

134, 5

ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

59,5 keV ENERJİLİ GAMA IŞINLARI KULLANILARAK Al, Sn ve Ta'da
ATOM BAŞINA TOPLAM COMPTON SAÇILMASI DİFERANSİYEL TESİR
KESİTLERİNİN FARKLI AÇILARDA ÖLÇÜLMESİ

Yakup KURUCU

T. C.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

Yönetici: Yrd.Doç.Dr.Yusuf ŞAHİN

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

Bu çalışmada, alüminyum, kalay ve tantalyumun Compton saçılması diferansiyel tesir kesitleri deneysel olarak bulunmuştur.

Radyoaktif Am-241 kaynağından yayınlanan 59540 eV'luk γ fotonları 25 μ m ve 50 μ m kalınlığında ve 10mm çapındaki dairesel numuneler üzerine düşürülerek 81°, 85,5°, 90° ve 94,5°'lik açılarla saçılan fotonlar uygun bir deney geometrisinde sayılmışlardır. Sayma işleminde, 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 190 eV olan bir Ge(Li) dedektörüyle irtibatlı olan ND-66B çok kanallı analizör kullanılmıştır.

Temel sayma, numune tutucularından ve havadan saçılma etkilerini gidermek için numunesiz ölçümler alınmıştır.

Numune üstüne kaynaktan gelen ve numune atomlarıyla etkileşen fotonların tesbiti için geçirme (transmission) ölçümleri yapılmıştır. Ayrıca dedektör verimi ölçülmüştür. Kullanılan numunelerdeki atomların sayısı geometrik metodlarla bulunmuştur.

Numune ile dedektöre gelen foton sayıları denel olarak tesbit edildiğinden ve bunlar kullanılan metodun sağladığı sonuç bağıntısına geometri faktörünü yok edecek şekilde girdiklerinden yardımcı kaynaklara ihtiyaç duyulmadan, toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesitleri doğrudan bir metodla ölçülebilmıştır.

Sonuçta alüminyum, kalay ve tantalyum için toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesiti değerlerinin diğer araştırmacılar tarafından daha önce bulunan deneysel ve teorik değerlerle uyum içinde oldukları gözlenmiştir.

SUMMARY

In this work, Compton scattering differential cross section of Al, Sn and Ta have been measured at four scattering angles $\phi = 81^\circ, 85,5^\circ, 90^\circ$ and $94,5^\circ$.

The Compton scattering of 59540 eV γ -rays from an Am-241 point source by cylindrical targets of Al, Sn and Ta with 25 μ m and 50 μ m thickness and 10mm diameter. The data are collected by a Ge(Li) dedector having full width at half maximum of 190eV at 5.9 keV coupled to a ND-66B multichannel analyser.

To eliminate the unwanted effects a background spectrum of the photons which are scattered from air and sample holders is obtained after each data collection from the samples.

Dedection efficiency of the system and the transmission factor of samples are also determined experimentally. The number of the atoms contained in the samples is found by a gravimetric methods.

Total Compton scattering differential cross section are measured by a direct method without need of and auxiliary source the geometric factors are eliminated easily. Since the N_c and N_{nc} the number of photons coming on the samples and dedector determined experimentally and they took place as a ratio in the last expression.

The experimentally determined total Compton scattering differential cross section values of Al, Sn and Ta for 59540 eV γ -rays are agree with the other experimental and teoritical values.

TEŞEKKÜR

Bu tezin gerçekleŐmesinde çok değerli gÖrüşleriyle yardımlarını esirgemeyen tez hocam sayın Yrd.Doç Dr. Yusuf ŞAHİN'e en içten Őükranlarımı arzederim.

ÇalıŐmalarım boyunca büyük fedekarlıkta bulunan grup arkadaşlarım ArŐ. Gör. S.Zeki ERZENEÖĐLU, ArŐ.Gör.Rıdvan DURAK ve numunelerin temininde yardımcı olan Ankara Nükleer AraŐtırma ve Eęitim Merkezi Nükleer Fizik Grubu elemanları ile Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü elemanlarına teşekkür ederim.

Yakup KURUCU

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
SUMMARY	ii
TEŞEKKÜR	iii
1- GİRİŞ	1
2- GAMA VE X-IŞINLARI	3
2.1. Gama ve X-Işınlarının Oluşumu	3
2.1.1. Gama ve X-Işınlarının Maddeyle Etkileşmesi	8
A- Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması	9
a. Fotoelektrik Olayı	9
b. Çift Yaratılma	11
B- Elektromagnetik Radyasyonun Saçılması	11
1. Koherent Saçılma	12
a. Thomson Saçılması	12
b. Rayleigh Saçılması	13
c. Delbrück Saçılması	14
d. Nükleer Rezonans Saçılma	14
2. İnkohherent Saçılma	15
a. Compton Saçılması	15
b. Nükleer Saçılma	19
c. Raman Saçılması	19
3- TESİR KESİTİ	20
3.1. Koherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesiti	21
3.2. Atomik Form Faktörü $F(x,Z)$ nin Genelleştirilmiş İfadeleri	22
3.3. İnkohherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesiti	23

3.4. Hartree-Fock Metoduna Göre İnkohherent Saçılma Fonksiyonu $S(x,Z)$ Bağlantıları	24
4. COMPTON SAÇILMASI DİFERANSİYEL TESİR KESİTİNİN ÖLÇÜLMESİ	26
4.1. Li Sürüklenmiş Katı Hal Sayaçları	26
4.2. Deney Sistemi	28
4.3. Numunelerin Hazırlanması	30
4.4. Ölçümler ve Hesaplamalar	31
5- SONUÇ VE TARTIŞMA	38
6- KAYNAKLAR	40

1. GİRİŞ

Bu tez, alüminyum, kalay ve tantalyum numunelerinde toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesitlerinin doğrudan bir metotla deneysel olarak hesaplanmasını ihtiva etmektedir.

Compton olayı üzerine çalışmalar, 1895'te Röntgen'in X-ışınlarını ve 1900'de Villard'ın Radyumdan yayınlanan γ -ışınlarını keşfetmesinden sonra başlamıştır¹.

Compton saçılmasına uğramış ışınlar, atom, molekül ve katının elektronik yapısı hakkında bilgi vermektedir². Ayrıca bu olayın tesir kesitinin tam olarak bilinmesi, radyasyonu azaltmada, reaktör kaplamada, endüstriyel radyografide, medikal fizikte, taşıma ve enerji depolamada ve diğer alanlardaki değişimlerin incelenmesinde faydalıdır³. Son yıllarda saçılma piklerinden istifadeyle özellikle yaşlı ve hafif matrisli numunelerde tahribatsız olarak miktar analizleri yapılmaktadır⁽⁴⁻⁸⁾. Bu sebeplerden dolayı birçok araştırmacı elektromagnetik radyasyonun madde ile inkoherent etkileşmesi konusunda çalışmışlardır.

K-tabakası elektronlarından bir fotonun inkoherent saçılması bu tabakadan bir elektronun sökülmesini gerektirir. Elektron söküldükten sonra atom tarafından yayınlanan X-ışınları ve tesadüfi saçılan γ -ışınları gözönüne alınarak bağlı elektronlardan γ -ışınlarının inkoherent saçılması incelenebilir⁽⁹⁻¹⁸⁾.

Bazı araştırmacılar, iyi bilinen bir foton akısıyla hedefi bombardıman edip buradan yayınlanan K-tabakası floresan X-ışınlarının şiddetini ölçerek tesir kesiti çalışmışlardır⁽¹⁹⁻²²⁾.

Diğer bir kısım araştırmacılar ise, hedeften inkohherent saçılan fotonların şiddetlerini ölçmekle tesir kesitini bulmaya çalışmışlardır. Bu metodun esası, başlıca küçük açılarda hedeften Compton ve elastik saçılmış fotonların oluşturduğu pik alanlarının ölçümü ve bunların karbon veya alüminyum gibi küçük atom numaralı hedeflerle elde edilmiş Compton piki alanlarıyla direk mukayesesine dayanmaktadır (23-27).

