



BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN-EDEBİYAT FAKÜLTESİ
FİZİK BÖLÜMÜ

FZK3054
ÇEKİRDEK FİZİĞİ LABORATUVARI
DENEY KILAVUZU

LABORATUVAR DERSİ İLE İLGİLİ BİLGİLENDİRME VE KURALLAR

1. 2024-2025 bahar döneminde toplam 8 deney yapılacaktır.
2. Laboratuvarda deneyler dönüşümlü olarak yapılır. Örneğin ilk hafta 5. deneyi yapan grup bir sonraki hafta 6. deneyi, 8. deneyi yapan ise 1. deneyi yapar.
3. Devamsızlık sınırı toplam deney sayısının % 20'sidir. Raporlu günler, rapor teslim edilmediği için yok sayılan deneyler ve 2'den fazla alınan telafiler de buna dâhildir.
4. Tüm rapor notlarının ortalaması sınav notuna %40 oranında etki eder.
5. Her öğrenci deney kılavuzu edinmeli ve bu kılavuzu mutlaka laboratuvara getirmelidir. Kılavuzu yanında olmayan öğrenci derse alınmaz. (Deney kılavuzunun, akıllı telefonlardan pdf şeklinde kullanılmasına izin verilmeyecektir).
6. Öğrenci laboratuvara gelmeden önce yapılacak deneyle ilgili kaynaklara başvurarak mutlaka bir ön çalışma yapmalıdır.
7. Laboratuvar kuralları dikkatlice okunmalı, tüm deneylerde burada söz edilen bilgilere ihtiyaç duyulacağı unutulmamalıdır.
8. Laboratuvara zamanında gelinmeli ve kendi deney masası dışındaki alanlarda bulunulmamalıdır.
9. Geç gelen öğrenci çok önemli bir gerekçesi olmadıkça derse alınmayacaktır.
10. Laboratuvara yiyecek ve içecek getirmek yasaktır.
11. Deneye devam edebilmek için asistanların soracağı sorulara cevap verilmelidir. Cevap veremeyen öğrenciler telafiye bırakılırlar. İki deneye fazla telafi hakkı verilmez.
12. Telafiler devamsızlıktan sayılmazlar. Bir öğrenci maksimum 2 telafi alır. 2'den fazla telafi devamsızlık sayılır.
13. Telafi alınan deneyler telafi haftasında yapılır.
14. Deneyin yapılışı sırasında gözlemler, ölçümler ve hesaplamalar not edilmelidir.
15. Deney sonunda öğrenilen bilgiler, toplanan veriler, yapılan hesaplamalar, oluşturulan tablolar, çizilen grafikler ve gerekli açıklamalarla birlikte hazırlanan raporlar bir sonraki hafta deneye gelirken beraberinde getirilir ve ilgili asistana teslim edilir. Raporunu zamanında teslim etmeyen öğrenci o deneye katılmamış kabul edilir.
16. Laboratuvardaki tüm araç ve gereçler kullanılırken özenli ve dikkatli davranılmalıdır.
17. Çalışmalar sırasında ihtiyaç duyulduğunda görevli asistanların yardımına başvurulur ve onların bilgisi dışında araç ve gereç kullanılmaz.
18. Hazırlanan raporlar, ilgili asistan tarafından incelendikten sonra hatalarını görmeleri için öğrencilere geri verilmek üzere laboratuvarda bu amaçla ayrılan bölüme bırakılır.

19. Geri verilen raporlar için ayrılan bölümden, her öğrenci sadece kendi raporunu almalıdır. Diğer arkadaşlarının raporunu almamaya özen göstermelidir.
20. Öğrenciler tüm rapor notlarını ve ortalamasını dönem sonunda öğrenir.
21. Dönem sonunda not veya devam konusunda herhangi bir itirazı olan öğrenci, katıldığı tüm deneylerin incelenerek imzalanmış raporlarını ilgili öğretim üyesine sunmak durumundadır. Aksi halde itiraz hakkı yoktur. Ortaya çıkacak durumdan dolayı ilgili öğretim üyesi ve derse katılan asistanlar sorumlu tutulamaz. Bu gibi durumlar için öğrenciler tüm raporlarını ilgili asistandan imzalı olarak geri almalı ve muhafaza etmelidirler.

DENEY I

GÜMÜŞ İZOTOPLARININ YARI ÖMÜRLERİNİN TAYİNİ

GİRİŞ

Bu deneyde doğal gümüş içinde bulunan Ag-107 ve Ag-109 izotoplarının nötronlarla ışınlanması sonucunda oluşan Ag-108 ve Ag-110 radyoizotoplarının yarı ömürleri belirlenir.

Nötron aktiflemesi, nötronlarla bombardıman sonucu bir radyoaktif element oluşturulmasıdır. Radyoaktif bir element alfa (α), beta (β) ve gama (γ) ışınlarını bir veya birkaçını yayımlayabilir. Aktiflenme, nötron soğurarak radyoaktif hale gelen bazı elementlerin eser miktarlarının izlenmesinde de çok kullanılır. İleride görüleceği gibi, nötron akısı, aktifleme tesir kesiti, yarı ömür ve parçalanma hızı biliniyorsa oluşan eser miktarda radyoaktif çekirdek miktarı bulunabilir.

Nötron aktivasyon element analizinde kullanılan içinde en duyarlılarından biridir.

RADYUM-BERİLYUM NÖTRON KAYNAĞI

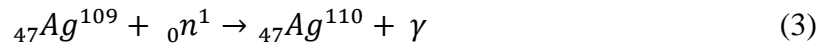
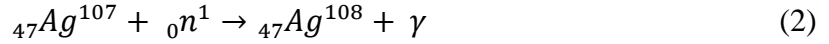
Radyum-Berilyum karışımından oluşan nötron kaynaklarında Ra'dan yayınlanan alfa parçacıkları Be çekirdekleri ile reaksiyona girer. Reaksiyon sonucunda nötron ve C-12 izotopu oluşur. Reaksiyon



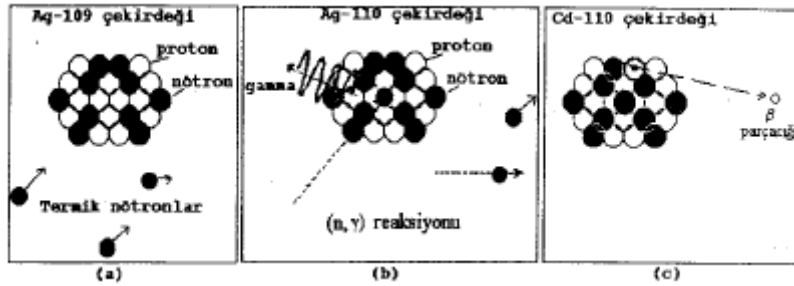
şeklinindedir. Reaksiyon sonucu açığa çıkan yüksek enerjili nötronlar parafin veya su ortamında yavaşlatılarak termik hale getirilebilirler. Termik nötronların enerjisi 0.025 Ev'tur. Termik nötron akısı ile karşılaşan numuneler, nötronlarla oluşabilen reaksiyonlar sonucu radyoaktif hale dönüşebilir.

GÜMÜŞÜN AKTİFLENMESİ

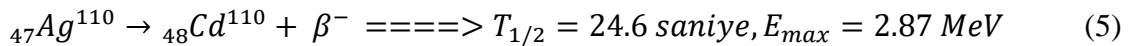
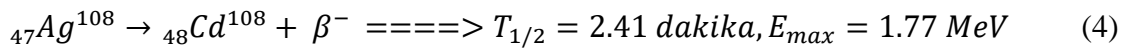
Doğal gümüş içerisinde %51.83 Ag-107 ve %48.17 Ag-109 izotopu vardır. Nötron kaynağına yerleştirilen gümüş içerisindeki bu izotoplar termik nötronlarla (n,γ) reaksiyonu yaparak kararsız Ag-108 ve Ag-110 izotoplarına dönüşürler (Şekil-1.a,b).



Kararsız olan Ag-108 ve Ag-110 izotopları farklı yarı ömürle β yayınlarak Cd-108 ve Cd-110 izotoplarına dönüşür (Şekil-1.c).



Şekil 1. (a) Termik nötronlar ve Ag-109 izotopu, (b) (n,γ) reaksiyonu sonucu aktif Ag-110 izotopunun oluşması, (c) Ag-110 izotopunun β parçalanması yaparak kararlı Cd-110 çekirdeğine dönüşmesi



Burada $T_{1/2}$, yarı ömür ve E_{\max} , yayımlanan β parçacığının maksimum enerjisidir. Bu reaksiyonlardan başka küçük bir olasılıkla Ag-108 ve Ag-110'un izomer halleri de oluşmaktadır (nötron ve proton sayıları aynı olduğu halde farklı enerji durumlarında bulunan ve farklı yarı ömürlerle bozunuma uğrayan radyoizotoplara "çekirdek izomerleri" denir).

Bunlar yüksek enerjili ve daha kararlı çekirdek halleridir. Bu çekirdekler de β yayınlamaya bozunurlar, ancak yarı ömürleri çok daha uzun olup gözlenen aktifliğe katkıları azdır.

Radyoaktif izotopların yarı ömürleri, zamanla azalan beta aktifliğinin beta sayabilen bir ölçüm sistemiyle ölçülmesi sonucu belirlenebilir.

Bir izotop için aktivasyon denkleminin çıkartılması

Gümüş, nötron ortamına konduğu andan itibaren aktiflenme başlamış olur. Aktiflenme devam ederken, oluşan radyoaktif çekirdekler parçalanmaya başlarlar.

Gümüşün ışınlanması sırasında bir izotop için aktif çekirdek oluşma hızı, gümüş hedef içerisindeki o izotopa ait toplam çekirdek sayısına (N_t), o izotopun aktiflenme tesir kesitine (σ_a) ve gümüş hedefin bulunduğu noktadaki nötron akısına (ϕ) bağlıdır. Birim zamanda oluşan aktif çekirdek sayısı eşitlik (6) ile verilir.

$$K = N_t \sigma_a \phi \quad (6)$$

Oluşan aktif çekirdekler radyoaktif parçalanma nedeniyle bozunurlar ve sayıları zamanla azalır. Aktivite veya parçalanma hızı (parçalanma/saniye),

$$A = \lambda N \quad (7)$$

eşitliği ile tanımlanır. Burada λ , parçalanma sabiti ve N , gümüş hedefte var olan aktif çekirdek sayısıdır. Aktif çekirdek oluşma hızı ve parçalanma hızı arasındaki fark, aktif çekirdek sayısının artma hızını verir.

$$\frac{dN}{dt} = K - A \quad (8)$$

Eşitlik (8)'de $A = \lambda N$ yerine konulduğunda oluşan

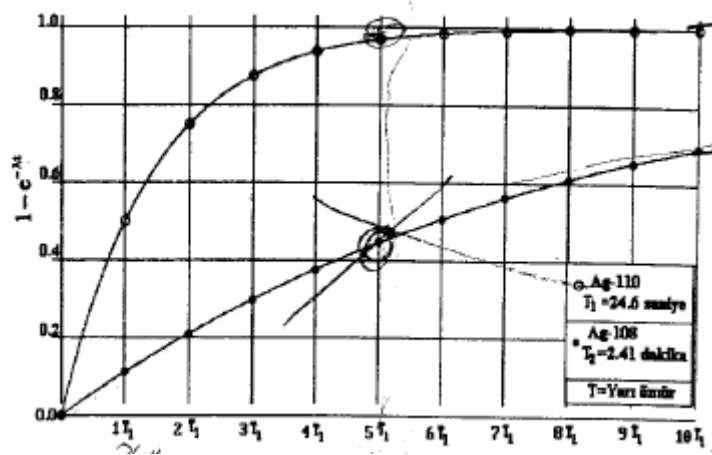
$$\frac{dN}{dt} = K - \lambda N \quad (9)$$

diferansiyel denkleminin çözümü sonucu,

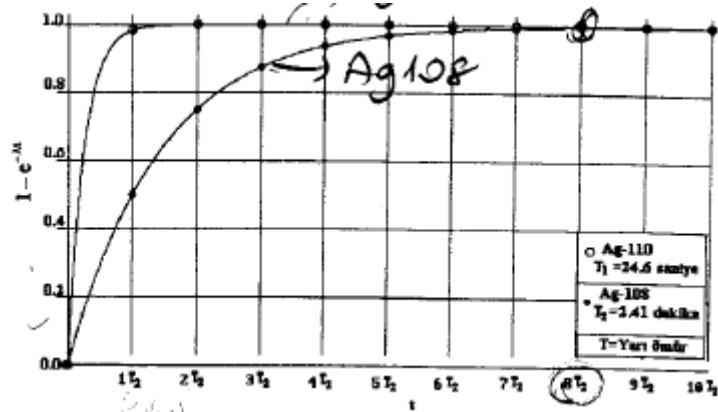
$$N = \frac{K}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t_1}) \quad (10)$$

bulunur ve N , t_1 süre ile nötron kaynağında aktiflenen gümüşün içinde oluşan aktif çekirdek (radyoizotop) sayısını verir.

Işınlanma süresi $t_1=10 T_{1/2}$ olduğunda zaman eşitlik (10)'daki parantez içindeki terim 1'e ulaşacağından buna doyma durumu denir (Şekil 2,3). Burada $T_{1/2}$ oluşacak aktif çekirdeğin yarı ömrüdür. Doyma durumunda oluşan maksimum aktif çekirdek sayısı $N=K/\lambda$ olur.



