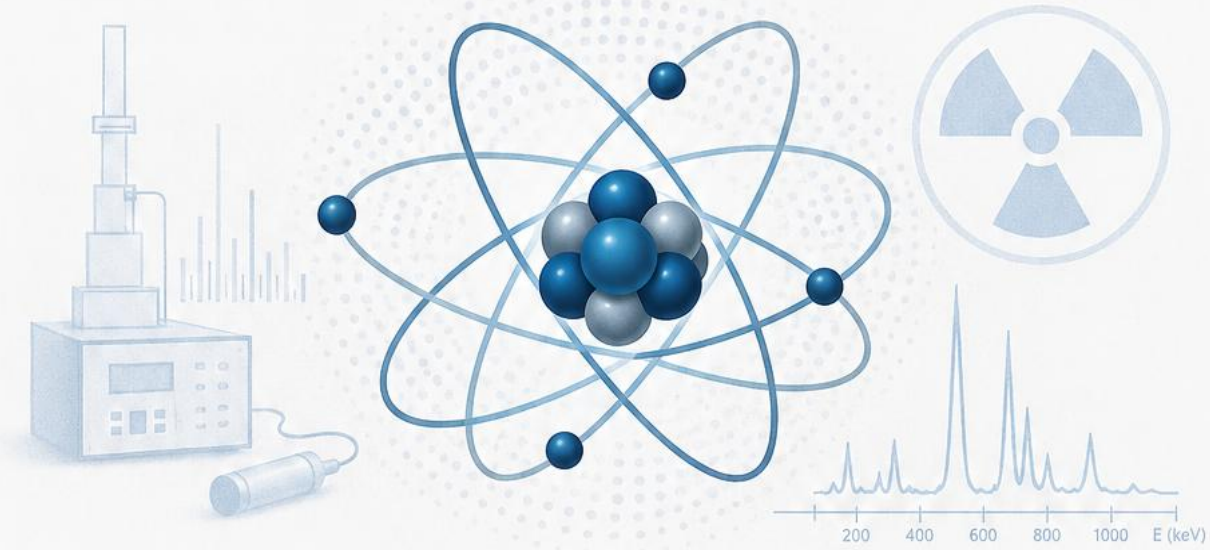
MANİSA CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ

MÜHENDİSLİK VE DOĞA BİLİMLERİ FAKÜLTESİ

FİZİK BÖLÜMÜ

NÜKLEER FİZİK LABORATUVARI

DENEY KILAVUZU



MANİSA

2026

NÜKLEER FİZİK LABORATUAR DENEYLERİ

No	Deney Adı
1-	Geiger-Müller (G-M) Sayacının Çalışma Karakteristiklerinin İncelenmesi
2-	Gama Işını Soğurulması
3-	Radyoaktif Bir Kaynak İçin Ters Kare Yasasının İncelenmesi
4-	Radyoaktiflik Ölçmelerinin İstatistiği
5-	Wilson Sis Odasında Alfa Parçacıklarının İzlerinin Ölçülmesi
6-	Gama Spektrometresi ile Elde Edilen Spektrumdan Compton Kenarının ve Geri Saçılma Pikinin Hesapla Bulunması
7-	Sintilasyon Dedektörü ve Yarıiletken Katıhal Dedektörü Kullanılarak Elde Edilen Piklerin Yarı Maksimum Tam Genişliklerinin (FWHM) ve Dedektörlerin Enerji Ayırma Gücünün Hesaplanması
8-	Gama Spektrometresi ile Elde Edilen Spektrumlarda Bilinmeyen Pikin Enerjisinin Bulunması ve Bilinmeyen Radyoaktif Kaynağın Sintilasyon Dedektörü ile Tayin Edilmesi
9-	Gama ve Alfa Spektrumundan Elde Edilen Piklerin Karşılaştırılması
10-	Gama Spektroskopisi Yöntemi ile Lineer ve Kütle Soğurma Katsayılarının Hesaplanması
11-	Cs-137'nin Gama Spektrumunun Çizilmesi
12-	Ra-226'nın Gama Spektrumundan Yararlanarak Bi-214 ve Pb-214'ün Belirli Gama Enerjilerine Karşılık Gelen Piklerin Çizilmesi

Nükleer Güvenlik Kuralları

Radyoaktif kaynaklarla gerçekleştirilen deneylerde öğrencilerin, öğretim elemanının talimatlarına ve laboratuvarın belirlenmiş güvenlik kurallarına eksiksiz olarak uymaları gerekmektedir. Radyasyonla çalışmalarda temel amaç, gereksiz radyasyon maruziyetini en aza indirmek ve radyoaktif kaynakların güvenli bir şekilde kullanılmasını sağlamaktır. Bu kapsamda aşağıdaki kurallara uyulmalıdır:

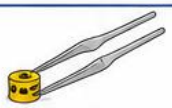
- Radyoaktif kaynaklara **çıplak elle kesinlikle dokunulmamalı**, kaynaklar uygun maşa veya tutucu ekipman kullanılarak tutulmalıdır. Kaynak hiçbir koşulda vücudun herhangi bir bölümüne yaklaştırılmamalı veya temas ettirilmemelidir.
- Radyoaktif kaynakla çalışma sırasında kaynak ile kişi arasındaki **mesafe mümkün olduğunca artırılmalı**, kaynağın gereksiz yere elde veya çalışma alanında uzun süre tutulmasından kaçınılmalıdır.
- Radyoaktif kaynaklar yalnızca **öğretim elemanının bilgisi ve gözetimi altında** kullanılmalı,
- Kaynakların laboratuvar içerisinde **izinsiz olarak başka bir yere taşınmasına** veya **deney düzeneği dışında kullanılmasına** izin verilmemelidir.
- Kullanılmayan radyoaktif kaynaklar, deney sırasında belirlenen güvenli konumda tutulmalı ve işlem tamamlandıktan sonra **ait olduğu koruyucu kutu veya muhafaza içerisine** yerleştirilmelidir. Kaynakların açıkta bırakılmasına kesinlikle izin verilmemelidir.
- Radyoaktif kaynakların bulunduğu çalışma alanında **yemek yemek, içecek tüketmek, sakız çiğnemek ve kişisel tüketim amacıyla herhangi bir madde bulundurmak yasaktır.**
- Laboratuvar içerisinde radyoaktif maddelerle çalışırken **el, yüz ve ağız bölgesine temas edilmemeli**; çalışma sırasında kişisel eşyalara mümkün olduğunca dokunulmamalıdır.
- Deney sırasında kullanılan araç ve gereçler, kaynaklarla temas ettirilmemeli; radyoaktif kaynakların ve deney ekipmanlarının çalışma alanı dışında kullanılmasına izin verilmemelidir.
- Radyoaktif kaynakla çalışmaya başlamadan önce deney düzeneği, kullanılacak ekipmanlar ve güvenlik önlemleri kontrol edilmelidir. Öğrenci, **nasıl kullanılacağını bilmediği hiçbir cihaz veya kaynağı kendi başına çalıştırmamalıdır.**
- Laboratuvarda bulunan **radyasyon uyarı işaretlerine, güvenlik levhalarına ve erişim kısıtlamalarına** mutlaka uyulmalıdır. Yetkisiz kişilerin radyoaktif kaynakların bulunduğu çalışma alanına girmesine izin verilmemelidir.

- Deney sırasında herhangi bir kaynağın düşmesi, hasar görmesi, kaybolması, beklenmeyen bir durum oluşması veya radyoaktif kontaminasyon şüphesi bulunması halinde **durum derhal öğretim elemanına bildirilmelidir.** Böyle bir durumda öğrenci kendi başına müdahalede bulunmamalıdır.
- Radyoaktif kaynakların bulunduğu çalışma alanında **gereksiz yere uzun süre kalınmamalı** ve deney için gerekli olmayan kişiler çalışma alanından uzak tutulmalıdır.
- Deney tamamlandıktan sonra kullanılan **radyoaktif kaynakların tamamı kontrol edilerek güvenli muhafaza** alanına kaldırılmalı ve deney düzeneğinin güvenli şekilde bırakıldığından emin olunmalıdır.
- Deney sonrasında kullanılan çalışma yüzeyi ve ekipmanlar kontrol edilmelidir
- Radyoaktif kaynaklarla çalışan herkes **deney sonunda ellerini uygun şekilde yıkamalıdır.** Eldiven kullanılmış olsa dahi deney sonrasında el hijyeni sağlanmalıdır.
- Laboratuvarda görev yapan veya deneylere katılan öğrenciler, **radyasyon güvenliği konusunda verilen eğitim ve bilgilendirmeleri almadan radyoaktif kaynaklarla çalışmaya başlamamalıdır.**
- Radyasyon güvenliğinde temel yaklaşım; **gereksiz maruziyetten kaçınmak, çalışma süresini mümkün olduğunca kısa tutmak, kaynakla olan mesafeyi artırmak ve uygun koruyucu düzeneklerden yararlanmaktır.**

NÜKLEER GÜVENLİK KURALLARI

Radyoaktif kaynaklarla çalışmalarda temel amaç, gereksiz radyasyon maruziyetini en aza indirmek ve kaynakların güvenli bir şekilde kullanılmasını sağlamaktır.
Aşağıdaki kurallara uyulması zorunludur.



1		Radyoaktif kaynaklara çıplak elle dokunmayınız. Kaynakları daima uygun maşa veya tutucu ekipman kullanarak tutunuz. Kaynağı vücudunuzun herhangi bir kısmına yaklaştırmayınız veya temas ettirmeyiniz.
2		Radyoaktif kaynağı kullanmadığınız durumlarda tekrar aldığınız koruyucu kutu veya muhafaza içerisine koyunuz. Kaynakları açıkta bırakmayınız.
3		Radyoaktif malzemelerin kullanıldıığı bölgelerde herhangi bir şey yemek, içmek, sakız çiğnemek ve kişisel tüketim amacıyla madde bulundurmak kesinlikle yasaktır.
4		Radyoaktif kaynakla çalışan herkes deneyden sonra ellerini sabun ve bol su ile yıkamalıdır. Eldiven kullanılmış olsa dahi el hijyeni sağlanmalıdır.
5		Kaynak ile aranızdaki mesafeyi mümkün olduğunca artırınız ve kaynakla çalışma sürenizi mümkün olduğunca kısa tutunuz.
6		Radyoaktif kaynaklar yalnızca öğretim elemanının bilgisi ve gözetimi altında kullanılmalıdır. Kaynakları laboratuvar dışında başka bir yere taşımayınız ve deney düzeneği dışında kullanmayınız.
7		Laboratuvarda bulunan radyasyon uyarı işaretlerine, güvenlik levhalarına ve erişim kısıtlamalarına mutlaka uyunuz. Yetkisiz kişilerin çalışma alanına girmesine izin vermeyiniz.
8		Deneye başlamadan önce deney düzeneğini, kullanılacak ekipmanları ve güvenlik önlemlerini kontrol ediniz. Nasıl kullanılacağını bilmediğiniz hiçbir cihaz veya kaynağı çalıştırmayınız.
9		Herhangi bir kaynağın düşmesi, hasar görmesi, kaybolması veya kontaminasyon şüphesi durumunda derhal öğretim elemanına bildiriniz. Kendi başınıza müdahalede bulunmayınız.
10		Radyoaktif kaynakların bulunduğu çalışma alanında gereksiz yere uzun süre kalmayınız ve deney için gerekli olmayan kişileri çalışma alanından uzak tutunuz.
11		Deney tamamlandıktan sonra kullanılan radyoaktif kaynakların tamamını kontrol ederek güvenli muhafaza alanına kaldırınız ve deney düzeneğini güvenli şekilde bıraktığınızdan emin olunuz.
12		Çalışma yüzeyi ve ekipmanlar kontrol edilmeli; gerekli görülmesi halinde kontaminasyon kontrol prosedürleri uygulanmalıdır.
13		Kişisel dozimetre veya diğer radyasyon izleme ekipmanları varsa, laboratuvarın belirlediği kullanım ve taşıma kurallarına uygun şekilde kullanılmalıdır.
14		Radyasyon güvenliğinde temel yaklaşım; gereksiz maruziyetten kaçınmak, çalışma süresini mümkün olduğunca kısa tutmak, kaynakla olan mesafeyi artırmak ve uygun koruyucu düzeneklerden yararlanmaktır.



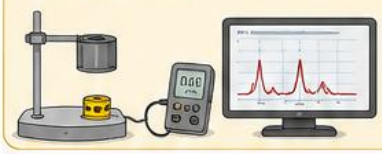
DENEYE BAŞLAMADAN ÖNCE

- ✓ Güvenlik talimatlarını okuyunuz.
- ✓ Deney düzeneğini ve ekipmanları kontrol ediniz.
- ✓ Gerekli kişisel koruyucu ekipmanları (kimisi, eldiven vb.) kullanınız.
- ✓ Kaynağın durumu ve konumunu kontrol ediniz.
- ✓ Acil durum prosedürlerini gözden geçiriniz.



DENEY SIRASINDA

- ✓ Kaynakları maşa ile tutunuz.
- ✓ Kaynağı gereksiz yere elde tutmayınız.
- ✓ Yemek, içmek ve sakız çiğnemek yasaktır.
- ✓ Deney düzeneğine dikkat ediniz ve düzeni bozmadan çalışınız.
- ✓ Herhangi bir sorun durumunda öğretim elemanına bildiriniz.



DENEY SONRASINDA

- ✓ Kaynakları kontrol ederek koruyucu kutusuna yerleştiriniz.
- ✓ Deney masasını ve kullanılan ekipmanları temizleyiniz.
- ✓ Kontaminasyon kontrolü gerekiyorsa prosedürü uygulayınız.
- ✓ Ellerinizi sabun ve bol su ile yıkayınız.
- ✓ Laboratuvarı düzenli ve güvenli şekilde bırakınız.



ÖNEMLİ: Radyoaktif kaynaklarla yapılacak tüm çalışmalar, laboratuvar sorumlusu/öğretim elemanının talimatları doğrultusunda yürütülmelidir. Buradaki kurallar, laboratuvarın mevcut radyasyon güvenliği prosedürlerinin yerine geçmez; deney öncesinde ilgili güvenlik talimatlarını mutlaka okuyunuz.

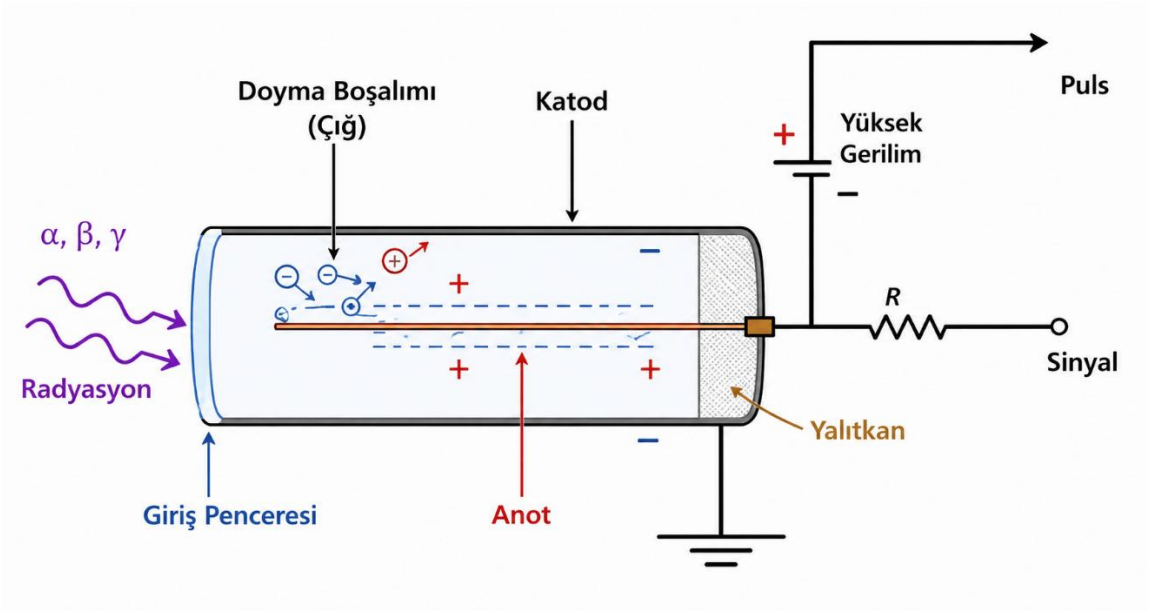
DENEY 1

DENEYİN ADI: Geiger-Müller (G-M) Sayacının Çalışma Karakteristiklerinin İncelenmesi

DENEYİN AMACI: Bir G-M sayacının başlangıç potansiyeli, çalışma potansiyeli, plato uzunluğu ve ölü zamanının tayini.

Teorik Bilgi

Geiger–Müller (G-M) sayaçları, iyonlaştırıcı radyasyonun gaz ortamında oluşturduğu iyonlaşma olayından yararlanarak radyasyonu tespit eden gazlı radyasyon dedektörleridir. G-M tüpü temel olarak silindir şeklindeki bir katot, tüpün ekseni boyunca yerleştirilmiş ince bir anot teli, gaz dolgu bölgesi, giriş penceresi ve elektriksel yalıtkan kısımlardan oluşmaktadır (Şekil 1.1).

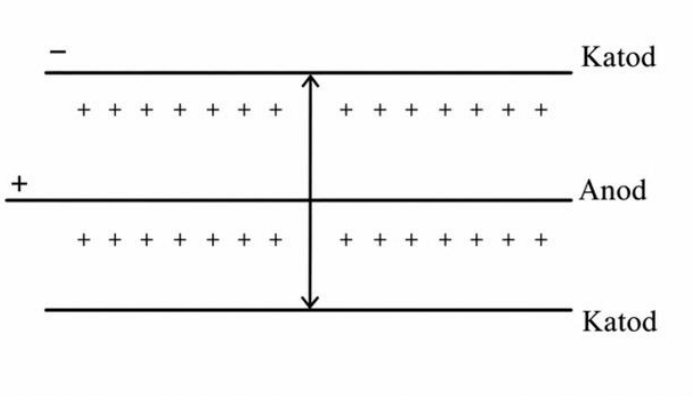


Şekil 1.1. Sondan Pencereli bir G-M Sayacının yapısı

Silindir şeklindeki tüpün iç yüzeyi katot görevini üstlenirken, eksen boyunca yerleştirilen ince tel anot olarak kullanılmaktadır. Tüp içerisinde yaklaşık %90 oranında argon (Ar) ve %10 oranında halojen gazlarından oluşan bir gaz karışımı bulunmaktadır. Halojen gazı olarak genellikle Cl_2 veya Br_2 kullanılmaktadır. Argon, iyonlaşma sürecinin gerçekleşmesini sağlayan temel gaz olarak görev yaparken, halojen gazları gaz boşalmasının kontrol edilmesi ve söndürülmesine yardımcı olur.

Anot ile katot arasına uygulanan yüksek gerilim, tüp içerisinde güçlü bir elektrik alan oluşturur. Dedektörün giriş penceresinden tüp içerisine giren α, β ve γ radyasyonları, dolgu gazındaki atomlarla etkileşerek iyonlaşmaya neden olabilir. Bu etkileşim sonucunda serbest

elektronlar ve pozitif iyonlar meydana gelir. Oluşan elektronlar elektrik alanın etkisiyle pozitif yüklü merkezi anoda, pozitif iyonlar ise negatif yüklü silindirik katoda doğru hareket eder (Şekil 1.2).



Şekil 1.2. G-M Tüpü elektrotları.

Merkezi anot telinin yakınında elektrik alan şiddeti oldukça yüksektir. Bu nedenle anoda doğru hareket eden serbest elektronlar, elektrik alan içerisinde hızlanarak yeterli kinetik enerji kazanır. Enerjileri yeterli düzeye ulaştığında gaz atomlarıyla çarpışarak yeni iyonlaşmalar meydana getirirler. Oluşan yeni elektronlar da elektrik alan tarafından hızlandırılarak başka gaz atomlarını iyonlaştırır. Böylece ardışık iyonlaşmaların meydana geldiği elektron çığı (Townsend çığı) oluşur.

Uygulanan potansiyel farkı G-M çalışma bölgesine ulaştığında bu süreç hızla gelişerek tüp içerisinde yoğun bir gaz boşalmasına dönüşür. Başlangıçta tek bir iyonlaştırıcı radyasyon olayının oluşturduğu elektron–iyon çiftleri, bu çığ süreci sonucunda çok sayıda yük taşıyıcısının oluşmasına neden olur. Gaz boşalması sonucunda anotta toplanan yük, dış devrede kısa süreli ve belirgin bir elektriksel puls meydana getirir. Bu puls, uygun elektronik devreler aracılığıyla ölçülerek bir radyasyon olayı olarak kaydedilir. Böylece G-M sayacı, temel olarak iyonlaştırıcı radyasyonun tespit edilmesi ve sayılması amacıyla kullanılır.

Gaz boşalmasının kontrol altında tutulmasında tüp içerisinde bulunan halojen gazları önemli rol oynar. Halojen gazları, boşalma sonrasında oluşabilecek ikincil süreçleri sınırlandırarak sürekli ve kontrolsüz bir gaz boşalmasının meydana gelmesini önlemeye yardımcı olur. Böylece dedektörün bir radyasyon olayından sonra yeniden ölçüm yapabilecek duruma gelmesi sağlanır.

Gaz boşalması sırasında oluşan pozitif iyonlar, elektronlara kıyasla çok daha büyük kütleye sahip olduklarından katoda doğru daha yavaş hareket eder. Elektron çığının ardından oluşan pozitif iyonlar, anot çevresinde silindir biçimli bir pozitif iyon kılıfı oluşturur. Bu iyonlar katoda ulaşarak nötrleşinceye kadar anot çevresindeki elektrik alanın şiddeti azalır. Alanın zayıflaması

nedeniyle elektronlar yeni iyonlaşmaları gerçekleştirecek yeterli kinetik enerjiye ulaşamaz ve dedektör bu süre içerisinde meydana gelen yeni radyasyon olaylarını etkin biçimde kaydedemez.

Dedektörün bir radyasyon olayını algılamasından sonra yeniden ölçüm yapabilecek duruma gelmesine kadar geçen bu kısa süreye ölü zaman (dead time) adı verilir. Ölü zaman içerisinde dedektöre ulaşan radyasyon olayları sayım sisteminde kaydedilemediğinden, özellikle yüksek sayım hızlarında ölçülen sayım hızı gerçek sayım hızından daha düşük olur. Bu durum ölçümlerde ölü zaman kaynaklı sayım kayıplarına ve dolayısıyla sistematik hatalara neden olabilir.

Ölü zamanın etkisi, sayım hızı arttıkça daha belirgin hâle gelir. Bu nedenle yüksek sayım hızlarında elde edilen deneysel sonuçların değerlendirilmesinde dedektörün ölü zamanının dikkate alınması ve gerekli durumlarda ölü zaman düzeltmesinin uygulanması gerekir. Bu düzeltme, gerçek radyasyon sayım hızının deneysel olarak elde edilen ölçüm değerinden daha doğru biçimde belirlenmesine olanak sağlar.