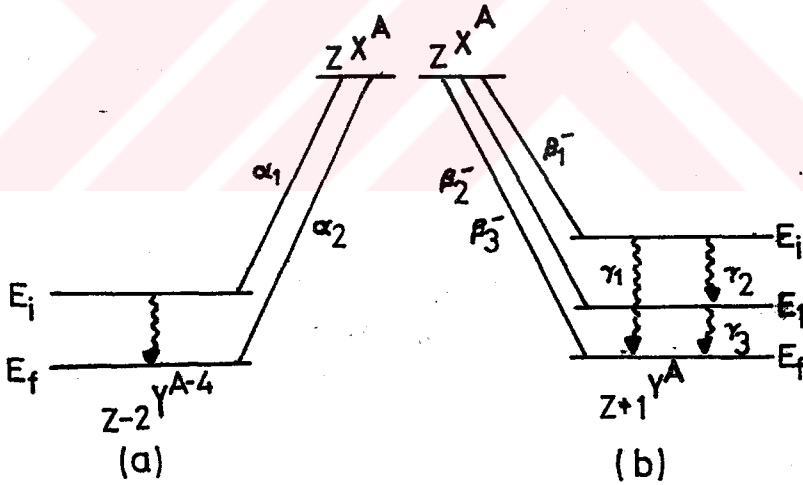


2.GAMA VE X-IŞINLARI

2.1. Gama Ve X-Işınlarının Oluşumu

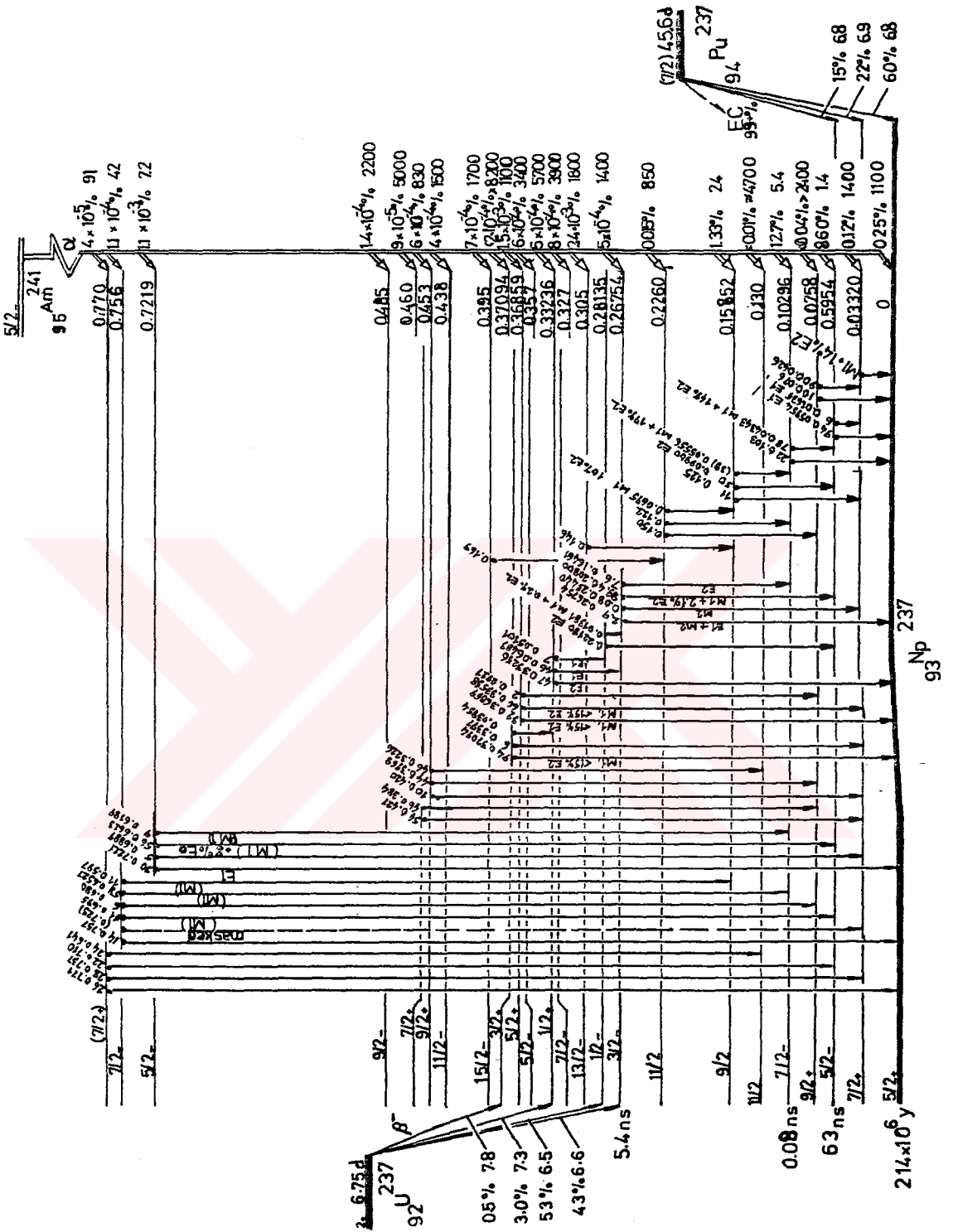
Gama ışınları genellikle, bombardıman edilerek, bir α (alfa), bir β (beta) parçacığı yayımlanması veya elektron yakalamasıyla uyarılmış duruma geçen çekirdeklerin daha düşük enerji seviyelerine geçerken yayımlanmış oldukları elektromagnetik radyasyon olarak tarif edilmektedir. Bunların elektrik ve magnetik alandan etkilenmedikleri, yüksek girme gücüne sahip oldukları ve çok kısa dalga boylu oldukları bilinmektedir²⁸.

Şekil 2.1. de α ve β bozunması neticesinde yayınlanan γ -ışınları görülmektedir.



Şekil 2.1. a) α bozunmasına ve b) β bozunmasına müteakiben γ -ışınlarının yayımlanması.

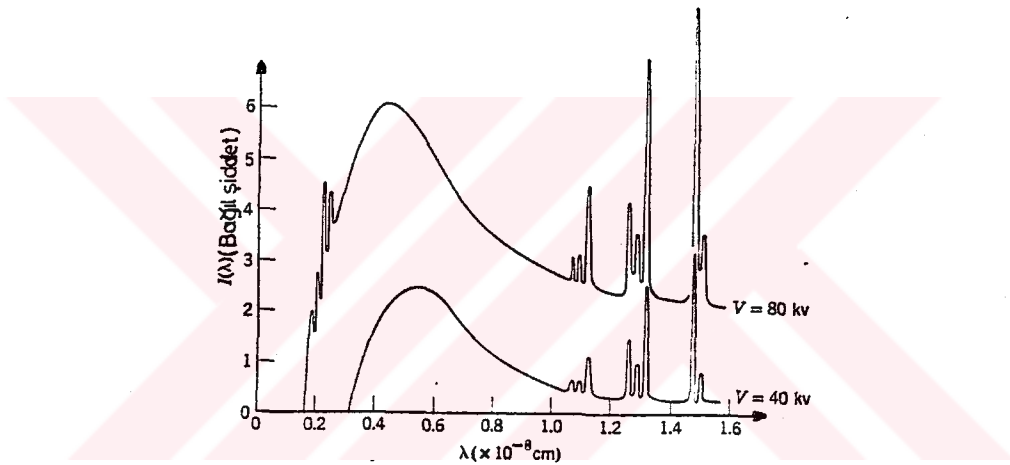
Şekil 2.2 de deneyde kullanılan radyoaktif Am-241 izotobunun bozunma şeması görülmektedir²⁹.



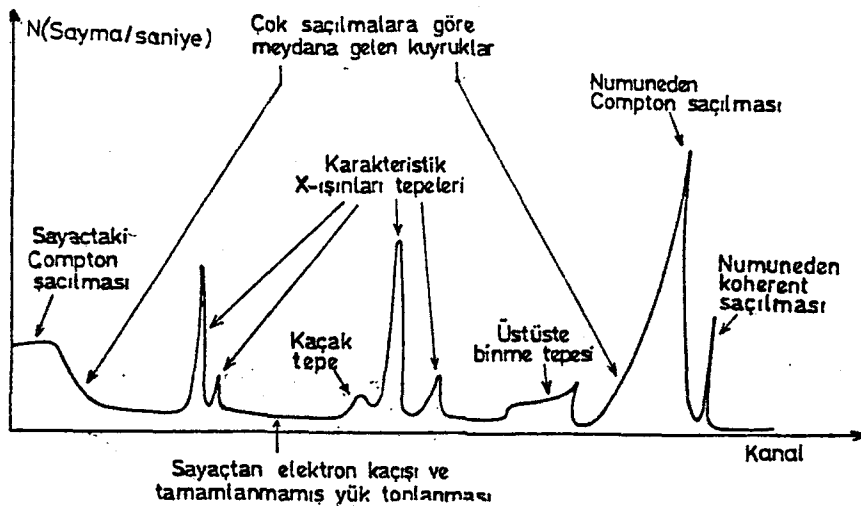
Sekil 22. Am 241 in bozunma şeması

X-ışınları, yüksek hızlı elektronların kademeli olarak durdurulmaları ve atomun iç yörüngelerine elektron geçişleri ile yayınlanan $\sim 10^{-5}$ - 100^0 Å dalga boylu elektromagnetik radyasyon olarak tarif edilmektedir. Bunlar doğru yollar boyunca yayılırlar, elektrik ve magnetik alanlardan etkilenmezler³⁰.

Şekil 2.3. de elektronların yavaşlatılması (sürekli spektrum) ve atomun iç yörüngelerine elektron geçişi (karakteristik çizgi spektrumu) neticesinde elde edilen tipik bir X-ışını spektrumu görülmektedir.



Şekil 2.3. Tipik bir x-ışını spektrumu.



Şekil 2.4. Bir X-ışını spektrometresiyle elde edilen spektrumun şematik olarak gösterilmesi.

Şekil 2.4. de görüldüğü üzere X-ışını spektrometresiyle elde edilen bir spektrumda incelenen elementin karakteristik tepelerinden başka tepelerde meydana gelmektedir. Bunları şu şekilde gurublandırabiliriz ³¹.

1- Koherent Tepeleri

Spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum tepeleri meydana gelebilir. Bu tepeler kaynak ışınlarının numuneden koherent bir şekilde; yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılması neticesinde meydana gelmektedir.

2. Compton Tepeleri

Compton saçılmasına uğrayan fotonlar enerjilerinin bir kısmını kaybederler. Bu yüzden kaynaktan gelen uyarıcı fotonların Compton tepeleri koherent tepesinin düşük enerjili bölgesinde yer alırlar. Numunenin iç kısımlarında meydana gelen karakteristik X-ışınlarının da bir veya birkaç Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinden Compton saçılmasına uğrayabilirler. Numune ve sayaçtaki saçılmalar ve sayaç kristalindeki tuzaklamalardan dolayı gerek ana Compton tepesinin gerekse diğer tepelerin düşük enerjili yamaçları, yüksek enerjili yamaçlarına kıyasla daha az diktir. Sayaçta meydana gelen Compton saçılmasından dolayı spektrumun en düşük enerji kısmında yüksek temel saymalı bir bölge meydana gelir. Gene sayaç içi Comptonlardan, üstüste binmelerden (pile-up) ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa bir temel sayma meydana gelir.

