



KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**M TABAKASI X IŞINLARI ÜRETİM TESİR KESİTLERİNİN
HESAPLANMASI**

Candan DÖZEN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

KAHRAMANMARAŞ
Ocak-2006

KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

M TABAKASI X IŞINLARI ÜRETİM TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Candan DÖZEN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Kod No :

**Bu Tez 23/01/2006 Tarihinde Aşağıdaki Jüri Üyeleri Tarafından
Oy Birliği/Oy Çokluğu ile Kabul Edilmiştir.**

**Prof. Dr. Adnan
KÜÇÜKÖNDER**
Ünvanı, Adı Soyadı, İmzası
DANIŞMAN

Doç. Dr. Ömer SÖĞÜT
Ünvanı, Adı Soyadı, İmzası
ÜYE

**Yrd. Doç. Dr. Hüseyin
ZENGİN**
Ünvanı, Adı Soyadı, İmzası
ÜYE

Yukarıdaki imzaların adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Özden GÖRÜCÜ
Ünvanı, Adı Soyadı, İmzası
Enstitü Müdürü

**Bu çalışma.....tarafından desteklenmiştir.
Proje No:.....**

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaktan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak gösterilmeden kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

İÇİNDEKİLER

	SAYFA
İÇİNDEKİLER.....	I
ÖZET.....	IV
ABSTRACT.....	V
ÖNSÖZ.....	VI
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	VIII
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	IX
TEŞEKKÜR.....	X
1. GİRİŞ.....	1
1.1. Gama Işınları.....	3
1.1.1. Gama Işınlarının Tanımı ve Özellikleri.....	3
1.1.2. Gama Işınlarının Oluşması.....	3
1.1.3. Gama Işınlarının Soğurulması.....	4
1.1.3.1. Soğurma Katsayıları.....	6
1.1.3.2. Soğurma Kısılları.....	7
1.1.4. Gama Işınlarının Madde İle Etkileşmesi.....	11
1.1.4.1. Fotoelektrik Olayı.....	13
1.1.4.1. (a) Auger Olayı.....	13
1.1.5. Gama Işınlarının Saçılması.....	14
1.1.5.1. Koherent Saçılma.....	14
1.1.5.1. (a) Rayleigh Saçılması.....	14
1.1.5.1. (b) Delbruck Saçılması.....	15
1.1.5.1. (c) Thomson Saçılması.....	15
1.1.5.1. (d) Nükleer Rezonans Saçılma.....	15
1.1.5.2. İnkohherent Saçılma.....	15
1.1.5.2. (a) Compton Saçılması.....	15
1.1.5.2. (b) Nükleer Saçılma.....	18
1.1.5.2. (c) Raman Saçılması.....	18
1.1.6. Çift Oluşum.....	18
1.2. X Işınları.....	20
1.2.1. X Işınlarının Tanımı ve Özellikleri.....	20
1.2.2. X Işınlarının Oluşumu.....	20
1.2.2.1. Sürekli X Işınları.....	20