G-M Sayacının Kullanım Alanları ve Plato Bölgesi

G-M sayacında plato bölgesinin ve ölü zamanın belirlenmesi, dedektörün uygun çalışma geriliminin seçilmesi ve gerçekleştirilen radyasyon ölçümlerinin güvenilirliğinin değerlendirilmesi açısından önem taşımaktadır. Bu parametrelerin belirlenmesi, "Sondan Pencereli Geiger–Müller (GM) Sayacının Platosu ve Ölü Zamanı" deneyinin temel amaçları arasında yer almaktadır.

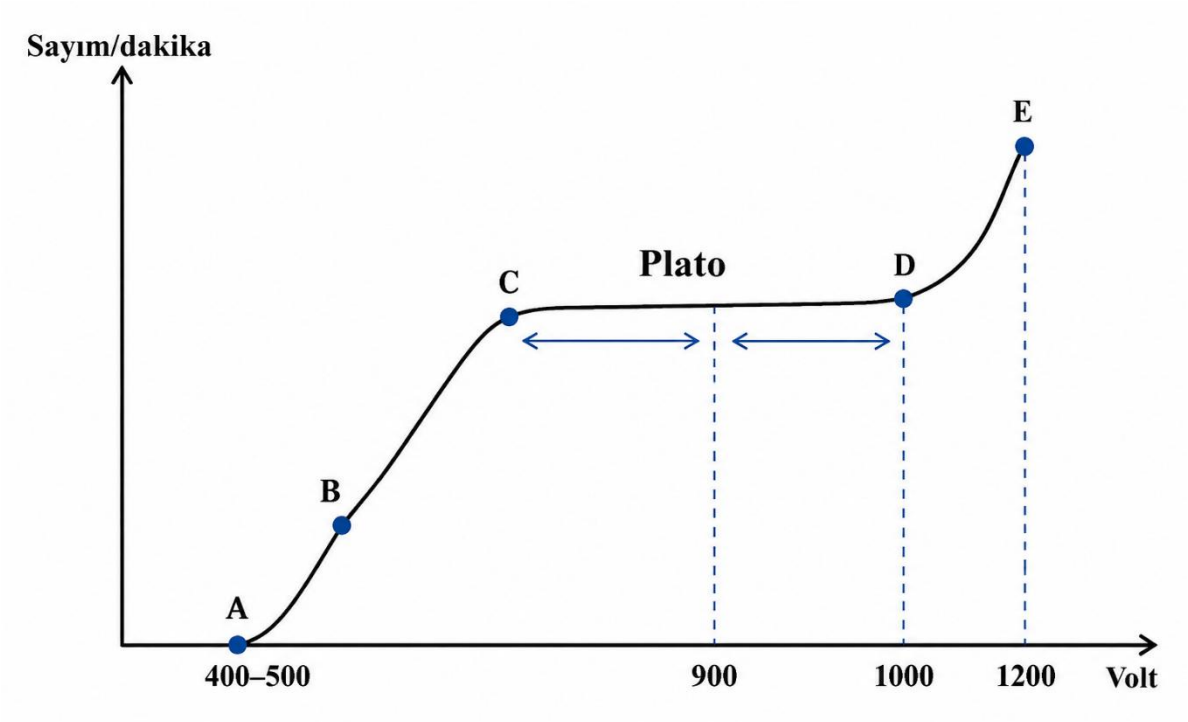
G-M sayaçları, oluşturulan iyon çifti sayısından bağımsız olarak, sayaç içerisinde iyonlaşmaya neden olan farklı türdeki iyonlaştırıcı radyasyonların sayımında kullanılabilmektedir. Bu özellikleri nedeniyle özellikle elektronlar, β parçacıkları, gama (γ) ışınları ve X ışınlarının tespit edilmesi ve sayılması için uygun dedektörlerdir. α parçacıkları ve diğer ağır yüklü parçacıklar da bazı koşullarda G-M sayaçları ile tespit edilebilir. Ancak bu parçacıkların madde içerisindeki erişim mesafelerinin kısa olması nedeniyle, radyasyonun dedektöre ulaşabilmesi için ince pencereli G-M tüplerinin kullanılması veya uygun deney düzeneklerinde radyoaktif kaynağın tüp içerisine yerleştirilmesi gerekebilir.

G-M sayacının önemli özelliklerinden biri, dedektörün çıkışında oluşan elektriksel pulsların genliğinin, başlangıçta meydana gelen iyon çiftlerinin sayısından büyük ölçüde bağımsız olmasıdır. Başka bir ifadeyle, farklı enerjilere sahip radyasyon parçacıkları dedektörde benzer büyüklükte çıkış pulsları oluşturabilir. Bu nedenle G-M sayacı, gelen radyasyonun enerjisinin ölçülmesi için uygun değildir. Aynı şekilde, yalnızca çıkış pulslarına dayanarak farklı türdeki

radyasyon parçacıklarının birbirinden ayırt edilmesi de mümkün değildir. G-M sayaçları esas olarak radyasyonun varlığının belirlenmesi ve radyasyon olaylarının sayılması amacıyla kullanılmaktadır.

G-M tüpünün çalışma karakteristiğini belirlemek amacıyla, sabit bir radyasyon kaynağı kullanılarak tüpe uygulanan gerilim değiştirilir ve her bir gerilim değerinde belirli bir süre içerisinde kaydedilen pulsların sayısı ölçülür. Birim zamanda kaydedilen puls sayısının, tüpe uygulanan gerilime bağlı olarak değişimi grafik üzerinde gösterildiğinde, G-M sayacının karakteristik sayım eğrisi elde edilir. Bu eğrinin genel biçimi Şekil 1.3'te gösterilmektedir.

Düşük gerilim değerlerinde, tüpte oluşan iyonlaşmaların tamamı sürekli ve kararlı bir puls oluşturacak şekilde çoğalamadığından sayım hızı düşüktür. Uygulanan gerilim artırıldıkça elektronların kazandığı enerji ve buna bağlı olarak iyonlaşma olasılığı artar; dolayısıyla sayım hızı da yükselir. Gerilimin belirli bir değerinden sonra G-M çalışma bölgesine ulaşılır ve sayım hızının gerilimdeki değişime karşı yaklaşık sabit kaldığı plato bölgesi ortaya çıkar. G-M sayacının kararlı ve güvenilir ölçümler yapabilmesi için çalışma geriliminin bu plato bölgesi içerisinde uygun bir değere ayarlanması gerekir.



Şekil 1.3. G-M Sayacının karakteristik sayma eğrisi.

G-M sayacında uygulanan gerilim artırıldıkça dedektörün çalışma karakteristiği değişir. Sayma sistemi, gaz amplifikasyonunun henüz gerçekleşmediği iyonlaşma odası bölgesinde meydana gelen küçük genlikli elektriksel pulsları algılayamaz. Bu nedenle sayım eğrisi, belirli bir gerilim değerinden sonra A noktası ile

başlar. A noktasının altında oluşan pulslar, elektronik sayım sistemi tarafından kaydedilemez. Uygulanan gerilim artırıldığında gaz amplifikasyonu belirgin hâle gelir ve dedektöre ulaşan daha fazla iyonlaştırıcı parçacık sayılmaya başlanır. Bununla birlikte, düşük enerjili bazı parçacıkların oluşturduğu pulsların genlikleri hâlâ yeterli olmadığından bunların tamamı kaydedilemez. A-B aralığı, gaz amplifikasyonunun arttığı orantılı sayaç bölgesini temsil eder. Gerilim daha da artırıldığında gaz amplifikasyonu artmaya devam eder ve düşük enerjili parçacıkların oluşturduğu pulsların da kaydedilmesi mümkün hâle gelir.

C noktası, G-M çalışma bölgesinin başlangıcını gösterir. C-D aralığı Geiger bölgesi veya plato bölgesi olarak adlandırılır. Bu bölgede, tüpe giren iyonlaştırıcı parçacıkların büyük çoğunluğu sayılabilir ve sayım hızı uygulanan gerilimdeki değişimlerden büyük ölçüde bağımsız hâle gelir. G-M sayacının çalışma geriliminin plato bölgesi içerisinde seçilmesinin temel nedeni de budur.

Bir G-M sayacında uzun ve eğimi küçük bir plato bölgesinin bulunması istenen bir özelliktir. Böyle bir durumda uygulanan gerilimde meydana gelebilecek küçük değişimler, ölçülen sayım hızını önemli ölçüde etkilemez. İdeal bir G-M sayacında, uygulanan gerilimdeki 100 V'luk bir değişime karşılık sayım hızındaki değişimin %1'den daha küçük olması mümkündür. G-M sayaçlarında plato bölgesi genellikle yaklaşık 200 V genişliğindedir.

Uygulanan gerilim daha da artırıldığında sayaç sürekli deşarj bölgesine girer. Şekil 1.3'te E noktası ile gösterilen bu bölgede, tek bir iyonlaşma olayı sonucunda başlayan gaz boşalması kendiliğinden devam eder. Bunun sonucunda birbirini izleyen ve birbirine yakın çok sayıda puls meydana gelir. Bu durumda pulsların gerçek radyasyon olaylarıyla ilişkilendirilmesi mümkün olmadığından güvenilir bir radyasyon sayımı gerçekleştirilemez. Bu nedenle G-M sayacı, sürekli deşarj bölgesine ulaşılmadan önce, plato bölgesi içerisindeki uygun bir çalışma geriliminde kullanılmalıdır.

Ölü Zaman Düzeltmesi

G-M sayacıyla gerçekleştirilen ölçümlerde doğru bir sayım hızının elde edilebilmesi için ölü zamanın dikkate alınması gerekir. Ölü zaman, dedektörün bir radyasyon olayını kaydettikten sonra yeni bir radyasyon olayını algılayamadığı süreyi ifade eder. Ölü zaman τ ile gösterilsin.

Ölçülen sayım hızının saniyede n, gerçek sayım hızının ise saniyede N olduğu kabul edilsin. Her bir sayımdan sonra sayaç τ saniye süreyle yeni bir olayı kaydedemediğinden, bir saniyede sayılamayan olayların toplamı $N-n$ olur. Bir saniye içerisindeki toplam ölü zaman ise, saniyede kaydedilen n adet sayımın her biri için geçen τ sürenin toplamı olarak $n\tau$ şeklinde ifade edilir. Dolayısıyla gerçek sayım hızı ile ölçülen sayım hızı arasındaki ilişki

$$N - n = Nn\tau \quad \text{veya} \quad N = \frac{n}{1-n\tau} \tag{1.1}$$

$n\tau < 1$ olduğu durumda bu bağıntı geometrik seri biçiminde açılabilir:

$$N = n[1 + n\tau + (n\tau)^2 + ..] \quad (1.2)$$

elde edilir.

Bu bağıntı, ölçülen sayım hızından yararlanılarak gerçek sayım hızının belirlenmesinde kullanılır. Ölü zamanın deneysel olarak belirlenmesinde, sayım hızları birbirine yakın olan iki radyoaktif kaynak kullanılabilir. Birinci ve ikinci kaynak için ölçülen sayım hızları sırasıyla n_1 ve n_2, iki kaynağın birlikte oluşturduğu ölçülen toplam sayım hızı ise n_{12} olarak gösterilsin. Buna karşılık gerçek sayım hızları, N_1, N_2 ve N_{12} olsun. Arka plan sayım hızının B olduğu kabul edilirse, Denklem (1.2) kullanılarak her bir ölçüm için gerçek sayım hızları yaklaşık olarak

$$N_1 = n_1 + n_1^2\tau \text{ -B}$$
$$N_2 = n_2 + n_2^2\tau \text{ -B}$$
$$N_{12} = n_{12} + n_{12}^2\tau \text{ -B} \quad (1.3)$$

yazılabilir. İki kaynak aynı anda ölçüldüğünde gerçek sayım hızlarının toplamı

$$N_{12} = N_1 + N_2$$
$$n_{12} + n_{12}^2\tau \text{ -B} = n_1 + n_1^2\tau \text{ -B} + n_2 + n_2^2\tau \text{ -B}$$
$$n_{12} + n_{12}^2\tau + n_1 + n_2 + \tau(n_1^2 + n_2^2) - B = 0 \quad (1.4)$$

bağıntısı elde edilir. Buradan ölü zaman

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{12} - B}{n_{12}^2 - n_1^2 - n_2^2} \quad (1.5)$$

elde edilir. Arka plan sayım hızı formülünden hareketle ve $B << n_1$, n_2 ve n_{12} ve B ihmal edilirse, ve sayım hızları birbirine yakın iki kaynak kullanıldığından,

$n_{12} \simeq n_1 + n_2$

yaklaşımı yapılabilir. Bu durumda

$$n_{12}^2 - n_1^2 - n_2^2 \simeq (n_1 + n_2)^2 - n_1^2 - n_2^2 = 2n_1n_2$$

olur. Böylece ölü zaman için

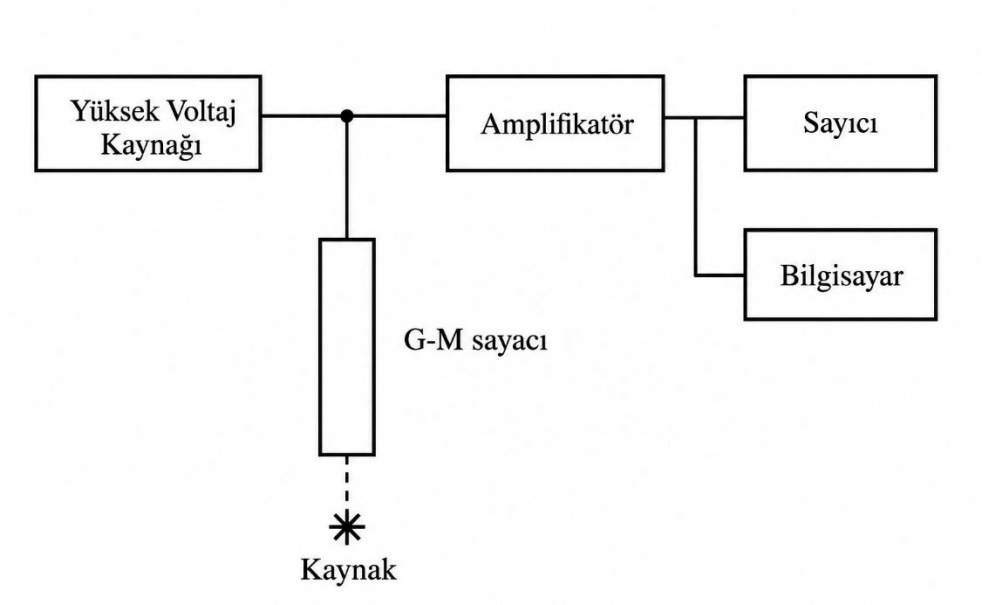
$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{2n_1n_2} \quad (1.6)$$

bulunur. Bu bağıntı kullanılarak G-M sayacının ölü zamanı deneysel olarak belirlenebilir.

Deneyin Yapılışı

A) G-M Sayacının Plato Bölgesinin Belirlenmesi

Deney düzeneğinin, blok diyagramı, Şekil 1.4'de verilmiştir.



Şekil 1.4. Deney düzeneği

İlk olarak radyoaktif kaynağı G-M sayacının altına ve dedektöre uygun konuma yerleştiriniz. Yüksek gerilim kaynağını açınız ve sistemin kararlı hâle gelmesi için yaklaşık 5 dakika bekleyiniz.

Gerilim ayar düğmesini kullanarak cihazın saymaya başladığı gerilim değerini belirleyiniz. Bu değeri başlangıç gerilimi (V_b) olarak kaydediniz.

Uygulanan gerilimi her adımda 25 V artırınız. Her gerilim değerinde, göstergeden veya bilgisayar üzerinden 1 dakikalık ölçüm süresince kaydedilen sayım değerini okuyunuz ve sonuçları tabloya kaydediniz. Bu işlemi uygulanan gerilim 1100 V değerine ulaşıncaya kadar sürdürünüz.

Ölçümleri tamamladıktan sonra radyoaktif kaynağı ölçüm bölgesinden uzaklaştırınız. Laboratuvarın doğal arka plan (fon) sayımını belirlemek amacıyla 15 dakika süreyle ölçüm yapınız ve elde edilen sayım değerini kaydediniz.

Elde ettiğiniz sayım değerlerini uygulanan gerilime karşı grafiğe aktarınız. Oluşturduğunuz grafik üzerinde başlangıç gerilimini (V_b) plato başlangıç gerilimini (V_1) ve plato bitiş gerilimini (V_2) belirleyerek işaretleyiniz.

G-M sayacının uygun çalışma gerilimini, plato bölgesinin yaklaşık üçte birlik (1/3) kısmını esas alarak belirleyiniz.

Dedektörün çalışma performansını değerlendirmek amacıyla plato bölgesinin eğimini ve uzunluğunu hesaplayınız. Plato eğiminin %15'ten küçük ve plato uzunluğunun 100 V'tan büyük olup olmadığını

kontrol ediniz. Bu koşullar sağlanıyorsa dedektörün uygun çalışma karakteristiğine sahip olduğunu kabul ediniz. Koşulların sağlanmaması durumunda dedektörü ölçümlerde kullanmadan önce sistemin kontrolünü gerçekleştiriniz.

Hesaplamalar

1. Her bir gerilim değerinde 1 dakikalık ölçüm süresince elde ettiğiniz sayım değerlerini aşağıdaki tabloya kaydediniz.
2. Elde ettiğiniz verileri kullanarak Sayım–Gerilim (N-V) grafiğini milimetrik kâğıda çiziniz.
3. Çizdiğiniz grafik üzerinde başlangıç gerilimini (V_b), plato başlangıç gerilimini (V_1) ve plato bitiş gerilimini (V_2) belirleyiniz.
4. Grafik üzerinde belirlediğiniz plato bölgesini kullanarak G-M sayacının uygun çalışma gerilimini belirleyiniz.
5. Plato bölgesinin uzunluğunu ve eğimini hesaplayarak dedektörün çalışma koşullarını değerlendiriniz.

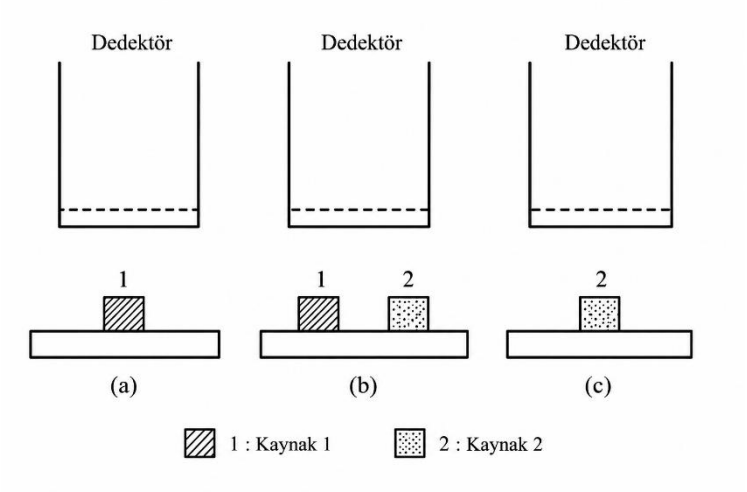
Tablo1.1: Ölçüm sonuçları

Voltaj	**Sayım**	**Voltaj**	**Sayım**	**Voltaj**	**Sayım**	**Voltaj**	**Sayım**
100		350		600		850	
125		375		625		875	
150		400		650		900	
175		425		675		925	
200		450		700		950	
225		475		725		975	
250		500		750		1000	
275		525		775		1025	
300		550		800		1050	
325		575		825		1075	

B) G-M Sayacının Ölü Zamanının Belirlenmesi

İlk olarak, birinci radyoaktif kaynağı G-M tüpünün karşısına, uygun ölçüm konumuna yerleştiriniz ve belirlenen süre boyunca sayım yapınız (Şekil 1.5a). Ardından ikinci radyoaktif kaynağı da ölçüm konumuna yerleştirerek iki kaynağın birlikte oluşturduğu sayımı

gerçekleştiriniz (Şekil 1.5b). Daha sonra birinci kaynağı uzaklaştırınız ve ikinci kaynağı tek başına ölçerek sayım değerini kaydediniz (Şekil 1.5c). Son olarak, her iki radyoaktif kaynağı da ölçüm bölgesinden uzaklaştırınız ve laboratuvarın doğal arka plan (fon) sayımını belirleyiniz.



Şekil 1.5. Sayım Geometrileri

Elde ettiğiniz, n_1, n_2 ve n_{12} ve B değerlerini Denklem (1.6)'da yerine koyarak G-M sayacının ölü zamanını hesaplayınız.

$$\tau = \frac{n_1+n_2-n_{12}}{2n_1n_2} \tag{1.6}$$

Yeni bir G-M tüpünün ölü zamanının yaklaşık olarak 100–500 μs mertebesinde olduğunu dikkate alınız.

Ölü zamanın sayım sonuçları üzerindeki etkisini incelemek amacıyla, radyoaktif kaynakların G-M sayacına olan uzaklıklarını değiştirerek birbirinden farklı beş sayım hızı elde ediniz. Her bir ölçüm için gözlenen sayım hızını olarak kaydediniz. Elde ettiğiniz ölü zaman değerini kullanarak, her bir ölçüm için gerçek sayım hızlarını,

$$N = \frac{n}{1-n\tau} \tag{1.7}$$

yardımıyla hesaplayınız:

Hesapladığınız gerçek sayım hızlarının logaritmalarını ordinat eksenine (InN), gözlenen sayım hızlarının logaritmalarını ise apsis eksenine **(**Inn) alarak bir grafik oluşturunuz. Oluşturduğunuz grafiği inceleyerek, sayım hızı arttıkça gözlenen sayım hızının gerçek sayım hızından giderek daha fazla saptığını değerlendiriniz. Bu sapmanın, G-M sayacının ölü zaman

etkisinin artan sayım hızlarında daha belirgin hâle gelmesinden kaynaklandığını göz önünde bulundurunuz.

Önemli:

Sayım sonuçlarının doğruluğu, G-M sayacının ölçüm verimine bağlıdır. Dedektör verimini etkileyen en önemli faktörlerden biri, G-M tüpü ile radyoaktif kaynağın birbirine göre geometrik konumudur. Özellikle kaynak ile G-M tüpünün penceresi arasındaki uzaklık ve doğrultu (diklik) ölçüm verimini doğrudan etkileyebilir.

Bu nedenle deney sırasında radyoaktif kaynağı belirlenen konuma yerleştirdikten sonra kesinlikle hareket ettirmeyiniz veya konumunu değiştirmeyiniz. Tüm ölçümleri aynı kaynak–dedektör geometrisini koruyarak gerçekleştiriniz. Böylece ölçümler boyunca dedektör geometrisinden kaynaklanabilecek verim değişikliklerini en aza indirerek daha güvenilir ve karşılaştırılabilir sonuçlar elde ediniz.

Hesaplamalar

1. Birinci kaynağın tek başına, ikinci kaynağın tek başına, her iki kaynağın birlikte ve tabii fonun ölçüm sonuçlarını aşağıdaki tabloya kaydediniz.
2. Her bir tekrar için elde ettiğiniz n_1, n_2 ve n_{12} ve B değerlerini Denklem (1.6)'da yerine koyarak G-M sayacının ölü zamanını hesaplayınız.
3. Beş tekrar için hesapladığınız ölü zaman değerlerinin ortalamasını alarak G-M sayacının ortalama ölü zamanını belirleyiniz.