Şekil 2. Ag-110'un doyma aktivasyonuna ulaşması



Şekil 3. Ag-108'in doyma aktivasyonuna ulaşması

YARI ÖMRÜN HESAPLANMASI

Aktiflenmiş gümüş izotopları radyoaktif parçalanma yasasına göre parçalanır. Bir izotop için başlangıçta ($t = 0$ anında) N_0 aktif çekirdek varsa, t zaman sonra kalan aktif çekirdek sayısı N , radyoaktif parçalanma yasasına göre

$$N = N_0 e^{-\lambda t_1} \quad (11)$$

olur. Burada N_0 , eşitlik (10) ile verilen t_1 süre ile nötron kaynağında aktiflenen gümüşün içinde oluşan aktif çekirdek (radyoizotop) sayısıdır. Eşitlik (11)'in her iki tarafı parçalanma sabiti λ ile çarpılırsa, $A = \lambda N$, $A_0 = \lambda N_0$ olmak üzere

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \text{ (parçalanma/s)} \quad (12)$$

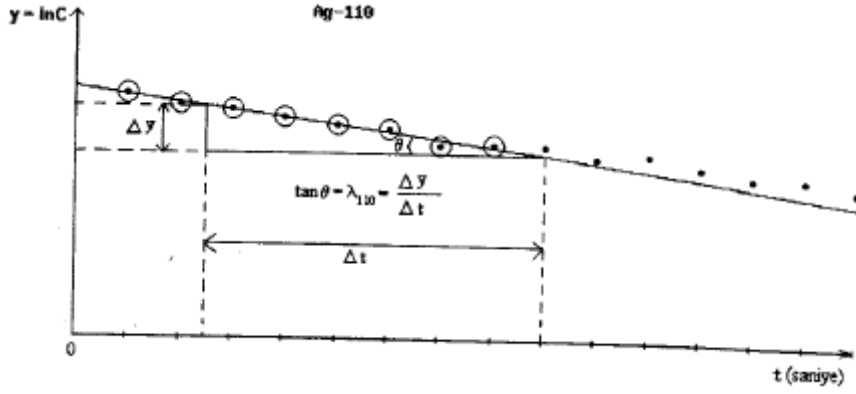
aktivite eşitliği elde edilir. Burada A_0 , $t=0$ anındaki aktivite, A , başlangıçtan t süre geçtikten sonraki aktivitedir. Yukarıdaki eşitliğin her iki tarafının doğal logaritması alınarak bir doğru denklemi elde edilir:

$$\ln A = \ln A_0 - \lambda t \quad (13)$$

Bu doğrunun eğiminin mutlak değeri λ parçalanma sabitini verir. $T_{1/2}$ yarı ömrü λ parçalanma sabitine

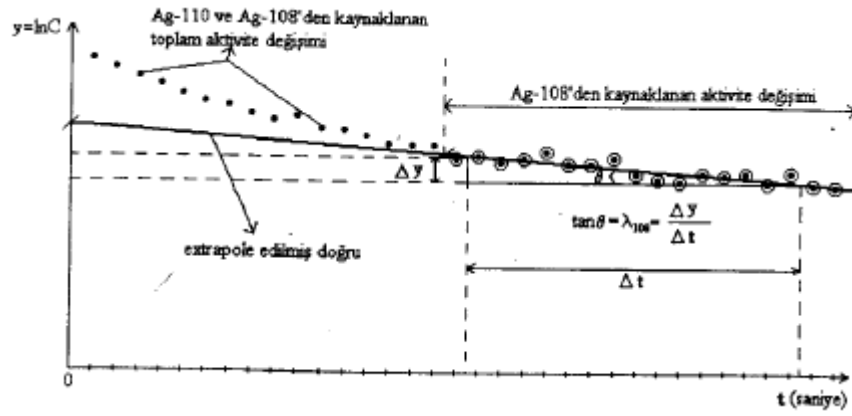
$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (14)$$

şeklinde bağlıdır. Uygun bir ölçme sistemi kullanılarak A 'nın zamana göre değişimi elde edilebilir. Pratikte, zamanın fonksiyonu olarak A yerine, A ile orantılı olan sayma hızı C ölçülerek grafik çizilir. Elde edilen doğrunun eğimi (λ) eşitlik (14)'te yerine konularak yarı ömür hesaplanır (Şekil-4).

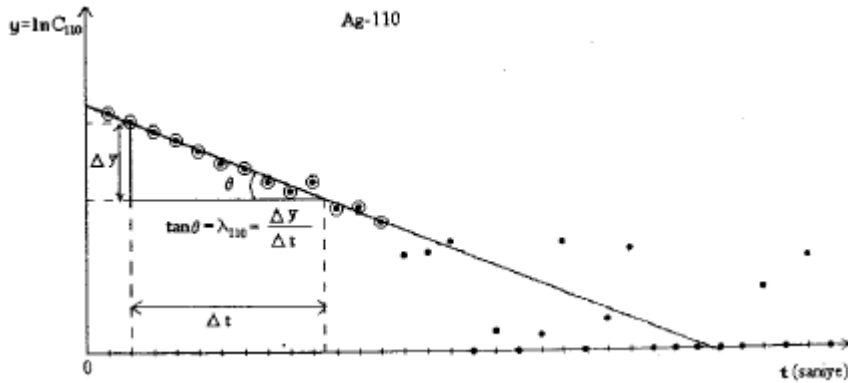


Şekil 4. Ag-110'un lnC-t değişim grafiği (Işınlama süresi $t_1=2$ dakika)

Eğer bir radyoaktif kaynakta iki farklı izotop varsa kullanılan ölçme sistemi, radyoizotoplardan gelen parçacıkların hangisinden geldiğini ayırt edemez. Aktiflenmiş gümüşün izotoplarından Ag-108'in yarı ömrü dakika, Ag-110'un yarı ömrü saniye mertebesindedir. Bu nedenle lnC'nin t 'ye bağlı değişiminde (Şekil-5) t 'nin büyük değerleri için Ag-110'un aktifliği sona ermiş, yalnız Ag-108'in aktifliği kalmıştır. Zamanın küçük değerlerinde ise her ikisinin aktifliği vardır. Zamanın büyük değerlerine karşılık gelen lnC noktaları bir doğru üzerinde olacaklardır (Şekil-5'te daire içine alınmış noktalar). Bu noktalardan geçen doğrunun eğimi Ag-108'in parçalanma sabiti λ_{108} 'i verir. Eğer radyoaktif kaynakta yalnız Ag-108 izotopu olsaydı zamanın küçük değerlerindeki lnC noktaları da bu doğrunun uzantısı üzerinde olacaktı. $t=0$ 'a kadar uzatılan bu doğru uzun yarı ömürlü Ag-108 izotopunun bozunmasını temsil eder. Uzatılmış/tahmin edilmiş doğru üzerinde her bir t zamanı için $\ln C_{108}$ (Ag-108'den kaynaklanan sayma hızının logaritması) bulunur. Bulunan $\ln C_{108}$ değerlerinden C_{108} (Ag-108'den kaynaklanan sayma hızı) değerleri hesaplanır. Her bir t zamanına karşılık gelen deneysel sayma hızı C değerlerinden aynı t zamanına karşılık gelen C_{108} değerleri çıkarılır. Elde edilen değerler kısa yarı ömürlü Ag-110 izotopuna ait sayma hızı değerlerini (C_{110}) verir. $\ln C_{110} - t$ grafiği çizilirse (Şekil-6), yine bir doğru elde edilir ve bu doğrunun eğimi Ag-110'un parçalanma sabiti λ_{110} 'u verir. Parçalanma sabitlerinden eşitlik (14) yardımıyla yarı ömürler hesaplanır.



Şekil 5. Ag-108 ve Ag-110'un lnC-t değişim grafiği (Işınlama süresi $t_1=20$ dakika)



Şekil 6. Şekil 5'teki tahmin edilmiş doğrudan yararlanarak elde edilmiş Ag-110'un $\ln C_{110} - t$ değişim grafiği

DENEY

1. Çevreden gelen aktifliği bulmak için 10 dakika süreyle doğal fon saymasını alınız. 7 s'lik ortalama doğal fonu saptayarak not ediniz.

2. Gümüş foili 2 dak. süreyle ışınlayarak derhal sayma sistemine yerleştiriniz. 0.5 saniye aralıklarla 7'şer saniyelik saymalar alınız. Bu işlemi doğal fona ulaşımca kadar devam ettiriniz. Doğal fon düzeltilmesi yaparak yani elde ettiğiniz saymalardan doğal fon değerini çıkararak, gerçek sayma değerlerini (C) elde ediniz. Elde ettiğiniz gerçek sayma değerlerini (C), $\ln C$ 'nin t 'ye bağlı değişimini bilgisayarda çizmek ve Ag-110'un yarı ömrünü en küçük kareler yöntemiyle hesaplamak için hazırlanan **Ag-110.BAS** adlı Basic programında veri olarak giriniz.

Programı çalıştırınız ve ekranda $\ln C$ 'nin t 'ye bağlı değişimini görünüz. Program sizden en küçük kareler yönteminin uygulanacağı uygun veri aralığını isteyecektir. Veri aralığını giriniz ve yarı ömrü hesaplayınız.

3. Gümüş levhayı 20 dak. ışınladıktan sonra yukarıda anlatıldığı gibi gerçek sayma değerlerini (C) elde ediniz. Bu değerleri Ag-108.BAS adlı basic programında veri olarak giriniz. Programı çalıştırınız ve $\ln C$ 'nin t 'ye bağlı değişimini ekranda görünüz. t 'nin büyük değerlerine karşılık gelen $\ln C$ değerleri için en küçük kareler yönteminin uygulanacağı veri aralığını seçiniz ve Ag-108'in yarı ömrünü hesaplayınız. Ekranda görünen “yeni aralık verecek misiniz (e/h)” sorusuna evet (e) seçeneğini girerek veri aralığını değiştirebilirsiniz. “yeni aralık verecek misiniz (e/h)” sorusuna hayır (h) seçeneğini girdiğinizde program, t değerlerine karşılık gelen gerçek sayma değerleriyle (C), tahmin edilmiş Ag-108'e ait doğru üzerindeki sayma değerlerinin (C_{108}) farkını hesaplayarak Ag-110'a ait sayma değerlerinin (C_{110}) logaritmasının ($\ln C_{110}$) t 'ye bağlı değişiminin grafiğini ekranda gösterecektir. Yukarıda anlatıldığı gibi uygun veri aralığını girerek Ag-110'un yarı ömrünü hesaplayınız. Bu değeri önceki bulduğunuz Ag-110'un yarı ömür değeri ile karşılaştırınız.

EN KÜÇÜK KARELER YÖNTEMİ

Bir deneyde $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ değerlerine karşılık $y_1, y_2, y_3, \dots, y_n$ değerleri ölçülmüşse ve x ve y değerleri arasında doğrusal bir bağıllık varsa bu noktalardan geçen en uygun doğru için $y=mx+b$ şeklinde bir ifade yazılabilir. Bu işleme lineer regresyon denir. En uygun doğru, her bir noktadan (x_i, y_i) , $y=mx+b$ doğrusuna olan dik uzaklıkların (d_i) karelerinin toplamının minimum olduğu doğrudur (Şekil 7). Bu denklemde m ve b katsayılarının bulunması gerekir. d_i 'lerin karelerinin toplamı s fonksiyonu ile gösterilebilir.

$$s = \sum_{i=1}^n d_i^2 = \sum_{i=1}^n [y_i - (mx_i + b)]^2 \quad (15)$$

Eşitliğin sağ tarafındaki kareli ifade açılırsa

$$s = \sum (y_i)^2 - 2m \sum x_i y_i - 2b \sum y_i + m^2 \sum x_i^2 + 2bm \sum x_i + nb^2 \quad (16)$$

denklemleri elde edilir. Burada Σ işareti i üzerinden toplamı gösterir. s fonksiyonunun değerini minimum yapan m ve b değerini bulmak için

$$\frac{ds}{dm} = 0 \text{ ve } \frac{ds}{db} = 0$$

eşitlikleri yazılabilir. s fonksiyonunun m 'ye ve b 'ye göre türevleri alınıp sıfıra eşitlendiği zaman iki denklem elde edilir:

$$\frac{ds}{dm} = -2 \sum x_i y_i + 2m \sum x_i^2 + 2b \sum x_i = 0 \quad (17)$$

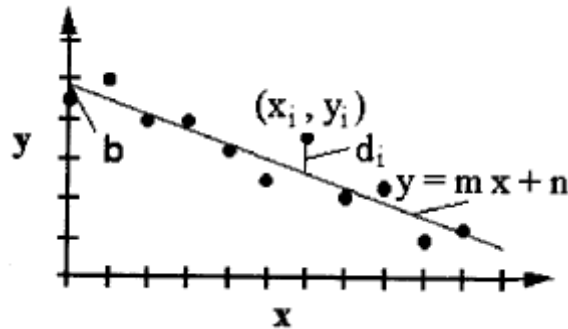
$$\frac{ds}{db} = -2 \sum y_i + 2m \sum x_i + 2nb = 0 \quad (18)$$

Yukarıdaki (17) ve (18) eşitliklerinin ortak çözümünden

$$m = \frac{n \sum x_i y_i - (\sum x_i)(\sum y_i)}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (19)$$

$$b = \frac{(\sum x_i^2) \sum y_i - (\sum x_i)(\sum x_i y_i)}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (20)$$

m ve b katsayıları bulunur. Burada m doğrunun eğimini, b de $x=0$ için doğrunun y eksenini kestiği noktayı gösterir.



Şekil 7. d_i uzaklıklarının karelerinin toplamının minimum olduğu en uygun doğru.

ÖRNEK: Bir gümüş foil nötron kaynağında termik nötronlarla 2 dak. süre ile aktiflenmiş ve bir beta sayma sisteminde 7 saniye aralıklarla sayma değerleri alınmıştır. Alınan sayma değerleri (C) aşağıdaki çizelgede verilmiştir. Sayma değerlerinin logaritmasının zamana karşılık değişimi bir doğru denklemdir ($\ln C = \ln C_0 - \lambda t$). $y = \ln C$, $b = \ln C_0$, $x = t$, $m = -\lambda$ olmak üzere deneysel noktalardan geçen en uygun doğru denkleminde ($y = b + mx$), b ve m katsayılarını en küçük kareler yöntemi ile hesaplayan ve denklem (14)'e göre Ag-110'un yarı ömrünü bulan örnek bir basic programı aşağıda verilmiştir. Program çalıştırıldığı zaman aşağıdaki sonuçlar bulunur.

$$m = -2.758 \times 10^{-2}$$

$$b = 7.015$$

$$t_{1/2} = 25.13 \text{ saniye}$$

Çizelge 1. Zamana karşılık alınan sayma değerleri

t (saniye)	7	14	21	28	35
C (sayma/7 saniye)	931	726	642	520	419

```

clear
read n
dim x(n), C(n), y(n)
for i=1 to n
read x(i), C(i)
y(i)=log(C(i))
next i
for i=1 to n
tx=x(i)+tx
ty=y(i)+ty
txy=x(i)*y(i)+txy
tx2=x(i)^2+tx2
next i
m=(n*txy-tx*ty)/(n*tx2-tx^2)
b=(tx2*ty-tx*txy)/(n*tx2-tx^2)

```

```
t12=0.693/abs(m)
print "m=";m, "b=";b
print "t1/2=";t12;" saniye"
end
data 5
data 7, 931, 14, 726, 21, 642, 28, 520, 35, 419
```

Deneyin 3. kısmında anlatıldığı gibi Ag-108'in ve Ag-110'un yarı ömrünü hesaplayan bir basic programını örnek programdan yararlanarak kendiniz hazırlayınız.