1.2.2.2. Karakteristik X Işınlari.....	22
1.2.3. X Işını Enerji Seviyeleri.....	24
1.2.4. X Işınlari Spektrumları	27
1.3. Atomun Yapısı.....	28
1.3.1. Kuantum Sayıları.....	28
1.4. Flüoresans Verim ve Coster-Kronig geçişleri.....	29
1.5. Tesir Kesitleri.....	32
1.6. Elementlerin Uyarılması.....	34
1.6.1. Parçacıklarla Uyarma.....	34
1.6.1.1. Elektronlarla Uyarma.....	34
1.6.1.2. Protonlarla Uyarma.....	35
1.6.1.3. Hızlandırılmış İyonlarla Uyarma.....	35
1.6.2. Fotonlarla Uyarma.....	35
1.6.2.1. Radyoizotop Kaynaklarla Uyarma.....	35
1.6.2.2. Sürekli Fotonlara (X Işını Tüpleriyle) Uyarma.....	38
1.6.2.3. Synchrotron (Sinkrotron) ile Uyarma.....	38
1.7. Karakteristik X Işınlarmın Sayılması.....	39
1.7.1. X Işını Spektrometreleri.....	39
1.7.2. Sayaç Çeşitleri.....	40
1.7.2.1. Yarı İletken Detektörler.....	40
1.7.2.1. (a) Katı Hal Sayaçlarının Çalışma Prensibi.....	41
1.7.3. Hassasiyet Tayin Faktörleri	42
1.8. Detektör Verimliliği.....	42
1.8.1. Detektör Verimliliğini Belirleme Yöntemleri.....	43
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	45
3. MATERYAL VE YÖNTEM	47
3.1. Materyal.....	47
3.1.1. Kullanılan Elementler ve Numunelerin Hazırlanması.....	47
3.2. Kullanılan Deney Düzenegi Ve M X ışınlarının Sayılması.....	48
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	51
4.1. Enerji Kalibrasyonu.....	51
4.2. Detektör Verimliliğinin Belirlenmesi.....	52
4.3. Elementlerin M Alt Tabaka Enerji Seviyeleri.....	55
4.4. M Tabakası Flüoresans Tesir Kesitleri.....	57
4.5. M Tabakası Flüoresans Tesir Kesitlerinin Deneysel Olarak Elde Edilmesi.....	58

5. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	64
KAYNAKLAR.....	65
ÖZGEÇMİŞ.....	68

**KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ÖZET

**M TABAKASI X IŞINLARI ÜRETİM TESİR KESİTLERİNİN
HESAPLANMASI**

Candan DÖZEN

DANIŞMAN: Prof. Dr. ADNAN KÜÇÜKÖNDER

Yıl: 2006 Sayfa : 68

Jüri : Prof. Dr. Adnan KÜÇÜKÖNDER

Doç. Dr. Ömer SÖĞÜT

Yrd. Doç. Dr. Hüseyin ZENGİN

Atom numarası $73 \leq Z \leq 83$ aralığındaki elementlerin toplam M tabakası X ışını üretim tesir kesitleri, 5.96 keV'lik uyarıcı fotonlarla deneysel olarak ölçüldü ve teorik olarak hesaplandı.

Tesir kesiti deneysel hesaplamalarında dedektör verimliliğini belirlemek için, atom numarası $13 \leq Z \leq 23$ arasındaki elementlerin K X ışınları ölçüldü ve ölçümlerden hesaplanan değerlere göre verim grafiği çizildi.

Numuneleri uyarmak için, 100 mCi şiddetinde Fe-55 radyoizotop halka kaynağı ve numunelerden yayımlanan karakteristik X ışınlarını saymak için Si(Li) katı hal dedektörü kullanıldı.

Elde edilen sonuçlar, diğer araştırmacılar tarafından hesaplanmış olan teorik ve deneysel değerlerle karşılaştırıldı. Sonuç olarak, 5.96 keV'de M tabakası X ışını toplam üretim tesir kesitlerinin atom numarasının artmasına bağlı olarak arttığı gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Karakteristik X Işınları, Tesir Kesiti, XRF Tekniği

**UNIVERSITY OF KAHRAMANMARAŞ SÜTÇÜ İMAM
INSTITUTE OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES DEPARTMENT OF
PHYSICS**

MSc THESIS

ABSTRACT

MEASUREMENT OF M SHELL X RAYS PRODUCTION CROSS SECTION

Candan DÖZEN

Supervisor : PROF. DR. ADNAN KÜÇÜKÖNDER

Year : 2006 Pages : 68

Jury : Prof. Dr. Adnan KÜÇÜKÖNDER

: Assoc. Prof. Dr. Ömer SÖĞÜT

: Assist. Prof. Dr. Hüseyin ZENGİN

Total M shell X ray production cross-sections (XRF) for elements in the atomic number $73 \leq Z \leq 83$ were experimentally measured and theoretically calculated at 5.96 keV incident photon energy.