Tablo 1.2. Ölçüm ve hesaplamalar

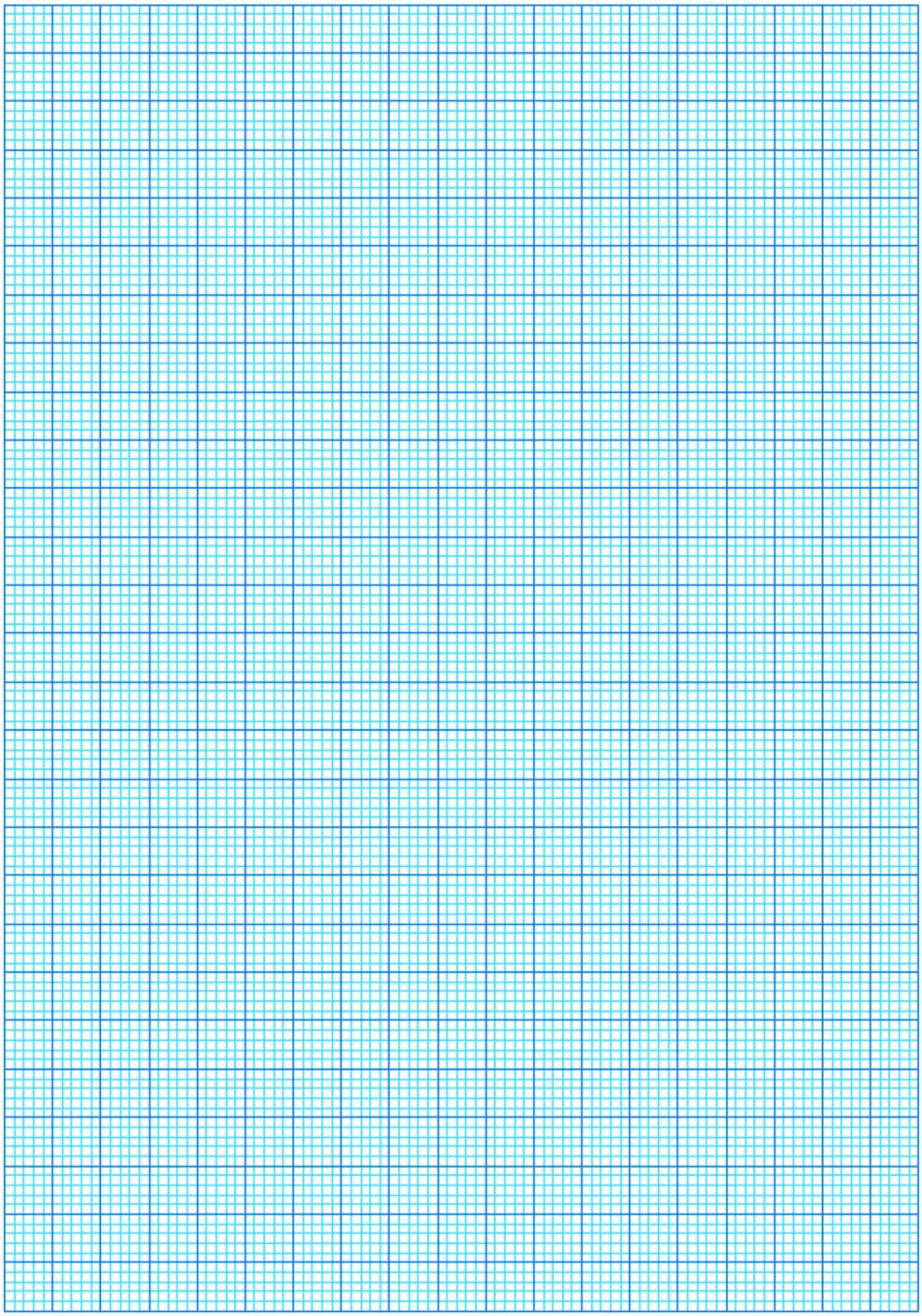
Tekrar Sayısı	**n_1 (sayım/dakika)**	**n_2 (sayım/dakika)**	**n_{12} (sayım/dakika)**	**B (Tabii Fon)**	**τ (µsaniye)**
1					
2					
3					
4					
5					

***SORULAR**:*

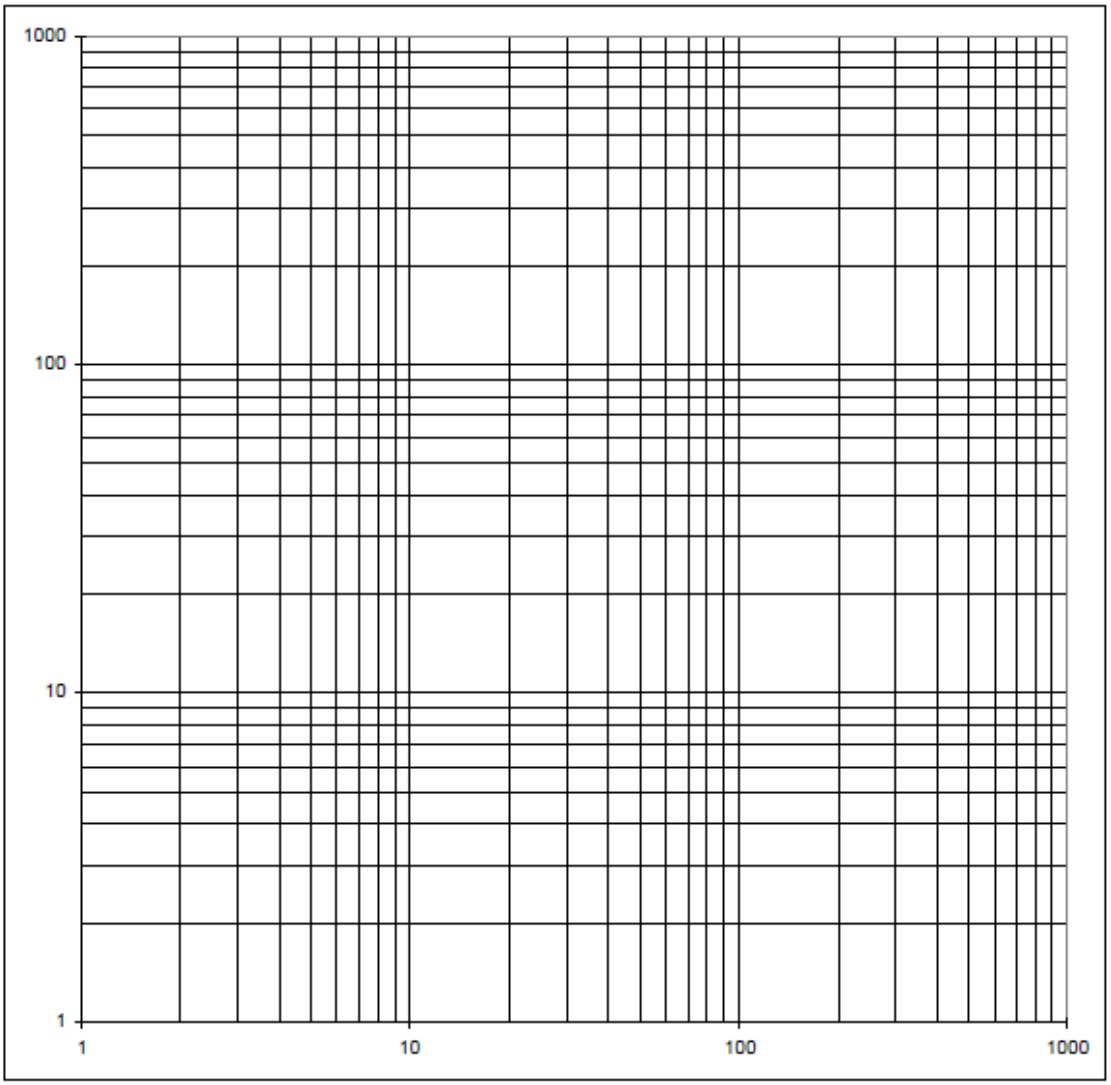
1) G-M sayacı ile hangi tür ışınımlar dedekte edilebilir? Ağır yüklü parçacıkların dedekte işlemi nasıldır?

2) G-M sayacının platosu ne demektir? Platonun neden uzun olması istenir?

Bir dedektörün ölü zamanı ne demektir? Ölü zaman nasıl hesaplanır?



LOGARİTMİK KAĞIT



DENEY 2

Deneyin Adı: Gama Işını Soğurulması

Deneyin Amacı: Gama ışıması soğutulmasının değişik malzemelerde farklı olduğunun gösterilmesi. Alüminyum ve Kurşun için μ gama soğurma katsayısının bulunması.

Teorik Bilgi

Doğal radyoaktivite sonucunda oluşan parçacıkların farklı özelliklere sahip olması, bu parçacıkların maddelerle etkileşimlerinin ve dolayısıyla soğurulmalarının birbirinden farklı olmasına neden olur. Bu özellikler arasında parçacığın elektrik yükü ve kütlesi önemli rol oynar. Özellikle parçacığın elektrik yükü, madde ile etkileşiminde belirleyici bir faktördür. Gama ışınları fotonlardan oluştuğu ve elektrik yükü bulunmadığı için yüklü parçacıklara kıyasla madde ile etkileşimleri farklıdır. Bu nedenle gama ışınları, alfa () ve beta () ışımalarına göre maddelerin içerisine daha fazla nüfuz edebilir.

Gama ışınlarının madde ile etkileşmesi sırasında başlıca fotoelektrik olay, Compton saçılması ve elektron–pozitron çift oluşumu olmak üzere üç temel etkileşme mekanizması meydana gelir. Fotoelektrik olayda, gama fotonu enerjisinin tamamını soğurucu ortama aktararak bir elektronu atomdan koparır. Koparılan elektronun kinetik enerjisi, fotonun enerjisi ile elektronun bağlanma enerjisi arasındaki farka bağlıdır.

Compton saçılmasında gelen foton, soğurucu ortamda bulunan bir elektronla inelastik çarpışma yapar. Bu etkileşme sonucunda foton enerjisinin bir kısmını elektrona aktarır ve daha düşük enerjili bir foton ile geri tepme elektronu oluşur. Dolayısıyla saçılan fotonun enerjisi, gelen fotonun enerjisinden daha küçüktür.

Elektron–pozitron çift oluşumunda ise gama fotonu, çekirdek yakınındaki elektrik alan içerisinde tamamen ortadan kalkarak enerjisini bir elektron–pozitron çiftinin oluşturulmasına ve bu parçacıkların kinetik enerjilerine aktarır. Çift oluşumunun gerçekleşebilmesi için gelen fotonun enerjisinin, elektron ve pozitronun durgunluk enerjileri toplamı olan 1,022 MeV'den büyük olması gerekir.

Radyoaktif bir kaynaktan belirli bir yönde yayılan gama ışınları, bir gama ışını demeti olarak düşünülebilir. Gama fotonlarının soğurucu madde içerisindeki etkileşimleri sonucunda demetin şiddeti azalır. Fotoelektrik olay ve çift oluşumu gibi etkileşmelerde foton demetten tamamen çıkar. Compton saçılması sonucunda ise fotonun enerjisi ve hareket doğrultusu değiştiğinden, başlangıç doğrultusundaki foton demetine katkısı azalır. Bu nedenle, soğurucu malzemenin kalınlığı arttıkça gama ışını demetinin şiddeti üstel olarak azalır**.**

Başlangıç şiddeti *I* olan bir gama ışını demeti, kalınlığı *dx* olan bir soğurucu malzemeden geçtiğinde meydana gelen şiddet değişimi, ışının şiddeti ve malzemenin kalınlığı ile orantılıdır. Bu ilişki

$$dI = -\mu I dx \tag{2.1}$$

biçimindedir. Burada μ lineer soğurma katsayısı olup boyutu uzunluğun tersidir ve genellikle cm^{-1} ile verilir. Denklem (2.1)'in integrali alınarak

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx$$

ifadesinden

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{2.2}$$

Bağıntısı elde edilir. Bu da daha önceden açıklanan bildiğimiz üstel soğurma ifadesidir. I_0 , x = 0 konumunda yani soğurucu madde bulunmadığında ölçülen başlangıç gama ışını şiddeti; I ise kalınlığı x olan soğurucu malzemeden geçtikten sonra ölçülen gama ışını şiddetini göstermektedir. Denklem (2.2) yeniden düzenlendiğinde

$$\frac{I_0}{I} = e^{\mu x} \tag{2.3}$$

Elde edilir. Denklem (2.3) ün her iki tarafının doğal logaritması alınırsa eşitlik,

$$In(\frac{I_0}{I}) = \mu x \tag{2.4}$$

şeklinde olur. Denklem (2.4)'ten görüldüğü üzere $In(I_0/I)$ ile soğurucu malzeme kalınlığı x arasında doğrusal bir ilişki bulunmaktadır. $In(I_0/I)$ değerlerinin x'e karşı grafiği çizildiğinde elde edilen doğrunun eğimi, lineer soğurma katsayısı μ'yu verir. Böylece farklı kalınlıklardaki soğurucu malzemeler kullanılarak gama ışınlarının soğurulma davranışı incelenebilir ve malzemenin lineer soğurma katsayısı deneysel olarak belirlenebilir.

Deneyin Yapılışı

1Geiger–Müller (G-M) sayacını uygun çalışma gerilimine ayarlayınız ve deney süresince bu gerilimi değiştirmeyiniz. ^{60}Co gama kaynağını 3. rafa, kullanılacak soğurucuyu ise 2. rafa yerleştiriniz. Skalayı sıfırlayınız ve soğurucu kullanılmadan, ^{60}Co kaynağından gelen ışımaları 60 saniye boyunca sayınız. Elde edilen sayım değerini, Tablo 2.1 ve Tablo 2.2'de x=0 için ayrılan bölüme kaydediniz. Tabii fonun 60 saniyelik ölçümde 10 sayımdan daha az olması durumunda tabii fonu ihmal ediniz. Bununla birlikte, ölçüme başlamadan önce tabii fon sayımını kontrol ediniz. Tabii fonun beklenenden yüksek olması durumunda gerekli kontrolleri

ve ayarlamaları yaparak ölçümü tekrarlayınız.

Alüminyum (Al) soğurucu kullanarak, farklı soğurucu kalınlıkları için 60 saniyelik ölçüm süresinde elde edilen sayım değerlerini belirleyiniz ve sonuçları Tablo 2.1'e kaydediniz.

Kurşun (Pb) soğurucu kullanarak, farklı soğurucu kalınlıkları için 60 saniyelik ölçüm süresinde elde edilen sayım değerlerini belirleyiniz ve sonuçları Tablo 2.2'ye kaydediniz.

Not: Tüm ölçümler sırasında kaynak, soğurucu ve G-M tüpünün birbirlerine göre konumlarını sabit tutunuz. Ölçümler arasında kaynak–dedektör geometrisini değiştirmeyiniz.

Hesaplamalar

Hesaplamalarda dikkat edilecek hususlar:

1- ^{60}Co kaynağı esas olarak gama ışını yayıcısı olmakla birlikte, bozunma sürecinde beta (β) ışımaları da oluşabilir. Kurşun soğurucu kullanılarak gerçekleştirilen ölçümlerde, yayılan beta parçacıkları kullanılan en küçük kalınlıktaki kurşun soğurucu tarafından büyük ölçüde soğurulur. Bu nedenle, en küçük kalınlıktaki kurşun soğurucu ile yapılan ölçümden itibaren elde edilen sayım değerlerinin gama ışınlarına ait olduğu kabul edilir.

En küçük kalınlıktaki kurşun soğurucu kullanılarak elde edilen sayım değerini başlangıç yoğunluğu I_0 olarak alınız ve Hesaplama Tablosu 2.2'ye I_0 olarak kaydediniz.

Daha sonra her bir kurşun soğurucunun kalınlığını, en küçük kalınlıktaki soğurucunun kalınlığına göre değerlendiriniz. Soğurucu kalınlığındaki artışı

$x_1 = x - x_{ilk}$

bağıntısıyla hesaplayınız. Burada x, kullanılan soğurucunun toplam kalınlığını, x_{ilk} ise en küçük kalınlıktaki soğurucunun kalınlığını ifade etmektedir. Her bir ölçüm için hesaplanan I ve x_1 değerlerini Hesaplama Tablosu 2.2'ye kaydediniz.

2-Denklem (2.4)'e göre,

$$In(\frac{I_0}{I}) = \mu x_1$$

bağıntısı kullanılarak $y = In(I_0/I)$, $x = x_1$ alınarak y ve x arasında doğrusal bir ilişki kurulur. Hesaplanan x_1 ve $In(I_0/I)$ değerlerini kullanarak $In(I_0/I)$-x_1 grafiğini oluşturunuz. Elde edilen doğrusal ilişkiye en küçük kareler yöntemi ile doğru uydurunuz. Doğrunun eğiminden lineer soğurma katsayısı μ değerini belirleyiniz.

Elde edilen doğrunun deneysel verilere ne ölçüde uyduğunu belirlemek amacıyla korelasyon katsayısı r değerini hesaplayınız.

Korelasyon katsayısını,

$$r = \frac{n\sum xy - (\sum x)(\sum y)}{\sqrt{[n\sum x^2 - (\sum x)^2][n\sum y^2 - (\sum y)^2]}}$$

Burada:

$x = x_1$: Soğurucu kalınlığındaki artış

$y=\ln(I_0/I)$

n: Ölçüm noktalarının sayısı

$\sum x$: x değerlerinin toplamı

$\sum y$: y değerlerinin toplamı

$\sum xy$: x ve y çarpımlarının toplamı

$\sum x^2$: x değerlerinin karelerinin toplamı

$\sum y^2$: y değerlerinin karelerinin toplamı

Elde edilen ve değerlerini hesaplama tablosuna kaydediniz. R değerinin 1'e yakın olması**,** deneysel veriler ile doğrusal model arasındaki uyumun güçlü olduğunu göstermektedir.

3-Tablo 2.1 ve Tablo 2.2'de yer alan deneysel verileri kullanarak, gama ışını şiddetinin (sayım değerinin) soğurucu kalınlığı x ile değişimini grafik üzerinde gösteriniz. Yoğunluk (sayım)–soğurucu kalınlığı (x) grafiğini yarı logaritmik kâğıda çiziniz. Alüminyum ve kurşun soğuruculara ait sonuçları ayrı ayrı değerlendiriniz.

Tablo 2.1: Alüminyum soğurucu için ölçüm sonuçları.

Soğurucu	**Yüzeysel kalınlık x (mg/cm^2)**	**Kalınlık x (cm)**	**I (sayım/dakika)**
-			
1			
2			
3			
4			

Tablo 2.2: Kurşun soğurucu için ölçüm sonuçları.

Soğurucu	Yüzeysel kalınlık x (mg/cm^2)	Kalınlık x (cm)	I (sayım/dakika)
-			
1			
2			
3			
4			

Sorular

1. Tablo 2.1'deki verileri kullanarak, ^{60}Co kaynağından elde edilen gama ışını şiddetinin kurşun soğurucu kalınlığına bağlı değişimini gösteren grafiği yorumlayınız. Beta ışınlarının hangi soğurucu kalınlığında tamamen soğurulduğunu belirleyiniz. Beta ışınları soğurulduktan sonra yalnızca gama ışınlarının soğurulmasına ilişkin bölümün doğrusal bir davranış gösterip göstermediğini değerlendiriniz.

2. Tablo 2.2'deki verileri kullanarak, ^{60}Co kaynağından elde edilen ışınım şiddetinin alüminyum soğurucu kalınlığına bağlı değişimini gösteren grafiği yorumlayınız. Beta ışınlarının birden fazla soğurucu kalınlığında soğurulup soğurulamayacağını ve hangi kalınlıkta tamamen soğurulduğunu belirleyiniz. Beta ışınları tamamen soğurulduktan sonra yalnızca gama ışınlarının soğurulmasına ilişkin bölümün doğrusal bir davranış gösterip göstermediğini değerlendiriniz.

3. Kurşun ve alüminyum soğurucular için elde edilen ^{60}Co gama ışını soğurma grafiklerinin eğimlerini karşılaştırınız. Eğimlerden yararlanarak kurşun ve alüminyum soğurucuların gama ışınlarını soğurma özelliklerini karşılaştırınız. Hangi soğurucunun gama ışınlarını daha fazla soğurduğunu belirtiniz.

4. ^{60}Co gama ışınları için hem kurşun hem alüminyum için referans değerler

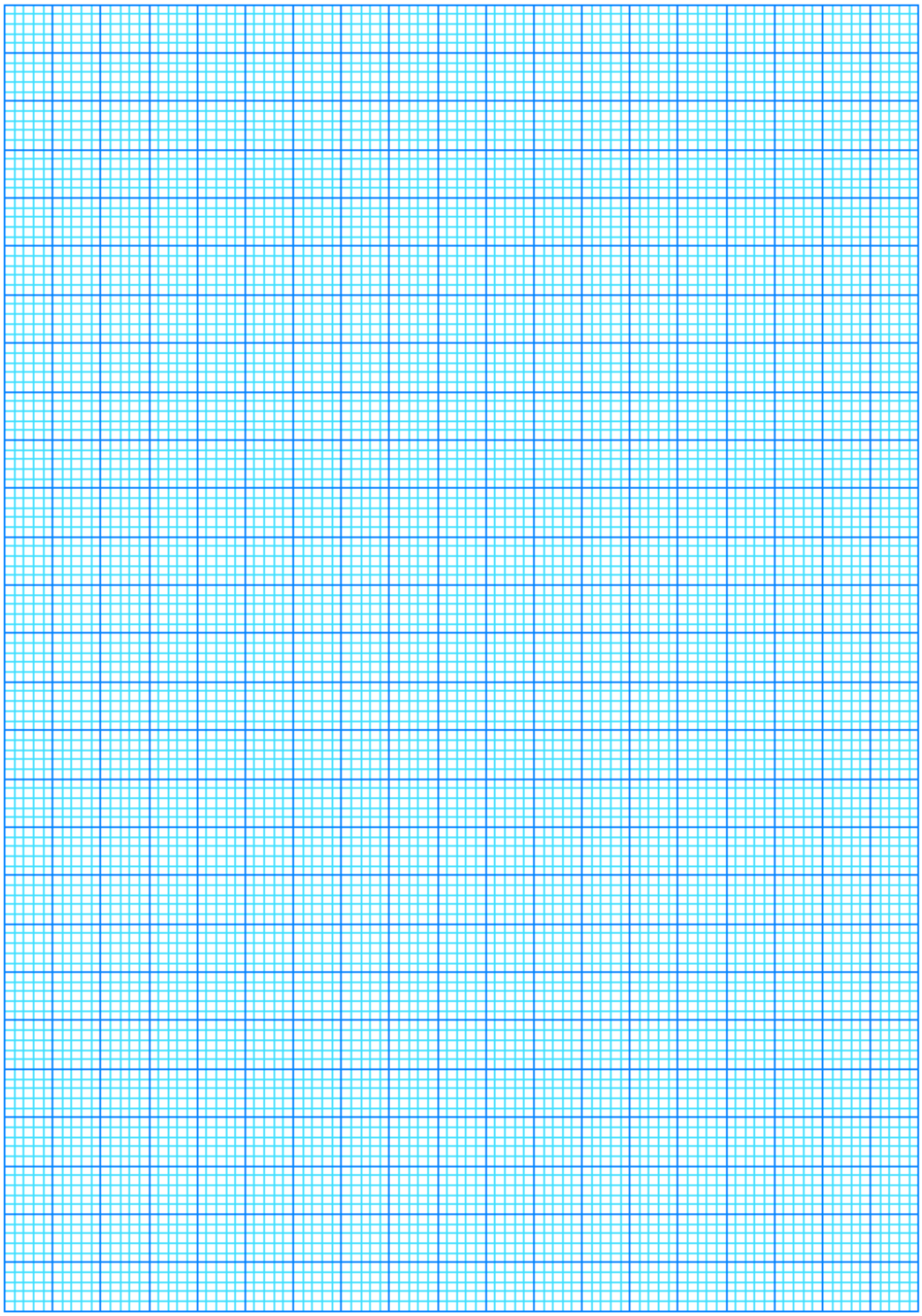
Kurşun: $\mu_{Pb} \approx 0{,}65\ cm^{-1}$

Alüminyum: $\mu_{Al} \approx 0{,}15\ cm^{-1}$ dir.