Koherent tepesiyle Compton tepesi arasındaki enerji farkı üç faktöre bağlıdır.

- i. Gelen fotonların enerjisi; gelen foton enerjisi büyüdükçe koherent ve Compton tepeleri arasındaki enerji farkı büyür.
- ii. Gelen fotonla saçılan fotonun yönleri arasındaki açı (saçılma açısı); bu açı 180° ye doğru arttıkça enerji farkı küçülür.
- iii. Numune maddesinin ortalama atom numarası; ortalama atom numarası düşük olan numunelerde koherent ve Compton tepeleri arasındaki enerji farkı ortalama atom numarası büyük olan numunelerdekine kıyasla daha büyüktür.

3. Karakteristik X- Işını Tepeleri

Genel bir spektrumda numune maddelerinin karakteristik X-ışınları tepelerinden başka, kolimatör maddelerinin ve kaynak maddelerinin karakteristik X-ışını tepeleri de meydana gelir.

4. Öje (Auger) Tepesi

Uyarılan bir atomun yayınladığı karakteristik X-ışını gene aynı atomun daha dışdaki kabuklarından elektron sökebilir. Yani bu atom, bir elektron yayınlarken temel hale geçebilir. Numunenin öje elektronlarının bremsstrahlung (yükü parçacıkların ivmelendirildikleri zaman yayınladıkları radyasyon) spektrumu, soğurulan X-ışını tepesinin düşük enerjili kısmında yer alır.

Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisiyle bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde büyük atom numaralılarıdakine kıyasla daha çok meydana gelir. Meydana gelen elektron boşluğu başına yayınlanan X-ışını sayısı olarak tarif edilen floresan verimin temelini öje olayı oluşturur.

5. Üstüste Binme Tepeleri (Pile-up Peaks)

İki foton aynı anda veya elektronik sistemin puls ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığında sayaca gelirse sistem bu iki foton için bir tek puls verir. Bu pulsun büyüklüğü bunu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklükleri toplamına, iki puls arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üstüste binme pulslarının meydana gelmesi mümkündür.

6. Kaçak Tepeler

Sayaca ulaşan herhangi bir foton sayaç atomunun iç kabuklarından bir elektron sökünce bu fotoelektron, elektron-hole çiftleri meydana getirerek ilerlerken bu atomun kendi karakteristik X-ışını da yayınlanır. Eğer bu olay sayaç yüzeylerine yakın bölgelerde meydana gelirse yayınlanan bu karakteristik foton normal olarak yeniden etkileşme yapması beklenirken sayaçtan dışarıya kaçabilir. Dolayısıyla sayaca gelen foton gerçek enerjisinden, kaçan X-ışını enerjisi kadar daha az enerjili bir foton olarak sayılır. Bu fotonların spektrum tepeleri asıl tepelerin düşük enerjili bölgelerinde meydana gelir. Foton enerjisi, yüksek enerjili bölgelerden sayaç maddelerinin soğurma kıyılarına doğru yaklaştıkça meydana gelen kaçak tepe alanının asıl tepe alanına oranı artar.

2.1.1 Gama ve X-Işınlarının Maddeyle Etkileşmesi

Gama ve X-ışınlarının maddeyle etkileşmelerini, etkileşme alanlarına bakarak

1- Atomun elektronu ile etkileşme

2- Çekirdeklerle etkileşme

3- Çekirdek veya elektronların etrafındaki elektrik alanla etkileşme.

4- Çekirdek çevresindeki mezon alanı ile etkileşme olarak gurublayabilirsek, genelde gama ışınlarının madde ile etkileşmelerini soğurma ve saçılma olmak üzere ikiye ayırabiliriz²⁸.

A- Elektromagnetik Radyasyonun Soğurulması

Soğurulma, bir homojen elektromagnetik radyasyon demetinin maddeden geçerken şiddetindeki azalma olayıdır. Bir maddeden geçmekte olan elektromagnetik şuanın şiddeti üstel soğurma kanununa uyar. Çünkü şiddetteki değişme, gelen şiddet ve madde kalınlığıyla doğru orantılıdır.

I şiddetindeki bir elektromagnetik radyasyon demetinin maddenin x kalınlığını geçtikten sonraki şiddeti

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.1)$$

ifadesiyle verilmektedir³⁰. Burada μ lineer soğurma katsayısı olup, birim kalınlık başına soğurulma olarak tarif edilmektedir. x uzunluk boyutunda olduğundan μ 'nün birimi cm^{-1} dir. Elektromagnetik radyasyonun soğurulması sonucunda ya fotoelektrik olay yada çift oluşum meydana gelmektedir.

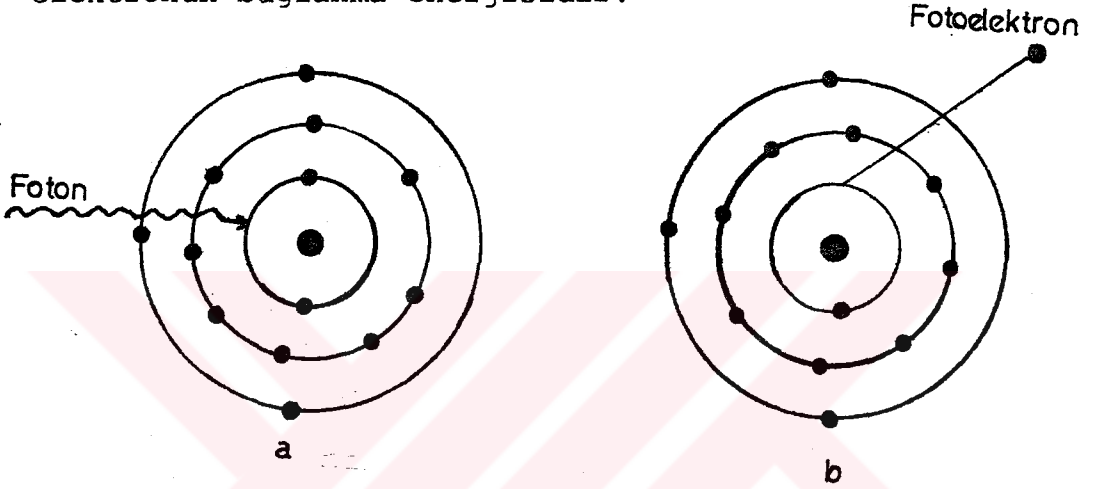
a. Fotoelektrik Olayı

Gelen fotonun, atomun bağlı yörünge elektronlarından biri tarafından soğurularak elektronun serbest hale geçmesi olayına fotoelektrik olay, serbest hale geçen elektrona da fotoelektron denilmektedir. Bu olay sonunda foton tamamen

soğurulur ve elektron

$$E_e = h\nu - E_b \quad (2.2)$$

ifadesiyle verilen kinetik enerjiye sahip olarak atomu terkeder³¹. Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, E_b ise yörünge elektronunun bağlanma enerjisidir.



Şekil 2.5. Fotoelektrik olay. a) Etkileşmeden önce b) Etkileşmeden sonra

Fotoelektrik olayının diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega} = 2 \sqrt{2} Z^5 \alpha^8 \alpha_0^2 \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^{-7/2} \frac{\sin^2 \theta}{\left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right)^4} \quad (2.3)$$

ifadesiyle verilmektedir.³² Burada α ince yapı sabiti, α_0 ilk Bohr yarıçapı, Z ise hedefin atom numarasıdır.

Yukarıdaki denklemden fotoelektrik olayının meydana gelme ihtimalinin Z^5 ile doğru, $(h\nu)^{7/2}$ ile ters orantılı olduğu görülür. Bu olayın meydana gelme ihtimalinin Z^5 ile orantılı oluşu, olayın ağır elementlerde hafif elementlere göre daha

baskın olduğunu, $(h\nu)^{7/2}$ ile ters orantılı olması ise fotoelektrik olayının küçük enerjilerde daha çok meydana geldiğini gösterir.

b. Çift Yaratılma

Fotonların enerjilerini kaybettikleri önemli olaylardan birisi de çift yaratılma olayıdır. Bu olay için eşik enerjisi $2m_0c^2$ dir. Bazen 1.02 MeV'den daha büyük enerjili bir foton yüksek atom numaralı bir elementin çekirdeğinin yakınından geçerken foton yok olur ve bir elektron-pozitron çifti meydana gelir³¹.

Bir çiftin meydana gelmesinin tesir kesiti

$$\sigma_p = \sigma_0 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln (183Z)^{-1/3} - \frac{2}{27} \right] \quad (2.4)$$

ifadesiyle verilmektedir³². Burada Z atom numarası, σ_0 ise

$$\sigma_0 = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 = 5.796 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \quad (2.5)$$

dir. Görüldüğü gibi çift yaratılma tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır.

B. Elektromagnetik Rasyasyonun Saçılması

Elektromagnetik radyasyonun madde ile etkileşme olaylarından biri olan saçılma, saçılan elektromagnetik radyasyonun enerjisine göre koherent (elastik) ve inkoherent (inelastik) saçılma olmak üzere ikiye ayrılır. Koherent saçılmada dalga

boyu değişmez. İnkohherent saçılmada dalga boyu artar; yani saçılan fotonun enerjisi azalır. Kohherent saçılmada gelen ve saçılan elektromagnetik radyasyon arasında faz ilişkisi olup, bunlar aynı fazlıdırlar. Ancak inkohherent saçılmada, gelen ve saçılan elektromagnetik radyasyon faz dışıdır. Lineer saçılma katsayısı

$$\sigma = Zf^2 + (1-f)^2 \quad (2.6)$$

ifadesiyle verilmektedir³³. Burada Z atom numarası, f elektronik yapı faktörü; yani bir elektronun saçma gücüdür. Eşitliğin sağındaki iki terim sırasıyla kohherent ve inkohherent saçılmanın katkısını göstermektedir.