DENEY II

GEİGER-MÜLLER SAYACI

GİRİŞ

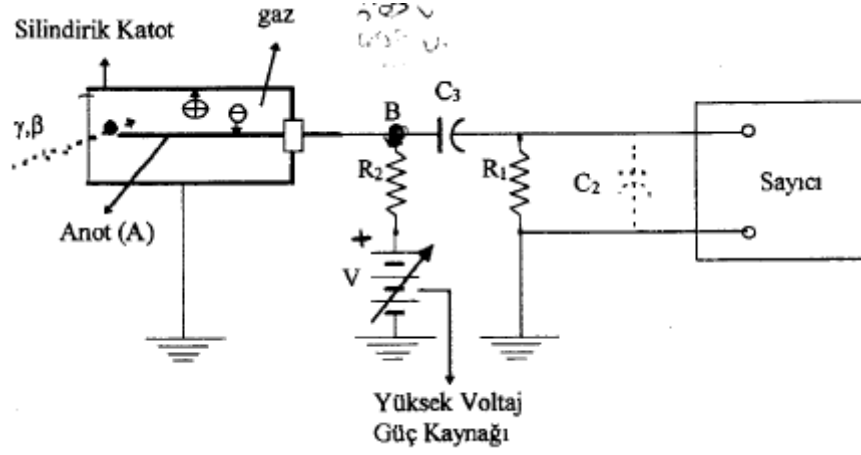
Bilinmeyen bir radyoaktif kaynakla çalışırken, bu kaynağa ait üç parametrenin belirlenmesine çalışılır. Bunlar:

- 1- Kaynağın hangi tür parçacıklar yayınladığı,
- 2- Kaynaktan yayınlanan parçacıkların enerjilerinin ne olduğu,
- 3- Kaynağın birim zamanda yayınladığı parçacık sayısıdır.

Bu deneyde, bize 3. parametrenin cevabını verecek olan bir G-M sayacının özellikleri incelenecektir.

Radyasyonun iyonize edici özelliğinden yararlanılarak yapılan Geiger-Müller dedektörleri uygulama alanlarında en çok kullanılan sayacının başında gelmektedir. G-M sayacı ilk defa Rutherford ve Geiger tarafından 1908'de, yüklerin tayini maksadı ile alfa parçacıklarını saymak için kullanılmıştır. G-M sayacıları şimdiki şekilleri ile, özellikle β ve γ -ışınlarının deteksiyonunda kullanılmaktadırlar.

G-M tüpü Şekil-1'de gösterildiği gibi, genellikle içi 10-12 cm Hg civa basıncında soygaz-alkol buhar karışımı ile doldurulmuş metalik bir silindir ve bu silindir eksenini boyunca yerleştirilmiş ince bir tel (Tu,Ag...) elektrottan oluşur.



Şekil 1. G-M sayma sistemi şeması

Silindir gövdesi katot ve silindir gövdesinden yalıtılmış bulunan ince tel A elektrotu anod görevini yapar. Bazen sayaç gövdesi camdandır. Bu takdirde katot cam silindir içine yerleştirilmiş bir spiral telden ibarettir. Elektrotlar arasında yaklaşık $10 \text{ M}\Omega$ değerinde bir R_2 (yük direnci) direnci üzerinden bir V potansiyeli uygulanır. İyonlayıcı bir parçacık tüpten geçerse gaz moleküllerine çarparak onları iyonlaştırır. Tüpün simetri ekseninden r uzaklığında bulunan bu iyonlar (birincil iyonlar) üzerine etkili olan elektrik alan şiddeti

$$E = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (1)$$

ifadesiyle verilir. Burada V elektrotlar arasında uygulanan potansiyel, b silindirik katotun, a ise tel anodun yarıçaplarıdır.

Anotla katot arasındaki elektrik alanının etkisi ile elektronlar merkezi tele (anoda), pozitif iyonlar silindire (katota) doğru hareket ederler. Mevcut potansiyel değişimi nedeniyle, kütleleri pozitif iyonlara göre çok daha hafif olan elektronlar kısa zamanda büyük hızlar kazanırlar ve yolları üzerindeki gaz moleküllerine çarparak yeni yeni iyon çiftleri (ikincil iyonlar) oluştururlar. İkincil iyon sayısının, birincil iyon sayısına oranına gaz amplifikasyon faktörü adı verilir. Bu faktörün değeri 10^9 mertebesindedir.

Oluşan bu elektronların hepsi tele akın ederler ve merkezi tel (anot) etrafında çok büyük bir iyon (elektron) çığı meydana gelir. Bu iyon çığı $1 \mu\text{s}$ 'den daha kısa bir süre içerisinde meydana

gelir. Ve bütün tel boyunca yayılır. Tel, R_2 (yük) direnci yardımıyla yüksek voltaj güç kaynağının pozitif kutbuna bağlanmıştır. Bu elektron çığı dolayısıyla devreden kısa süreli bir akım geçer. Bu kısa süreli akım silindirin uçları arasında büyük bir potansiyel düşmesine ve dolayısıyla B noktasında ani bir potansiyel düşmesine (elektriksel puls) sebep olur. Bu elektriksel puls C_3 kondansatörü üzerinden sayıcıya gönderilerek sayılır. Potansiyeldeki düşüş elektriksel boşalmayı sona erdirir ve akım sıfıra iner. Akımdaki bu düşüş ise, merkezi telin potansiyelinin ilk değerine ulaşmasına ve tüpün yeni bir olay için hazır hale gelmesini sağlar.

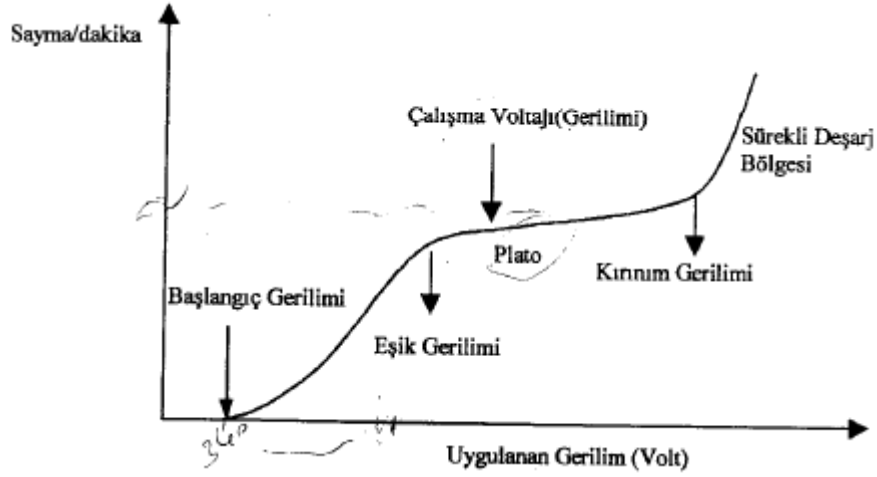
Elektrona göre çok ağır olan pozitif iyonlar tüp içinde oldukça yavaş hareket ederler ve anot etrafında elektrik alanını zayıflatıcı etki yaparlar. Pozitif iyonların katoda varması için geçen zaman içinde tüpe giren ikinci bir parçacık sayılamaz. Sayıcın cinsine bağlı olan bu zamana aralığına tüpün "**Ölü Zamanı**" denir.

G-M sayaçları uygulanan voltaj nedeniyle gaz içinde meydana gelebilen iyonizasyon, gaz içinde iyonların hızlanması ve ikincil iyonların oluşturulması bakımından en büyük verime sahiptir. Gaz içinde meydana getirilen bir tek iyonizasyon bile bütün gazın iyonlaşmasına neden olur. Dolayısıyla elde edilen radyasyon pulsunun büyüklüğü maksimum ve tek değerdedir. Bu özellik G-M tüpünün sadece parçacık saymada kullanılmasını sağlar.

G-M tüpüne gelen yüksüz γ -ışınları, önce gaz içinde fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması yaparlar. Bu etkileşmeler sonucu oluşan geri saçılma elektronları gaz içinde iyonlaşmaya sebep olurlar ve bu yolla γ -ışınları da G-M sayacında sayılırlar.

Plato

Dedektöre uygulanan potansiyel farkı sıfırdan başlayarak arttırılırsa, pulsların ancak belli bir potansiyelden sonra meydana geldiği görülür. Bu potansiyele "**Başlangıç Gerilimi**" denir (Şekil-2).



Şekil 2. G-M dedektörünün karakteristik eğrisi

Potansiyel arttırılmaya devam edildiğinde, puls sayısında artmaya başlar, ancak belli bir gerilim değerinden sonra gerilimin arttırılmasına karşın puls sayısı sabit kalır. Plato denilen bu basamak boyunca sayma hızı uygulanan gerilimden bağımsızdır. Dedektörün çalışma voltajı, tüpün ömrünü korumak amacıyla, platonun ilk 1/4'ü olarak seçilir.

Potansiyel daha da arttırılmaya devam edilirse sürekli boşalmalar başlar. Bu bölgeye “**Sürekli Bölge**” denir.

Ayırma Zamanı

Bir sayıcın ayırma zamanı, arka arkaya gelen pulsı ayırt etmesi için geçen zamandır. Sistemin iki olay arasında ölü kaldığı bu zamanı τ ile gösterirsek, özellikle yüksek sayma hızlarında, tüp uzun süre ölü kalacak ve görünür sayma hızı ile gerçek sayma hızı arasında esaslı farklar olacaktır. Bu durumun düzeltilmesi gerekir.

Ölü zamanı τ olan bir G-M tüpüne birim zamanda n parçacık geldiğini ve bunların m tanesinin sayıldığını kabul edelim. Buna göre tüp $m\tau$ süresince ölü kalmıştır. Bu süre içinde sayaca n parçacık geldiğinden, kaybolan sayma miktarı birim zamanda $nm\tau$ kadar olacaktır. Birim zamanda kaybolan sayma miktarı:

$$n - m = nm\tau \quad (2)$$

olur. Buna göre gerçek sayma,

$$n = \frac{m}{1-m\tau} \quad (3)$$

olarak verilir. Aynı zamanda sistemin ayırma zamanı olan τ , deneysel olarak “iki kaynak yöntemi” ile belirlenebilir.

m_1 = yalnız 1. kaynaktan alınan saniyedeki sayma,

m_2 = yalnız 2. kaynaktan alınan saniyedeki sayma,

m_{12} = 1. ve 2. kaynaktan beraberce saniyede alınan sayma ise bunlara ait gerçek düzeltilmiş saymalar,

$$n_1 = \frac{m_1}{1-m_1\tau}, n_2 = \frac{m_2}{1-m_2\tau}, n_{12} = \frac{m_{12}}{1-m_{12}\tau}$$

dir. $n_1+n_2=n_{12}$ olması gerektiğinden,

$$\frac{m_1}{1-m_1\tau} + \frac{m_2}{1-m_2\tau} = \frac{m_{12}}{1-m_{12}\tau} \quad (4)$$

olur. Eşitlik (4) düzenlenip sadeleştirilerek

$$m_1 + m_2 - m_{12} = 2m_1m_2\tau - m_1m_2m_{12}\tau^2 \quad (5)$$

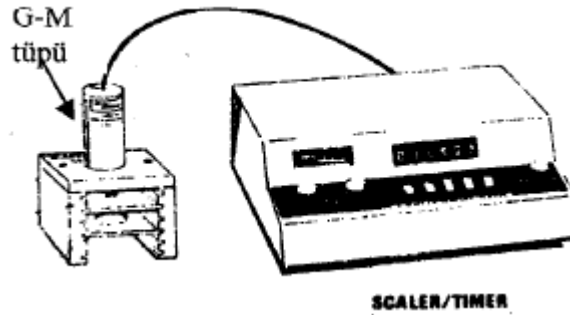
elde edilen ifadede τ 'lu terim yanında τ^2 'li terim ihmal edilirse

$$\tau = \frac{m_1+m_2-m_{12}}{2m_1m_2} [s] \quad (6)$$

denklemini elde edilir. Saniyedeki sayma değerleri kullanıldığı için τ saniye biriminde bulunur.

DENEYİN YAPILIŞI

- 1- Cs-137 (mika) kaynağını kullanarak G-M tüpüne uygulanan gerilimi 340 V'tan başlayarak ve 20 V'luk aralıklarla artırarak, her bir gerilim değeri için 36 saniyelik saymalar alınız ve G-M tüpüne ait, sayma hızının gerilim ile değişimini veren grafiği Şekil-2'deki gibi çiziniz. Tüpün sürekli deŐarja gitmesini önlemek için saymaların, plato değerinden %10 daha fazla olmasına izin vermeyiniz.
- 2- Çizdiğiniz grafikten, platonun baŐlangıcından başlayarak ilk 1/4'ne ait gerilim değerini dedektörün çalışma voltajı olarak belirleyiniz.
- 3- İki farklı kaynağı sıra ile ayrı ayrı ve beraberce geometrilerini bozmadan 72 saniye sayınız. Yukarıda verilen EŞitlik (6)'dan τ ayırma zamanını hesaplayınız.
- 1- Ayırma zamanını kullanarak herhangi bir sayma için, gerçek sayma değerini EŞitlik (3) yardımıyla bulunuz. Gerçek sayma ile gözlenen sayma arasında ne kadar bir bağıl hata olduğunu hesaplayınız. [Bağıl hata: $\Delta N=(n-m)/n$]



Şekil 3. G-M sayacı deney düzeneği

DENEY III

RADYOAKTİF ÖLÇMELERİN İSTATİSTİK ANALİZİ

GİRİŞ

Deneyin amacı, radyoaktif ölçmelerdeki istatistik hataların araştırılması ve Pearson χ^2 testini kullanarak ölçme sisteminin doğruluğunun belirlenmesidir.

Radyoaktif bozunma rasgele bir olaydır. Radyoaktif bir çekirdeğin ne zaman bozunacağı bilinmez, ancak belli bir süre içerisinde bozunacak radyoaktif çekirdek sayısı bulunabilir. Radyoaktif çekirdek bir ortalama ömürle bozunur. Gerçek sayma hızı ancak sonsuz sayıda ölçme yapmakla tayin edilebilir. Bununla beraber gerçek sayma hızı istatistik metotlarla ve hata hesabı ile yaklaşık olarak bulunabilir.

Radyoaktif bozunma olayının rasgele tabiiatta olması sebebiyle sayma hızındaki istatistik salınımlar olasılık yasaları kullanılarak hesaplanır.