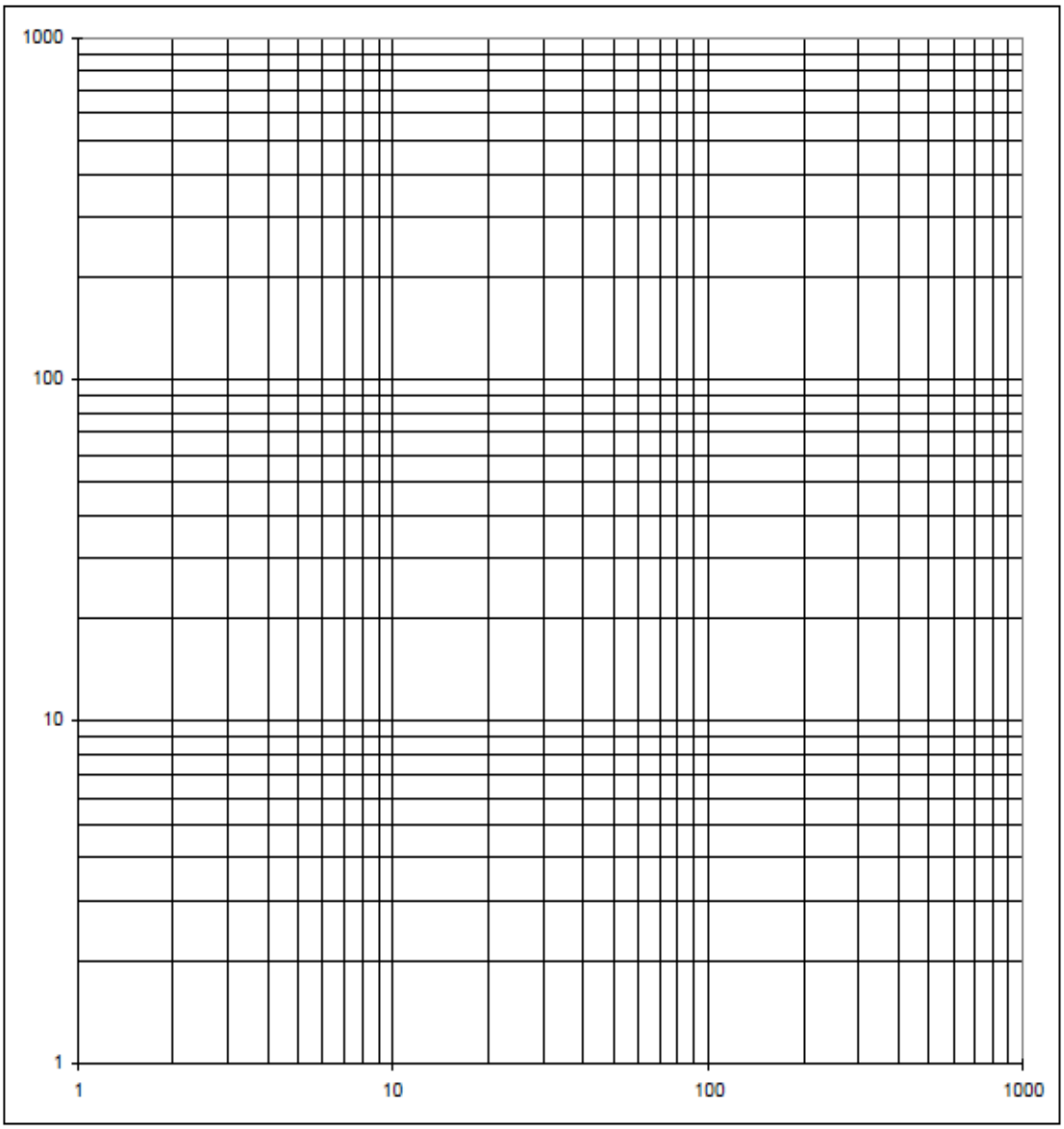
μ_{deney} değerini bu referans değer ile karşılaştırınız ve yüzde hatayı aşağıdaki bağıntıyı kullanarak hesaplayınız

$$\%\text{Hata} = \left|\frac{\mu_{den} - \mu_{ref}}{\mu_{ref}}\right| x100$$

Elde ettiğiniz sonucu değerlendirerek deneysel ölçümün referans değere ne ölçüde uyduğunu açıklayınız.



LOGARİTMİK KAĞIT



DENEY 3

Deneyin Adı: Radyoaktif Bir Kaynak İçin Ters Kare Yasasının İncelenmesi

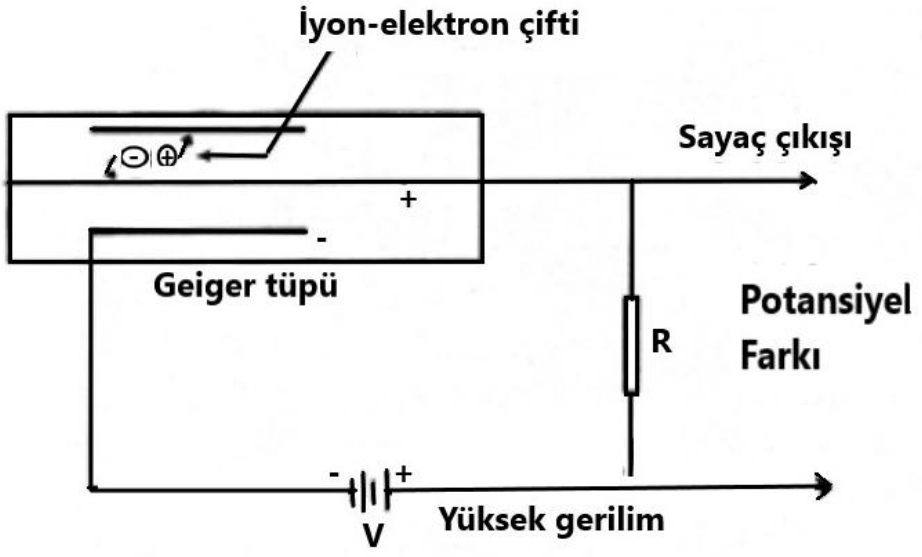
Deneyin Amacı: Nükleer radyasyon için ters kare yasasının incelenmesi. Geiger Müller sayacının sayım hızının radyoaktif kaynaktan olan uzaklık ile değişiminin incelenmesi.

Teorik Bilgi

Nükleer radyasyonlar (alfa, beta, gama ışınları veya parçacıkları) doğrudan hissedilemezler. Bu nedenle, madde ile nükleer bozunma sonucunda ortaya çıkan parçacıkların etkileşmesini temel alan bir dedeksiyon metodunun kullanılması gerekmektedir. Bu amaçla kullanılan birçok yöntembulunmakta birlikte, en yaygın kullanılan dedektörlerden biri '' *Geiger Tüpü* " dür. Geiger tüpünde, radyoaktif bozunma sonucu ortaya çıkan parçacıklar moleküllerini iyonlaştırarak sayılabilen elektriksel pulslara neden olurlar. Tüp ve elektronik düzenekten oluşan bu sistem Geiger sayacı olarak isimlendirilir.

Üç nükleer radyasyon türünün (alfa, beta ve gama) tamamı gazları iyonlaştırma yeteneğine sahiptir. İyonlaşma derecesi, parçacığın enerjisine ve gaz tarafından soğurulan radyasyon miktarına bağlıdır. Nükleer radyasyonun gaz moleküllerinde oluşturduğu iyonlaşma, Geiger tüpünün çalışma prensibinin temelini oluşturur.

Bir Geiger tüpü, yaklaşık 0. l atm basınç altında genellikle argon gazı ile doldurulmuş metal bir silindir ve bu silindirin içerisinden geçen ince bir telden oluşur (Şekil 3.1). Merkezde bulunan tel ile metal silindir arasına bir potansiyel farkı uygulanır. Merkez tel silindire göre pozitif potansiyel (+) potansiyeldedir.



Şekil 3.1. Geiger Tüpünün ve devresinin şematik gösterimi.

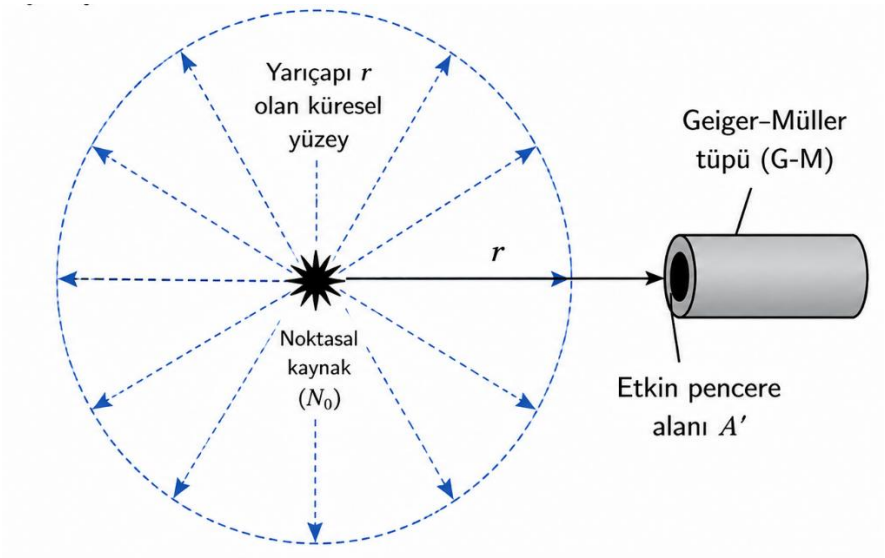
Tüpe giren ve silindir içerisinden geçen belirli enerjiye sahip nükleer parçacıklar gaz moleküllerini iyonlaştırırlar. Serbest elektronlar tele doğru, pozitif iyonlar ise silindire doğru çekilirler. Tel ve silindir arasındaki voltaj yeterince büyük ise hızlandırılmış elektronlar pozitif tele doğru yolları üzerindeki diğer gaz moleküllerini iyonize etmek için yeterli enerji elde etmiş olurlar. İkinci iyonizasyondan açığa çıkan elektronlar ek bir iyonizasyon oluştururlar. Bu olay *çoğalan iyonizasyon* (olarak isimlendirilir. Sonuç olarak bir " çığ " boşalımı başlar ve dirençte bir akım oluşturulur. Bu durum tel ve silindir arasında bir potansiyel farkı meydana getirir. Mikrosaniye mertebesinde olan bir akım pulsundan sonra tel ve silindir arasındaki potansiyel farkı başlangıçtaki değerine geri döner. Tüpten boşalımın temizlenebilmesi için belirli bir zaman gereklidir. Bu zaman boyunca tüpün voltajı, tüpün elektrodlarına ulaşabilen radyasyonu dedekte edebilmek için gerekli olan voltajdan daha azdır. Bu zaman tüpün " *ölü zamanı* " olarak isimlendirilir. Eğer aşırı miktarda radyasyon tüpe ulaşırsa, sayıcıda gösterilen sayım hızı değeri gerçek değerden daha az olur.

Çok yaygın olarak kullanılan *kenar pencereli tüp* ve *sondan pencereli tüp* olmak üzere iki tip Geiger Tüpü vardır. Kenar pencereli tüp alfa parçacığından daha az girici olmayan radyasyonu dedekte etmeyen nispeten kalın duvarlara sahiptir. Sondan pencereli tüp genellikle mikadır ve yüksek enerjili alfa parçacıklarını geçirecek kadar incedir.

Ters-Kare Yasası

Normal çalışma koşullarında Geiger-Müller (G-M) sayacında ölçülen sayım hızı birim zamanda dedektöre ulaşan parçacıkların sayısına bağlıdır. Bu nedenle, sayım hızı, radyoaktif kaynak ile dedektör arasındaki uzaklık arasında doğrudan bir ilişki bulunmaktadır.

Dakikada N_0 tane parçacık yayan noktasal bir radyoaktif kaynağın parçacıkları her doğrultuda ve düzgün bir şekilde yaydığı kabul edilir (Şekil 3.2).



Şekil 3.2. Noktasal Kaynaktan her doğrultuda yayılan parçacıklar ve küresel yüzey.

Kaynaktan r uzaklıkta bulunan küresel yüzeyin alanı,

$$A = 4\pi r^2$$

şeklindedir. Kaynak tarafından yayılan parçacıklar bu küresel yüzeye eşit olarak dağıldığından, kürenin birim alanından birim zamanda geçen parçacık sayısı, N (sayım /dakika)

$$N = \frac{N_o}{A} = \frac{N_o}{4\pi r^2} \quad \text{(sayım/dakika. alan)} \tag{3.1}$$

şeklinde ifade edilir.

Burada;

N_0 : Kaynağın bir dakikada yaydığı toplam parçacık sayısı

N : Bir dakikada ölçülen parçacık sayısı

A : Kaynaktan r uzaklığındaki küresel yüzeyin alanı

r : Radyoaktif kaynak ile dedektör arasındaki uzaklıktır.

Geiger Müller tüpünün kaynağa bakan etkin pencere alanı A' olduğunda, kaynaktan r uzaklıkta bulunan dedektöre bir dakikada ulaşan parçacıkların sayısı

$$N = \frac{N_0 A'}{4\pi r^2} \tag{3.2}$$

ile verilir. Geiger-Müller tüpünün etkin alanı A' genellikle bilinmemekle birlikte, deney boyunca kaynak ve dedektörün özellikleri sabit tutulduğundan N_0, A' ve 4π sabit kabul edilir. Bu durumda sayım hızının kaynağın dedektöre olan uzaklığının karesi ile ters orantılı olduğu görülür.

$$N \infty \frac{1}{r^2} \tag{3.3}$$

Bu bağıntı ters-kare yasası olarak adlandırılır. Buna göre, noktasal bir radyoaktif kaynaktan uzaklaşıldıkça dedektöre ulaşan parçacıkların sayısı ve dolayısıyla ölçülen sayım hızı azalır.

Deneyin Yapılışı

Nükleer kaynakları mümkün olduğunca Geiger-Müller (G-M) sayacından uzaklaştırınız. Ortamın doğal fonunu belirlemek amacıyla G-M tüpüne 850V çalışma voltajını uygulayınız. Bu değer Deney 1'de gerçekleştirilen ölçümlere benzer şekilde belirlenmiştir. Doğal fon ölçümü için 1 dakikalık 10 ayrı sayım alınız ve bu değerlerin ortalamasını hesaplayınız.

Daha sonra radyoaktif kaynağı G-M tüpüne mümkün olduğunca yaklaştırınız ve kaynak ile tüp arasındaki en küçük ölçülebilir uzaklığı belirleyiniz. Bu konumda sayaçtan okunan maksimum sayım hızını kaydediniz. Belirlenen bu uzaklık, deneyde kullanılacak en yakın ölçüm mesafesidir. En yakın ölçüm mesafesinden başlayarak kaynağı G-M tüpünden kademeli olarak uzaklaştırınız. Böylece 10 farklı uzaklıkta ölçüm gerçekleştiriniz. Her bir uzaklık için kaynak–dedektör uzaklığını (r) ve karşılık gelen sayım hızını (N) kaydediniz. Ölçümlerin aynı sayım süresi ve deney koşullarında gerçekleştirilmesine dikkat ediniz.

Noktasal bir radyoaktif kaynaktan yayılan parçacıkların sayım hızı, kaynaktan olan uzaklığın karesi ile ters orantılıdır. Bu ilişki aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$N=A/r^2$

Burada N, ölçülen sayım hızı; r, kaynak ile G-M tüpü arasındaki uzaklık; A ise deney koşullarına bağlı bir sabittir. Bu bağıntının her iki tarafının doğal logaritması alınarak denklem doğrusal hâle getirilebilir:

$$InN = In(Ar^{-2}) = InA + Inr^{-2} \tag{3.4}$$

veya

$$InN = -2Inr + InA \tag{3.5}$$

Bu denklem $y = mx + b$ ile verilen doğru denklemine karşılık gelmektedir.

Buna göre y = InN, x = Inr ve m = -2 ve b = InA olur. Dolayısıyla ln(N) – ln(r) grafiğinin eğiminin teorik olarak **−2** olması beklenmektedir.

Deney sonucunda elde edilen N ve r değerlerinin doğal logaritmalarını hesaplayınız. ln(N) değerlerini düşey eksene, ln(r) değerlerini yatay eksene alarak grafiği çiziniz. Elde edilen noktalara en uygun doğruyu çizerek doğrunun eğimini (m) belirleyiniz.

Deneysel olarak bulunan eğim değerini teorik eğim olan −2 ile karşılaştırınız. Eğim için yüzde hatayı aşağıdaki bağıntıdan hesaplayınız:

$$\%\text{Hata}=\left|\frac{m-(-2)}{-2}\right|\text{x}100$$

Hesaplamalar

Tablo 3.1: Ortamın doğal fon sayım değerleri

Ölçüm No	**Doğal Fon, B (Sayım/dakika)**
1	
2	
3	
4	
5	
Ortalama	

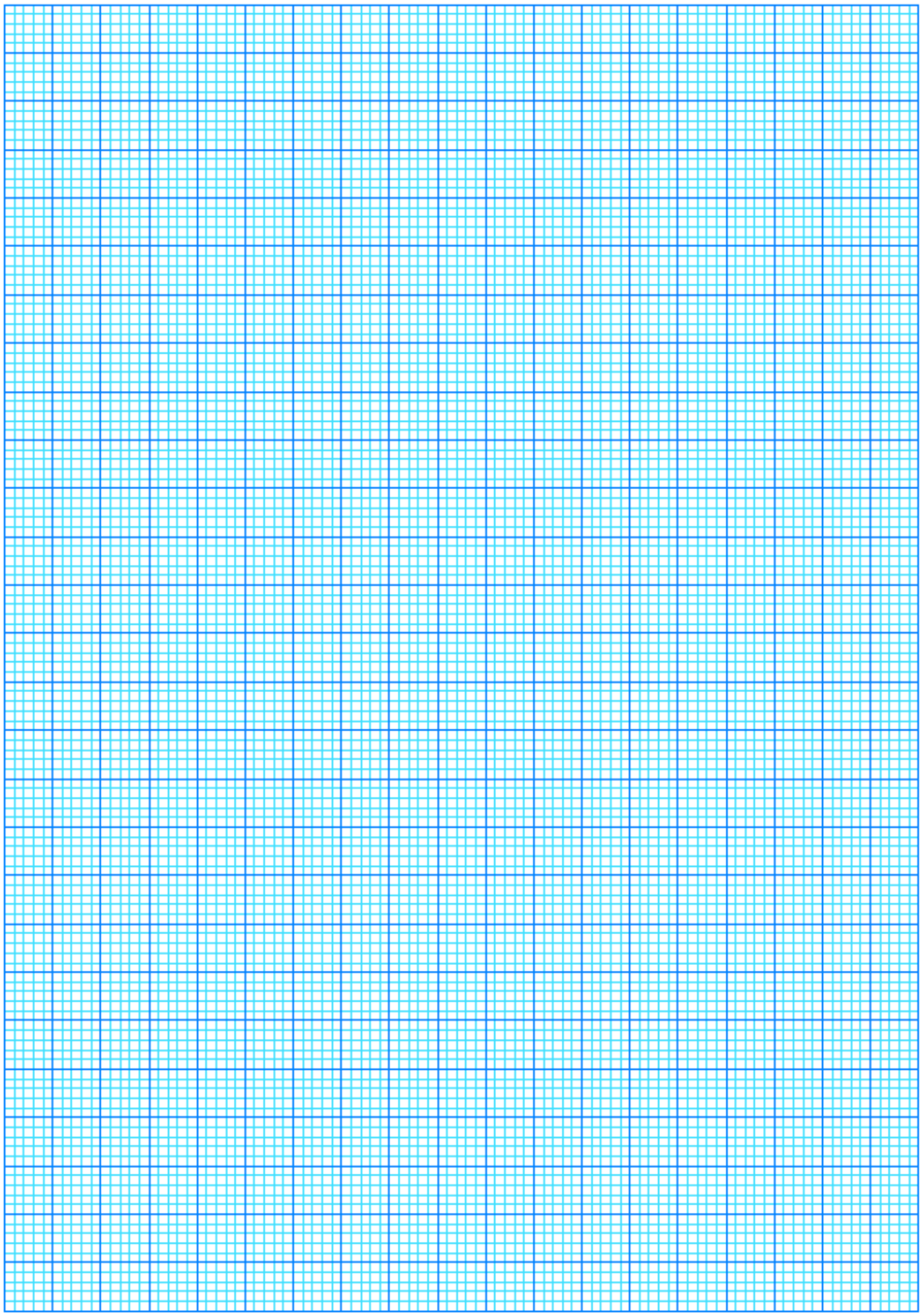
Ortamın ölçülen ortalama tabii fon değeri: B=……..

Tablo 3.2: Radyoaktif Kaynak–sayaç uzaklığına bağlı ölçüm ve hesaplama değerleri

Kaynak-Sayaç Mesafesi, r (cm)	**Sayım Hızı, N (sayım/dakika)**	**Düzeltilmiş Sayım Hızı, (N-B) (sayım/dakika)**	**In(N-B)**	**Inr**
1				
2				
3				
4				
5				
6				
7				
8				
9				
10				

InN-Inr grafiğinin eğimi:

Yüzde Hata:



DENEY 4

Deneyin Adı: Radyoaktiflik Ölçmelerinin İstatistiği

Deneyin Amacı: Radyoaktiflik ölçmelerinin istatistiğini incelemek ve Pearson χ^2 (ki-kare) testi ile sayacın doğru çalışıp çalışmadığının kontrolü

Teorik Bilgi

Radyoaktif bir kaynaktaki herhangi bir atomun parçalanması tesadüfi ve rastgele bir olaydır. Bir atomun bozunması, aynı kaynakta bulunan diğer atomların bozunmalarından bağımsızdır. Bu nedenle, kaynaktan belirli bir zaman aralığında yayılan yüklü parçacıkların ve fotonların sayısı da zamana bağlı olarak rastgele değişim gösterir.