In order to determine the detector efficiency, K X rays of Al, Si, P, S, K, Ca, Ti elements were measured and efficiency graphics were plotted.

The samples were also irradiated by 100 mCi Fe-55 radioisotope annular source. Characteristic X rays emitted from the sample were counted by a Si(Li) semiconductor detector.

The values measured were compared with experimental and theoretical values of other researches.

As a results, it was seemed that M shell prduction cross-sections increase with increasing atomic number at 5.96 keV excitation energy.

Key Words: Characteristic X Rays, Cross Section, XRF Technique

ÖNSÖZ

Bu çalışmada, atom numarası $73 \leq Z \leq 83$ aralığında bulunan elementlerin M tabakası toplam M X ışını üretim tesir kesitlerinin atom numarasına bağlı olarak değişimi incelendi. Çalışmanın esası, numunelerin belli bir enerjide uyarılmasına, bunun sonucunda yayımlanan karakteristik X ışınlarının Si(Li) dedektörü ile sayılmasına ve M X ışınlarının toplam üretim tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanmasına dayanmaktadır. Bu nedenle çalışmanın ilk aşamasında, γ ışınlar, γ ışınlarının oluşumu, madde ile etkileşmesi, X ışınları, X ışınlarının oluşumu ve enerji seviyeleri, tesir kesitleri, tabakalar arası geçişler ve numunelerin uyarılması hakkında genel bilgiler verildi. İkinci aşamada, kullanılan numuneler ve özellikleri belirtilerek, X ışınlarının sayılması izah edildi. Üçüncü aşamada, deneysel ve teorik hesaplama yöntemleri açıklandı. Dördüncü aşamada, hesaplanan sonuçlar ve diğer veriler tablo ve grafikler halinde verilip sonuçlar karşılaştırıldı. Son aşamada ise çalışmanın genel bir değerlendirilmesi yapıldı.

Ocak 2006
KAHRAMANMARAŞ

Candan DÖZEN

ÇİZELGELER DİZİNİ

	SAYFA
Çizelge.1.1. Elementlerin K Tabakası ve L ile M Alt Tabakalarına Ait Soğurma Kıyısı (keV) Değerleri	9
Çizelge 1.2. X Işını Diyagram Çizgilerinin Siegbahn Gösterimleri.....	26
Çizelge 1.3. Radyoizotop Kaynaklar ve Özellikleri.....	37
Çizelge 3.1. Karakteristik X Işını Ölçümlerinde Kullanılan Numuneler.....	47
Çizelge 4.1. Enerji Kalibrasyon Değerleri.....	51
Çizelge.4.2. Verimliliği Belirlemek İçin Kullanılan Elementler.....	53
Çizelge 4.3. Elementlerin M Alttabaka Geçiş Enerjileri.....	55
Çizelge 4.4. Hesaplamalar İçin Kullanılan Değerler.....	59
Çizelge 4.5. M X Işını Tesir Kesitlerinin Deneysel Sonuçlarının Diğer Deneysel ve Teorik Hesaplamalar ve Fit Değerleri ile Karşılaştırılması.....	62