Bir radyoaktif parçalanmada istatistik dağılımı düzenleyen olasılık yasası Poisson dağılımıdır. Poisson dağılımı istatistik olayları düzenleyen temel istatistik yasası, Binom dağılımından türetilir. Ölçmelerdeki tekrar sayısı yeterince büyük tutulduğunda, Poisson dağılımı Gauss (normal) dağılımına yaklaşır.

Eğer bir radyoaktif numuneden yayınlanan radyoasyon için bir sayma hızı gözlenmiş ise daha sonraki hızlar, bozunma işlemine göre bütün düzeltmeler yapılmış olsa bile, önce gözlenenden yine de farklılık gösterebilir. Sayım hızını tam olarak belirlenmesinin bir yol yoktur, ancak çok uzun zaman periyodunda yapılan sayma hızının ortalaması olan, ortalama sayma hızından söz edilir.

Standart Sapma

İstatistik hataların saptanmasında en çok kullanılan bir yöntemdir. Belli bir süre içerisinde alınan ölçme sonuçları N_1, N_2, \dots, N_n gibi n sayıda farklı değerler olsun. Aradığımız gerçek değer de N olsun. N_1, N_2, \dots, N_n 'nin aritmetik ortalaması,

$$\bar{N} = \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n} \quad (1)$$

dir. Ölçülen değerlerle N arasındaki fark hata olarak alınabilir.

$$N_1 - N = Y_1$$

$$N_2 - N = Y_2$$

$$N_3 - N = Y_3$$

$$N_n - N = Y_n$$

$$\sum_{i=1}^n N_i - nN = \sum_{i=1}^n Y_i$$

Eğer burada hataların toplamı sıfır ($\sum_{i=1}^n Y_i = 0$) ise,

$$N = \bar{N} = \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n} \quad (2)$$

alınabilir. N yerine \bar{N} alındığında, ölçü sonucu bulunan değer ile gerçek değer arasındaki farka, sapma (Rezidüel) denir.

$$N_1 - \bar{N} = r_1$$

$$N_2 - \bar{N} = r_2$$

$$N_3 - \bar{N} = r_3$$

.....

$$N_n - \bar{N} = r_n$$

Sonlu sayıdaki ölçmelere ait " σ_n " standart sapma,

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n r_i^2}{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}{n}} \quad (3)$$

ifadesi ile verilir. Sonsuz sayıdaki ölçmelere ait " σ " standart sapmanın, n değere ait sonlu sayıdaki ölçmelere ait σ_n standart sapmadan türetilmesi için,

$$\sigma = \sqrt{\frac{n}{n-1}} \sigma_n$$

yaklaşımı kullanılır. Sonsuz sayıdaki ölçmelere ait standart sapma ifadesi,

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}{n-1}} \quad (4)$$

şeklini alır. Buna "Bessel düzeltmesi" denir. $n > 30$ olması durumunda σ ve σ_n arasında fark yoktur.

Standart sapma, tekrarlanan ölçü sonuçlarının hangi sınırlar içinde değişebileceğini gösteren basit bir yaklaşımdır.

Ortalama değer, ölçülerin dağılımıyla ilgili olarak daima değişebilir. Dolayısıyla ortalama değerinde de bir standart sapması vardır. Buna "**Standart hata**" denir. Alınan ölçümler üzerinde yapılan gerçek standart hata,

$$\Delta N = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}{n(n-1)}} \quad (5)$$

ile verilir. Böylece bir sayma n defa tekrar edilmişse, sonuç $\bar{N} \mp \Delta N$ şeklinde ifade edilebilir. N_i 'ler belli bir t zamanda ölçülmüş ise düzeltilmiş sayma hızı aşağıdaki bağıntı ile verilir.

$$\text{Düzeltilmiş sayma hızı} = \frac{\bar{N} \pm \Delta N}{t} \frac{\text{sayma}}{\text{Zaman birimi}} \quad (6)$$

Normal dağılım teorisine göre, bir tek ölçümde alınan değer $\bar{N} - \Delta N$ ile $\bar{N} + \Delta N$ arasında düşme ihtimaliyeti 0.683'tür. Bu ihtimaliyete emniyet ihtimaliyeti denir. " P_c " ile gösterilir.

Standart Hata Cinsinden Muhtemel Hata

$$\varepsilon = 0.6745 \Delta N \quad (7)$$

olarak verilir. Fiziksel sonuçlar verilirken çok kere muhtemel hata kullanılır. N sayma sonunda, sonuç muhtemel hata cinsinden $\bar{N} \pm \varepsilon$ ve düzeltilmiş sayma hızı,

$$\frac{\bar{N} \pm \varepsilon}{t} \frac{\text{sayma}}{\text{Zaman birimi}} \quad (8)$$

dir. Burada t , bir tek sayma için geçen zamandır.

Muhtemel hata için emniyet ihtimaliyeti 0.500'dür.

Yukarıda belirtilen iki çeşit hatadan başka, keyfi olarak tarif edilen hatalar da vardır. Bu hatalara ait P_c değerleri aşağıdaki çizelgede verilmiştir:

Hata	Emniyet İhtimaliyeti (P_c)
0.500 ΔN	0.383
0.6745 ΔN	0.500
1.000 ΔN	0.683
1.349 ΔN	0.822
2.000 ΔN	0.9545
2.024 ΔN	0.9569
2.693 ΔN	0.99294
3.000 ΔN	0.99738

Sayma Sisteminden Alınan Ölçmelerin Doğruluğunun Pearson (Chi Kare) Testi ile Denetimi

Bir radyoaktif parçalanmada N_1, N_2, \dots, N_n ölçme değerleri elde edilmiş olsun. \bar{N} ortalama değer olmak üzere, herhangi bir N_i değerinin gözlenme olasılığı $(N_i - \bar{N})$ sapmasına bağlı olup, beklenen standart hata aşağıdaki ifade ile verilir.

$$\Delta N' = \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n} \quad (9)$$

$\Delta N'$ beklenen standart hata değeri ile, (5) denkleminde verilen ΔN gerçek standart hata değerinin karşılaştırması yapılarak sayma sisteminin doğru çalışıp çalışmadığı denenebilir. Bu deneme için Pearson χ^2 testi uygulanır.

Ölçülen N_1, N_2, \dots, N_n değerlerinden,

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}{\bar{N}} \quad (10)$$

ifadesiyle verilen χ^2 değeri bulunur. χ^2 değeri, $F=n-1$ olan serbestlik derecesine bağlıdır. Burada n ölçme sayısıdır. χ^2 ve F değerleri kullanılarak grafikten P olasılığı elde edilir. Eğer bu olasılık,

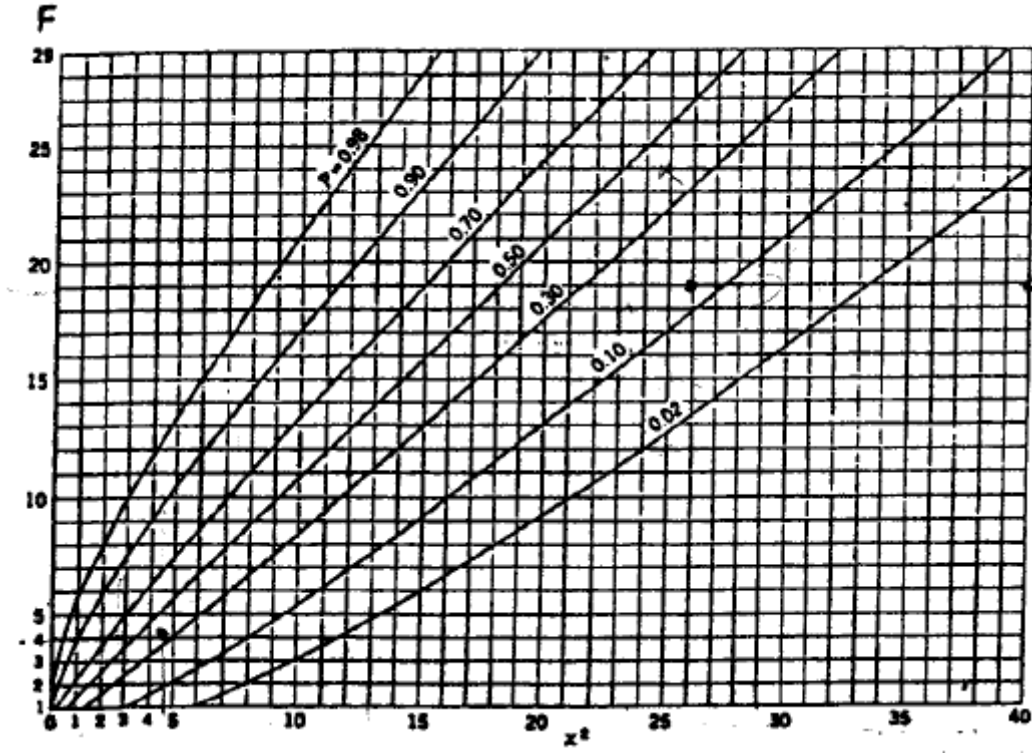
1- $0.1 < P < 0.9$

ise sayma sistemi doğru çalışmaktadır.

2- $0.9 < P$ veya $P < 0.1$

ise sayma sistemi hatalıdır ve elde edilen saymalardaki saçılmalar normal istatistik dağılımının dışındaki saılmalardır.

Sayacın davranışının kontrol edilebilmesi için aynı numuneden en az 20 ölçme alınmalıdır.



Şekil-1. Chi Kare testi

Bir Tek Deneyin İstatistik Hatası

Belli bir t zaman aralığında N sayma veren bir tek ölçmenin standart hatası,

$$\Delta N \cong \pm \sqrt{N} \quad (11)$$

ile sayma hızının (birim zamanda alınan sayma) standart hatası

$$\Delta n = \pm \frac{\sqrt{N}}{t} \quad (12)$$

ile verilir.

Bir tek ölçmenin standart hata cinsinden muhtemel hatası, ΔN değeri, Eşitlik (7)'de yerine konulursa

$$\varepsilon = 0.6745\sqrt{N}$$

şeklinde bulunur.

İki farklı kaynaktan birincisinden t_{sb} süresince alınan sayma N_{sb} , ikincisinden t_b süresince alınan sayma N_b olsun (İki farklı kaynaktan alınan saymaya numune ve doğal fon örnek verilebilir). Bu örneğe göre N_{sb} numuneden alınan saymayı, N_b doğal fondan alınan saymayı gösterebiliriz. Numuneden alınan net saymayı bulmak için, doğal fon ile birlikte numuneden alınan toplam sayma N_{sb} 'den yalnız doğal fondan alınan sayma N_b 'yi çıkarmak gerekir. Buna göre numuneden alınan net sayma,

$$N_s = N_{sb} - N_b$$

olur.

Eğer $A = B \pm C \pm D \pm \dots$ ve $\Delta B, \Delta C, \Delta D$ sırasıyla B, C, D'nin standart hatası ise A'nın standart hatası,

$$\Delta A = \sqrt{\Delta B^2 + \Delta C^2 + \Delta D^2 + \dots} \quad (13)$$

ile verilir. Eşitlik (13)'e göre yukarıdaki örnekte net saymanın standart hatası

$$\Delta N_s = \sqrt{\Delta N_{sb}^2 + \Delta N_b^2} \quad (14)$$

dir. Burada ΔN_{sb} ve ΔN_b , Eşitlik (11)'den hesaplanan numunenin ve doğal fonun sayma standart hatalarıdır. Net saymanın standart hata cinsinden muhtemel hatası

$$\varepsilon = 0.6745 \Delta N_s$$

olur.

Net sayma hızının standart hatasını bilmek daha geçerlidir. Net sayma hızı, numunenin sayma hızı $n_{sb} = N_{sb}/t_{sb}$, doğal fonun sayma hızı $n_b = N_b/t_b$ olmak üzere

$$n_s = n_{sb} - n_b$$

dir. Eşitlik (12)'den numunenin sayma hızının standart hatası $\Delta n_{sb} = \sqrt{N_{sb}}/t_{sb}$, doğal fon sayma hızının standart hatası $\Delta n_b = \sqrt{N_b}/t_b$ olarak bulunur. Eşitlik (14)'de olduğu gibi sayma hızlarının standart hataları yerine konularak denklem düzenlenirse net sayma hızının standart hatası alınan saymalara ve sayma sürelerine bağlı olarak,

$$\Delta n_s = \sqrt{\frac{N_{sb}}{t_{sb}^2} + \frac{N_b}{t_b^2}} \quad (15)$$

şeklinde bulunur. Buna göre net sayma hızının standart hata cinsinden muhtemel hatası

$$\varepsilon = 0.6745 \Delta n_s = 0.6745 \sqrt{\frac{N_{sb}}{t_{sb}^2} + \frac{N_b}{t_b^2}} \quad (16)$$

olarak bulunur. Düzeltilmiş net sayma hızı ise;

$$\text{Düzeltilmiş net sayma hızı} = n_s \pm 0.6745 \sqrt{\frac{N_{sb}}{t_{sb}^2} + \frac{N_b}{t_b^2}} \quad (17)$$

şeklinde verilir.

En Uygun Sayma Süresinin Hesaplanması

Eğer bir numuneyi ve doğal fonu saymak için belirli bir süre varsa, bu süreyi numune ve doğal fon için en iyi şekilde hesaplamada;

$$\frac{t_{sb}}{t_b} = \sqrt{\frac{n_{sb}}{n_b}} \quad (18)$$

bağıntısından yararlanılır. Burada n_{sb} , t_{sb} sırasıyla numune sayma hızı ve sayma süresi, n_b , t_b sırasıyla doğal fon sayma hızı ve sayma süresidir. ($n_{sb} = N_{sb}/t_{sb}$, $n_b = N_b/t_b$)

Numuneyi saymak için belli bir t zaman varsa (örneğin 1 saat), numune ve doğal fon ayrı ayrı kısa bir süre için sayılır (örneğin 2 dakika).

Numune ve doğal fon için sayma hızı hesaplanır ve Eşitlik (18)'de yerine konularak t_{sb}/t_b oranı hesaplanır. Toplam zaman,

$$t_{sb} + t_b = t \quad (19)$$

olduğuna göre, t_{sb}/t_b oranının birlikte çözümünden t_{sb} ve t_b için en uygun süreler hesaplanır.