Yarı ömrü oldukça uzun olan bir kaynaktan yayılan parçacıklar, eşit deney koşulları altında çok sayıda ve birbirinden bağımsızı olarak ölçüldüğünde, elde edilen sayım değerlerinin ortalama bir değer etrafında belirli bir dağılım gösterdiği görülür. Ölçüm sayısı sonsuza yaklaştığında, gözlenen ortalama değer gerçek ortalama değere yaklaşır ve teorik olarak bu iki değer birbirine eşit olur.

Gerçek ortalama değerin m olduğu kabul edilirse, tek bir ölçümde n tane parçacık sayılma olasılığı veya çok sayıda ölçüm içerisinde n sayım elde edilen ölçümlerin oranı, Poisson dağılımı ile ifade edilir:

$$P_n = \frac{m^n}{n!} e^{-m} \tag{4.1}$$

Bu frekans dağılımına ya da olasılık fonksiyonuna Poisson dağılımı adı verilir (Şekil 4.1). Poisson dağılımının küçük m değerleri için oluşturduğu eğri simetrik değildir. m değeri büyüdükçe dağılım daha simetrik bir hale gelir ve yeterince büyük m değerlerinde Poisson dağılımı, normal (Gauss) dağılımına yaklaşır.

Şiddeti zaman içerisinde değişmeyecek kadar çok uzun yarı ömürlü bir radyoaktif kaynak kullanılarak yapılan n sayıda ölçüm sonucunda elde edilen sayım değerleri N_1 N_2,…,N_n şeklinde gösterilsin. Bu ölçüm değerlerinin aritmetik ortalaması $\bar{N}$, gerçek ortalama değere en yakın değer olarak alınır.

$$m \cong \bar{N} = \frac{\sum_{i=1}^{n} N_i}{n} \tag{4.2}$$

Ölçüm sayısı n arttıkça, hesaplanan aritmetik ortalama $\bar{N}$, gerçek ortalama değer m'ye daha fazla yaklaşır. Bu nedenle, radyoaktif bozunmaların rastgele doğasından kaynaklanan ölçüm farklılıklarını değerlendirmek için çok sayıda ölçüm yapılması ve bu ölçümlerin istatistiksel olarak analiz edilmesi önemlidir.

Standart Sapma

Ölçüm sonucunda elde edilen sayım değerlerinin gerçek ortalama değer etrafında gösterdiği istatistiksel dalgalanmaların büyüklüğü standart sapma ile ifade edilir. Standart sapma, ölçüm sonuçlarının ortalama değer etrafındaki dağılımını ve ölçümlerdeki istatistiksel belirsizliği belirlemek için kullanılan önemli bir parametredir.

Gerçek ortalama değer m biliniyorsa standart sapma,

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(m-N_i)^2}{n}} \tag{4.3}$$

bağıntısı ile verilir. Ancak pratikte gerçek ortalama değer m genellikle bilinmediğinden, standart sapma ölçüm sonuçlarından elde edilen aritmetik ortalama kullanılarak yaklaşık olarak hesaplanır:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}(N_i-\bar{N})^2}{(n-1)}} \tag{4.4}$$

Burada $\bar{N}$, yapılan ölçümlerin aritmetik ortalamasıdır.

Radyoaktif bozunma olayı gibi Poisson dağılımı gösteren bir olayda, tek bir ölçmede elde edilen sayım sayısı N ise bu ölçümün standart sapması,

$$\sigma = \sqrt{N} \tag{4.5}$$

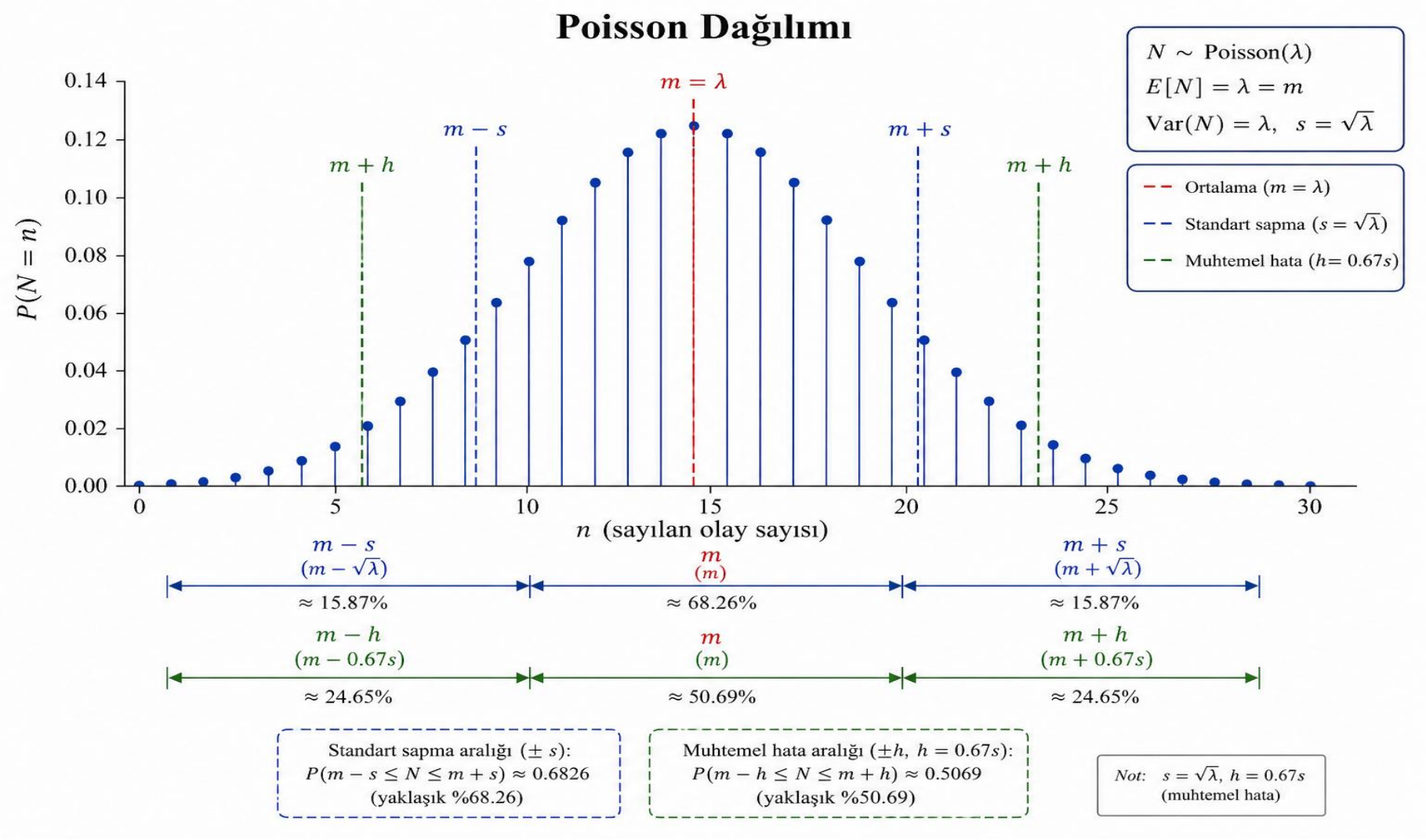
ile verilir.

Ölçüm sonuçlarının belirsizliğini sayım değerine oranlayarak ifade etmek için rölatif standart sapma kullanılır. Rölatif standart sapma

$$\sigma_r = \frac{\sigma}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{4.6}$$

şeklinde ifade edilir.

Gerçek ortalama değer m olduğunda, tek bir ölçüm sonucunda elde edilen sayım değerinin $m - \sigma$ ile $m + \sigma$ arasında bulunma olasılığı yaklaşık %68,3 tür (Şekil 4.1). Benzer şekilde, toplam sayım değeri n olduğunda, ölçüm sonucunun $n - \sigma$ ile $n + \sigma$ arasında bulunma olasılığı da yaklaşık % 68,3 olarak kabul edilir. Bu olasılık, ölçüm sonuçlarının gerçek ortalama değer etrafındaki dağılımını ifade eden güven derecesi olarak tanımlanır. Buna göre, bir ölçüm sonucunun ortalama değerin bir standart sapma altı ile bir standart sapma üstü arasında bulunma olasılığı %68,3'tür.



Şekil 4.1. Poisson dağılımında ortalama, standart sapma ve muhtemel hata aralıklarının gösterimi

Muhtemel Hata

Aşılması ihtimali ile aşılmaması ihtimalinin birbirine eşit olduğu hata değerine muhtemel hata denir. Bu durumda güven derecesi %50 dir (Şekil 4.1). Başka bir ifadeyle, ölçülen değerin gerçek değerden muhtemel hata kadar veya daha az sapma gösterme olasılığı %50'dir.

Muhtemel hata ile standart sapma arasındaki ilişki Tablo 4.1.'de verilmiştir. Tablo 4.1'de görüldüğü üzere, muhtemel hata standart sapmanın yaklaşık 0,67 katına karşılık gelir. Güven derecesi arttıkça, ölçüm sonucunun gerçek değerden sapmasını ifade eden hata sınırı da artmaktadır

Tablo 4.1. Muhtemel hata ile standart sapma arasındaki ilişki

Güven Derecesi %	**Standart Sapmanın Kesri Olarak Hata Maksimumu**	**Hata Türü**
50	0,67	Muhtemel hata
68,03	1,00	Standart hata
90	1,64	Ondadokuzluk hata (Güvenilir hata)
95,5	2,00	-

Ölçme Sonucunun Verilmesi

t süresi içinde sayılan toplam parçacık sayısı N ise, sayma hızı

$$r = \frac{N}{t} \tag{4.7}$$

dir. Sayma hızının standart sapması ile birlikte ölçüm sonucu,

$$r \pm \sigma = \frac{N}{t} \pm \frac{\sqrt{N}}{t} = r \pm \left(\frac{r}{t}\right)^{1/2} \tag{4.8}$$

şeklinde ifade edilebilir.

Diğer yandan tabii fon için sayma hızı r_f, standart sapması σ_f ve kaynağın tabii fonla birlikte verdiği toplam sayma hızı r_T ve standart sapması σ_T olarak gösterilsin. Bu durumda, yalnızca kaynaktan ileri gelen net sayma hızı,

$$r_k \pm \sigma_k = (r_T - r_f) \pm \sqrt{{\sigma_f}^2 + {\sigma_T}^2} \tag{4.9}$$

şeklinde hesaplanır. Bu bağıntıya göre, ölçülen toplam sayma hızından tabii fon sayma hızı çıkarılarak kaynağa ait gerçek sayma hızı elde edilir. Dolayısıyla ölçüm sonuçlarının değerlendirilmesinde tabii fonun katkısının dikkate alınması gerekir.

Sayma Süresinin Tayini

Toplam sayma sayısı N ise, Poisson dağılımına göre sayımın standart sapması $\sqrt{N}$ ve rölatif standart sapması

$$\frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{4.10}$$

Şeklinde ifade edilir. Buna göre mümkün olduğunca fazla sayıda sayım alınarak ölçümdeki hata yüzdesi azaltılabilir. Ancak kaynağın tabii fonla birlikte verdiği toplam sayımlar ile yalnızca tabii fon sayımlarının belirlenmesi için ayrılan toplam süre, örneğin bir laboratuvar çalışmasının süresi gibi, sınırlandırılmışsa toplam sayma süresi ile tabii fon sayma süresinin önceden belirlenmesi gerekir.

Kaynaktan ileri gelen saymalar standart sapması, hata teorisine göre

$$\sigma_k = \sqrt{{\sigma_f}^2 + {\sigma_T}^2} = \sqrt{\frac{r_f}{t_f} + \frac{r_T}{t_T}} \tag{4.11}$$

ifadesi ile verilir. Burada t_f tabii fonun ölçüldüğü süreyi ve t_T ise kaynak ve tabii fon birlikte ölçülürken kullanılan toplam sayma süresini göstermektedir.

Standart sapmanın minimum olması için gerekli t_f ve t_T zamanları arasındaki bağıntıyı belirlemek için amacıyla σ_k'nın diferansiyeli alınır. Bu durumda,

$$2\sigma_k . d\sigma_k = -\frac{r_f}{{t_f}^2} dt_f - \frac{r_T}{{t_T}^2} dt_T \tag{4.12}$$

olur.

Minimum hata için $d\sigma_k = 0$ ve toplam ölçüm süresinin sabit olduğu kabul edilirse, $dt_f + dt_T = 0$ koşulu kullanılarak minimum hata için gerekli zaman oranı elde edilir.

$$\frac{t_f}{t_T} = \sqrt{\frac{r_f}{r_T}} \tag{4.13}$$

Bu oranı belirlemek için deneye başlamadan önce tabii fon sayma hızı t_f ve toplam sayma hızı t_T, kısa süreli ölçümler yapılarak yaklaşık olarak belirlenir. Özellikle zayıf radyoaktif kaynakların ölçülmesinde, tabii fonun toplam ölçüm içerisindeki etkisi daha belirgin olduğundan sayma sürelerinin bu orana göre belirlenmesi önem taşır.

Sayaç Sisteminin Doğru Çalışıp Çalışmadığının Kontrolü: Pearson χ^2 (ki-kare) testi

Bir sayma sisteminin doğru çalışıp çalışmadığını kontrol etmek için, ölçülen sayımların beklenen Poisson dağılımına uygunluğu Pearson χ^2 testi ile incelenebilir. Poisson dağılımı için χ^2 değeri,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(N_i - \bar{N})^2}{\bar{N}} \qquad (4.14)$$

bağıntısı ile verilir. Burada N_i, i. Sınıfta gözlenen sayım değerini, $\bar{N}$ ise Poisson dağılımına göre beklenen sayım değerini göstermektedir. χ^2 testi sonucunda, gözlenen değerlerin beklenen dağılımdan (bu durumda Poisson dağılımından) gösterdiği sapmanın anlamlı olup olmadığını belirlemek amacıyla P olasılık değeri hesaplanır. Bu değer, gözlenen dağılım ile beklenen Poisson dağılımı arasındaki uyumun değerlendirilmesinde kullanılır.

Eğer, $0,1 < P < 0,9$ ise gözlenen dağılımın Poisson dağılımı ile uyumlu olduğu ve buna bağlı olarak sayma sisteminin normal çalıştığı kabul edilir. Buna karşılık $P < 0,02$ veya $0,98 < P$ olması durumunda, ölçülen değerlerin beklenen Poisson dağılımından önemli ölçüde sapma gösterdiği anlaşılır. Böyle bir durumda sayma sisteminin çalışma koşulları yeniden kontrol edilmelidir. Özellikle sayaç tüpünde oluşabilecek yalancı saymalar ve elektronik devrelerde meydana gelebilecek arızalar veya düzensizlikler gözden geçirilmelidir.

Bu nedenle Pearson χ^2 testi, yalnızca ölçüm sonuçlarının Poisson dağılımına uygunluğunu değerlendirmekle kalmaz, aynı zamanda kullanılan sayma sisteminin güvenirliliğinin ve doğru çalışmasının kontrol edilmesine de olanak sağlar.

Deneyin Yapılışı

Ölçmelere başlamadan önce, sayma devresinin kararlı bir çalışma durumuna ulaşılabilmesi için sistemi yaklaşık 1 saat çalıştırınız.

1. Tabii fon ölçümünün yapılması:

Sayacın yakınında radyoaktif bir kaynak bulunmadığından olduktan sonra, tabii fonu belirlemek amacıyla 1'er dakikalık 20 ardışık ölçüm alınız. Elde ettiğiniz sayım değerlerini Tablo 4.2'e kaydediniz ve bu değerlerden tabii fonun ortalama değerini hesaplayınız.

Tabii fon; kozmik ışınlardan ve çevrede bulunan doğal radyoaktif maddelerden kaynaklanan ışınımların oluşturduğu sayımlardan meydana gelir. Ardışık ölçümlerde elde edilen sayım değerlerinin ortalama değer etrafındaki değişimlerini gözlemleyiniz. Tabii fon sayımları da birbirinden bağımsız ve rastgele olaylardan oluştuğundan, gözlenen sayım dağılımının Poisson dağılımı göstermesi beklenir.

2. Tabii fon ölçüm süresinin belirlenmesi

Verilen, yarı ömrü çok uzun olan radyoaktif kaynağı, sayacın sayım odacığına dakikada yaklaşık 4000–5000 sayım verecek şekilde yerleştiriniz. Toplam ölçme süresinin ($t_T + t_f = 60$ dak) olduğu kabul edilerek, ölçümdeki toplam istatistiksel hatayı en aza indirmek amacıyla tabii fonun kaç dakika süreyle ölçülmesi gerektiğini hesaplayınız.

3. Radyoaktif kaynağın ölçülmesi

Tabii fon ölçümünden sonra, kaynaktan gelen ışınımı belirlemek amacıyla 2 dakikalık 20 ardışık ölçüm alınız (Tablo 4.3). Ölçme süresinin 2 dakika olarak seçilmesi, ölçüm süresinden kaynaklanan hataların azaltılması ve deneyin gereksiz yere uzamasının önlenmesi açısından uygundur.

4. Ortalama sayım hızının hesaplanması

Elde ettiğiniz ölçüm sonuçlarını Tablo 4.2'ye kaydediniz. Ölçümlerden elde edilen değerleri kullanarak ortalama sayım hızını Eşitlik (4.15) ile hesaplayınız.

$$\overline{N} = \frac{\sum_{i=1}^{20} N_i}{20} \tag{4.15}$$

5. Standart sapmanın hesaplanması

Ölçüm sonuçlarının ortalama değer etrafındaki istatistiksel dağılımını belirlemek amacıyla standart sapmayı Eşitlik (4.4) kullanarak hesaplayınız.

6. Standart sapma değerinin karşılaştırılması

Deneysel olarak elde ettiğiniz standart sapma değerini, Eşitlik (4.5) kullanılarak teorik olarak hesaplanan standart sapma değeri ile karşılaştırınız. Deneysel ve teorik değerler arasındaki farkı değerlendiriniz

7. Ölçümlerin standart sapma açısından değerlendirilmesi

Yaptığınız ölçümlerin yüzde kaçının ortalama değerden bir standart sapmadan daha büyük bir sapma gösterdiğini belirleyiniz. Elde ettiğiniz bu değeri Poisson dağılımı için teorik olarak beklenen değerle karşılaştırınız.

Ayrıca, ortalama değerden iki standart sapmadan daha büyük sapma gösteren ölçümlerin sayısını belirleyiniz ve bu sayıyı teorik olarak beklenen değerle karşılaştırınız.

8. χ^2 testi ile sayma sisteminin değerlendirilmesi

Sayma sisteminin istatistiksel olarak beklenen dağılıma uygun çalışıp çalışmadığını belirlemek amacıyla χ^2 (ki-kare) testi uygulayınız. Bunun için χ^2 değerini Eşitlik (4.14) kullanarak hesaplayınız.

Hesaplanan χ^2 değeri ve serbestlik derecesi (F) kullanılarak, χ^2 dağılımına karşılık gelen P olasılığını verilen grafikten belirleyiniz.

Serbestlik derecesi, yapılan ölçümlerin sayısı ile beklenen değerlerin hesaplanmasında kullanılan bağımsız parametrelerin sayısı arasındaki fark olarak tanımlanır. Burada gözlenen (N_i) değerlerinin beklenen dağılımla karşılaştırılmasında yalnızca bir parametre kullanıldığından serbestlik derecesi F= n-1 olarak alınır.

Elde ettiğiniz (P) olasılığını dikkate alarak, uygulanan χ^2 testi sonucunda sayma sisteminin istatistiksel olarak beklenen Poisson dağılımına uygun çalışıp çalışmadığını değerlendiriniz.

9. Tabii fon düzeltmesi ve sonucun verilmesi

Son olarak, ölçülen sayım hızından tabii fon katkısını çıkararak tabii fon düzeltmesini yapınız. Kaynağa ait düzeltilmiş sayım hızını;

- ortalama sayım hızı,
- standart sapma ve
- yüzde rölatif standart sapma

ile birlikte veriniz.

Elde edilen sonuçları, yapılan istatistiksel değerlendirmeler ve χ^2 testi sonuçlarıyla birlikte yorumlayınız.

HESAPLAMALAR

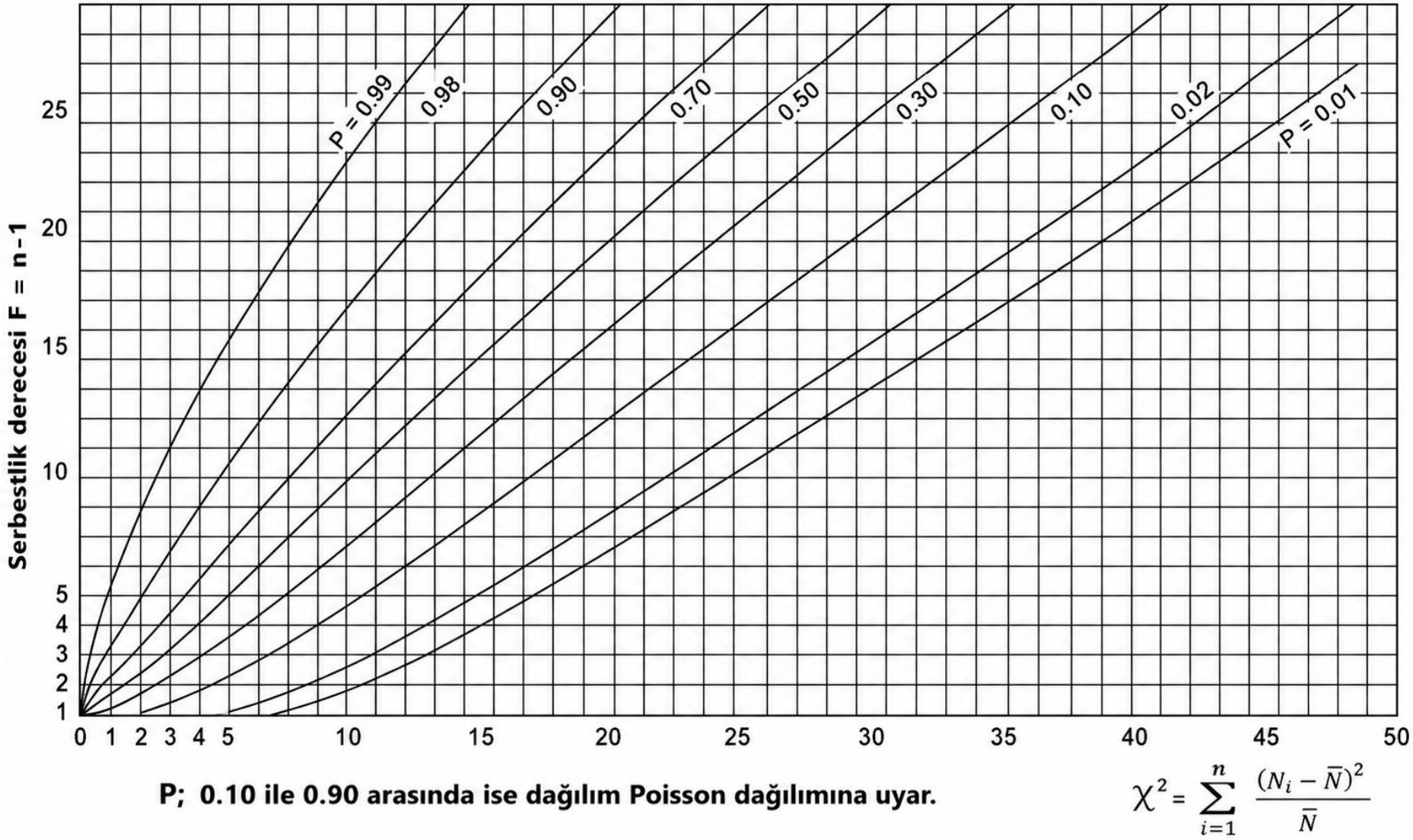
Tablo 4.2. Tabii fon sayım değerleri.