SEKİLLER DİZİNİ

	SAYFA
Şekil 1.1. Gama Işınlarnının Numuneden Geçişii.....	5
Şekil.1.2. Uranyum için X Işını Soğurma Eğrisi.....	8
Şekil.1.3. Gama Işınlarnının Madde İle Etkileşmesi Sonucunda MeydanaGelebilecek Farklı Tipteki Olaylar.....	12
Şekil 1.4. Fotoelektrik Olay ve Auger Olayı.....	14
Şekil 1.5. Compton Saçılması.....	16
Şekil 1.6. Çift Oluşum.....	18
Şekil 1.7. (a) Pozitronyum Atomunun Oluşması (b) Pozitronyum Atomunun Yok Olması.....	19
Şekil 1.8. X Işınları Oluşumu.....	20
Şekil 1.9 Atomda Elektron Geçişlerinin ve Karakteristik K- x Işını Yayınlanmasının Şematik Olarak Gösterimi.....	23
Şekil 1.10. X Işını Enerji Seviyeleri Diyagramı.....	25
Şekil.1.11. X Işını Spektrumları.....	27
Şekil 1.12. İnce Bir Levha Üzerine Gelen Işın Demeti.....	33
Şekil.1.13. Elektronlarla Uyarma.....	34
Şekil 1.14. Dahili γ Dönüşümü	36
Şekil 1.15. Dahili β Dönüşümü.....	36
Şekil 1.16. Yörünge Elektronunu Yakalama.....	37
Şekil 1.17. Bazı Dedektörlerin Ayırma Güçleri.....	40
Şekil 1.18. Si(Li) Dedektörünün Şematik Gösterimi.....	41
Şekil 3.1. Deney Geometrisi.....	49
Şekil.3.1. Sayım Şeması.....	50
Şekil 4.1. Enerji Kalibrasyon Doğrusu.....	51
Şekil4.2. Verim Eğrisi.....	53
Şekil.4.3. Au Elementinin M X Işını Spektrumu.....	61
Şekil 4.4. Fit Değer Grafiği.....	62
Şekil 4.5. Toplam M x Işını Tesir Kesitlerinin Atom Numarasına Göre Değişimi.....	63

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

eV	:	Elektron Volt (1.6×10^{-19} j.)
keV	:	Kilo elektron volt
λ	:	Dalga Boyu (m veya Å^0)
h	:	Planck Sabiti (6.62×10^{-34} j.s)
c	:	Işık Hızı (2.997×10^8 m/s)
E	:	Enerji (j) $1 \text{j} = 10^7$ erg.
Å^0	:	Angström ($1 \text{Å}^0 = 10^{-10}$ m)
P	:	Momentum (kg.m/s)
m	:	Kütle (kg)
min	:	Minimumum
ω	:	Flüoresanas Verim
$\bar{\omega}$:	Ortalama Flüoresans Verim
σ	:	Tesir Kesiti (cm^2/gr)
σ_{Mx}	:	M tabakası Toplama Üretim Tesir Kesiti (cm^2/gr).
f_{ij}	:	Coster-Kronig Geçiş İhtimaliyetleri

TEŞEKKÜR

Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü yüksek lisans tez programı çerçevesinde hazırlanan ‘M tabakası X ışını Üretim Tesir Kesitlerinin Hesaplanması’ konulu yüksek lisans tez konumu veren ve çalışmalarım sırasında görüş ve yardımlarını esirgemeyen çok değerli tez hocam Prof Dr. Adnan KÜÇÜKÖNDER’e sonsuz saygı ve teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Değerli bilgi ve fikirleri ile yardımcı olan başta sayın hocam Doç.Dr. Ömer SÖĞÜT ve B. Göker DURDU hocam olmak üzere tüm bölüm hocalarıma sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca çalışmalarım sırasında maddi ve manevi desteği hiç esirgemeyen çok değerli aileme ve arkadaşlarıma sonsuz sevgi ve teşekkürler.

1. GİRİŞ

Atomların yapısı en doğru şekilde, herhangi bir yöntem (optik, XRF, vb.) ile atomun yaydığı yada soğurduğu ışınım enerjileri gözlemlenerek ve incelenerek anlaşılabilir. Kullanılan bu yöntemler spektroskopik yöntemler olarak adlandırılır.

Elektronların atomlardaki düzenlenişi hakkında en iyi bilgiler, onların verdiği spektrumun incelenmesi sonucu elde edilmiştir. Atomlardan çeşitli yollarla sökülen iç tabaka elektronlarının yerini atomdaki diğer elektronlar, ışımalı ve ışımaz geçiş yaparak doldururlar.