1. Kohherent Saçılma

Gelen foton ile saçılan foton arasında enerji farkı olmadan meydana gelen saçılma olayına kohherent saçılma denir.

Atom başına kohherent saçılma tesir kesiti

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{koh}} &= \int_{\phi=0}^{\phi=\pi} d\sigma_T(\phi) [F(x, Z)]^2 \\ &= \frac{3}{8} \sigma_T \int_{-1}^{+1} (1 + \cos^2\theta) [F(x, Z)]^2 d(\cos\theta) \end{aligned} \quad (2.7)$$

ifadesiyle verilmektedir³⁴. Burada σ_T toplam Thomson saçılma tesir kesiti, $F(x, Z)$ ise atomik form faktörüdür.

Kohherent saçılma, Thomson, Delbrück, Rayleigh ve Nükleer Rezonans saçılma olarak sınıflandırılabilir.

a. Thomson Saçılması

Dalga boyu değişmeksizin fotonların saçılması olayı Thomson

saçılması olarak bilinmektedir. Klasik teoriye göre bir fotonla bir elektronun etkileşmesi neticesinde elektron üzerinde titreşim ivmesine sebep olan kuvvetler meydana gelir. İvmelenmenin sonucu olarak elektron gelen dalga ile aynı faz ve aynı frekansta bir elektromagnetik dalga yayınlar³⁶.

Thomson saçılması diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_T(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\vartheta) \quad (2.8)$$

ve toplam Thomson saçılma tesir kesiti

$$\sigma_e = \frac{8}{3} \pi \cdot r_e^2 = \frac{2}{3} \text{ barn/elektron}$$

olarak verilmektedir³². Burada ϑ saçılma açısı, r_e elektronun klasik yarıçapıdır. Bu toplam tesir kesiti, radyasyonun özelliğinden bağımsız bir sabittir.

b. Rayleigh Saçılması

Bu meşhur klasik koherent saçılmadır. Gelen foton bağlı elektron ile etkileştiğinde elektronun atomu terkedecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana gelir. 0.1 MeV ve daha yukarı enerjilerde ağır elementlerde ve küçük saçılma açılarında daha baskındır²⁸.

Rayleigh saçılma tesir kesiti atomik form faktörü yaklaşımıyla hesaplanabilir. Form faktörü $F(q, Z)$

$$|F(q, Z)|^2 = (d\sigma/d\Omega)_R / (d\sigma/d\Omega)_{Th} \quad (2.9)$$

ifadesiyle tarif edilmektedir. Burada eşitliğin sağında paydaki ifade Rayleigh saçılma tesir kesiti ve paydadaki

ifade Thomson saçılma tesir kesiti olup, $(d\sigma/d\Omega)_{Th} = r_e^2 \cos^2(\Theta)$ dır.

Verilen bir form faktörü için Rayleigh saçılma tesir kesiti, polarize olmuş X-ışınları için

$$(d\sigma/d\Omega)_R = r_e^2 f^2(q, Z) \cos^2\Theta \quad (2.10)$$

ifadesiyle verilmektedir³⁵. Θ gelen fotonla saçılan fotonun polarizasyon vektörleri arasındaki açıdır.

c. Delbrück Saçılması

Fotonun atomun çekirdeği veya elektronlarının meydana getirdiği elektrik alanla etkileşmesi neticesinde meydana gelir. Delbrück saçılması elastik nükleer potansiyel saçılma diye de adlandırılır.

İleri doğru Delbrück saçılması diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma}{d\pi} = | a_1(h\nu) + ia_2(h\nu) |^2 = a_1^2(h\nu) + a_2^2(h\nu) \quad (2.11)$$

ifadesiyle verilmektedir³². Burada $a_1(h\nu)$ saçılma genliğinin gerçek kısmı, $a_2(h\nu)$ ise imajiner kısmıdır.

d. Nükleer Rezonans Saçılma

Fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi neticesinde meydana gelen nükleer rezonans saçılmanın tesir kesiti Z^2 ile orantılıdır.

Ara hallere dipol geçişleriyle nükleer rezonans saçılmanın

diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d_a\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{Mc^2}\right) \left(\frac{h\nu}{E_a}\right) \left[\frac{NZ}{A}(1+0,8x)\right]^2 \frac{1}{2}(1+\cos^2\theta) \quad (2,12)$$

ifadesiyle verilmektedir³². Burada M protonun kütlesi, N çekirdekdeki nötronların sayısı, A nükleonların sayısı, E_a dipol geçişleri için nükleer uyarma enerjisinin ağırlıklı ortalama değeri, x ise nükleonlar arasında mevcut olan ve çekici olduğu kabul edilen kuvvet kesridir.

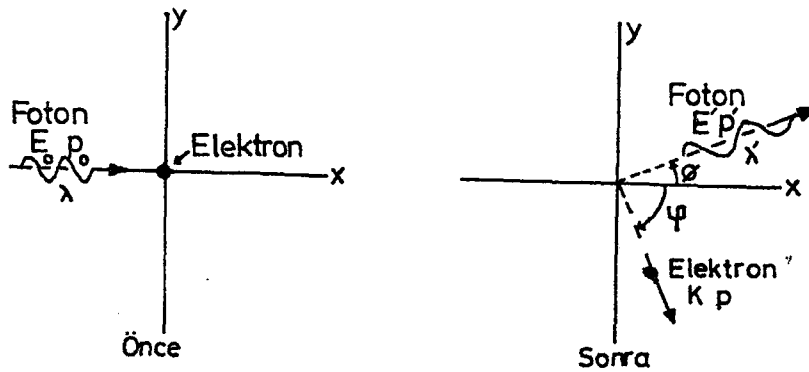
2. İnkohherent Saçılma

İnkohherent saçılma; Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması olarak sınıflandırılabilir.

a. Compton Saçılması

Compton olayı, bir fotonun genellikle başlangıçta durgun olan elektronlardan veya bağlanma enerjisi fotondan alınan enerjiye kıyasla küçük olan elektronlardan enerji kaybıyla saçılması olarak bilinmektedir.

Şekil 2.6'da durgun ve serbest bir elektronla bir foton arasındaki etkileşme görülmektedir.



Şekil 2.6. Compton etkileşmesi.

Diyagramdan görüldüğü üzere toplam relativistik enerjisi E_0 ve momentumu p_0 olan bir foton, durgun kütle enerjisi m_0c^2 olan sabit bir elektron üzerine gelip, enerjisi E' , momentumu p' olacak şekilde θ açısı ile saçılırken, elektron K kinetik enerjili ve p momentumlu olarak ψ açısı ile geri tepmektedir. Compton bu etkileşme olayına momentum ve toplam relativistik enerjinin korunumu kanunlarını uygulamıştır ³⁶. Foton daima relativistik hızlarda hareket ettiğinden ve geri tepen elektron da çoğu durumda bu şartlara sahip olduğundan relativistik eşitlikler kullanılmaktadır.

Momentumun korunumundan

$$p_0 = p' \cos \theta + p \cos \psi$$

ve

$$0 = p' \sin \theta - p \sin \psi$$

ifadeleri yazılabilir. Bu ifadelerin kareleri alınıp taraf tarafa toplanırsa

$$p_0^2 + p'^2 - 2p_0p' \cos \theta = p^2 \quad (2.13)$$

eşitliği elde edilir.

Toplam relativistik enerjinin korunumundan

$$E_0 + m_0c^2 = E' + K + m_0c^2$$

$$E_0 - E' = K$$

$$c(p_0 - p') = K \quad (2.14)$$

ifadeleri yazılabilir.

Fotonun momentumu, toplam relativistik enerji E , momentum p ve durgun kütle m_0 arasındaki ilişkilerden bulunabilir.

$$E^2 = c^2p^2 + (m_0c^2)^2 \quad (2.15)$$

ve foton için $m_0=0$ olduğundan

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

olur. (2.15) ifadesinde E yerine $K+m_0c^2$ yazılırsa

$$(K+m_0c^2)^2 = p^2c^2 + (m_0c^2)^2$$

$$K^2 + 2Km_0c^2 = p^2c^2$$

ifadesi elde edilir. (2.13) deki p^2 ve (2.14) deki K ifadeleri kullanılarak

$$(p_0 - p')^2 + 2m_0c(p_0 - p') = p_0^2 + p'^2 - 2p_0p' \cos\theta$$

$$m_0c(p_0 - p') = p_0p'(1 - \cos\theta)$$

elde edilir. Bu h Planck sabiti ile çarpılarak ve $p = \frac{h}{\lambda}$

ifadesi kullanılarak Compton eşitliği elde edilir.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta) \quad (2.16)$$

Burada $\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = 2.43 \times 10^{-13}$ m. Compton dalga boyu olarak

adlandırılır. Compton yarılması $\Delta\lambda$ 'nin sadece saçılma açısı θ 'ye bağlı olduğu (2.16) ifadesinde görülmektedir. Bu ifadeden $\Delta\lambda$ 'nin sıfırdan $2h/m_0c = 0,049^\circ\text{A}$ 'a kadar değiştiği görülmektedir.

$$\theta = 0^\circ \text{ için } \Delta\lambda = 0 \text{ (sıyrıp geçme)}$$

$$\theta = 180^\circ \text{ için } \Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} = 0,049^\circ\text{A} \text{ (baş-başa)}$$

Compton olayında saçılan fotonun enerjisi

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.17)$$

ifadesiyle, geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise

$$K = \frac{\infty E_0 (1 - \cos\theta)}{1 + \infty (1 - \cos\theta)} \quad (2.18)$$

ifadesiyle verilmektedir.