Deney No	**Tabii Fon (N_f) (sayım/dakika)**	**Deney No**	**Tabii Fon (N_f) (sayım/dakika)**
1		11	
2		12	
3		13	
4		14	
5		15	
6		16	
7		17	
8		18	
9		19	
10		20	

Tablo 4.3. Cs-137 radyoaktif kaynak sayım değerleri.

Deney No	**N_i (sayım/2dak)**	**N_i (sayım/dak)**	**(N_i-N)**	**$(N_i-N)^2$**
1				
2				
3				
4				
5				
6				
7				
8				
9				
10				
11				
12				
13				
14				
15				
16				
17				
18				
19				
20				
		$\bar{N}=$		

(χ2 -kare) Testi



DENEY 5

Deneyin Adı: Wilson Sis Odası ile Alfa Parçacıklarının Menzil ve Enerji Tayini

Deneyin Amacı: Bir noktasal kaynaktan çıkan alfa parçacıklarının izlerini gözlemlemek ve alfa parçacıklarının menzillerinden enerji değerlerini hesaplamak.

Kullanılan Araç Ve Gereçler: Bir Wilson sis odası, Radyum-226 kaynağı, Güç kaynağı 450 V DC, 1 lamba, Tezgah mengenesi, Malzeme tutucu, Sulandırılmış etanol veya metanol, 1 m uzunluğunda tel kablo çifti.

Teorik Bilgi

Alfa parçacıklarının Maddeyle Etkileşmesi

Alfa parçacıkları pozitif yüklü ağır parçacıklardır. Alfa parçacıklarının kütleleri elektrik yükleri ve hızları sebebiyle soğurucu madde atomlarının çekirdek ve yörünge elektronlarıyla çarpışma ihtimali oldukça fazladır. Alfa parçacıklarının soğurucu maddenin elektronlarıyla çarpışması sonucunda soğurucu maddede iyonlaşma, uyarma veya her iki olay da meydana gelebilir. Bu etkileşmeler sonucunda alfa parçacıklarının kinetik enerjileri her çarpışmada bir miktar azalır. Etkileşme esnasında alfa parçacıklarının ağır kütleleri sebebiyle yollarından sapmaları ihmal edilecek kadar küçüktür. Yani geçtikleri ortamda alfa parçacıklarının yolları doğrusaldır.

Alfa parçacıklarının ortamda ilerlerken iyonlaşma olaylarına yol açtığı ve bu olaylar sonucunda enerjisinin giderek azalmasına bağlı olarak hızı azaldığından iyonlaşma sayısının arttığı ve bir maksimuma erişerek iyonlaşma sayılarının hızla düştüğü görülmektedir. Bu düşüş alfa parçacığının bütün enerjisini yitirdiği ve madde içinde yol alamaz duruma geldiği noktadır. Bütün enerjisini harcayan alfa parçacıkları ortamın serbest elektronlarının 2 tanesiyle birleşerek He atomu haline gelir.

Belirli bir enerjideki alfaların soğurucu ortamda erişebileceği maksimum mesafeye **menzil** ya da **erişme uzaklığı** denir. Alfa parçacığının soğurucunun yörünge elektronlarıyla etkileşme ihtimali çok yüksek olduğundan birim yol uzunluğunda meydana gelen iyon çifti sayısı çok fazladır. Enerjilerini çok kısa mesafede kaybettikleri için diğer radyasyonlara kıyasla çok kısa erişme uzaklığına sahiptir. Havadaki menzilleri birkaç cm, insan derisinde ise 1 – 2 mikrondur.

Wilson Sis Odası

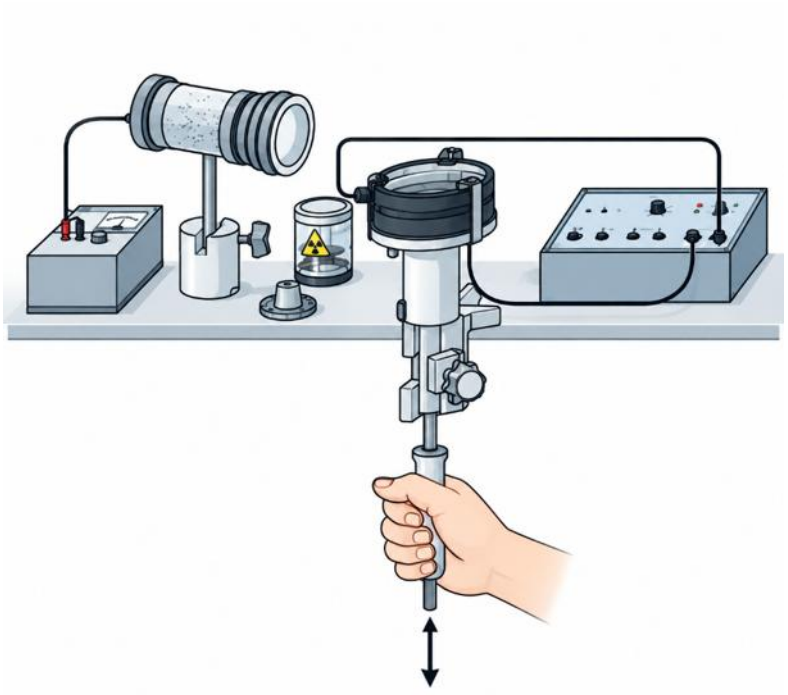
Su buharıyla aşırı doymuş havada bulunan iyonların yoğunlaşma çekirdeği olarak görev yaptığı olgusu ilk olarak 1887 yılında gözlenmiştir. Wilson, bu olgudan yararlanarak iyonlaştırıcı

taneciklerin izlerinin gözlenmesini sağlayan sis odasını geliştirmiştir. Şekil 5.1'de basit bir Wilson sis odasının şematik gösterimi verilmiştir.

Silindirin iç duvarına gaz sızdırmayacak şekilde yerleştirilmiş bir pistonun, oda sıcaklığında su buharıyla (alkol veya uygun başka bir sıvının buharı da kullanılabilir) doymuş belirli miktarda havayı oda içerisinde hapsettiği kabul edilsin. Pistonun aniden çekilmesiyle hava adyabatik olarak genleşir ve buna bağlı olarak sıcaklığı düşer. Sıcaklığın azalması sonucunda su buharı aşırı doymuş duruma geçer.

Bu aşamada, oda içerisinden yüksek enerjili ve iyonlaştırıcı bir tanecik geçerse, tanecik izlediği yol boyunca çarptığı gaz moleküllerini iyonlaştırır. Oluşan iyonlar, aşırı doymuş durumdaki buhar için yoğunlaşma çekirdekleri görevi görür. Bunun sonucunda, taneciğin yörüngesi boyunca bir dizi mikroskobik sıvı damlacığı oluşur. Bu damlacıklar üzerlerine düşen ışığı farklı doğrultulara saçtıkları için iyonlaştırıcı taneciğin izlediği yol, karanlık bir arka plan üzerinde aydınlık bir çizgi şeklinde gözlenebilir.

Bununla birlikte, gözlem gerçekleştirilmeden önce oda içerisinde rastgele dağılmış iyonlar da yoğunlaşma çekirdeği görevi görerek damlacıkların oluşmasına neden olabilir. Bu durum, gözlenmek istenen tanecik izlerinin arka plan üzerinde ayırt edilmesini güçleştirerek gözlemi belirsiz hâle getirir. Bu nedenle, gözlemden önce oda içerisinde bulunan rastgele iyonların ortamdan uzaklaştırılması gerekir. Bu işlem, oda içerisine uygulanan uygun bir elektrik alanı aracılığıyla gerçekleştirilir.



Şekil 11.1. Wilson sis odası deney düzeneği.

Emniyetle İlgili Kurallar

İyonize edici radyasyon kaynaklarıyla çalışırken aşağıdaki emniyet kurallarına dikkat edilmesi gerekir.

- Kaynak yetkisiz kişilerin ulaşamayacağı güvenli bir yerde saklamalı.
- Kaynaklar kullanılmadan önce hasar görmediklerinden emin olmak için kontrol edilmeli.
- Mümkün olan en kısa maruz kalma süresini sağlamak için, kaynak koruyucu kutusundan sadece deney yaparken çıkarılmalı.
- Radyoaktif kaynaktan mümkün olan en uzak mesafede durmak için kaynak bir çubukla tutulmalı.
- Uygun zırhlama sağlamak için kaynak daima koruyucu kutusunda tutulmalı.

Deneyin Yapılışı

1-Deneye başlamadan önce hacimce %50 alkol ve %50 saf su içeren yaklaşık 100 mL alkol-su karışımı hazırlayınız.

2-Tezgâh mengenesini laboratuvar masasına sağlam bir şekilde sabitleyiniz. Vakum pompasının rahatça hareket ettirilebilmesi için Wilson sis odasının kılavuz borusunu tezgâh mengenesine uygun şekilde yerleştiriniz.

Wilson sis odasının üst kapağı üzerindeki tutucuları açarak kapağı ve taban plakasını çıkarınız. Taban plakasının keçe altlığını birkaç damla alkol-su karışımı ile ıslatınız.

Taban plakasını tekrar yerine yerleştiriniz. Alfa kaynağını muhafazasından çıkararak taban plakası üzerindeki tutucuya uygun ve güvenli bir şekilde yerleştiriniz.

Sis odasının kapağını kapatınız ve tutucular yardımıyla oda içerisine hava girmeyecek şekilde sabitleyiniz.

Vakum pompasını kısa bir süre hareket ettirerek sis odasında herhangi bir hava kaçağı bulunup bulunmadığını kontrol ediniz.

Odayı iyonlardan arındırmak amacıyla voltaj kaynağını yaklaşık 150 V DC değerine ayarlayınız ve voltaj kaynağı ile Wilson sis odası arasındaki kablo bağlantılarını uygun şekilde gerçekleştiriniz.

Alfa parçacıklarının izlerinin daha net gözlenebilmesi için ışık kaynağını çalıştırınız. Lambanın önüne, yalnızca tek bir yarıktan geçen ışık demeti oluşturacak şekilde yatay doğrultuda bir filtre yerleştiriniz. Böylece sis odasını enine doğrultuda kat eden yaklaşık paralel bir ışık demeti elde edilecektir.

Işık kaynağının yüksekliğini sis odasının yüksekliğine uygun olacak şekilde ayarlayarak kaynağı masa üzerinde sabitleyiniz.

Sis odası içerisinde alkol-su buharı ile doymuş havanın oluşabilmesi için deneye başlamadan önce yaklaşık 5 dakika bekleyiniz.

Bekleme süresinin ardından vakum pompasının tutacağını aşağı doğru hızlı ve güçlü bir şekilde çekerek oda içerisindeki havanın adyabatik olarak genleşmesini sağlayınız.

Pompayı çekilmiş konumda sabit tutarak alfa kaynağından yayılan parçacıkların oluşturduğu izleri sis odasının gözlem penceresinden inceleyiniz.

Oda içerisindeki buhar karışımının yeniden denge durumuna ulaşabilmesi için kısa bir süre bekleyiniz. Ardından aynı işlemi tekrarlayarak alfa parçacıklarının izlerini yeniden gözlemleyiniz.

Gözlem penceresinden izlenen alfa parçacıklarının menzillerini ölçünüz ve ölçüm sonuçlarını kaydediniz.

Ölçülen menzil değerlerinden yararlanarak alfa parçacıklarının enerjilerini hesaplayınız.

İkinci aşamada sis odasının kapağını açınız ve alfa kaynağının önüne bir kâğıt parçası yerleştiriniz. Oda içerisindeki karışımı yeniden adyabatik olarak genleştiriniz. Alfa parçacıklarının kâğıt tarafından durdurulup durdurulamadığını gözlemleyiniz.

Hesaplamalar:

Alfa parçacıklarının hava içerisindeki menzili, parçacığın başlangıç enerjisi ile ilişkilidir. Hava ortamında yayılan alfa parçacıkları için menzil ile enerji arasındaki ilişki,

$$R = 0{,}318\, E^{3/2} \tag{5.1}$$

bağıntısı ile ifade edilir. Burada (R), alfa parçacığının hava içerisindeki menzilini (cm), (E) ise alfa parçacığının enerjisini (MeV) göstermektedir.

Deney sırasında Wilson sis odasında gözlenen alfa parçacığı izlerinin menzilleri ölçülerek aşağıdaki değerler elde edilmiştir:

Wilson sis odası deneyinde alınan ölçüm sonuçları:

R_1 = ……cm

R_2 = ……cm

R_3 = ……cm

Ölçülen bu menzil değerlerinin aritmetik ortalaması alınarak alfa parçacığının ortalama menzili,

$$Rort = \frac{R_1+R_2+R_3}{3} \tag{5.2}$$

bağıntısı ile hesaplanır.

Elde edilen ortalama menzil değeri, Denklem (5.1)'de yerine konularak alfa parçacığının enerjisi hesaplanır. Buna göre,

$$R = 0{,}318\, E^{3/2}$$

olduğundan, alfa parçacığının enerjisi

$$E = \left(\frac{R_{ort}}{0{,}318}\right)^{2/3} \tag{5.3}$$

Hesaplanan enerji değeri, deneyde kullanılan alfa kaynağının literatürde verilen bilinen alfa yayınlanma enerjisi ile karşılaştırılır. Deneysel ve bilinen enerji değerleri arasındaki fark değerlendirilerek, Wilson sis odasında gerçekleştirilen menzil ölçümlerinin doğruluğu ve deneysel belirsizlikler hakkında yorum yapılır.

Tablo5.1. Deneysel veriler

Büyüklük	**Menzil (cm)**	**Enerji (MeV)**
	R_1 =…… cm	
R_2	…… cm	
R_3	…… cm	
R_{ort}	…… cm	
Hesaplanan alfa enerjisi, E_{deney}	…… MeV	
Bilinen alfa enerjisi, E_{bilinen}	…… MeV	
Yüzde fark	…… %	

DENEY 5

Deneyin Adı: Gama Spektrumunda Compton Kenarı Ve Geri Saçılma Pikinin Belirlenmesi

Deneyin Amacı: Gama spektrometresinden elde edilen spektrumda compton kenarının ve geri saçılma pikinin deneysel olarak belirlenmesi.

Teorik Bilgi

Gama Spektrum Analizi

Gama ışınları yüksüz oldukları için madde içinden geçerken doğrudan uyarma ve iyonizasyon oluşturmazlar. Bununla birlikte, madde ile etkileşmeleri sonucunda ikincil elektronlar meydana getirerek enerji aktarırlar. Gama ışınlarının madde ile etkileşmesinde çok sayıda olası etkileşim mekanizması bulunmasına rağmen, radyasyon ölçümleri açısından fotoelektrik olay, compton saçılması ve çift oluşumu temel öneme sahip üç etkileşme türüdür. Bu etkileşmelerin tamamında gama fotonunun enerjisinin bir kısmı veya tamamı ortamda bulunan elektronlara aktarılır. Böylece gama ışını ile etkileşme sonucunda oluşan elektronlar, gelen gama ışınının enerjisi hakkında bilgi sağlayabilir.

Fotoelektrik Olay ve Tam Enerji Piki

Fotoelektrik olayda, gelen gama fotonu, soğurucu atomun bir elektronu ile etkileşir ve enerjisinin tamamını bu elektrona aktararak yok olur. Bunun sonucunda atomun bağlı elektronlarından biri, kinetik enerjisi

$$E_e = E_\gamma - E_B \tag{5.1}$$

olan bir fotoelektron olarak atomdan ayrılır. Burada E_γ, gelen gama fotonunun enerjisini; E_B ise elektronun bağlanma enerjisini göstermektedir.

Fotoelektronun ayrılması sonucunda atomun elektron kabuklarından birinde boşluk oluşur. Bu boşluk, daha üst enerji seviyelerindeki bir elektron tarafından doldurulur. Bu geçiş sırasında açığa çıkan enerji, karakteristik x-ışını veya Auger elektronu şeklinde ortaya çıkabilir.

Auger elektronlarının enerjisi dedektör içinde depo edilir. Düşük enerjili karektersitik x-ışınları da (100 keV veya daha küçük) dedektör içerisinde tekrar fotoelektrik etkileşmeye uğrayarak yeni elektronların oluşmasına neden olabilir. Bu ardışık etkileşmeler sonucunda, gelen gama fotonunun enerjisinin tamamına çok yakın bir kısmı dedektör içerisinde depo edilmiş olur.

Eğer dedektör içerisinde herhangi bir enerji kaçışı meydana gelmezse, oluşan elektronların toplam kinetik enerjisi gelen gama fotonunun enerjisine eşit olacaktır. Dedektörde oluşan elektriksel puls yüksekliği, depo edilen enerji ile orantılı olduğundan, puls yüksekliği de gelen gama ışınının enerjisiyle orantılı olur.

Puls yüksekliği spektrumunda gözlenen bu yapıya genellikle fotopik adı verilir. Ancak tam enerjinin yalnızca fotoelektrik olay sonucunda değil, Compton saçılması ve çift oluşumu gibi

farklı etkileşmelerin ardışık gerçekleşmesiyle de dedektör içerisinde tamamen depo edilebilmesi nedeniyle, tam enerji piki ifadesinin kullanılması daha uygundur.

Dolayısıyla tam enerji piki, gelen gama fotonunun enerjisinin tamamının dedektör içerisinde depo edildiği tüm olayları içerir. Bu durumda oluşan puls büyüklüğü, gama enerjisinin tek bir fotoelektrik etkileşme ile tamamen depo edildiği durumda oluşacak büyüklüğüyle aynı olacaktır.

Compton Saçılması ve Compton Sürekli Bölgesi

Compton saçılmasında, gelen gama fotonu bir elektron ile etkileşerek daha düşük enerjili bir foton şeklinde saçılır. Fotonun kaybettiği enerji, geri tepen elektrona kinetik enerji olarak aktarılır. Normal koşullarda maddelerdeki elektronların bağlı elektronlar olduğu bilinmektedir. Ancak gelen gama fotonunun enerjisinin elektronun bağlanma enerjisinden çok daha büyük olduğu durumlarda, elektronlar yaklaşık olarak serbest elektronlar gibi kabul edilerek gerçekleşen foton saçılması Compton saçılması olarak ele alınabilir.

Compton etkileşmesi sonucunda bir saçılmış foton ve bir geri tepen elektron meydana gelir. Gelen fotonun enerjisinin foton ile elektron arasında nasıl bölüşüleceği, saçılma açısına bağlıdır. Radyasyon ölçümleri açısından saçılan fotonun ve geri tepen elektronun alabileceği maksimum ve minimum enerjiler büyük önem taşır.

Saçılan fotonun enerjisi minimum olduğunda, geri tepen elektronun enerjisi maksimum değerine ulaşır. Bu durumda elektron, gelen gama fotonunun enerjisinin mümkün olan en büyük kısmını alır.

Dedektöre gelen gama fotonları Compton etkileşmesine uğradığında, oluşan elektronlar gelen gama enerjisinin yalnızca

$$E_e = h\nu - h\nu' \tag{5.2}$$

kadar olan kısmını taşır. Elektronun enerjisi dedektör içerisinde depo edilir. Buna karşılık saçılan fotonun enerjisinin dedektör içerisinde depo edilip edilmeyeceği, fotonun dedektör içinde yeniden bir etkileşme yapıp yapmamasına bağlıdır.

Saçılan fotonun ikinci bir etkileşme yapma olasılığı; dedektörün boyutlarına, ilk etkileşmenin gerçekleştiği konuma, saçılan fotonun enerjisine ve dedektörün yapıldığı malzemeye bağlıdır. Dedektör sonlu boyutlara sahip olduğundan, saçılan fotonun dedektörden kaçma olasılığı her zaman vardır.

Saçılan foton dedektörden kaçarsa, dedektörde yalnızca geri tepen elektronun enerjisi depo edilir. Bu durumda oluşan puls yüksekliği, gama fotonunun tüm enerjisinin dedektör içerisinde depo edildiği durumda oluşacak puls yüksekliğinden daha küçük olur. Farklı saçılma açıları için elektronlara farklı miktarlarda enerji aktarılabildiğinden, puls yüksekliği spektrumunda

sürekli bir enerji dağılımı meydana gelir. Bu dağılım Compton sürekli bölgesi olarak adlandırılır.

Compton sürekli bölgesinin üst enerji sınırında, geri tepen elektrona aktarılabilecek maksimum enerjiye karşılık gelen Compton kenarı bulunur.

Compton saçılması sonucunda oluşan ilave önemli bir yapı ise geri saçılma pikidir. Çoğu durumda puls yüksekliği spektrumunda yaklaşık 170–250 keV enerji aralığında gözlenen bu pik, dedektör çevresindeki malzemelerde veya dedektör yüzeyine çok yakın bölgelerde meydana gelen Compton saçılması sonucunda oluşur.

Bu durumda gelen gama fotonu çevredeki maddede yaklaşık (180^{o}C) saçılabilir ve saçılan foton dedektöre ulaşarak enerjisinin tamamını veya büyük bir kısmını dedektörde depo edebilir. Böylece spektrumda geri saçılma piki olarak gözlenen yapı meydana gelir.

Compton etkileşmesi dedektörü çevreleyen materyalde veya dedektör yüzeyine çok yakın yerde oluştuğunda, dedektör içinde sadece saçılan fotonun enerjisi depo edilir, bu da puls yüksekliği spektrumunda geri saçılma pikine neden olur.

Compton Saçılmasında Enerji ve Momentum Korunumu

Enerji ve momentum korunumu kullanılarak, gelen gama fotonunun dalga boyu λ, saçılan fotonun dalga boyu λ' ve saçılma açısı θ arasındaki ilişki aşağıdaki gibi verilir.