İşımalı geçişlerden meydana gelen karakteristik X ışınları ile ilgili olarak geçiş ihtimaliyetleri, yayılma hızları ve şiddet oranları teorik olarak Scofield, J. H. (1969), Nelson ve ark. (1970), Rao ve ark. (1972), Scofield, (1974), Manson, (1974), Chen ve ark. (1979) ve Champbell ve ark. (1989) tarafından hesaplanmıştır. Bununla beraber enerjiye bağlı olarak tesir kesitlerini, kütle soğurma katsayılarını ve inkohorent saçılma fonksiyonlarını, Hubbell (1969), Storm ve ark. (1970), Scofield (1973), Hubbell ve ark. (1975), Scofield (1976), Krause ve ark. (1978), Hubbell (1981), Yeh ve ark. (1985), De Boer (1989), Cohen ve ark. (1986) ve Chen ve ark. (1989) teorik olarak hesaplamışlardır. Arora ve ark. (1981), Pap ve ark. (1984), Singh ve ark. (1984), Garg ve ark. (1987), Mann ve ark. (1991) ve Rao ve ark. (1993) fotonlarla, Barse ve ark. (1973), Khan ve ark. (1978), Jitschin (1974) ve ark. (1992) protonlarla, Büssinger ve ark. (1974), Wille ve ark. (1986) ve Crlen ve ark. (1992) hızlandırılmış iyonlarla, Ricz ve ark. (1978) ve Carvalha ve ark (1988) elektronlarla, Chang ve ark (1975), Jesus ve ark. (1987) ve Vigilante ve ark. (1991) α parçacıkları ile uyarma için tesir kesitlerini hesaplamışlardır. M tabakası flüoresans verim ve X ışını üretim tesir kesitlerinin ölçülmesi Gresset (1996), Hsuing ve ark. (1982) ve Ertuğrul ve ark. (1995), S. Puri ve ark. (1992), D.V. Rao ve ark. (1994), J. S. Braich ve ark. (1996) tarafından çalışılmıştır.

Tesir kesiti, herhangi bir olayın meydana gelme ihtimaliyetinin bir ölçüsüdür. Tesir kesiti deneysel olarak ölçülebilen bir ifade olduğundan birçok fiziksel olayın ayrıntılı olarak incelenmesine olanak sağlar. Tesir kesitinin tam olarak bilinmesi, reaktör zırhlanmasında, endüstriyel radyografi de, tıbbi fizikte enerji taşıma ve depolama konularında, radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanmasında ve diğer alanlardaki bazı değişimlerin incelenmesinde gerekli olmaktadır. Bunlara ek olarak, atomların yapısı, yaş tayini, elementlerin özelliklerinin deneysel olarak hesaplanması, tahribatsız miktar analizleri, ilaç sanayi gibi fiziksel ve kimyasal birçok alanlarda kullanılmaktadır.

Karakteristik X ışını yayılma tesir kesiti, her element için uyarıcı bir radyasyon tipi ve enerjisinde ayırt edici bir özelliktir. Karakteristik X ışını yayılma tesir kesiti üzerine bir takım çalışmalar yapılmıştır. K, L ve M X ışını flüoresans tesir kesitlerini deneysel olarak bulmak için, bazı araştırmacılar numuneleri, fotonlarla ve hızlandırılmış iyonlarla uyarmak suretiyle birtakım çalışmalar yapmışlardır. Bu çalışmalar genellikle yarı deneyseldir. Yani fotoiyonizasyon sonucu oluşan pik analizlerine dayanarak deneysel tesir kesitlerinin hesaplanması ve bu sonuçların teorik değerleriyle uyum içerisinde olup olmadıklarının belirlenmesi ve yorumlanması şeklindedir.