Saçılan fotonun minimum enerjisi ise ($\theta=0^\circ$ ve 180° için)

$$E'_{\min} = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{2 m_0 c^2}} \quad (2.19)$$

ifadesiyle verilmektedir.

Compton saçılmasının meydana gelme ihtimali hesaplarında serbest ve durgun elektronlardan saçılmayı inceleyen Klein-Nishina teorisi uygulanır. Compton saçılması toplam tesir kesitinin büyük bir kısmını Klein-Nishina formülü oluşturur ve deneylerle uyum içindedir³⁴.

Polarize olmamış fotonlar için katı açı başına Klein-Nishina (serbest elektron Compton) çarpışma diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left[1 + k(1 - \cos\theta)^2 \right]^{-2} \left[1 + \cos^2\theta + \frac{k^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + k(1 - \cos\theta)} \right]$$

$$\left[\frac{\text{cm}^2/\text{elektron}}{\text{steradian}} \right] \quad (2.19)$$

ifadesiyle verilmektedir³⁴. Burada k gelen fotonun Compton dalga boyudur.

Elektron başına toplam Klein-Nishina çarpışma tesir kesiti

$$\begin{aligned}\sigma_{KN} &= \int_{\phi=0}^{\phi=\pi} d\sigma_{KN}(\phi) \\ &= 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+k}{k^2} \left[\frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{\ln(1+2k)}{k} \right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\ln(1+2k)}{2k} - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \right\} \quad (2.21)\end{aligned}$$

Bu ifade $k \ll 1$ için

$$\sigma_{KN} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \left(\frac{1}{(1+2k)^2} (1+2k + \frac{6}{5}k^2 - \frac{1}{2}k^3 + \frac{2}{7}k^4 - \frac{6}{35}k^5 + \dots) \right) \quad (2.22)$$

$k \gg 1$ için

$$\sigma_{KN} = \pi r_e^2 \frac{1+2\ln(2k)}{2k} \quad (2.23)$$

şeklinde yazılabilir.

b. Nükleer Saçılma

İnkoherent saçılma olarakta gözlenen nükleer saçılma fotonun, atomun çekirdeği ile etkileşmesi neticesinde meydana gelir³². Bu saçılmanın inkoherent saçılmaya katkısı oldukça küçüktür.

c. Raman Saçılması

Bazı inelastik saçılmalarda da gelen fotonla saçılan foton arasında bir ilişki vardır. Işığın moleküllerden bu tür saçılmasını ilk gözleyen Hintli fizikçi C.V. Raman'ın ismine izafeten bu tür saçılmaya Raman saçılması denilmektedir.

Bu tür saçılmada saçılan foton gelen fotondan daha az enerjiye sahip olabileceği gibi eğer uyarılmış molekül başlangıçta uyarılmış titreşim veya dönme enerji seviyesinde ise daha fazla enerjiye de sahip olabilir ³⁹.



3. TESİR KESİTİ

Tesir kesiti verilen bir olayın meydana gelme ihtimalinin ölçüsüdür. Tesir kesitinin ölçülmesi radyasyon etkisini azaltmada, reaktör kaplamada, endüstriyel radyografide, medikal fizikte, taşıma ve enerji depolamada ve diğer alanlardaki değişimlerin incelenmesinde gereklidir³. Tesir kesiti denel olarak ölçülebilen bir nicelik olduğundan nükleer işlemlerin ayrıntılı olarak incelenmesini mümkün kılar.

A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levha üzerine I şiddetinde bir parçacık şuaı gelsin. Maddenin birim hacminde n tane atom varsa ve atomik tesir kesiti (yani bir tür olayın meydana gelmesiyle oratılı olarak atomu kuşatan etkin alan) σ ise, maddede işlem gören yüzey $An\sigma dt$ olur. $n\sigma dt=f$ etkin olan kesri adını alır ve bu şuanın levhadan geçerken şiddetindeki değişimin kesrini temsil eder. Şua üzerine gelen N parçacıktan N_s tanesi s türündeki işleme katkıda bulunuyorsa, tesir kesiti klasik olarak

$$N_s = \sigma N n t$$

$$\sigma = \frac{N_s}{N n t} \quad (3.1)$$

ifadesiyle verilir³⁸. Tesir kesitinin birimi barn'dır ve $1\text{barn}=10^{-24} \text{ cm}^2$ dir.

3.1. Koherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesiti

Bir elementten bir ışının koherent saçılma diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_{\text{koh}}(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{T}}(\vartheta)}{d\Omega} [F(x, z)]^2 \quad (3.2)$$

ifadesiyle verilmektedir. Burada $\frac{d\sigma_T(\vartheta)}{d\Omega}$ Thomson saçılması

diferansiyel tesir kesiti, $F(x, Z)$ ise atomik form faktörüdür. Atomik form faktörü, saçıcı atomun atom numarasına bağlı olarak değiştiği gibi gelen fotonun enerjisine ve saçılma açısına bağlı olarak ta değişir. Çünkü

$$x = \frac{\sin(\vartheta/2)}{\lambda} \quad (3.3)$$

ile verilmektedir ³⁴. Burada ϑ saçılma açısı, λ ise gelen fotonun dalga boyudur.

3.2. Atomik Form Faktörü $F(x, Z)$ 'nin Genelleştirilmiş İfadeleri

Atom numarası Z olan bir atom için atomik form faktörü $F(x, Z)$ 'nin matris elemanı

$$F(\mathbf{q}, Z) = \sum_{n=1}^Z \langle \psi_0 | \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_n) | \psi_0 \rangle \quad (3.4)$$

olarak ifade edilmektedir. Burada ψ_0 temel hal dalga

fonksiyonu, $|\mathbf{q}| = \frac{2k}{h} \sin(\vartheta/2)$ büyüklüğüne sahip momentum

iletim vektörü ve \mathbf{r}_n ise n . elektronun yarıçap vektörüdür.

Relativistik olmayan yaklaşımda form faktörü

$$F(\mathbf{q}, Z) = \int \rho(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d^3.r \quad (3.5)$$

ifadesiyle de verilmektedir. Burada $\rho(\mathbf{r})$, \mathbf{r} deki toplam elektron yoğunluğudur. Bağımsız parçacık modelinin geçerli olduğu Hartree metodunda j . elektronun yük yoğunluğu dağılımı

$\rho_j(\mathbf{r})$ ise, atom numarası Z olan bir atomda toplam yük yoğunluğu

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^Z \rho_j(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^Z \psi_j^*(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) \quad (3.6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\psi_j(\mathbf{r})$ j. elektronun dalga fonksiyonudur. Toplam yük yoğunluğu ayrıca $\mathbf{F}(\mathbf{q}, Z)$ nin ters Fourier dönüşümü olarak

$$\rho(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-3} \int \mathbf{F}(\mathbf{q}, Z) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) d^3q \quad (3.7)$$

şeklinde yazılabilir.

Küresel simetrik bir atom için (3.5) eşitliğinin açısal integralinden

$$\mathbf{F}(\mathbf{q}, Z) = 4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 dr \quad (3.8)$$

ifadesi elde edilebilir. Bu ifadede gerekli düzenlemeler yapılmak suretiyle küresel simetride form faktörü

$$F(x, Z) = 4\pi \int_0^{\infty} r^2 \rho(r, Z) \frac{\sin(4\pi xr)}{4\pi xr} dr \quad (3.9)$$

şeklinde elde edilebilir³⁴.

3.3. İnkohherent Saçılma Diferansiyel Tesir Kesiti

Gama ışınlarının atomdan inkohherent saçılma diferansiyel tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_{inc}(\phi)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}(\phi)}{d\Omega} S(x, Z) \quad (3.10)$$

ifadesiyle verilmektedir²⁷. Burada $d\sigma_{KN}(\phi)/d\Omega$ Klein-Nishina diferansiyel saçılma tesir kesitidir. $S(x, Z)$ ise inkohherent saçılma fonksiyonu diye adlandırılır ve atomun enerji soğurabilme ihtimaliyetini verir. Yani elektronlar serbestmiş gibi düşünülerek, bir ϕ açısı ile fotonun saçılması sonucu, foton enerjisi değişiminin soğurulmasından sonra

elektronların geçişlere maruz kalması ihtimaliyetinin bir ölçüsüdür. $S(x, Z)$ gelen fotonun enerjisine ve saçıcı elementin atom numarasına bağlı olarak Hartree-Fock metoduna göre tarif edilir.

3.4. Hartree-Fock Metoduna Göre İnkoherent Saçılma Fonksiyonu $S(x, Z)$ Bağlılıkları

İnkoherent saçılma fonksiyonu $S(x, Z)$ uyarılmış durumları içine alacak şekilde genelleştirilmiş bir form faktörü

$$F_{\varepsilon}(\mathbf{q}, Z) = \langle \varepsilon | \sum_{j=1}^{\infty} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j) | 0 \rangle \quad (3.11)$$

vasıtasıyla ifade edilebilir. Burada ε temel hale göre ölçülen uyarılmış (veya iyonize olmuş) seviyenin enerjisini göstermektedir.

Buna göre inkoherent saçılma fonksiyonu

$$S(\mathbf{q}, Z) = \sum_{\varepsilon > 0} |F_{\varepsilon}(\mathbf{q}, Z)|^2 \quad (3.12)$$

ile verilir.