DENEYİN YAPILIŞI

- 1- Verilen radyoaktif kaynağı G-M dedektörüne koyunuz ve sayma süresini 1 dakikaya ayarlayarak sayınız ve sayıcıdaki sayma değerini not ediniz. Sayıcıyı sıfırlayarak sayma işlemini 20 kez yineleyiniz.
- 2- \bar{N} , ΔN , ε değerlerini hesaplayınız.
- 3- Eşitlik (6)'ya göre düzeltilmiş sayma hızını, Eşitlik (8)'e göre muhtemel hata cinsinden düzeltilmiş sayma hızını hesaplayınız.
- 4- Eşitlik (10) ile χ^2 değerini hesaplayınız. F serbestlik derecesini belirleyiniz.
- 5- Şekil-1'deki F- χ^2 grafiğinden yararlanarak sayım sisteminin doğru çalışıp çalışmadığını yorumlayınız.
- 6- Radyoaktif kaynağı 1 dakika süre ile sayınız ve sonucu not ediniz. Kaynağı dedektörden alarak uzaklaştırınız ve 1 dakika süre ile doğal fonu sayınız, sonucu not ediniz.
- 7- 5 dakika süreniz olduğunu varsayarak en uygun sayma sürelerini (t_{sb} , t_b) belirleyiniz.
- 8- 7. kısımda bulduğunuz süreleri kullanarak (ölçü aletinde süreyi, bulduğunuz sürele en yakın konuma getiriniz) radyoaktif kaynağı ve doğal fonu sayınız. Numunenin düzeltilmiş net sayma hızını Eşitlik (17)'den yararlanarak hesaplayınız.

DENEY IV

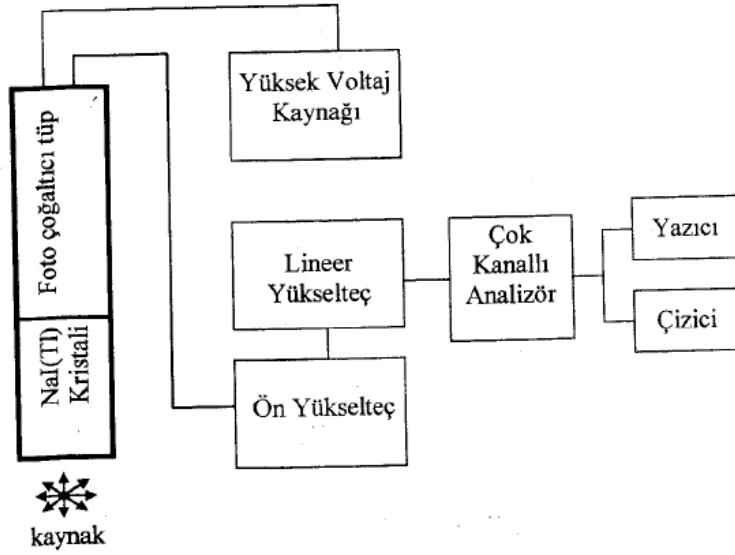
GAMMA IŞINLARI SPEKTRUM ANALİZİ

GİRİŞ

Radyoaktif bir kaynaktan yayımlanan gammaların madde ile etkileşerek enerji kaybetmesinde esas olarak üç temel olay rol oynar. Bunlar:

- 1- Fotoelektrik olayı,
- 2- Compton etkileşmesi,
- 3- Çift yaratılma olayı

dır. Şekil-1'de NaI(TI) sintilasyon sayacı ile bir gamma kaynağının yayınladığı gamma ışınlarının sayılması görülmektedir. Yukarıda saydığımız temel etkileşmeler dışındaki olayların oluşma olasılığı çok küçük olduğundan ihmal edeceğiz.



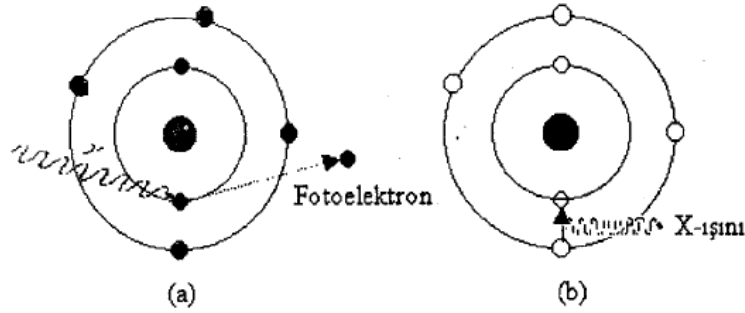
Şekil 1. Bir nükleer parçacık sayma sisteminin blok diyagramı.

FOTOELEKTRİK ETKİLEŞME

Bu etki sonucunda, spektrumda ele aldığımız izotopun özelliklerini taşıyan fotopik oluşur. NaI(Tl) kristali içine giren gamma ışını etkileşme sonucunda kristal içindeki iyodun K veya L tabakasından elektron söker. Bütün enerjisini bağlı elektrona vererek kendisi yok olur (Şekil-2) ve elektrona,

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (1)$$

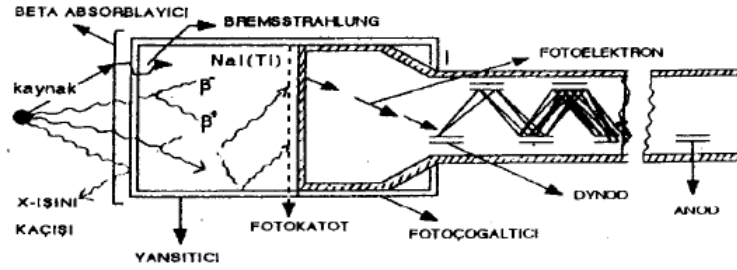
kinetik enerjisi kazandırır. Burada E_b yörünge elektronun bağlanma enerjisidir. Bu enerji iyodun K elektronu için sadece 33 keV olduğundan saçılan elektron gelen foton enerjisinin büyük bir kısmına sahip olur. E_b enerjisi, elektron sökülmesi sonucu oluşan elektron boşluğunun üst yörünge elektronları tarafından doldurularak karakteristik X-ışını veya Auger elektronu biçiminde ortaya çıkar. X-ışını genellikle ikinci fotoelektrik etkileşmeler sonucu soğurulur ve gelen γ -ışınının tüm enerjisi detektör içinde soğurulmuş olur.



Şekil 2. (a) γ -ışını tarafından atomdan elektron sökülmesi, (b) Fotoelektron sökülmesi sonucu oluşan elektron boşluğunun üst yörünge elektronları tarafından doldurulması ve X-ışını oluşumu.

Kristal içinde saçılan elektron sahip olduğu kinetik enerjisi uyarma ve iyonlaşma yolu ile kaybeder. Dedektörün kristaline aktarılan elektron enerjisinin belli bir kısmı, görünür bölgede veya görünür bölgeye çok yakın ışık fotonuna dönüşür (Şekil-3). Bu da fotokatottan elektron sökülmesine neden olur. Sökülen bu elektronlar fototüpün ilk plakasına doğru hızlandırılır. Olay bu şekilde devam ederek anotta son bulur ve gammanın enerjisi ile orantılı sayıda elektron

anotta bir elektrik pulsu oluşturur. Dedektör pulsu daha sonra önyükseltici ve yükselticiden geçerek, çok kanallı puls yüksekliği analizörüne ulaşır (Şekil-1).



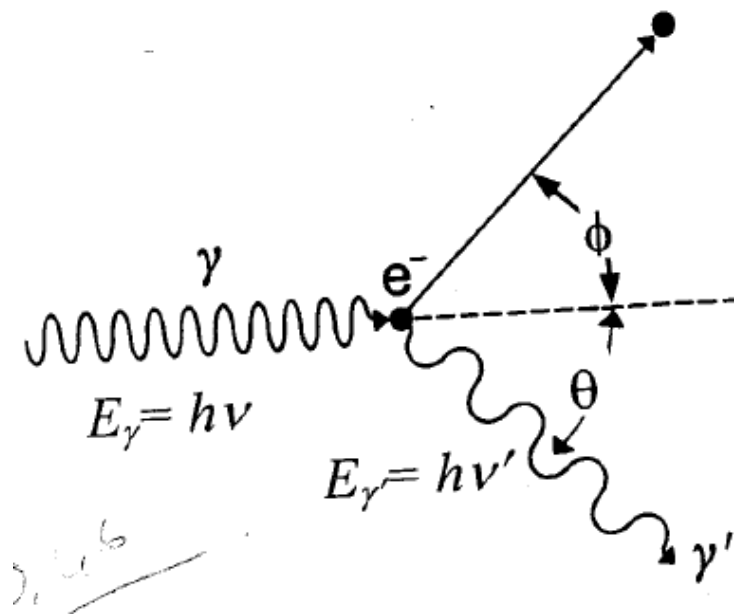
Şekil 3. Sintilasyon sayacı

COMPTON ETKİLEŞMESİ

Compton etkileşmesi, foton ile kristal içindeki bağlı veya serbest elektron arasındaki kinematik çarpışmadır. $E_\gamma = h\nu$ enerjisi ile gelen fotonun bu enerjisi, compton olayı sonucunda saçılan elektron ve foton tarafından paylaşılır. Saçılan fotonun enerjisi $E_{\gamma'} = h\nu'$ elektronunki de E_e ise;

$$h\nu = h\nu' + E_e \quad (2)$$

dir (Şekil 4).



Şekil 4. Compton saçılması

Bu çarpışmada, momentumun korunduğu göz önünde tutularak, θ açısı ile saçılan foton enerjisinin,

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (3)$$

ve elektronun enerjisinin,

$$E_e = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (4)$$

olduğu görülür. Bu ifadeye göre saçılan elektronun enerjisi θ açısına bağlı olarak sıfır ile bir $E_{e(max)}$ değeri arasında değişir. $\theta=180^\circ$ 'de $E_{e(max)}$ elde edilir.

$$E_{e(max)} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0c^2}{2h\nu}} \quad (5)$$

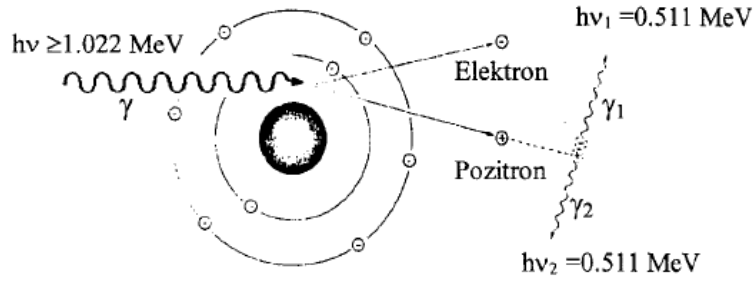
Bu enerji değeri spektrumda Compton sınır enerjisi değerine karşılık gelir ve "Compton sınırı" olarak adlandırılır. Spektrumun diğer bir özelliği geri saçılan fotonların oluşturduğu "geri saçılma piki"dir (Şekil 6). Bu pikin spektrumdaki yeri enerjisine bağlıdır ve fotoçoğaltıcı ile kristal arasındaki metalden ve sayıcın etrafındaki cisimlerden kristal içine tekrar saçılan fotonlardan oluşur. Geri saçılma pikinin enerjisi E_g , $\theta=180^\circ$ için;

$$E_g = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} \quad (6)$$

dir.

ÇİFT YARATILMA OLAYI

Gamma enerjisi 1.5 MeV'den daha fazla olduğunda NaI kristali içinde etkin etkileşmelerden biri de çift yaratılma olayıdır. Bu olayda çekirdek alanı içinden geçmekte olan bir foton bir elektron-pozitron çifti yaratarak yok olmaktadır (Şekil-5).

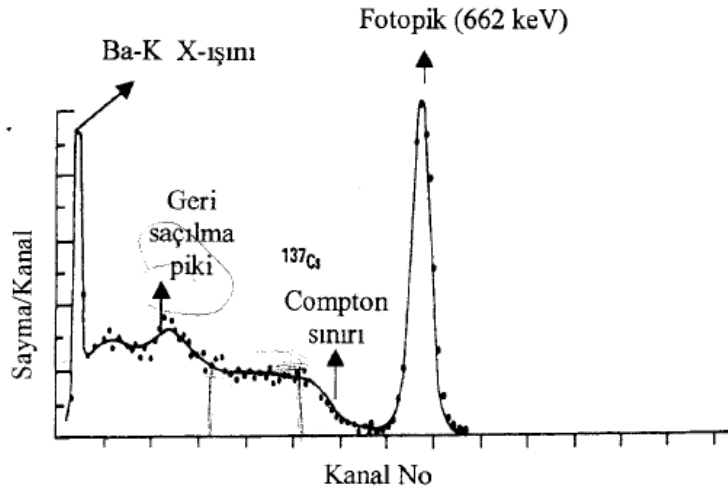


Şekil 5. Çift yaratılma olayı.

Bu durumda bu olayın meydana gelebilmesi için gerekli minimum foton enerjisi $E=2m_0c^2=1.022 \text{ MeV}$ olmaktadır. Enerjinin korunumundan, enerji bilançosu;

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_+ + E_- + E_{nuc} \quad (7)$$

yazılır. Elektron ve pozitron çifti sahip oldukları kinetik enerjilerini, çarpışma sonunda kaybederler. Pozitron yavaşladıktan sonra birkaç nano saniye (ns) içinde ortamın elektronları ile etkileşerek ve her birinin enerjisi 0.511 MeV olan iki foton yayınlanması sonucunda yok olur. Bu olaya annihilation (yok olma) denir. Meydana gelen bu fotonlar kristal içinde etkileşmeye yaparak ya da bütün enerjilerini bırakarak ya da kristal dışına kaçarak bir kısım enerjiyi alıp götürürler. Yok olma fotonlarından birinin veya ikisinin kristalden kaçmasıyla spektrumda farklı enerjide pikler görülür.