Şimdiye kadar hem deneysel hem de teorik olarak yapılan literatür çalışmaları, enerjileri 0.05 MeV'den 1 MeV'e kadar olan periyodik tablodaki tüm elementlerin foton uyarılmasıyla oluşan K tabakası X ışını üretim tesir kesitlerinin oldukça iyi araştırıldığını göstermektedir. Fakat M tabakası ile ilgili çok az sayıda çalışma vardır ve çoğunda uyarıcı olarak proton ve iyonlar kullanılmıştır (Rao, D.V., 1996, Puri, S., 1992). Fotonlarla yapılan M tabakası flüoresans verimi ve X ışını üretim tesir kesitleri çalışmaları oldukça azdır. Ayrıca bu çalışma, K.S.Ü Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü araştırma laboratuvarında ilk kez yapılmaktadır.

Bu çalışmamızda, uygun bir geometride Fe-55 radyoizotop kaynağı ile atom numarası $73 \leq Z \leq 83$ arasındaki elementlerin 5.96 keV'lik fotonlarla uyarılması sonucunda M tabakası üretim tesir kesitlerinin deneysel olarak hesaplanması amaçlanmıştır. Deneysel sonuçların yorumlanması için M tabakası üretim tesir kesitlerinin teorik değerleri Scofield (1973), flüoresans verimler ve coster-kronig geçiş ihtimaliyetleri McGuire (1972), Chen ve arkadaşlarının (1983), Haribar ve arkadaşlarının (1982) teorik çalışmaları kullanılmıştır.

Si(Li) X ışını spektrometresinin rezülasyonu sınırlı olması nedeniyle çeşitli M tabakası X ışını pikleri tam olarak ayrılmaz. Fotoiyonizasyon için kullanılan uyarıcı fotonların enerjileri, araştırılan elementlerin L_3 alt tabakasının bağlanma enerjisinden düşük olmalıdır. Uyarıcı fotonların enerjilerin seçimindeki bu sınırlama, deneysel değerlerle karşılaştırma için gerekli olan M tabakası X ışını üretim tesir kesitlerinin hesaplanmasını basitleştirmek için faydalıdır (K. S. Mann, 1991).

Bu çalışmanın yapıldığı K.S.Ü Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümü araştırma laboratuvarında, deney için gerekli olan ; radyoizotop kaynak, Si(Li) katı hal sayacı, NIM modüller, sistem 100 kartlı bilgisayardan faydalanılmıştır.

1.1.Gama Işınları

1.1.1. Gama Işınlının Tanımı ve Özellikleri

Gama ışınları, elektromanyetik spektrumdaki en kısa dalga boylu ve en fazla enerjili elektromanyetik radyasyonlardır.

Gama yayımı, alfa ve beta yayımını takiben türev çekirdek tarafından gerçekleştirilir. Uyarılmış bir çekirdek yüksek enerji değerine sahip olur ve gama yayımı yaparak fazla enerjisini dışarı verir. Yüksek enerjili gama ışınları birkaç santim kalınlığındaki kurşun bloktan geçebilirler. Gama ışınlarının iyonizasyonu α ve β 'ya göre daha azdır. Gama ışınlarının dalga boyu $\lambda=1-0.05 \text{ \AA}$ enerjisi ise 12 keV ile 2.5 MeV arasında değişir (Tanyel, 1994).

Gama ışınları canlı hücreleri öldürebilir, bu özelliğinden dolayı tıpta, kanserli hücreleri öldürmek için kullanılmaktadır. Gama ışınları uzayda çok uzun mesafeler kat ederek yerküreye kadar gelir ve yerküre atmosferi tarafından soğurulurlar. Işığın farklı dalga boyları yerküre atmosferini geçerek farklı katmanlara ulaşırlar. Gama ışınları evrenin en sıcak bölgelerinde üretilen ışığın enerjik formlarıdır.