Uyarılmış durumların toplamından hareketle yukarıdaki ifadeden

$$\begin{aligned} S(\mathbf{q}, Z) &= \sum_{\varepsilon=0} \langle 0 | \sum_n \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_n) | \varepsilon \rangle \\ &\quad \langle \varepsilon | \sum_m \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_m) | 0 \rangle \\ &\quad - |\langle 0 | \sum_j \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_j) | 0 \rangle|^2 \end{aligned} \quad (3.13)$$

yazılabilir. İnkoherent saçılma fonksiyonu

$$\sum_{\varepsilon=0} | \varepsilon \rangle \langle \varepsilon | = 1 \quad (3.14)$$

kapatma özelliği ve (2.6) dan bulunan $|F(x, Z)|^2$ ifadesi kullanılarak

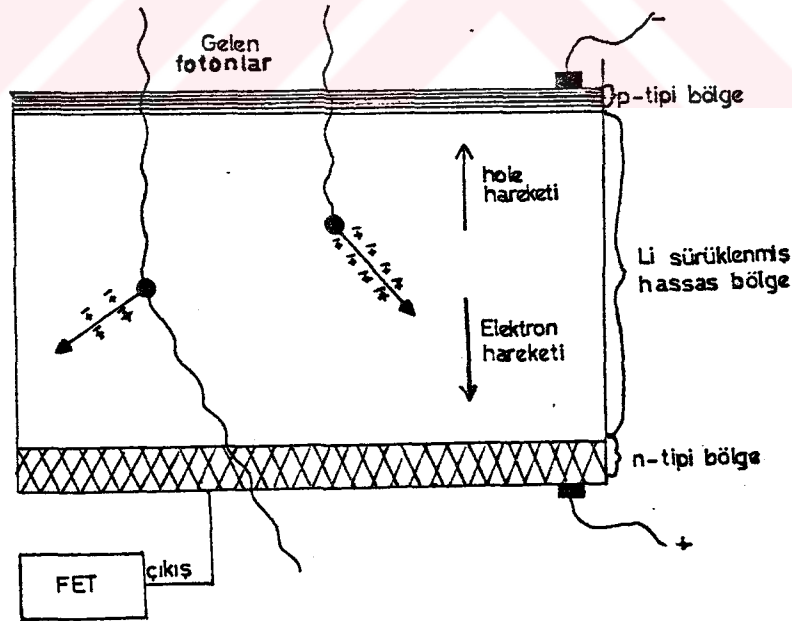
$$S(\mathbf{q}, Z) = \sum_{m=1}^Z \sum_{n=1}^Z \langle \Psi_0 | \exp [i\mathbf{q} (\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n)] | \Psi_0 \rangle - |F(\mathbf{q}, Z)|^2 \quad (3.15)$$

şeklinde elde edilir ³⁴.

4. COMPTON SAÇILMASI DİFERANSİYEL TESİR KESİTİNİN ÖLÇÜLMESİ

4.1. Li Sürüklenmiş Katı Hal Sayaçları

X-ışını şiddetinin ölçülmesinde Si(Li) ve Ge(Li) yarı iletken sayaçları çok yaygın olarak kullanılmaktadır. Lityum sürüklenmiş bir katı hal sayacı pozitif ve negatif (p-tipi ve n-tipi) bölgeleri arasında hassas (intrinsik veya i-tipi) bölgeye sahip bir tek kristalden ibarettir. Yani bu sayaçlar p-i-n tipi bir diyottur. Hassas bölge, kontrollü şartlar altında p-tipi Germanyuma (veya Silikona) Li sürüklenerek elde edilir. Sayaç yüzeyinin üzerindeki ince p-tipi tabaka aktif değildir. Sayma işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denilmektedir. Sayacın en önemli iki geometrik özelliği alanı ve kalınlığıdır. Sayaç alanı arttıkça geometrik verim artar ancak rezolüsyon azalır. Soğurma verimliliği sayaç kalınlığı ile artar.



Şekil 4.1. Li sürüklenmiş bir katı hal sayacının şematik gösterimi.

Elektrodlar, lityum dirift edilmiş silikonun yüzeyine buharlaştırılmış yaklaşık 200°A kalınlığında altın filmlerdir. Sayaç, 1-5 μm kalınlığında bir berilyum pencere ve koruyucu başlıkla yüzey kirlenmesinden korunarak boşluk içine alınmıştır.

Sayaç en uygun rezolüsyonu sağlamak ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında (-196°C) tutulmalıdır. Ayrıca lityum oda sıcaklığında çok yüksek difizyon hızına sahip olduğundan Si(Li) ve Ge(Li) sayaçlarının daima sıvı azot sıcaklığında bulundurulması gereklidir.

Katı hal sayaçları çalışırken sayaca 300-1000 voltluk bir ters besleme voltajı uygulanır. Böylece meydana getirilen elektrik alan, serbest yük taşıyıcılar bölgesi adı verilen hassas bölgenin genişlemesini sağladığı gibi sayacı meydana gelen elektron ve hole serbest yüklerinin süpürülerek ön amplifikatöre geçmelerini sağlar.

Katı hal sayaçlarında sayaç içi bir amplifikasyon olmadığından bu sayaçlarda alçak gürültülü ve yüksek kazançlı ön amplifikatörlere ihtiyaç vardır. Bu iş için genellikle FET (field-effect-transitör) kullanılmakta ve gürültünün azaltılması için buda sıvı azot sıcaklığında tutulmalıdır.

Bu sayaçların kazançlı tarafları şunlardır:

i. Diğer sayaçlara göre enerji dönüşümü çok verimlidir. Bu sayaçlarda Si(Li) ve Ge(Li) için sırasıyla 2,6 ve 2,9 eV başına bir elektron-hole çifti meydana gelmektedir.

ii. Çok iyi rezolüsyona sahiptirler; 6-8 keV enerjili fotonlar için yarı maksimumdaki tam genişlik (FWHM) 130 eV'a kadar düşmektedir. Dolayısıyla atom numaraları birbirine çok yakın elementlerin spektral çizgileri kolayca ayrılabilir.

iii.~10.000 sayma/saniye'ye kadar olan şiddetlerde puls-yükseklik kayması ve puls genişlemesi olmamaktadır.

iv.Yeterli kalınlıktaki katı hal sayaçlarının kullanıldıkları spektral bölgelerdeki verimleri çok fazla olmaktadır.

v.Sayaç hacminin küçük olması bakımından numunenin istenildiği kadar yakınında kullanılabilme imkanı sağlamaktadır.

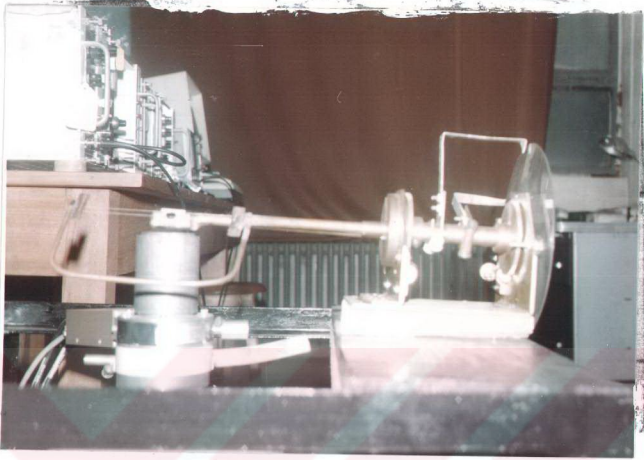
4.2. Deney Sistemi

Bu çalışmada kullanılan deney sistemi şekil 4.1.a'da görülmektedir.

Kaynak, kurşun kolimatör içine yerleştirilmek suretiyle kaynaktan çıkan fotonların doğrudan yada sayaç muhafazası ve kolimatörden saçılarak sayacı görmeleri önlenmiştir.



Şekil 4.1.a. Deney Sistemi

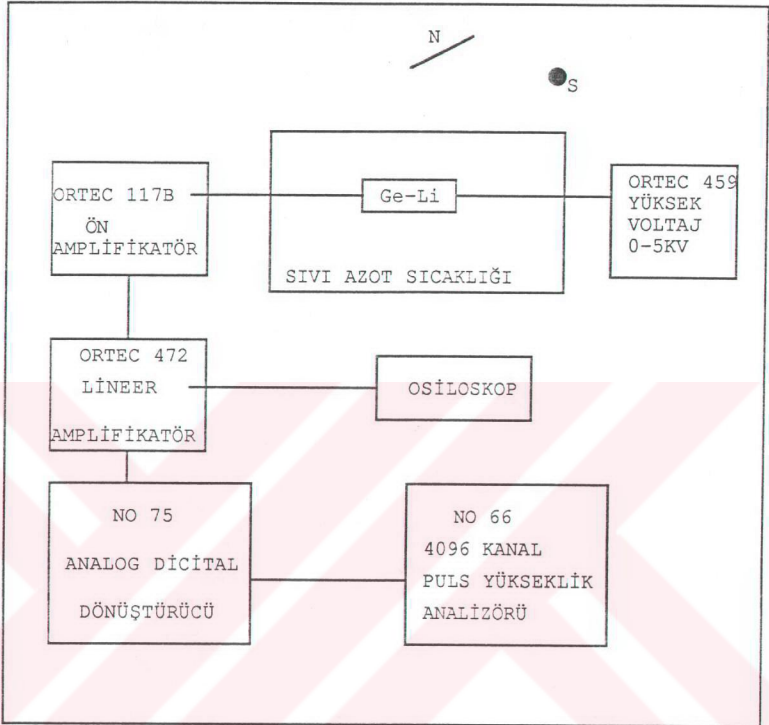


Şekil 4.1.b. Özel numune ve kaynak tutucu ve açı değiştirici.