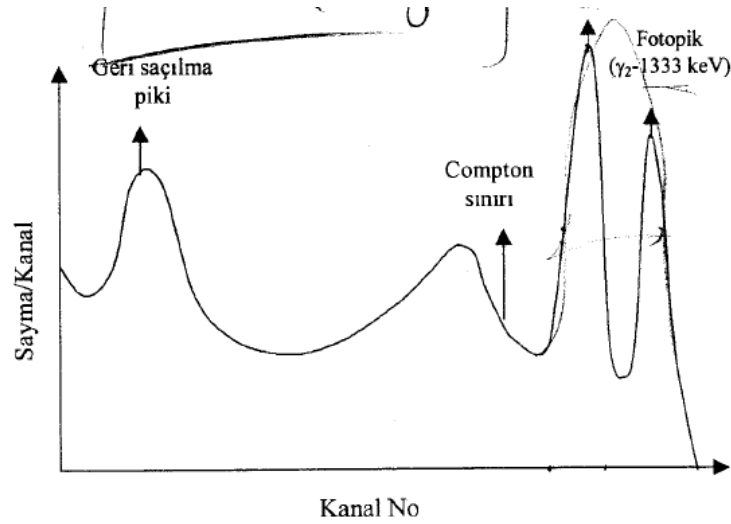
Şekil 6. Cs-137 Gamma spektrumu

Rezolüsyon (Ayrırma Gücü)

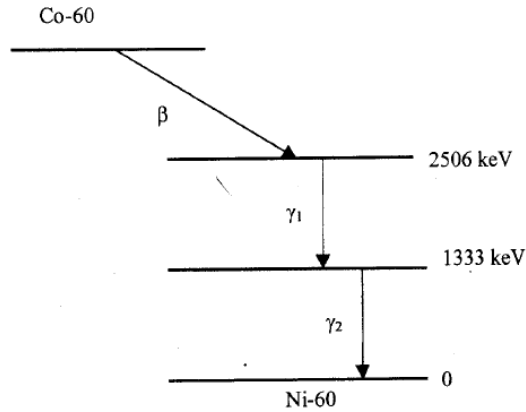
Şekil-7'deki Co-60 spektrumuna bakıldığında 1.173 ve 1.333 MeV'lik fotopiklerin birbirlerinden hemen ayrıldığını görürüz. Enerjideki bu %13'lük farkı detektör kolaylıkla ayırmıştır. Bir detektörün iki gamma pikini birbirinden ayırma yeteneğine ayırma gücü denir. Bir NaI(Tl) detektörü için rezolüsyon basitçe,

$$R = \frac{\Delta C}{C} \times 100\% \quad (8)$$

olarak tanımlanır. Burada ΔC fotopikinin yarı yüksekliğinin kanal cinsinden genişliği ve C fotopikinin maksimumuna ait kanal numarasıdır.



Şekil 7. Co-60 Gamma spektrumu



Şekil 8. Co-60'ın parçalanma şeması

DENEYİN YAPILIŞI

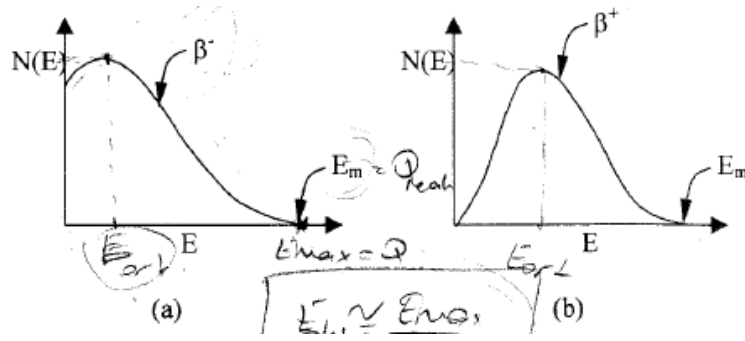
- 1- Enerji Kalibrasyonu: Cs-137, Na-22, Am-241 ve Co-60 kaynaklarının ayrı ayrı, çok kanallı analizörü kullanarak, spektrumlarını kaydediniz. Bu spektrumlarda her bir gammaya ait fotopikin tepe noktasına karşılık gelen kanal numarasını saptayınız. Kanal numarasına karşı gamma enerjilerini bir grafik kağıdına geçirerek enerji kalibrasyonu grafiğini çiziniz.
- 2- Bilinmeyen bir kaynağın spektrumunu kaydediniz. Bu spektrumdan fotopikin kanal numarasını bulunuz. Kalibrasyon grafiğini kullanarak kanal numarasına karşılık gamma enerjisini, dolayısıyla radyoizotopun cinsini tayin ediniz.
- 3- Cs-137 izotopuna ait gamma spektrumunu kaydediniz. Bu spektrumdan compton sınır enerjisini aşağıdaki yolla bulunuz: Compton düzlüğüne ait ortalama kanal başına saymayı bulunuz. Bunun için spektrometrenin integral hesaplama programını kullanınız. Aynı şekilde Comptonun bittiği sınır ile fotopikin başlangıcı arasındaki bölgede ortalama kanal başına saymayı bulunuz. Bu iki ortalama değerin ortalamasından elde edilen sayıya karşı gelen kanal sayısı Compton sınırına karşılık gelen kanaldır. Kalibrasyon grafiğinden Compton sınır enerjisinin değerini bulunuz. Bulduğunuz bu değeri, teorik olarak hesaplayacağınız Compton sınır enerjisi değeriyle karşılaştırınız.
- 4- Spektrumdan geri saçılma pikinin maksimum değerine karşılık gelen kanal sayısını bulunuz. Kalibrasyon eğrisini kullanarak geri saçılma pikinin enerjisini bulunuz. Bulduğunuz değeri kuramsal değerle karşılaştırınız.
- 5- Cs-137 izotopuna ait spektrumdan fotopiki kullanarak sayaç rezolüsyonunu hesaplayınız.

DENEY V

BETALARIN SOĞURULMASI VE MENZİL-ENERJİ BAĞLILIĞI

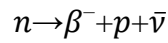
GİRİŞ

β parçacıkları, sıfırdan bir maksimuma kadar değer alan sürekli enerjili elektronlar (β^-) veya pozitronlar (β^+)'dır. Şekil 1'de tek çeşit β yayımlayan bir beta kaynağından yayımlanan betaların enerji spektrumları görülmektedir.

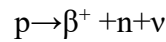


Şekil 1. (a) β^- , (b) β^+ parçacıklarının enerji spektrumu. $N(E)$, E enerjili β parçacıklarının sayısıdır.

Bir çekirdeğin β^- parçalanması olayı, çekirdekteki nötronun proton ve elektrona dönüşmesi ve bunlarla birlikte bir antinötrino yayınlanmasıdır. Bu olay,



denklemleri ile gösterilebilir. Aynı şekilde β^+ yayınlanma olayının denklemi ise,



şeklinde dir. Parçalanma enerjisi bu üç parçacık arasında paylaşılır. Bu nedenle β 'lar sıfır ile E_{max} arasında sürekli bir enerji dağılımına sahiptirler.

Genel olarak bir çekirdek ister β^- ister β^+ yayınlarak bozunuma uğrasın sürekli bir β spektrumu şu özelliklere sahiptir:

1- Dağılım belli bir maksimum noktada en muhtemel enerjiye sahip olup, bunun değeri, bozunuma uğrayan çekirdeğe bağlıdır.

2- Dağılım bir uç-nokta enerjisine sahiptir ve bu değer yaklaşık olarak reaksiyon parçalanma enerjisine eşittir.

3- Farklı enerjilerde yayınlanan β parçacıklarının sayıları farklı olduğundan ortalama bir enerjiden söz edilir.

Birçok durumda ortalama enerji,

$$\bar{E} = \frac{E_{max}}{3} \quad (1)$$

dir.

BETALARIN SOĞURULMASI

Betaların madde içinde soğurulmasına ait eğriler karakteristik bir üstel yapı gösterir. Soğurucu madde kalınlığı arttıkça geçen β kesri hemen hemen üstel bir azalma gösterir. Soğurucu madde kalınlığı β 'ların maksimum menzillerine eşit olduğu zaman β şiddeti de sıfıra düşer. Bu nedenle bir radyoaktif çekirdekten yayınlanan β 'lar için üstel soğurma kanunu yaklaşık olarak geçerlidir. Soğurma eğrisinin büyük bir kısmı

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

ifadesi ile gösterilebilir. Burada μ , 1/cm biriminde, cm başına azalan β sayısıdır ve lineer zayıflama katsayısı olarak tanımlanır. x de cm biriminde soğurucu kalınlığını gösterir. μ katsayısının soğurucu ortamın yoğunluğuna bağlılığı kaldırmak için, ρ (g/cm^3) soğurucu ortamın yoğunluğu olmak üzere,

$$\mu_m \left[\frac{cm^2}{g} \right] = \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{1}{cm} \right] \left[\frac{g}{cm^3} \right] \quad (3)$$

μ_m kütle soğurma katsayısı tanımlanmıştır. Bu durumda soğurucu kalınlığı,

$$d \left[\frac{g}{cm^2} \right] = x\rho \quad (4)$$

şeklinde tanımlanır. Kütle soğurma katsayısı μ_m ve soğurucu kalınlığı d 'ye bağlı olarak Eşitlik (2)'deki üstel soğurma kanunu,

$$I = I_0 e^{-\mu_m d} \quad (5)$$

olarak yazılabilir. Burada I_0 , kaynağın önünde soğurucu ortam yokken, yani $d=0$ olduğu zaman kaynağın şiddeti, I , d kalınlığındaki soğurucuyu geçtikten sonraki şiddeti gösterir. Dedektörde sayılan sayma hızı kaynağın şiddeti ile orantılıdır. Uygulamada şiddet yerine sayma hızları alınabilir. Bu durumda $I_0=N_0$ soğurucusuz sayma hızı, $I=N$, d kalınlığında soğurucu ortam varken alınan sayma hızı olmak üzere Eşitlik (5)

$$N = N_0 e^{-\mu_m d} \quad (6)$$

olur. Eşitlik (6)'nın her iki tarafının doğal logaritması alınır,

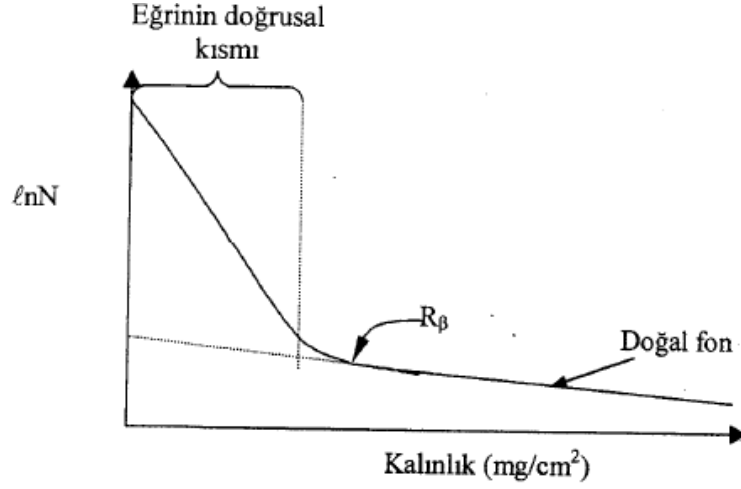
$$\ln N = \ln N_0 - \mu_m d \quad (7)$$

eşitliği elde edilir. Eşitlik (7) eğimi μ_m olan doğrusal bir denklemdir. $\ln N-d$ grafiği çizilerek grafiğin doğrusal kısmının eğiminin mutlak değerinden μ_m hesaplanır.

Kaynağın şiddetinin yarıya düşmesi için gerekli soğurucu ortam kalınlığı olarak tanımlanan yarı-kalınlık değeri,

$$d_{1/2} = \frac{0.693}{\mu_m} \quad (8)$$

eşitliği ile hesaplanır. Şekil 2'de Alüminyum soğurucu kalınlığının fonksiyonu olarak geçen β 'ların değişimi görülmektedir.



Şekil 2. β 'ların şiddetinin soğurucu kalınlığına bağlı değişimi.

Soğurma eğrisinin doğal fon ile çakıştığı noktaya (R_β) nükleer menzil denir. Buradaki doğal fon β ışınlarının meydana getirdiği X ışınlarından (Bremsstrahlung) veya kaynağın yayınladığı gammalardan ve ortamdaki radyasyondan ileri gelir.

Bir β parçacığının menzili, β parçacığının enerjisine ve soğurucu ortamın cinsine bağlıdır. Bu nedenle sayma hızında gözlenen değişim beta parçacığının soğurucu ortamdaki menzilini ve parçacığın maksimum enerjisini bulmada kullanılabilir.

Soğurma eğrisinin doğal fon ile çakıştığı R_β noktası Şekil-2'de görüldüğü gibi nükleer β ışınlarının menzilini (maksimum erişim uzaklığı) verir.

β 'ların menzili ile maksimum enerjileri arasında deneysel bir bağıntı,

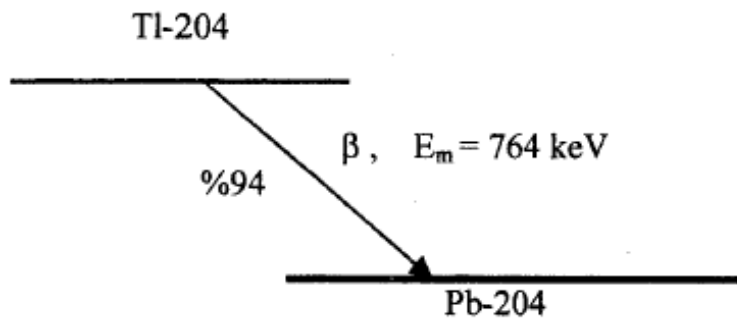
$$E_m = 1.84R_\beta + 0.212 \quad (9)$$

şeklinde yazılabilir. Burada R_β menzildir ve birimi g/cm^2 , E_m de MeV cinsinden maksimum enerjidir.

Bu deneye beta parçacıklarının çeşitli kalınlıklardaki ortam tarafından soğurulması incelenecektir.

DENEYİN YAPILIŞI

- 1- Geiger sayacı ile belli bir zaman aralığı için doğal fonu ölçünüz.
- 2- Parçalanma şeması Şekil 3'de verilen Tl^{204} kaynağını kullanarak belli bir zaman aralığında Geiger sayacı ile sayım hızı ölçünüz.
- 3- Geiger sayacı ile kaynak arasına çeşitli kalınlıklarda alüminyum levhalar koyarak belli bir zaman aralığı için sayım hızını ölçünüz.
- 4- Aldığınız sayım hızlarını (N), sayım hızlarının doğal logaritmasını alarak $\ln N$ değerlerini alüminyum levha kalınlığına bağlı olarak bir çizelgeye geçiriniz. Bu çizelge yardımıyla bir grafik kağıdına $\ln N$ 'nin grafiğini soğurucu ortamın kalınlığına (d [mg/cm^2]) bağlı olarak çiziniz.
- 5- Çizdiğiniz $\ln N-d$ grafiğinde grafiğin doğrusal olan kısmının eğimini alarak μ_m 'yi hesaplayınız. Kullandığınız soğurucu madde için, şiddetin yarıya düşmesi için gerekli madde kalınlığı olarak tanımlanan "yarı kalınlık" değerini Eşitlik (8)'den hesaplayınız.
- 6- Aynı grafikte eğrinin doğrusallıktan saparak doğal fon ile çakıştığı nokta R_β 'yi belirleyiniz ve β 'ların maksimum erişim uzaklığını bulunuz.
- 7- Bulduğunuz R_β değerini Eşitlik (9)'da yerine koyarak β 'ların maksimum enerjisini (E_m) hesaplayınız. Bulduğunuz değeri, Tl^{204} 'ten yayınlanan β 'ların gerçek $E_m=764$ keV değeriyle karşılaştırınız.