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_o c}(1 - \cos\theta) \tag{5.3}$$

Saçılan fotonun enerjisi,

$$E_\gamma' = \mathrm{h}\frac{c}{\lambda} = \frac{E_\gamma}{1+\frac{E_\gamma}{m_o c^2}(1-\cos\theta)} \tag{5.4}$$

Geri tepen elektronun kinetik enerjisi E_k

$$\mathrm{E}_k = E_\gamma - E_\gamma' = E_\gamma \frac{\frac{E_\gamma}{m_o c^2}(1-\cos\theta)}{1+\frac{E_\gamma}{m_o c^2}(1-\cos\theta)} \tag{5.5}$$

Burada;

- E_γ: Gelen gama fotonunun enerjisi
- E_γ': Saçılan gama fotonunun enerjisi
- E_k: Geri tepen elektronun kinetik enerjisi
- h: Planck sabiti
- m_0: Elektronun durgun kütlesi
- c: Işık hızı
- θ: Saçılma açısı
- λ: Gelen fotonun dalga boyu
- λ': Saçılan fotonun dalga boyudur.

Compton saçılmasında, gelen gama fotonunun enerjisinin ne kadarının elektrona aktarılacağı saçılma açısına (θ) bağlıdır. İki özel durum önemlidir.

1. Minimum enerji aktarımı

Gama fotonu (θ = 0º) açısıyla saçıldığında, yani geldiği doğrultuda ilerlemeye devam ettiğinde, enerji kaybı en az olur. Bu durumda saçılan fotonun enerjisi gelen fotonun enerjisine eşittir:

$$E\gamma = E\gamma'$$

Bu nedenle elektrona aktarılan enerji çok küçüktür ve elektronun kinetik enerjisi yaklaşık olarak sıfırdır:

$$Ek \approx 0$$

2. Maksimum enerji aktarımı

Gama fotonu (θ = 180º) açısıyla saçıldığında, yani geldiği yönün tersine doğru saçıldığında, foton enerjisinin mümkün olan en büyük kısmını elektrona aktarır. Bu durumda saçılan fotonun enerjisi minimum, geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise maksimum olur.

Kısaca: (θ = 0º) ise E_K minimum

(θ = 180º) ise E_K maksimum

Geri saçılma piki, gelen gama fotonunun çevredeki maddede yaklaşık 180° açıyla Compton saçılmasına uğraması ve saçılan fotonun dedektöre ulaşarak enerjisini depo etmesi sonucunda oluşur.

Geri Saçılma pikinin enerjisi:

$$E_{\text{GeriSac}} = \frac{E_\gamma}{1+2\frac{E_\gamma}{m_o c^2}} = \frac{m_0 c^2 E_\gamma}{m_0 c^2 + 2E_\gamma} \tag{5.6}$$

ile verilir. Burada Eγ gelen gama fotonunun enerjisi, m_0 elektronun durgun kütlesi ve c ışık hızıdır.

Compton kenarı, Compton saçılması sırasında geri tepen elektrona aktarılabilecek maksimum enerjiye karşılık gelir. Bu nedenle

Compton kenarı enerjisi:

$$E_{comp} = E_\gamma \frac{\frac{2E_\gamma}{m_o c^2}}{1+\frac{2E_\gamma}{m_o c^2}} = \frac{2E_\gamma^2}{m_0 c^2 + 2E_\gamma} \tag{5.7}$$

Şeklindedir.

Çift Oluşumu ve Kaçak Pikleri

Gama ışınlarının madde ile yaptığı üçüncü önemli etkileşme çift oluşumudur. Çift oluşumu, gelen gama fotonunun soğurucu atomun çekirdek alanında etkileşmesi sonucunda gerçekleşir.

Enerji ve kütle korunumu gereği bir elektron-pozitron çiftinin oluşabilmesi için gereken minimum enerji $2m_0c^2 = 1{,}022$MeV olduğundan, çift oluşumunun gerçekleşebilmesi için gelen gama fotonunun enerjisinin en az **1,022 MeV** olması gerekir.

Gelen gama fotonunun enerjisi 1,022 MeV'den büyükse, 1,022 MeV'lik kısım elektron ve pozitronun durgun kütle enerjilerini karşılar. Geriye kalan enerji ise elektron ve pozitronun kinetik enerjileri olarak ortaya çıkar.

Çift oluşumu sonucunda meydana gelen pozitron, madde içerisinde kısa bir süre hareket ettikten sonra çevredeki bir elektronla birleşerek yok olur. Bu olay yok olma (anhilasyon) olarak adlandırılır ve sonucunda her biri 0,511 MeV enerjili iki gama fotonu meydana gelir.

Anhilasyon sonucunda oluşan iki fotonun her ikisi de dedektör içerisinde etkileşerek enerjilerini depo ederse, olayın toplam enerjisi dedektörde depo edildiğinden oluşan puls tam enerji pikine katkıda bulunur. Buna karşılık anhilasyon fotonlarından biri dedektör dışına kaçarsa, 0,511 MeV'lik enerji dedektörde depo edilemez. Bu durumda tam enerji pikinden 511 keV daha düşük enerjide bir pik meydana gelir. Bu pik tek kaçak piki olarak adlandırılır.

Eğer her iki anhilasyon fotonu da dedektör içerisinde etkileşmeden dışarı kaçarsa, toplam 1,022 MeV enerji dedektörde depo edilemez. Bu durumda tam enerji pikinden 1,022 MeV daha düşük enerjide bir pik oluşur. Bu pik ise çift kaçak piki olarak adlandırılır.

Gama spektrumlarında ilave piklere neden olabilen bir diğer olay, iki veya daha fazla gama fotonunun dedektör tarafından aynı olay içerisinde algılanmasıdır. İncelenen radyoaktif izotopun bozunması sırasında birden fazla gama fotonu yayınlanabilir.

İki gama fotonunun yayılması arasındaki zaman aralığı, dedektörün olayları birbirinden ayırma süresine göre çok küçükse, bu iki foton dedektör tarafından aynı olayın parçaları olarak algılanabilir. Özellikle ara enerji düzeyinin yaşam süresi çok kısa olduğunda, ardışık olarak yayımlanan gama fotonları dedektöre hemen hemen aynı anda ulaşabilir.

Bu durumda iki gama fotonu dedektöre çok kısa zaman aralığında ulaşır ve enerjilerini aynı olay içerisinde dedektöre bırakırlar. Dedektör bu iki fotonu ayrı ayrı değil, tek bir olay olarak algılar. Bu nedenle oluşan puls yüksekliği, iki gama fotonunun enerjilerinin toplamına karşılık gelir:

$$E_{toplam} = E\gamma_1 + E\gamma_2 \tag{5.8}$$

Sonuç olarak, puls yüksekliği spektrumunda iki gama fotonunun enerjileri toplamına karşılık gelen ilave bir pik oluşabilir. Bu pik, toplam enerji piki (sum peak) olarak adlandırılır.

Deneyin Yapılışı

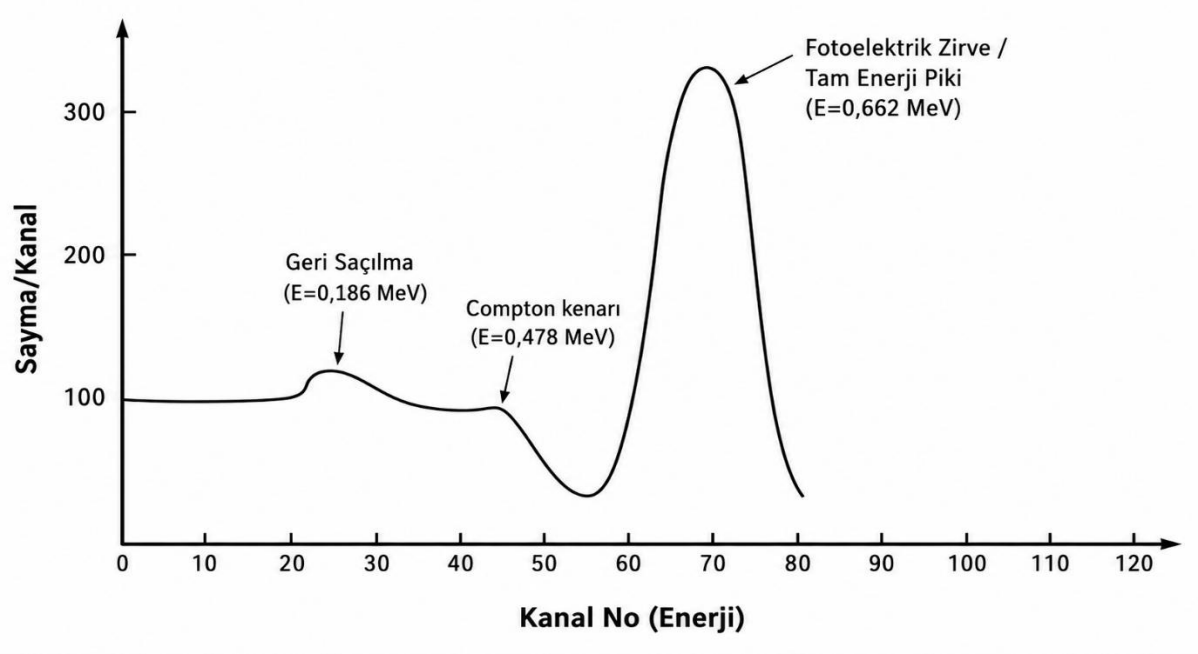
- Radyoaktif Cs-137 kaynağı NaI(Tl) dedektörüne yerleştirilir ve 2 saatlik ölçüm alınır.
- Elde edilen gama spektrumu Şekil 5.1' de verilmiştir. Bu gama spektrumunu kullanarak Cs-137'nin fotoelektrik zirvesini (Eγ) ve compton kenarına ($E_{compton}$) karşılık gelen enerji değerlerini bularak Tablo 5.1'e yazınız.
- Sonra fotoelektrik zirveden elde ettiğiniz Eγ enerjisini aşağıdaki formülde kullanarak compton kenarı enerjisini hesaplayınız.

$$E_{Comp} = \frac{2E_\gamma^2}{m_0c^2+2E_\gamma} \tag{5.7}$$

- Hesapla bulduğunuz compton kenarı değerini spektrumdan gözlemle bulduğunuz compton kenarı enerjisi ile karşılaştırınız.
- Gama spektrumundan Geri saçılma ($E_{geri\ saçılma}$) karşılık gelen enerji değerlerini bularak Tablo 5.1'e yazınız.
- Sonra fotoelektrik zirveden elde ettiğiniz Eγ enerjisini aşağıdaki formülde kullanarak geri saçılma piki enerjisini hesaplayınız.

$$E_{Geri\ Saç.} = \frac{m_0c^2E_\gamma}{m_0c^2+2E_\gamma} \tag{5.6}$$

- Hesapla bulduğunuz geri saçılma piki değerini spektrumdan gözlemle bulduğunuz geri saçılma piki enerjisi ile karşılaştırınız.



Şekil 5.1.Cs-137'nin gama spektrumu.

Tablo 5.1. Fotoelektrik ve Compton Kenarının (MeV) Deneysel ve Teorik Verileri

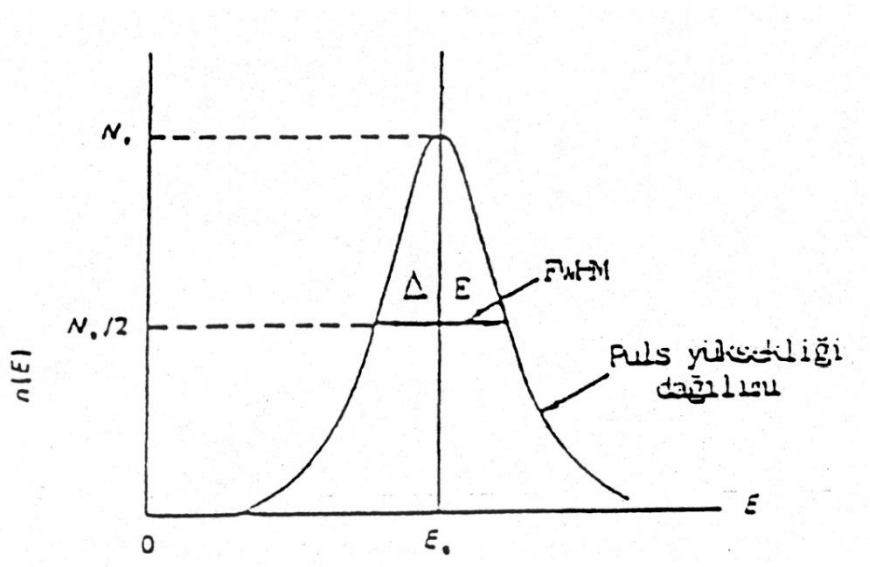
Pikin İsmi	Deneysel Enerji (MeV)	Teorik Enerji (MeV)
Fotoelektrik piki		
Compton Kenarı		
Geri Saçılma Piki		

DENEY 6: YARI MAKSİMUM TAM GENİŞLİK (ΔE) VE AYIRMA GÜCÜ HESABI

AMAÇ: Sintilasyon dedektörü ve yarı iletken katıhal dedektörü kullanılarak elde edilen piklerin yarı maksimum tam genişliklerinin (ΔE) bulunması ve Sintilasyon dedektörü ve yarı iletken katıhal dedektörünün ayırma gücünün hesaplanması.

TEORİK BİLGİ

Bir pikin *yarı maksimum tam genişliği*, pikin boyunun tam yarısına gelen sağlı sollu enerji (kanal no) değerlerinin arasındaki farktır. Yarı maksimum tam genişlik ΔE ile gösterilir. Bir pikin yarı maksimum tam genişliği Şekil 6.1.'de verilmiştir.



Şekil 6.1. Pik üzerinde ΔE'nin ve E'nin gösterimi.

E: Fotopikin tepe noktasına karşılık gelen enerji değeri.

E_1: Pikin sol tarafındaki yarı maksimum noktasının enerji değeri.

E_2: Pikin sağ tarafındaki yarı maksimum noktasının enerji değeri.

Bir Pikin Yarı Maksimum Tam Genişlik (ΔE),

$$\Delta E = E_2 - E_1 \tag{6.1}$$

ifadesinden elde edilir.

Bir spektrometrenin *ayırma gücü* birbirine oldukça yakın iki zirvenin ayrıştırma yeteneği ile ölçülür. Gama spektroskopisinde kullanılan sintilasyon dedektörlerinde enerji ayırma gücü % 5-10 arasında değişirken, katıhal dedektörlerinde bu oran %1'den daha iyidir.

Ayırma Gücü (R),

$$R = \frac{\Delta E}{E} \times 100 \tag{6.2}$$

R: Ayırma gücü (%)

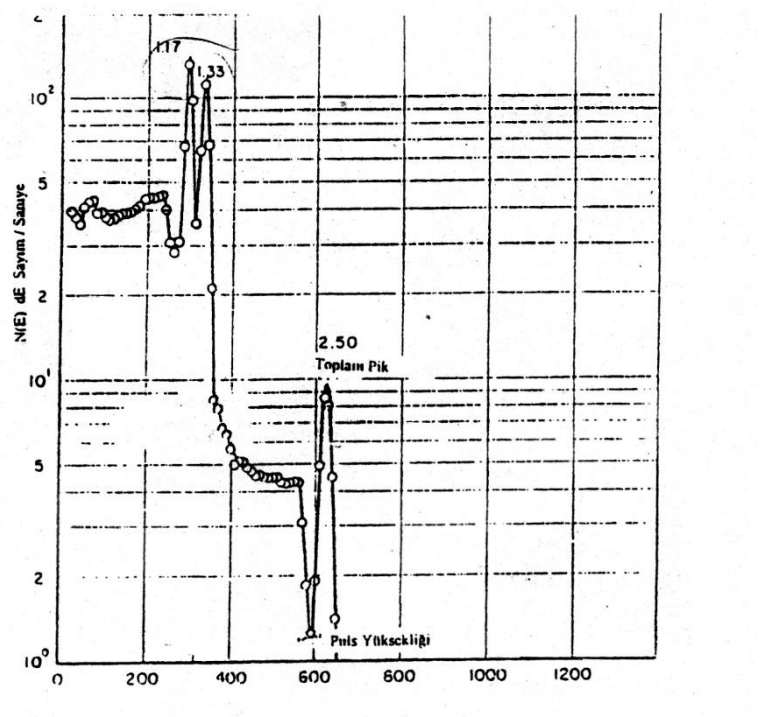
ΔE: Fotopikin yarı maksimumdaki tam genişliğe karşı gelen kanallar.

E: Fotopik tepesine karşı gelen kanalın numarası

DENEYİN YAPILIŞI

- Radyoaktif Co-60 kaynağı önce NaI(Tl) dedektörüne yerleştirilerek 2 saatlik ölçüm alınız. Daha sonra yarı iletken katıhal dedektörüne yerleştirilerek 2 saatlik ölçüm alınız.
- Elde edilen iki ayrı spektrumda Co-60'a ait olan 1173 keV'e ait olan pik tespit ediniz.
- 1173 keV'e ait olan pikin boyunun tam yarısına karşılık gelen sağlı sollu iki nokta tespit edilip bunların kanal numaralarını okuyunuz ve Tablo 6.1'e kaydediniz.
- Sonra eşitlik (6.1) kullanılarak her iki dedektör için ayrı ayrı ΔE'leri hesaplayınız ve sonuçları yorumlayınız.

Yarı İletken Katıhal dedektörü kullanılarak elde edilmiş Co-60'a ait gama spektrumu Şekil 6.2'de verilmiştir.



Şekil 6.2. Co-60'ın gama spektrumu.

- 1332 keV'e ait olan pikin tepe noktasını ve yarı maksimum tam genişliğine karşılık gelen kanal numaralarını okuyunuz ve Tablo 6.2'e kaydediniz.
- Sonra eşitlik (6.2) kullanılarak her iki dedektör için ayrı ayrı R ayırma gücünü hesaplayınız ve sonuçları yorumlayınız.

HESAPLAMALAR

Tablo 6.1. Deneysel olarak bulunan kanal numaraları değerleri.

1173keV	Katıhal dedektörü	Sintilasyon dedektörü
	Kanal No	Kanal No
E		
E_1		
E_2		

Tablo 6.2. Deneysel olarak bulunan kanal numaraları değerleri.

1332keV	Katıhal dedektörü	Sintilasyon dedektörü
	Kanal No	Kanal No
E		
E_1		
E_2		
R		

DENEY 7: A) GAMA SPEKTROMETRESİ İLE ELDE EDİLEN SPEKTRUMLARDA BİLİNMEYEN PİKİN ENERJİSİNİN BULUNMASI; B) BİLİNMEYEN RADYOAKTİF KAYNAĞIN SİNTİLASYON DEDEKTÖRÜ İLE TAYİN EDİLMESİ

AMAÇ: A) Yarıiletken katıhal dedektörü kullanılarak elde edilen gama spektrometresinde bilinmeyen pikin enerjisinin bulunması. B) Sintilasyon dedektörü kullanılarak elde edilen gama spektrometresinde bilinmeyen kaynağın tayin edilmesi.

DENEYİN YAPILIŞI:

Yarıiletken katıhal dedektörü ile elde edilen Co-60 'a ait 1173 ve 1332 keV'luk enerjilerden yararlanılarak spektrumda gözlenen bilinmeyen bir pikin enerjisini bulabilmek için aşağıdaki formülden yararlanılır.

$$d = \frac{E_2 - E_1}{C_2 - C_1} \tag{7.1}$$

$$E = E_1 + d(C - C_1) \tag{7.2}$$

E_1: Co-60'ın 1173 keV'luk enerjisi

E_2: Co-60'ın 1332 keV'luk enerjisi

C_1: E_1'e karşılık gelen kanal sayısı

C_2: E_2'e karşılık gelen kanal sayısı

E: Bilinmeyen pikin enerjisi

C: E'ye karşılık gelen kanal sayısı

Co-60'a ait piklerden yararlanarak enerjilere karşılık gelen kanallar bulunarak bilinmeyen pikin enerjisi hesaplanır.

Co-60 kaynağı ve kimliği belli olmayan kaynağa ait pikler aynı anda spektrumda gözlenir. Yukarıdaki formüller kullanılarak bilinmeyen kaynağın enerjisi tayin edilir. Hesaplamalar sonucu bulduğunuz kaynak aşağıdakilerden hangisidir?

Mn-54= 0.835 MeV

Cs-137=0.662 MeV

Na-22 =1.28 MeV

Tablo 7.1. Deneysel Veriler

Katıhal Dedektörü				**Sintilasyon Dedektörü**			
Enerji (keV)		**Kanal No**		**Enerji (keV)**		**Kanal No**	
E_1	1173	C_1		E_1	1173	C_1	
E_2	1332	C_2		E_2	1332	C_2	
E		C		E		C	

Tablo 7.2. Deneysel Veriler

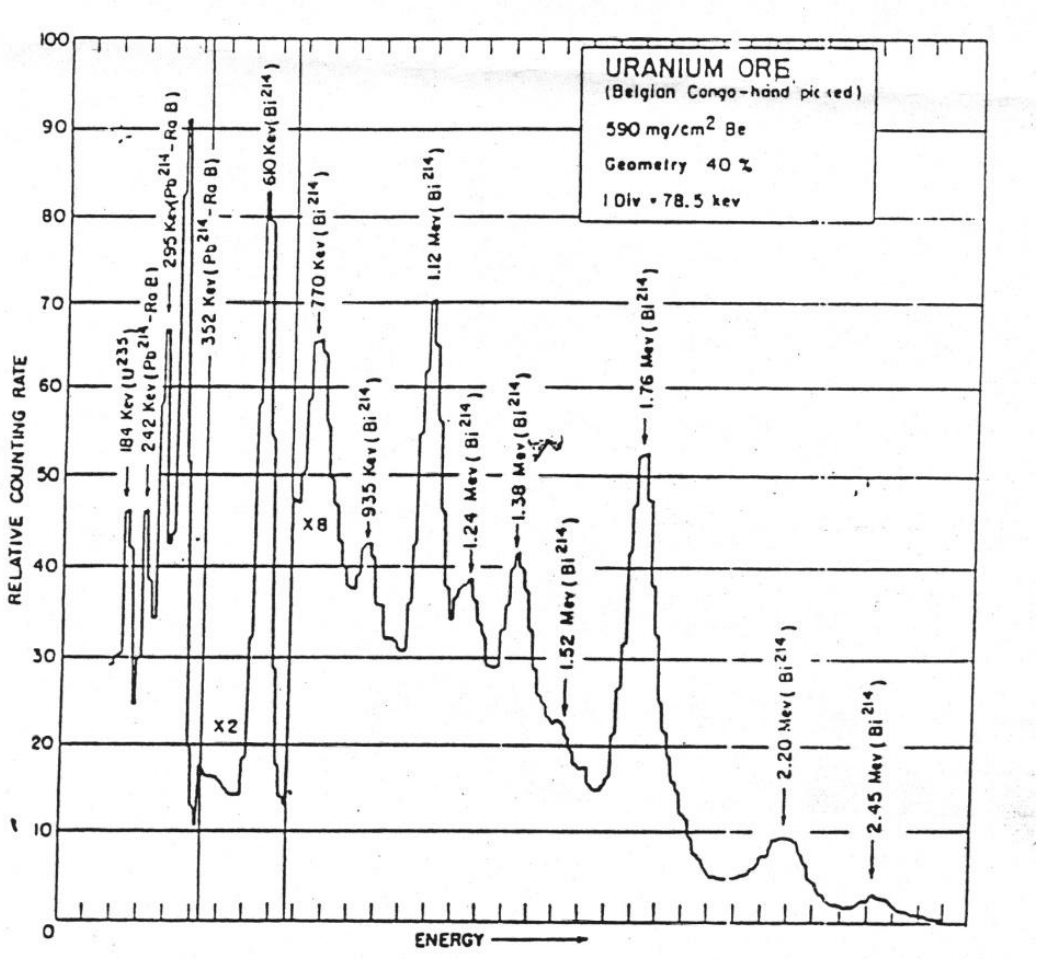
Sintilasyon Dedektörü			
Enerji (keV)		**Kanal No**	
E_1		C_1	
E_2		C_2	
E		C	

DENEY 8: Ra-226'NIN GAMA SPEKTRUMUNDAN YARARLANARAK Bi-214 VE Pb-214'ÜN BELİRLİ GAMA ENERJİLERİNE KARŞILIK GELEN PİKLERİN ÇİZİLMESİ.