Ayrıca Ge(Li) dedektörünün etrafı sayacın istenmeyen dış radyasyondan korunması amacıyla 4,6 mm et kalınlığında ve 75 mm yüksekliğinde silindirik bir kurşun kılıfla çevrilmiştir.

Saçılma açısının (ϕ) ayarlanması için şekil 4.1.b. de görülen ve tarafımızdan yapılan özel numune ve kaynak tutucu ve açı değiştirici sistem kullanılmıştır.

γ -ışınlarının sayılmasında, 5.9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM)190 eV olan Ortec 8013 Ge(Li) sayacı kullanılmıştır. Ge(Li) sayacından çıkan pulsalar Ortec 117B ön amplifikatöründen geçinilerek Nükleer Data firmasının imal ettiği çok kanallı puls yükseklik analizöründe (MCA) kaydedilmişlerdir. (Şekil 4.2.)



Şekil 4.2. Deney sisteminin blok diyagramı

Sayma işleminde MCA'nın 1024 kanalı kullanılmış olup her bir numune 43200 saniyelik gerçek sayma süresi (live time) ile sayılmıştır.

4.3. Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada, atom numarası, kalınlığı ve saflıkları Tablo 4.1. de verilen alüminyum, kalay ve tantalyum numuneleri kullanılmıştır. Kolayca kıyaslanması ve bazı ölçülerin

pratikleştirilmesi amacıyla numunelerin çapı sayaç kristali çapına eşit (10 mm) olarak seçilmiştir.

<u>Kullanılan madde</u>	<u>Atom Numarası</u>	<u>Kalınlık (μm)</u>	<u>Safılık (%)</u>
Alüminyum	13	25	99.99
		50	
Kalay	50	25	99.95
		50	
Tantalyum	73	50	99.95

Tablo 4.1. Kullanılan numuneler ve özellikleri

Tablodaki numuneler, Compton saçılması diferansiyel tesir kesitinin, küçük-orta-büyük atom numaralı elementlerde değişiminin incelenmesine imkan verecek şekilde seçilmiştir.

4.4. Ölçümler ve Hesaplamalar

Bölüm 4.3.de özellikleri verilen numuneler $10\mu\text{Ci}$ şiddetindeki Am-241 radyoizotop nokta kaynağından çıkan fotonlarla şekil 4.1.de verilen deney sisteminde bombardıman edilmiştir. Sayma sistemi, kaynak tarafından yayınlanan 59540 eV'luk fotonların numuneden saçılmalarını uygun bir şekilde saymak üzere ayarlanmıştır.

Temel sayma (background) ile doğrudan doğruya kaynaktan sayaca gelen fotonların verdiği spektrumu elde etmek için aynı deney geometrisinde numune yerinden çıkarılarak numunesiz ölçümler alınmıştır.

Bütün numunelerde Tablo 4.2.-Tablo 4.5.den görüleceği gibi dört ayrı saçılma açısı seçilmiştir. Bu seçim numuneyi olduğu yerde tutmak ve kaynağın pozisyonu kaynak-numune mesafesi bozulmadan değiştirilmek suretiyle yapılmıştır. Dolayısıyla numunesiz ölçümlerde de kaynak bu dört açı pozisyonunda tutulmak suretiyle ölçümler alınmıştır. Bu ölçümler sayımların deney geometrisinde hassasiyeti gözönünde bulundurularak her bir numune değişiminde tekrarlanmıştır.

Numune üzerine kaynaktan gelen fotonların sayısını bulmak üzere sayaç-kaynak geometrisi numune-kaynak geometrisi ile aynı yapılarak şiddet ölçümü yapılmıştır. Bu ölçümlerden uyarmada kullanılan fotonların gerçek sayısını bulmak üzere Amersham International firmasından temin edilen Am-241 kalibrasyon nokta kaynağı kullanılarak sayma verimi (detection efficiency) bulunmuştur. Sayma verimi ölçümlerinin spektral analizlerde de kullanılabilmesi için nokta kaynak merkezi numunelerin sayıldığı geometrideki numune merkezinin bulunduğu yere ayarlanmıştır.

Numune üzerine düşen fotonlardan ne kadarının numune atomlarıyla etkileştiğini bulmak için geçirme (transmission) ölçümleri yapılmıştır. Bunun için gene deneyin diğer kısımlarında kullanılan ve şekil 4.1.b.de verilen sistem kullanılmıştır. Bu ölçümlerde kaynak mesafesi çeşitli saçılma etkilerini azaltacak ve aynı numuneleri kullanmaya imkan verecek şekilde seçilmiştir.

Kullanılan numunelerdeki atomların sayısı numuneler 100.000'de bir hatalı Mettler H51 hassas terazisinde tartılarak bulunmuştur.

Ölçümlerde aynı deney geometrisi kullanılmaya özen gösterilmesine rağmen 25 μ m kalınlığındaki numunelerle 50 μ m kalınlığındaki numunelerde farklı tutucular kullanıldığından

bunlara ait numunesiz ölçümler iki seri halinde alınarak Tablo 4.2.de verilmiştir.

Tablo 4.2. Numunesiz Sayımlar

	Saçılma açısı (θ)	Compton (Sayma/12 saat)	
		Toplam (N_t)	Net (N_b)
25 μ m kalın- lığındaki numune için	81	3835	1639
	85,5	4139	1852
	90	4255	2085
	94,5	4393	2398
50 μ m kalın- lığındaki numune için	81	4081	1996
	85,5	4423	2093
	90	4213	2167
	94,5	4178	1841

Tablo 4.3. Alüminyum numunesi için alınan sayımlar.

Saçılma açısı (θ)	Numune kalınlığı (μ m)	Compton (Sayma/12 saat)	
		Toplam (N_t)	Net (N_b)
81	25	5931	3212
85,5	25	6025	3685
90	25	5735	3500
94,5	25	5455	3453
81	50	5239	2941
85,5	50	5654	3089
90	50	5594	3164
94,5	50	5364	2932

Tablo 4.4. Kalay için alınan sayımlar

Saçılma açısı (θ°)	Numune kalınlığı (μm)	Compton (Sayma/12 saat)	
		Toplam (N_t)	Net (N_b)
81	25	5227	2763
85,5	25	5467	2989
90	25	5379	3091
94,5	25	5285	2994
81	50	5859	3534
85,5	50	6482	3797
90	50	6423	3900
94,5	50	6598	3678

Tablo 4.5. Tantalyum için alınan sayımlar.

Saçılma açısı (θ°)	Numune kalınlığı (μm)	Compton (Sayma/12 saat)	
		Toplam (N_t)	Net (N_b)
81	50	8345	4846
85,5	50	8496	4877
90	50	8702	5036
94,5	50	9175	4436

Tablo 4.6. Alüminyum için toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesiti.

Saçılma açısı (θ°)	Numune kalınlığı (μm)	$\frac{d\sigma_c(\theta)}{d\Omega}$ (barn/atom/steradian)
81	25	0,3346
85,5	25	0,6264
90	25	0,6100
94,5	25	0,6378
81	50	0,2084
85,5	50	0,2305
90	50	0,2448
94,5	50	0,2814

Tablo 4.7. Kalay için toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesiti.

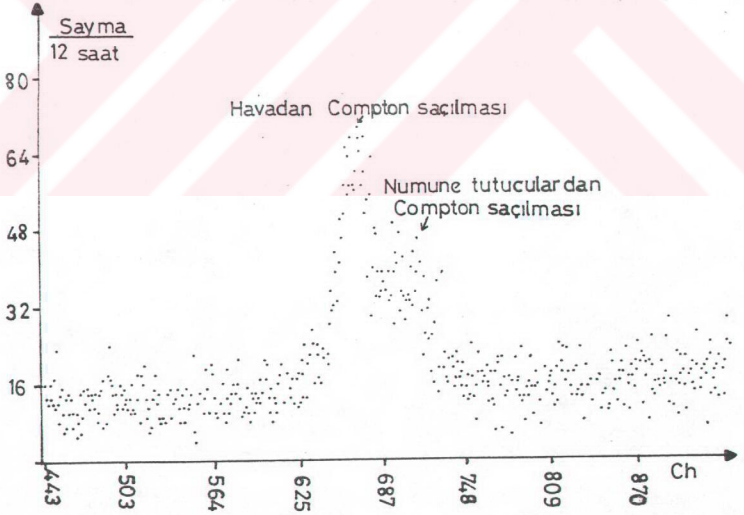
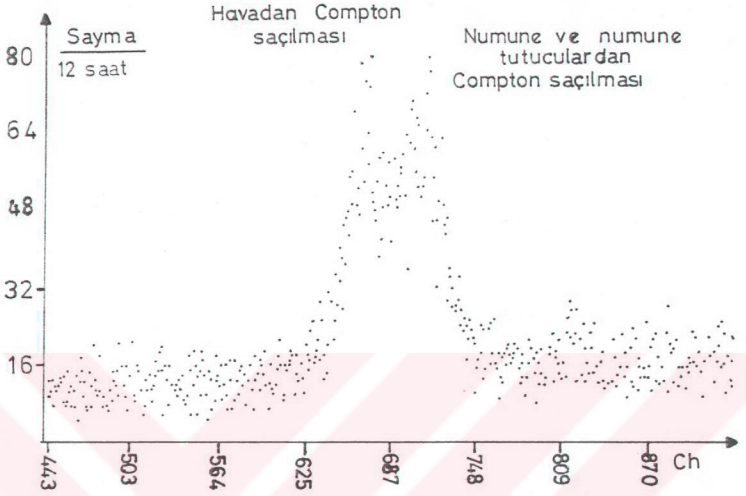
Saçılma açısı (θ°)	Numune kalınlığı (μm)	$\frac{d\sigma_c(\theta)}{d\Omega}$ (barn/atom/steradian)
81	25	1,7354
85,5	25	1,9383
90	25	1,9153
94,5	25	1,2508
81	50	0,9401
85,5	50	1,2130
90	50	1,4261
94,5	50	1,7261

Tablo 4.8. Tantalyum için toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesiti.