Şekil-3. Tl^{204} 'ün parçalanma şeması.

DENEY VI

MANYETİK BETA SPEKTROSKOPİSİ

GİRİŞ

β -parçacıklarının enerji dağılımlarını daha duyarlı ölçmek için çeşitli spektrometreler geliştirilmiştir. Bunların arasında manyetik beta spektrometresi önemli bir yer tutar. Bu konuda ilk çalışmalar 1919'da L. Baeyer ve O. Hahn tarafından yapılmıştır. Elektron demetini manyetik alanda saptırarak fotografik bir yöntemle kaydetmiştir. Daha sonra geliştirilen manyetik spektrometreler düşük enerjili betaların gözlenmesinde önemli bir yer tutmuştur.

Manyetik Alan ve Lorentz Kuvveti

Homojen manyetik alana sahip bir ortam içine v hızı ile giren q yüklü bir parçacığa, Lorentz kuvvet kanunu ile verilen bir kuvvet etki eder. Kuvvet vektörel çarpım şeklinde

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (1)$$

gösterilebilir. Bilindiği gibi \vec{v} ve \vec{B} vektörlerinin vektörel çarpımı, büyüklüğü $v \cdot B \cdot \sin\theta$ olan doğrultusu \vec{v} ve \vec{B} 'nin düzlemine dik ve yönü \vec{v} 'den \vec{B} 'ye döndürülen bir sağ vidanın ilerleme yönü olan bir üçüncü vektör olarak tanımlanır. Buna göre q yüklü parçacığa etki eden manyetik kuvvetin büyüklüğü

$$F = qvB \sin \theta \quad (2)$$

dır. Manyetik alandan geçen bir elektron, doğrultusu daima \vec{B} manyetik alanına ve o andaki v hızına dik, büyüklüğü hızın alana dik bileşeni ile orantılı olan F kuvveti ile hızlandırılır. \vec{F} ve \vec{v} 'nin doğrultuları arasındaki bu bağıntının önemli bir sonucu, parçacık, etkileyen manyetik kuvvete hep dik olarak hareket ettiği için, üzerinde hiçbir iş yapılmadığıdır. Bu nedenle manyetik alan içinde hareket eden parçacığın kinetik enerjisi, dolayısıyla hızı sabit kalmalıdır. Hızın doğrultusu değişebilir.

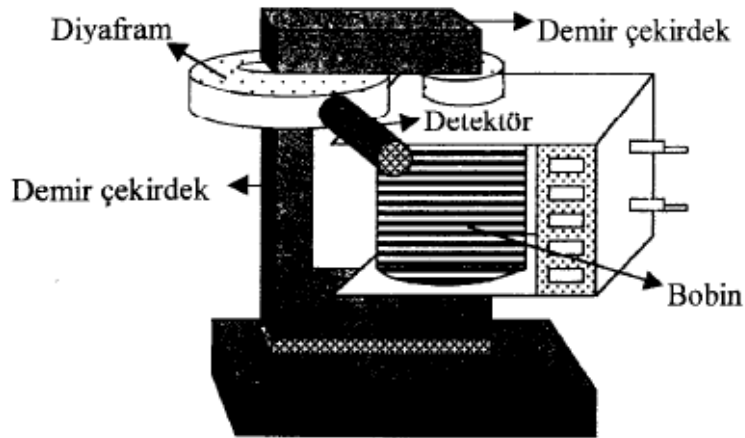
Parçacığın hızı manyetik alana dikse, manyetik kuvvetin büyüklüğü,

$$F = qvB \quad (3)$$

olur. Manyetik alan sürekli ve homojen ise yüklü parçacık r yarıçaplı dairesel bir yörünge çizer. Manyetik β spektrometresi bu temele dayanılarak yapılmıştır.

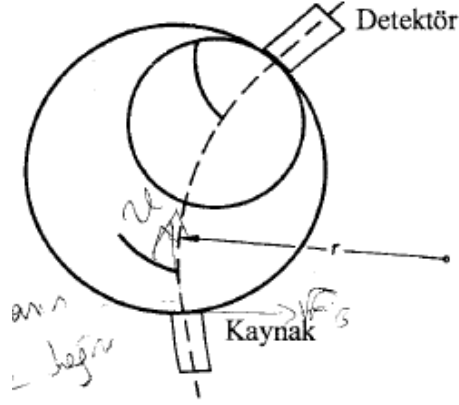
MANYETİK BETA SPEKTROMETRESİ

Homojen bir manyetik alanda hareket eden yüklü parçacıkların Lorentz kuvveti etkisi altında yaptıkları hareketlerinden yararlanarak manyetik beta spektrometresi yapılmıştır (Şekil 1).



Şekil 1. Manyetik β spektrometresi

Manyetik β spektrometresinde yüklü parçacığın izleyeceği yörünge yarıçapı sabit olmak üzere bu yörünge üzerine dedektör - kaynak sistemi yerleştirilecek bir diyafram bulunur (Şekil 2). Bobine uygulanan elektrik akımı yardımıyla diyafram üzerinde ve düzlemine dik, homojen bir manyetik alan oluşturulur.



Şekil 2. Diyaframın genel görüntüsü

Hız vektörü, manyetik alan vektörüne dik olacak şekilde diyafram içine giren bir β parçacığı manyetik alan kuvveti etkisinde kalır. Kuvvet Eşitlik(2)'den,

$$\vec{F}_B = e(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4)$$

olur. (4) ifadesi düzenlenirse;

$$F_B = evB \sin \theta \quad (5)$$

$\theta=90^\circ$ için

$$F_B = evB \quad (6)$$

olur. Aynı zamanda bu kuvvet merkezci kuvvettir. Buna göre F_m merkezci kuvvet olmak üzere,

$$F_B = F_m$$

$$eBv = \frac{mv^2}{r} \quad (7)$$

olur. Burada:

e : β parçacığının yükü

v : β parçacığın hızı

B : manyetik alan şiddeti

r : yörünge yarıçapı

Parçacığın momentumu,

$$p = mv \quad (8)$$

ile ifade edilir. Eşitlik (7)'den momentum ifadesi düzenlenirse,

$$p = eBr \quad (9)$$

olarak bulunur. β parçacıkları yüksek hıza sahip oldukları için relativistik etki de göz önüne alınarak, parçacığın toplam enerjisi

$$E = E_k + m_0c^2 \quad (10)$$

olarak yazılır. Burada;

E_k parçacığın kinetik enerjisi, m_0 parçacığın durgun kütlesi, c ışık hızı olmak üzere; m_0c^2 parçacığın durgun kütle enerjisidir.

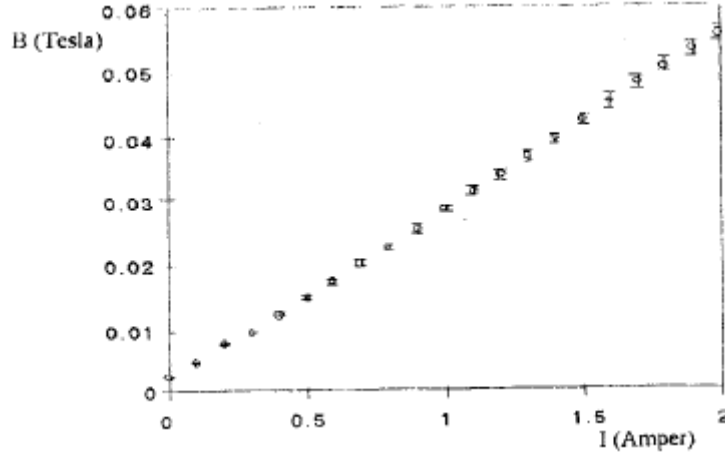
Enerji momentum ilişkisi ise

$$E^2 = p^2c^2 + m_0^2c^4 \quad (11)$$

ile verilir. Eşitlik (9) ve (10), Eşitlik (11)'de yerine konursa beta parçacığının kinetik enerjisi

$$E_k = \sqrt{(eBrc)^2 + m_0^2c^4} - m_0c^2 \quad (12)$$

manyetik alan şiddetine bağlı olarak elde edilir. Eşitlik (12)'den görüldüğü gibi belli bir enerjiye sahip yüklü parçacığı sabit bir yörüngede harekete zorlamak için belli bir manyetik alan şiddetine gerek vardır. Farklı enerjideki parçacıkları aynı yörüngeye sokmak için manyetik alan şiddetini değiştirmek gerekir. Manyetik alan şiddetini değiştirmek için de bobine uygulanan elektrik akımı değiştirilmelidir. Bobine uygulanan elektrik akımı ile oluşan manyetik alanın değişimi deneysel olarak Şekil 3'deki gibi bulunur.



Şekil 3: Manyetik alan - akım kalibrasyon eğrisi.

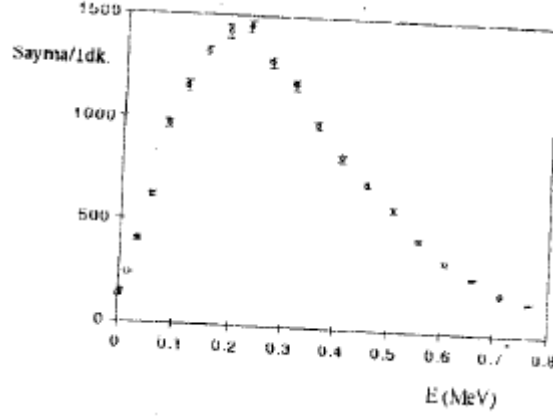
Bu değişime karşılık bir analitik ifade,

$$B(\text{Tesla}) = 0.0386I(\text{Amper}) + 0.00078 \quad (13)$$

şeklinde tanımlanabilir. Eşitlik (13), Eşitlik (12)'de yerine konursa kinetik enerji-akım(I) ilişkisi bulunur.

$$E_k = \sqrt{(e(0.0386I + 0.00078)rc)^2 + m_0^2c^4} - m_0c^2 \quad (14)$$

Eşitlik (14)'te görüldüğü gibi akımı değiştirerek hangi enerjideki parçacıkları saydığımızı bulabiliriz. Her akım değerinde belli bir süre sayma alınırsa ve bu saymalara karşılık enerji grafiği çizilirse Şekil 4'te görüldüğü gibi sayılan radyoizotopun β spektrumu elde edilir.

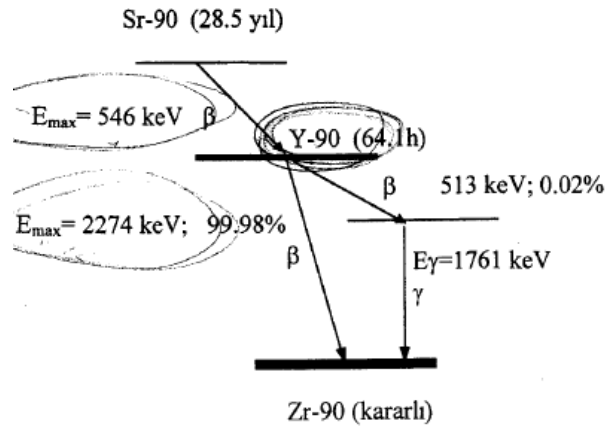


Şekil 5: Sr-90 radyoizotopunun manyetik beta spektrometresi ile elde edilen β spektrumu.

Bu spektrumun tepe noktasına karşılık gelen enerji değeri maksimum enerji değerinin yaklaşık üçte birine eşittir. Bu özellik β -parçacıklarının enerji spektrumlarının karakteristik bir özelliğidir. E_h parçacıkların ortalama enerjisi (tepe değerine karşılık gelen enerji)

$$E_h \cong \frac{E_{max}}{3} \quad (15)$$

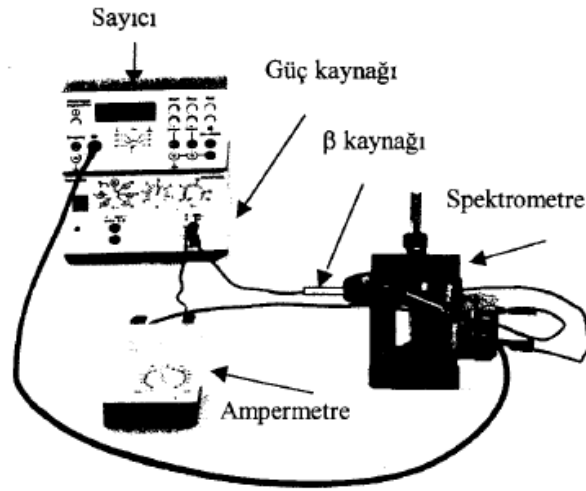
dir. Eşitlik (15)'ten yararlanarak E_{max} yaklaşık olarak elde edilir.



Şekil 6. Sr-90/Y-90 radyoizotopunun parçalanma şeması.

DENEYİN YAPILIŞI

- 1- Spektrometrede B manyetik alanın yönünü belirleyin.
- 2- Uygulanan akımı 2 Ampere kadar 0.1 amper aralıklarla arttırarak 1 dakika süresince saymalar alınız.
- 3- Akım değerlerine karşılık gelen enerji değerlerini EŞitlik (14)'ten bulunuz.
- 4- Saymalara karşılık enerji grafiğini çiziniz.
- 5- Çizdiğiniz grafikten spektrumun tepe değerine karşılık gelen enerjiyi belirleyiniz.
- 6- Beta parçacıklarının maksimum enerjisini EŞitlik (15)'ten bulunuz.



Şekil 7. Manyetik beta spektrometresi deney düzeneği.

Not: Dedektör sisteminin bulunduğu masayı sallamayınız.

DENEY VII

FOTON ZAYIFLAMA KATSAYISININ ENERJİYE BAĞLI DEĞİŞİMİNİN İNCELENMESİ

GİRİŞ

Bir madde içinden geçmekte olan X-ışınları ve γ -ışınları demetinin şiddeti üstel zayıflama kanununa göre azalır. I şiddeti ile Δx kalınlığındaki bir madde üzerine dik olarak gelen foton demetinin şiddetindeki değişme

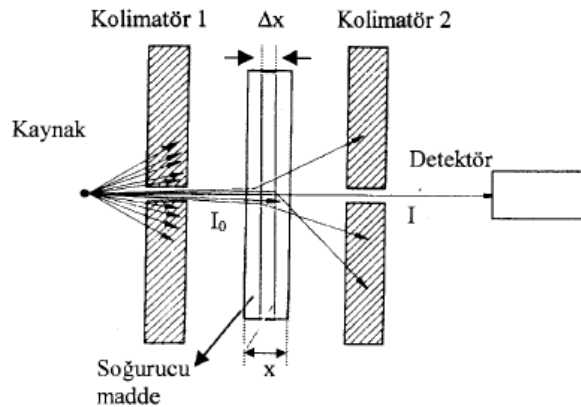
$$\Delta I = -\mu I \Delta x \quad (1)$$

ile verilir. Burada μ , orantı sabiti olup lineer zayıflama katsayısı olarak adlandırılır.