DENEYİN YAPILIŞI:

- Dedektörün üzerine Ra-226 kaynağını koyunuz. Sayım süresi 1800 saniye olacak şekilde sayıma başlayınız.

- Sayım bittikten sonra, Radyumun ürünleri olan Bi-214'ün (609 keV ile 1,76 MeV) ile Pb-214'ün (242 keV, 295 keV, 352 keV) belli enerjilerine karşılık gelen piklerini bulabilmek için spektrumda yaklaşık her 10 kanala karşılık gelen sayım değerlerini kaydediniz.
- Alınan sayım değerlerini kullanarak Ra-226'nın gama spektrumunu grafik kağıdına çiziniz.



Şekil 8.1. Uranyumun cevherine ait olan gama spektrumu.

Tablo 8.1. Elde edilen sayım değerleri

Enerji (keV) (Kanal No)	Sayım/kanal	Enerji (keV) (Kanal No)	Sayım/kanal

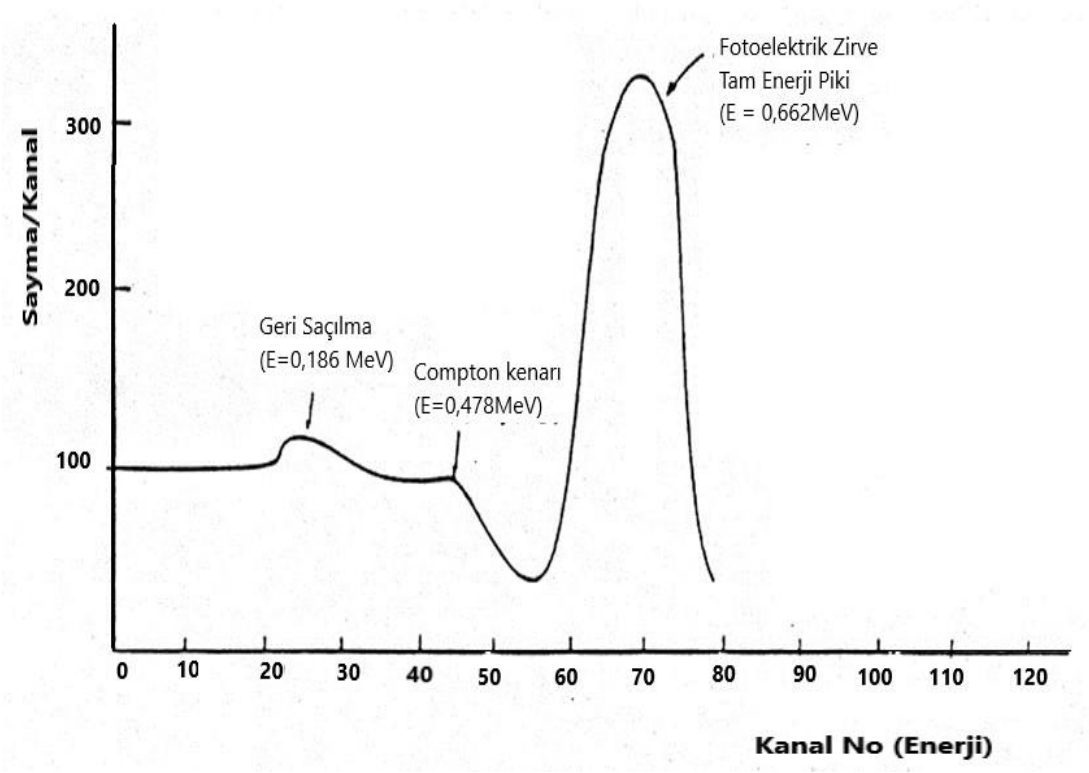
DENEY 9: Cs-137'NİN GAMA SPEKTRUMUNUN ÇİZİLMESİ

AMAÇ: Sintilasyon dedektörü kullanarak elde edilen sayım değerlerinden Cs-137'e ait gama spektrumunun çizilmesi

DENEYİN YAPILIŞI:

- Cs-137 kaynağını sintilasyon dedektörünün üzerine koyunuz.
- Sayım süresi 1800 saniye olmak üzere alınız.

- Sayım bittikten sonra Cs-137'nin gama spektrumunun çizilebilmesi için her 10 kanala karşılık gelen sayım değerlerini kaydediniz.
- Alınan sayım değerlerini kullanarak grafik kağıdına Cs-137'nin gama spektrumunu çiziniz.



Şekil 9.1 Cs-137'nin gama spektrumu.

Tablo 9.1. Elde edilen sayım değerleri

Enerji (keV) (Kanal No)	Sayım/kanal	Enerji (keV) (Kanal No)	Sayım/kanal

DENEY 10: GAMA SPEKTROSKOPİSİ YÖNTEMİ İLE LİNEER VE KÜTLE ABSORBSİYON KATSAYILARININ HESAPLANMASI

DENEYİN YAPILIŞI:

- Cs-137 kaynağını sintilasyon dedektörünün üzerine koyunuz.
- Dedektörle kaynak arasına soğurucu koymadan sayım süresi 100 saniye olmak üzere sayım alınız.

- Cs-137'nin 662 keV'luk enerjisine karşılık gelen pikin altındaki alanı bulmak için pikin başlangıç ve bitiş noktalarını belirleyiniz.
- Cs-137'nin 662 keV'luk pikinin altında kalan alanı bulunuz. Buradan elde edilen değeri kaydediniz.
- Gama pikinin başlangıç ve bitiş noktaları aynı olacak şekilde deneyi 10 kere tekrarlayınız.
- Aynı işlemi dedektörle kaynak arasına alüminyum ve kurşun soğurucular koyarak tekrarlayınız.
- Aşağıdaki tabloya elde ettiğiniz değerleri yazınız.
- $I = I_0 e^{-\mu x}$ denkleminden yararlanarak μ lineer absorbsiyon katsayısını bulunuz.
- Alüminyum ve kurşunun yoğunluklarını kullanarak $\mu_m = \mu / \rho$ denkleminden yararlanarak kütle absorbsiyon katsayısını hesaplayınız.

X (cm)	**Alüminyum**		**Kurşun**	
	I_0	**I**	**I_0**	**I**
1				
2				
3				
4				
5				
6				
7				
8				
9				
10				
Ortalama				

DENEY 12: GAMA VE ALFA SPEKTRUMUNDAN ELDE EDİLEN PİKLERİN KARŞILAŞTIRILMASI

AMAÇ: Gama ve Alfa Spektrumunda Elde Edilen İki Spektrumun İncelenmesi.

TEORİK BİLGİ

Alfa parçacığı temelde bir He parçacığı (2 proton ve 2 nötron) olduğundan fisyon parçacıkları haricinde radyasyonun en büyük ve kütleli tipidir. Kısaca, atomun yapısından bazı parçaların atılmasıdır. Bir alfa ışıması yapan elementin atom numarası 2, kütle numarası 4 azalır.

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}D \; + \; {}^{4}_{2}He $$
$$ Q = \left[M\left({}^{A}_{Z}X\right) - M\left({}^{A-4}_{Z-2}D\right) - M\left({}^{4}_{2}He\right) \right] c^2 $$

Buna ilaveten, alfa parçacıklarının madde ile etkileşimi, alfa parçacıklarının 2 birimlik elektrik yükünden dolayı çok güçlüdür. Alfa parçacıkları, hem elektrik hem de manyetik alanda sapabilirler. Alfa parçacıkları için başlıca enerji kaybı, elektronik uyarılma ve iyonizasyondur. Çarpışmalar sonucunda enerjilerinde düşüş olur ve termal hızlara ulaşıldığında çevredeki elektronlarla birleşerek nötr hale geçerler. Hızları $1.4\text{x}10^2$- $2.2\text{x}10^7$m/s aralığında değişir. Bir alfa parçacığının spesifik iyonizasyonu, havanın cm'si başına binlerce iyon çifti mertebesinde olup çok yüksektir.

Alfa parçacıklarının soğurucu bir ortam içinde ulaşabilecekleri uzaklığa erişme uzaklığı (range) denir. Alfa parçacıklarının madde ile güçlü etkileşimi nedeniyle, kısa bir erişme uzaklığına (range) sahiptir.

Alfa parçacığının havadaki erişme uzaklığını veren ampirik formül (3-7 MeV):

$$ R = 0.318\ E^{3/2} \qquad (12.1) $$

şeklindedir.

Malzeme içine girdiğinde erişme uzaklığı:

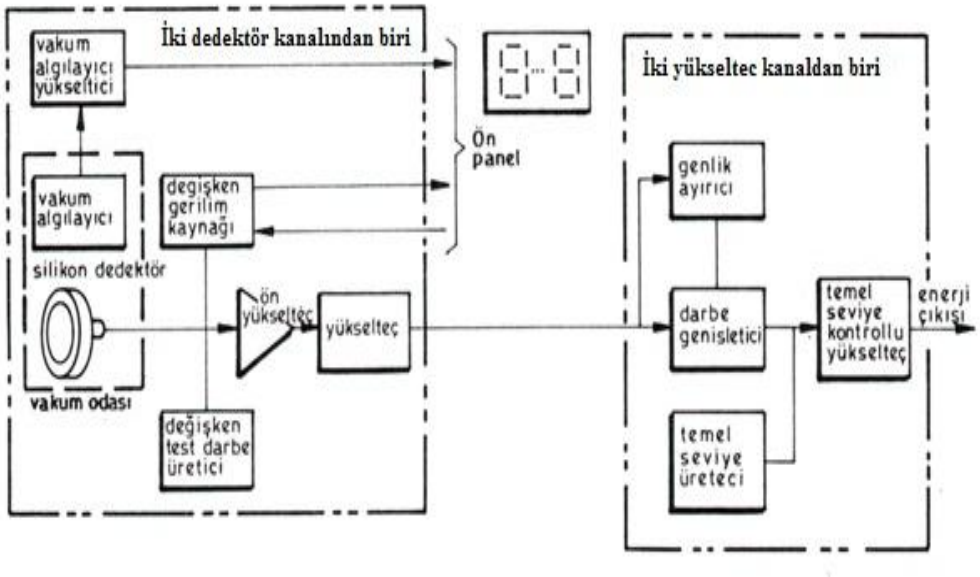
$$ \frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}\sqrt{\frac{A_1}{A_2}} \qquad (12.2) $$

ifadesi ile verilir. Burada ρ, yoğunluk; A, atom ağırlığı;

Birim yol başına kaybedilen enerjiye özgül enerji kaybı ve bunun ortalama değerine de o maddenin durdurma gücü denir. Birkaç cm'lik havada, ölü derinin yüzey tabakasında ya da bir yaprak kağıt ile kolayca durdurulabilirler. Sonuç olarak, insanların dışarıdan ışınlanması söz konusu değildir. Bununla beraber, gama radyasyonu alfa parçacıkları ile birlikte

yayınlandığında gama ışınlarından kaynaklanan dış radyasyona karşı önlemlerin alınması gerekir.

Alfa yayan radyoaktif malzemenin alımı ya da soluması gerçekleştiğinde iç radyasyon önem kazanır. Alfa parçacıkları, iç dokuların etrafı (canlı doku) ile kuvvetli bir şekilde etkileşir. Tüm enerjisi vücut içerisinde soğurulur ve potansiyel olarak hücrelere zarar verir. Bu yüzden, alfa yayan radyonüklidlerin uçucu kaynakları elle tutulduğunda özel önlemler alınmalıdır.



Şekil 12.1: Alfa Spektrometresinin blok diyagramı.





(a) (b)

Şekil1 12.2: a)12 dedektörlü alfa spektrometresi: b) 2 dedektörlü alfa spektrometresi.

Alfa spektrometresi, jeokimya, biyoloji ve sağlık fiziği gibi çalışmalarda yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Örnek ve dedektör arasındaki enerji azalmasından kaynaklanan spektrum bozulmasını minimuma indirmek için ölçümler, vakum odasında yapılmaktadır.

İyi bir kimyasal ayrımın, kaynağın düzgün hazırlandığı ve iyi bir vakumum yapıldığı durumlar göz önüne alınarak elde edilen alfa spektrumu nispeten daha basittir.

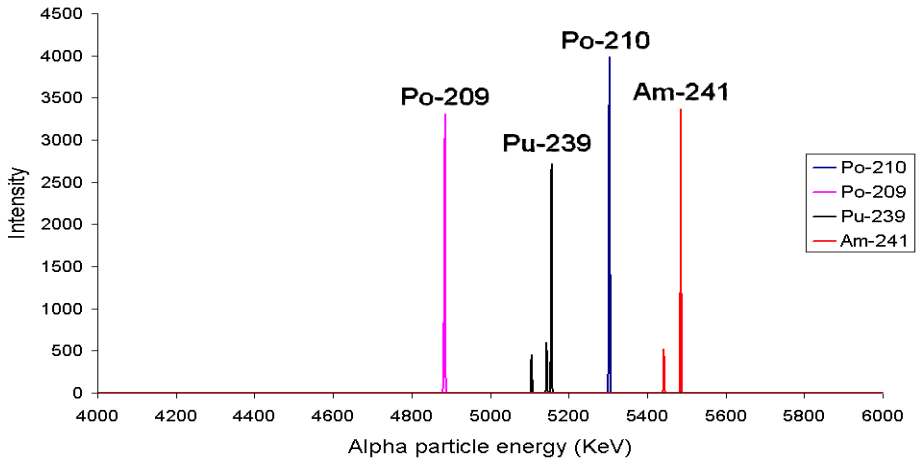
Alfa spektrometresi, çeşitli malzemelerde alfa yayan nüklidlerin dedeksiyonu için son derece hassas ve yararlı bir metottur. Çok düşük backgrounda duyarlı olması nedeniyle hassas bir sistemdir. Alfa spektrometresi içerisinde pips dedektörler bulunmaktadır. PIPS dedektör, passivated implanted planar silicon dedector kelimelerinin kısaltılmış halidir.

PİPS dedektörünün belirli özellikleri şu şekilde sıralanabilir:

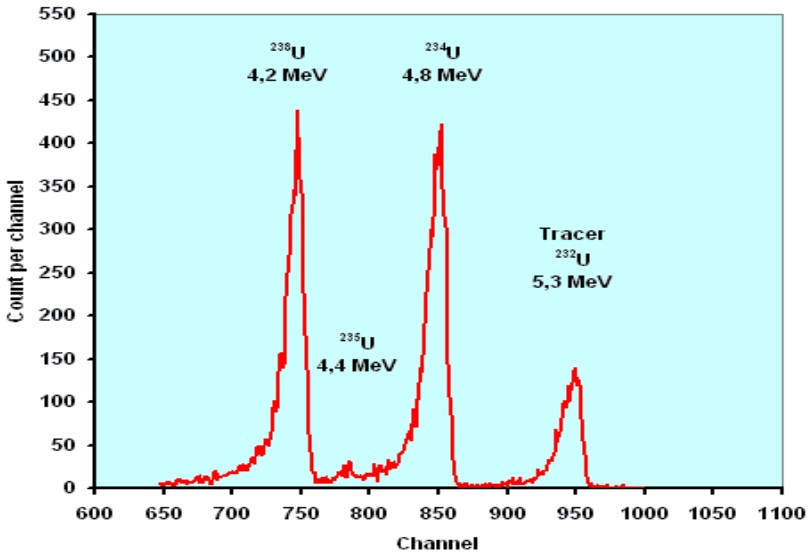
1- Gömülü iyon aşılanmış kavşaklar
2- SiO_2 pasivasyonu
3- Düşük kaçak akım
4- Düşük gürültü
5- İnce pencere ($\leq$ 500 Armstrong)
6- Temizlenebilir yüzey

Dedeksiyon işleminde, parçacıklar, elektron-boşluk çiftinin oluştuğu deplasyon bölgesinde durdurulurlar. Tek bir elektron boşluk çifti oluşturmak için gerekli enerji dedektör malzemesine bağlıdır. Fakat gelen parçacığın enerjisinden aslında bağımsızdır. En sonunda oluşan elektron-boşluk çiftinin sayısı parçacığın enerjisiyle doğrudan orantılıdır. Deplasyon bölgesindeki elektrik alan, elektronları bir tarafa boşlukları diğer tarafa yayar. Meydana gelen yük pulsu, bir voltaj pulsu üretmek için hassas bir preamplifikatörde toplanır. Deplasyon bölgesinin kalınlığı, uygulanan bias voltaja bağlıdır yani daha yüksek voltajlar, daha enerjili parçacıkları durdurma yeteneği olan daha ince bölge verir.

Alfa spektrometresinden alınan alfa spektrumlarının görünümü aşağıdaki şekillerde verilmektedir.



(a)



(b)

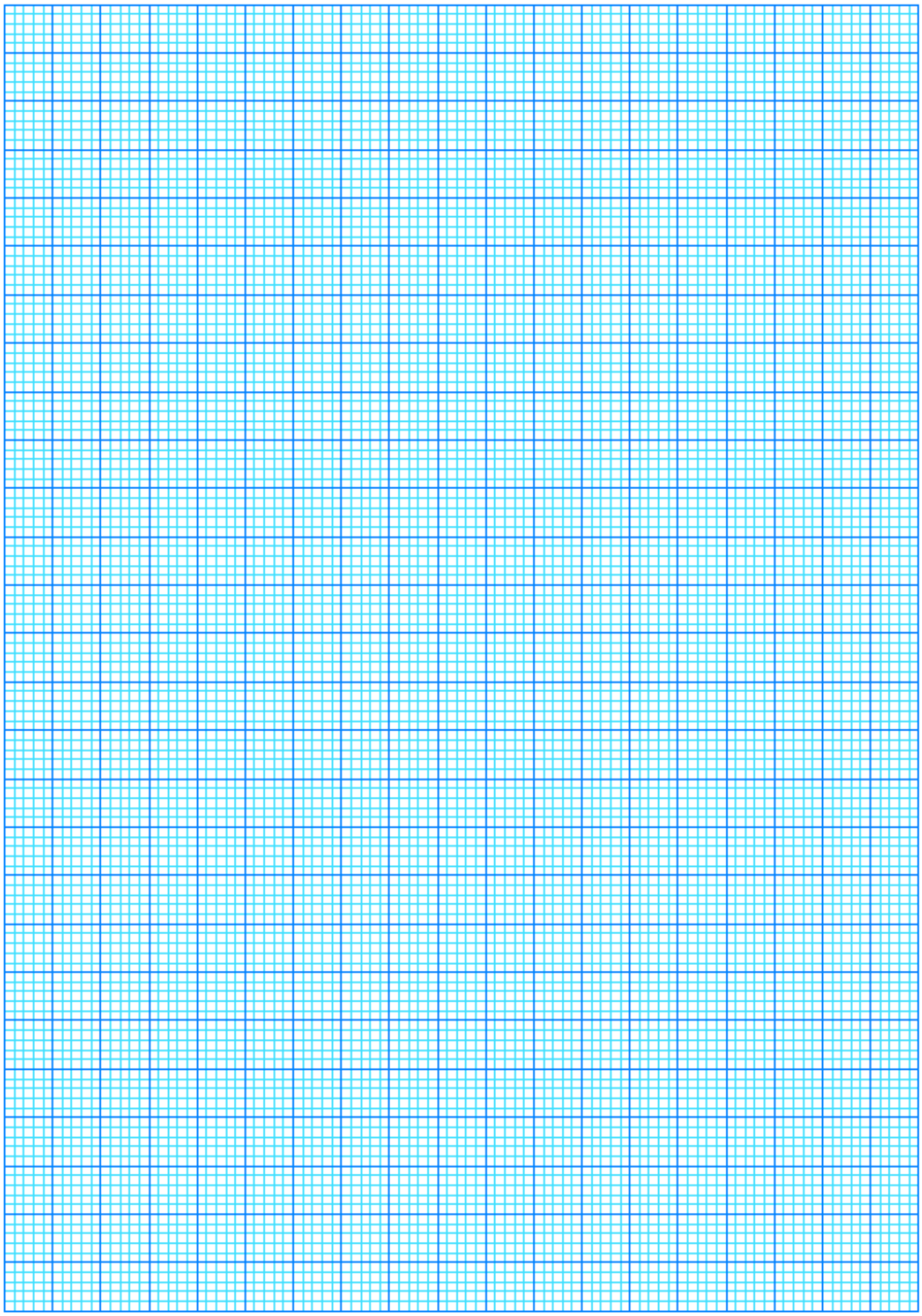
Şekil 12.3: a) Po-209, Pu-209, Po-210 ve Am-241 b) U-238 ve U-234 için elde edilen alfa spektrumları.

DENEYİN YAPILIŞI:

- Alfa radyoaktif kaynağı (mix kaynak) alfa spektrometresinin sayım odacığına yerleştirilir ve 5 saat sayım yapılır.
- Kullanılan kaynak için bir spektrum elde edilir.
- Elde edilen sayım değerleri için grafik kağıdına sayım-enerji spektrumu çizilir ve oluşan pikin enerjisi ölçülür.

Tablo12.1: Alfa radyoaktif kaynağının enerjiye karşılık elde edilen sayım değerleri…

Enerji	**Sayım**	**Enerji**	**Sayım**



KAYNAKLAR

1) Ortec-Aplication Note, AN34 experiments in Nuclear Sciences

2) Yener G.; Yaprak, G., Nükleer Radyasyon Fiziği I, II., Laboratuar Notları, E.Ü.Nükleer Bilimler Enstitüsü, 1986

3) Tanyel, B. Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Ders Kitapları, Seri No. 139, 1994

4) Canberra α Alpha Analyst katalogu, Agustos 2002,

5) A.Uğur (Tanbay), Gökova Körfezi Deniz Sediment Korlarında Radyoaktif Pb, Po, Ra, Cs, Am ve Pu İzotoplarının Dağılımının İncelenmesi, Sedimentasyon Hızı ve Tarihleme Çalışmalarında Kullanılması, Ege Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Nükleer Bilimler Anabilim Dalı, Doktora Tezi, 1998.İzmir.

6) http://www.khlopin.ru/english/kirsi_radio_eco_investigations.php (V. G. KHLOPIN Radium Instituite, 2012.

7)http://en.wikipedia.org/wiki/Alpha-particle_spectroscopy.