Saçılma açısı (θ°)	Numune kalınlığı (μm)	$\frac{d\sigma_c(\theta)}{d\Omega}$ (barn/atom, steradian)
81	50	2,0978
85,5	50	2,3185
90	50	2,9791
94,5	50	2,7443

Tablo 4.9. Hubbel et al., ve Storm, et al., in teorik inkoherent saçılması tesir kesiti değerleri.

Kaynak enerjisi 0,06 MeV	Numune	$\sigma_c(\theta)$ (barn/atom)
Hubbel, et al.,	Al	6,645
	Sn	22,32
	Ta	30,50
Storm, et al.,	Al	6,65
	Sn	22,4
	Ta	30,7



Şekil 4.3.a) Al için alınan spektrum ($\theta=90^\circ$). b) Numunesiz spektrum ($\theta=90^\circ$)

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada elde edilen spektrumlardan 50 μ m kalınlığındaki alüminyum numunesinden $\phi=90^\circ$ de elde edilen numuneli ve numunesiz spektrumlar şekil 4.3.a ve b de görülmektedir.

Tablo 4.2.de numunesiz, Tablo 4.3., Tablo 4.4. ve Tablo 4.5.de numuneli alınan Compton sayımları verilmektedir. Numuneli sayımlar numunesiz sayımlardan çıkarılarak net sayımlar elde edilmiş ve bu sayımlar kullanılarak

$$\frac{d\sigma_c(\phi)}{d\Omega} = \frac{N_{nc}}{N(1-T)\rho.tA} \quad (5.1)$$

ifadesi yardımıyla toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesiti hesaplanmıştır. Burada $N_{nc}=N_c-N_b$, ϕ açısıyla Compton saçılmasına uğrayarak dedektöre ulaşan fotonların sayısı, N kaynaktan numune üzerine gelen fotonların sayısı, T geçirme (transmission) faktörü, ρ numunedeki mevcut atomların sayısı, t gerçek sayma zamanı ve

$$A = \frac{\text{dedektör alanı}}{(\text{numune-dedektör mesafesi})^2} \text{ dir.}$$

Bu ifade kullanılarak, alüminyum, kalay ve tantalyum için bulunan toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesiti sonuçları Tablo 4.6., Tablo 4.7. ve Tablo 4.8.de verilmiştir.

Sonuçların bulunmasındaki hata katkıları, tartımdan gelen %0,04 den, kaynak şiddetinden gelen \pm %5 ten, şiddet ölçümlerinden %2 den, geometriden %1 den ve geçirme (transmission) ölçümlerinden %7,5 dan daha azdır. Buna göre tüm sonuçlardaki hatalar %10,54 den daha küçüktür.

Taranan literatürde, 59540 eV'luk fotonlar için toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesitinin açısal değişiminin deneysel değerlerine rastlanmadığından sonuçlarımızı deneysel değerlerle mukayese etme imkanı olmamıştır.

Taranan literatürde 59540 eV'luk fotonlar için toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesiti değerlerine rastlanmadığından bu çalışmada bulunan sonuçları deneysel sonuçlarla karşılaştırmak mümkün olmadığı gibi teorik değerlerle de doğrudan karşılaştırmak mümkün olmamıştır. Ancak bulunan değerler Hubbel, et al³⁴., (1975) ve Storm, et al³⁸., (1977) un teorik olarak buldukları atom başına toplam Compton saçılması tesir kesitleri değerleriyle (bkz. Tablo 4.9) iyi bir yaklaşıklıkla karşılaştırıldığında bunların alüminyum için %23.5, kalay için %14,3 ve tantalyum için %4,75 içinde oldukları görülmektedir. Bu farklılık esas itibariyle toplam Compton saçılması tesir kesitinin teorik değerleriyle toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesitinin genelleştirilerek mukayese edilmesinden kaynaklanmaktadır.

Ayrıca Tablo 4.6, Tablo 4.7 ve Tablo 4.8.nin incelenmesinden görüleceği üzere atom numarasının artmasıyla toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesiti artmaktadır ki, bu Hubbel, et al³⁴(1975), Storm, et al³⁸.,(1977) ve Eichler, et al¹⁹.,(1952) Sing, H¹⁴.(1970)in sonuçlarıyla uyusmaktadır.

Sonuç olarak kalibre edilmiş kaynaklar kullanılarak toplam Compton saçılması diferansiyel tesir kesitinin saçılma açısına, gelen foton enerjisine, saçıcı elementin atom numarasına bağlılığının verilen deney geometrisinde (5.1) bağıntısıyla bulunabileceği gösterilmiştir.

KAYNAKLAR

- 1-William, B., 1977, Compton Scattering. Mc.Graw Hill, New York, p366.
- 2-Jain, M. and Tzoar, N., 1977, Physical Review (A), 18, 2.538
- 3-Ghumman, B.S., Acharya, V.B. and Singh, B., 1981, J.Phys. B: At. Mol. Phys, 14, 3905.
- 4-Şahin, Y., 1985, M.Ü.Fen Bilimleri Dergisi, 2, 14.
- 5-Andermann, G. and Kemy, J.W., 1958, Anal. Chem, 30, 3.
- 6-Cesareo, R., 1981, Nuc. Ins. and Meth., 179, 1050.
- 7-Puumalainen, P., Sikanen, P. and Olkkonen H., 1979, Nuc. Ins. and Meth., 163, 1024.
- 8-Tomic, S., 1986, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res., 71-76.
- 9-Brini, D., Fuschini, E., Grimellini, N.T. and Murty, D.R.S., 1960, Nuova Cimento, XVI, 4, 727.
- 10-Morz, J.W, and Missoni, G., 1961, Physical Review, 124, 5, 1458.
- 11-Sujkowski, Z. and Nagel, B., 1961, Arkiv För Pysik, 20, 19, 323.
- 12-Varma, J. and Eswaran, M.A., 1962, Physical Review, 127, 4.
- 13-East, L.V. and Lewis, E.R., 1969, Physica 44, 595.
- 14-Singh, M., 1970, Physics Letters (33 A), 2, 70.
- 15-Swamy, S.T.V.J. and Murty, D.S.R., 1977, Physica (93 C), 145.
- 16-Acharya, V.B., Singh, B. and Ghumman, B.S., 1981 Physica Scripta, 23, 21.
- 17-Basavaraju, G., Kane, P.P. and George, S.M., 1987 Nuc. Inst. and Meth. in Phy. Res. (A), 255, 86.
- 18-Allawadhi, K.L., Verma, S.L., Ghumman, B.S. and Sood, B.S., 1977, Physical Review 17, 3, 1058.
- 19-Eichler, J., Barros, S. and Conçalves, A.M., 1982, Z.Naturforsch (37a), 1124.
- 20-Rullhusen, P. and Schumacher, M., 1976, J. Phys. B: At. Mol. Phys., 9, 14, 2435.
- 21-Ghumman, B.S. and Sood, B.S., 1967, Ind. J.Pure Appl. Phys., 5, 70, 737.
- 22-Allawadhi, K.L., Sood, B.S., 1975, Physical Review (A) 11, 6, 1928.
- 23-Shivaramu, S.G. and Sanjeevaiah, B., 1977, Nuc.

- Inst. and Meth. 140, 529.
- 24-Kane, P.P., Basavaraju, G., Mahajani, J. and Priyadarsini, A.K., 1978, 1982, Nüç. Inst. and Meth. 155,467.
- 25-Kane, P.P. Basavaraju, G., Lad, M.and Varier, K.M., 1987, Physical Review (A), 36, 12.
- 26-Kissel, L.and Pratt,R.H., 1987, Physical Review (A), 36,12.
- 27-Dow,J.C., Hicks, G.C.,Taylor, R.B. and Whittingham, I.B., 1987, Nüçlear Inst. and Meth.in Phys. Res. (A 255), 78.
- 28-Şahin, Y., 1989, Çekirdek Fiziğinin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi. Erzurum, (62),s 416.
- 29-Lederer, C.M., Hollander, J.M. and Perimen,I., 1967, Table of Isotopes. Willey, J.and Sons, p 594.
- 30-Eisberg, R.M., 1961, Fundamentals of Modern Physics. Willey, J. and Sons, p 729.
- 31-Şahin, Y., 1979, EDXRF Tekniğiyle matris şiddetlendirme etkilerinin düzeltilmesi üzerine bir model. Doktora Tezi,Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi, Erzurum, s 416.
- 32-Siegbahn, K., 1968, Alpha-,Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy. p 862.
- 33-Bertin, E.P., 1970,1975, Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis. New York, p 1079.
- 34-Hubbel, J.H., Veigele, W.J., Briggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D.T. and Howerton, R.J., 1975, J.Phys. Chem. Ref. Data, 4,3,471.
- 35-Hanson, A.L., 1986, Nüç. Inst. and Meth.in Phys.Res. (A 243), 583.
- 36-Eisberg, R.and Resnick, R.,1974, Quantum Physics.Willey, J.and Sons,p 713.
- 37-Nasuhoglu, R. ve Tanyel, B., 1966, Atom ve Çekirdek Fiziğine Giriş. Çeviri, Ankara Üniversitesi, Ankara, s 682.

38-Storm, E. and Israel, H.I.,1970, Nüklear Data Tables (A 7),565-681.

39-Tipler, P.A., 1978, Modern Physics. p 502.