Lineer zayıflama katsayısı μ , verilen ortamın cinsine ve fotonların enerjisine bağlıdır. Eşitlik (1)'deki negatif işaret artan kalınlık ile şiddetin azaldığını gösterir. Homojen bir ortam için μ sabit olduğundan eşitlik (1)'in integrali alınıp $x = 0$ için $I = I_0$ olduğu göz önüne alınarak,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

bulunur. Bu bağıntı γ -ışını demetinin madde kalınlığı ile üstel olarak azaldığını gösterir. Eşitlik (2)'de ortam kalınlığı cm olarak verilmiş ise, μ 'nün birimi "1/cm" dir.



Şekil 1. Gamma ışınlarının şiddetindeki azalmayı gösteren deney düzeneği.

Gammaların madde ile etkileşerek enerji kaybetmesine neden olan başlıca üç temel olay vardır.

- 1- Fotoelektrik olay
- 2- Compton saçılması
- 3- Çift yaratılma

Bu üç olay birbirinden bağımsızdır. Eşitlik (1)'e benzer şekilde,

$$(\Delta I)_{f.e} = -\mu_{\tau} I \Delta x$$

$$(\Delta I)_{C.S} = -\mu_{\sigma} I \Delta x$$

$$(\Delta I)_{\zeta,y} = -\mu_{\kappa} I \Delta x$$

yazılabilir. Burada μ_{τ} , μ_{σ} , μ_{κ} sırasıyla fotoelektrik etkileşme, Compton saçılması ve çift oluşum için lineer zayıflama katsayılarıdır. Bunların üçünü birlikte toplayarak,

$$\begin{aligned} I &= (\Delta I)_{f.e} + (\Delta I)_{C.S} + (\Delta I)_{\zeta,y} \\ &= -(\mu_{\tau} + \mu_{\sigma} + \mu_{\kappa}) I \Delta x \end{aligned}$$

yazılabilir. Bu durumda,

$$\mu = \mu_{\tau} + \mu_{\sigma} + \mu_{\kappa}$$

olur. Düşük enerji bölgesinde (yaklaşık 1.3 MeV'den daha aşağı bölgelerde) çift oluşum olayının etkisi ihmal edilebileceğinden, bu bölgede,

$$\mu = \mu_{\tau} + \mu_{\sigma}$$

olarak alınabilir.

Bu deneyde amaç, foton enerjisine bağlı olarak lineer zayıflama katsayısının değişiminin incelenmesidir.

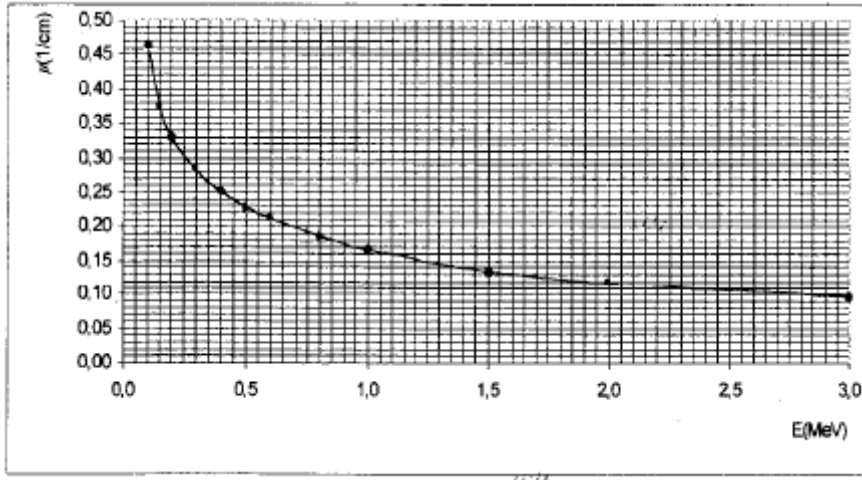
DENEYİN YAPILIŞI

- 1- Gamma spektrometresini kullanarak Cs-137'nin gamma spektrumunu uygun bir zaman aralığında elde ediniz.
- 2- Cs-137 kaynağı ile dedektör arasına çeşitli kalınlıklarda alüminyum levhalar yerleştirerek deneyi tekrarlayınız.
- 3- Elde edilen spektrumlardan Cs-137 izotopuna ait 662 keV enerjili fotopiklerin alanlarını belirleyiniz.
- 4- Bu alanları I ile göstererek alüminyum kalınlığına karşı $\ln I$ 'nin değişimini grafik kağıdına çiziniz. Eşitlik (2)'de her iki tarafın logaritması alınırsa,

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

doğrusal denklemi elde edilir. Bu doğrusal denklemin eğimi μ zayıflama katsayısını verir. $\ln I$ - x grafiğinden doğrunun eğimini alarak μ zayıflama katsayısını bulunuz. Bulduğunuz μ değeri Alüminyumun 662 keV enerjili γ -ışını için toplam lineer zayıflama katsayısını verecektir.

- 5- Aynı deneyi Na-22 (511 keV) ve Am-241 (59.6 keV) kaynakları için tekrarlayınız.
- 6- Elde ettiğiniz değerleri kullanarak toplam lineer zayıflama katsayısının (μ) enerjiye bağlı değişimini grafik kağıdına çiziniz. Şekil-2'deki değerlerle karşılaştırınız.



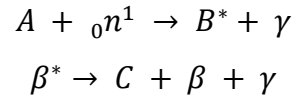
Şekil 2. Toplam foton zayıflama katsayısının enerjiye bağlı değişimi (Alüminyum ortamı için)
(Photon Mass Attenuation and Energy-Absorption Coefficients From 1 keV to 20 MeV, 1982,
J.H. HUBBELL)

DENEY VIII

NÖTRON AKTİVASYON YÖNTEMİ İLE TESİR KESİTİ ÖLÇÜLMESİ

GİRİŞ

Başlangıçta kararlı A çekirdeği folil şeklinde, nötron akısı altında t_1 süresince ışınlanarak B^* aktif çekirdeğine dönüşür. Daha sonra B^* çekirdeği parçalanarak kararlı C çekirdeği haline gelir. Reaksiyon:



şeklindedir. Aktif çekirdek sayısının t_1 süresince değişim hızı; çekirdeğin oluşum hızı ile parçalanma hızı arasındaki farka eşittir.

$$\frac{dN}{dt} = N_T \sigma_A \phi - \lambda N \quad (1)$$

Burada;

N = Oluşan aktif çekirdek sayısı

λ = B^* çekirdeğinin parçalanma sabiti

ϕ = Nötron akısı

σ_A = Aktivasyon tesir kesiti

N_T = Folide mevcut çekirdek sayısıdır.

Parçalanma sabiti yarı ömür bağılılığı,

$$\lambda = \frac{0.693}{T_{1/2}}$$

şeklindedir. Folide mevcut çekirdek sayısı,

$$N_T = \frac{mN_A f}{W}$$

bağıntısı ile verilir. Burada,

m = Foilin kütlesi (3.841 g)

W = Foilin atom ağırlığı (107.868)

N_A = Avogadro sayısı (6.025×10^{23} atom/mol)

f = İzotopun % bolluğu (Ag-109 için %48.65)

$T_{1/2}$ = Aktif çekirdeğin yarılanma süresi (Ag-110 için 24.6 s)

olarak verilir. Eşitlik (1) ile verilen diferansiyel denklemin çözümü sonucu, t_1 süresince oluşan B^* aktif çekirdek sayısı,

$$N = \frac{N_T \sigma_A \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) \quad (2)$$

olarak bulunur.

Başlangıçta $t_1 = 0$ için aktif çekirdek yoktur ve foil sonsuz zaman süresince ışınlırsa, $t_1 = \infty$ için aktif çekirdek sayısı,

$$N = \frac{N_T \sigma_A \phi}{\lambda}$$

değerine ulaşır.

Aktiflenme tamamlandıktan sonra sayaca getirilinceye kadar t_b süre bekletilen foilde, sayıma başladığı anda kalan aktif çekirdek sayısı,

$$N_1 = N e^{-\lambda t_b}$$

$$N_1 = \frac{N_T \sigma_A \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_b} \quad (3)$$

kadardır. Sayacta t_s süresince sayılan foilden, sayma sırasında parçalanacak çekirdek sayısı,

$$\Delta N_1 = N_1(1 - e^{-\lambda t_s}) \quad (4)$$

olduğundan bu süre boyunca verimi ε olan sayma sisteminde gözlenebilecek sayma miktarı,

$$N_s = \varepsilon \Delta N_1 \quad (5)$$

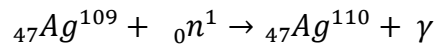
olacaktır. Eşitlik (3), (4) ve (5) yardımıyla nötron aktivasyon tesir kesiti,

$$\sigma_A = \frac{N_s \lambda e^{\lambda t_b}}{N_T \varepsilon \phi (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_s}} \quad (6)$$

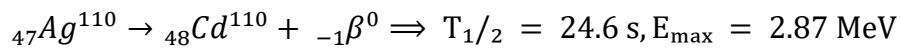
şeklinde bulunabilir.

Deneyde doğal gümüş içerisinde %48.65 oranında bulunan Ag-109 izotopunun nötron aktivasyon tesir kesiti belirlenecektir. Bu amaçla kütlesi $m = 3.841$ g olan gümüş folil, Deney-1(Gümüş izotoplarının yarı ömürlerinin belirlenmesi)'de özellikleri açıklanan Ra-Be nötron kaynaklı standart pilde z yönünde kaynaktan 4 cm uzaklıkta nötron akısının $\phi = 8643 \pm 370$ n/cm² s olduğu noktada t_1 süre ışınlanır.

Reaksiyon,



şeklinde olup, ışınlama sonucu oluşan Ag-110 radyoizotopu β parçalanması yaparak Cd-110'a dönüşür.



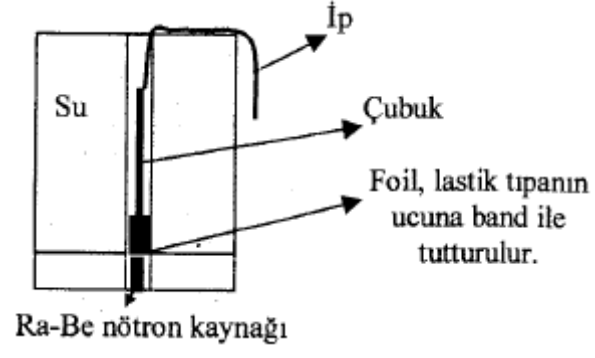
İşinlandıktan sonra nötron kaynağından çıkartılan folilin sayma sistemine yerleştirilip saymaya başlandığı ana kadar geçen t_6 bekleme süresi kronometre ile ölçülür. Sayma verimi belirli bir G-M sayma sistemine yerleştirilen folil t_s süresince sayılarak N_{sb} sayması alınır. t_s süresi kadar süreyle doğal fon sayması N_b sayılır. Folilin net sayması,

$$N_s = N_{sb} + N_b \quad (7)$$

dir. Ölçülen değerler Eşitlik(6)'da yerine konularak Ag-110 radyoizotopunun nötron aktivasyon tesir kesiti σ_A hesaplanır.

DENEYİN YAPILIŞI

- 1- Sayma verimi $\varepsilon = 1.45 \times 10^{-2}$ olan G-M sayacı ile $t_s = 30$ saniye süresince doğal fonu sayınız. Aldığınız doğal fon sayması N_b 'yi kaydediniz.
- 2- Gümüş folili nötron kaynağına yerleştirmek için Şekil-1'de görülen, ucunda lastik bir tıpa bulunan çelik çubuk kullanılır. Gümüş folil lastik tıpanın üzerine koyunuz ve yapışkan bandla tıpayı tutturunuz. Şekil-1'de gösterilen nötron kaynağının üzerinde bulunan su dolu silindirin tankın ortasındaki içi boş borunun içerisine çelik çubuğu sallandırarak foili, kaynağına yerleştiriniz. Folili kaynağına yerleştirir yerleştirmede kronometreyi çalıştırınız ve ışınlama süresini başlatınız. $t_1 = 2$ dakika süre ile foili ışınlayınız. Foili kaynağına koyduktan sonra kaynaktan uzaklaşınız.
- 3- Foili nötron kaynağından çıkartıp sayma sistemine yerleştiriniz. Bu işlem süresince geçen bekleme zamanı t_b 'yi ölçünüz.
- 4- $t_s = 30$ saniye süresince foili sayınız. Aldığınız N_{sb} sayma değerini kaydediniz. Foilin net saymasını Eşitlik(7)'den hesaplayınız.
- 5- Bulduğunuz değerleri Eşitlik(6)'da yerine koyarak σ_A aktivasyon tesir kesitini bulunuz.



Şekil 1. Foilin nötron kaynağına yerleştirilmesi.

KAYNAKLAR

- [1] ARYA, A.P. 1970. Fundamentals of Nuclear Physics. Allyn & Bacon Inc.
- [2] Berkeley Fizik Laboratuvarı. 1974. Hacettepe Üniversitesi Yayınları A9
- [3] Canberra Laboratory Manual 1977.
- [4] DELENAY, C.F.G., E.C. FINCH. 1992. Radiation Detectors. Clarendon Press, Oxford.
- [5] DİNÇER, S., C. ÖZMUTLU. 1973. Sayaçlar ve Sayma Tekniği. ANAM.
- [6] Duggan J.L. 1988. Laboratory Investigations in Nuclear Science.
- [7] EVANS, R.D. 1955. The Atomic Nucleus. McGraw-Hill Book Company, Inc.
- [8] HUBBELL, J.H. 1969. Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients And Energy Absorption Coefficients From 10 keV to 100 GeV, Nat. Stand. Ref. Data Ser. NSRDS-NBS 29.
- [9] PRICE, W.J. 1964. Nuclear Radiation Detection. McGraw-Hill Series in Nuclear Engineering, U.S.A.
- [10] TANYEL, B. 1994. Nükleer Fizik. Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Ders Kitapları Serisi No:139.

TEŞEKKÜR

Bu kitabın hazırlanmasında yardımcı olan değerli hocamız Prof. Dr. Haldun ÖZYOL'a teşekkür ederiz.