1.1.2. Gama Işınlının Oluşması

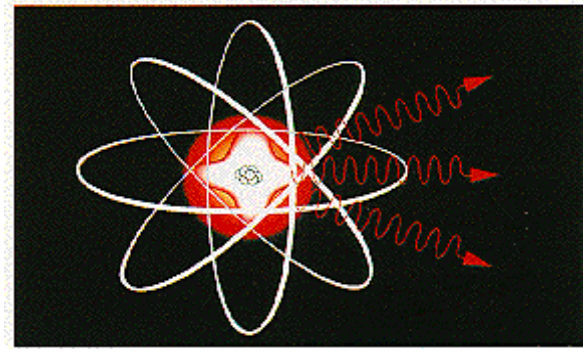
Gama ışınları, atom çekirdeği içindeki proton ve nötronların yeniden düzenlenmesi sonucu oluşur. Radyoaktif elementlerin çekirdeğindeki bir nötron, bir protona veya bir proton, bir nötrona dönüşebilir. Bu sırada çekirdek kararlı hale geçebilmek için gama ışını yayımlar.

Deneyler kozmik kaynaklarca üretilmiş gama ışınlarını tespit etmeden çok önce, bilim adamları evrende böyle fotonları üretebilecek kaynaklar olabileceğini biliyorlardı.Gama ışınlarını üretebilecek en önemli mekanizmalar ;

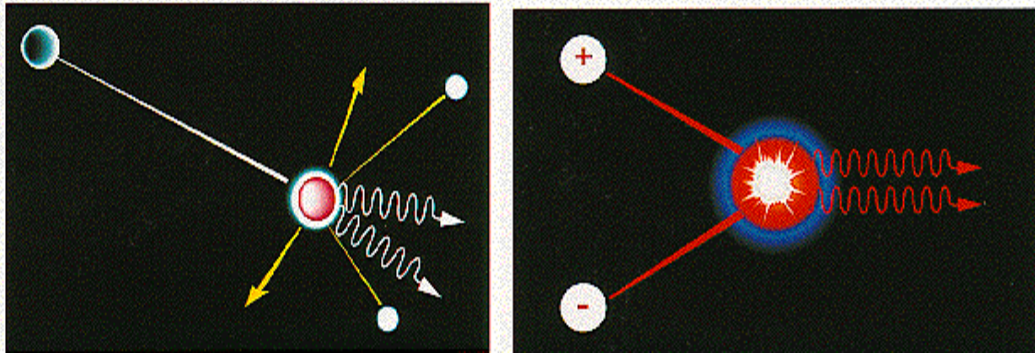
-Yüksek enerjili bir parçacığın bir başka parçacık ile çarpışması

-Bir parçacık ve onun anti parçacığının birbirlerini yok ederek foton enerjisine dönüşmeleri

-Radyoaktif bozunma.



Radyoaktif Çekirdek

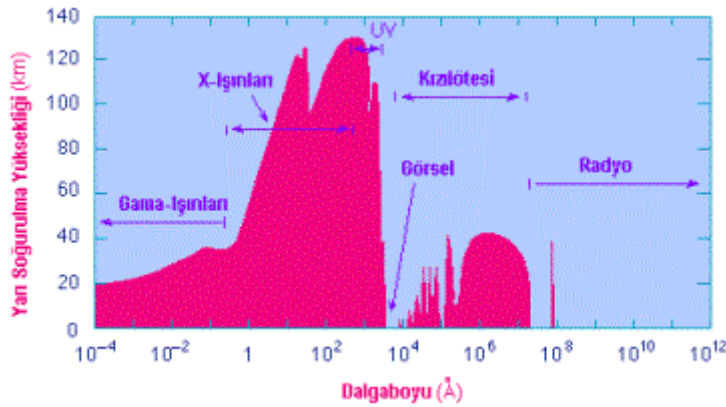


Parçacık Parçacık Çarpışması

Madde- Anti Madde Çarpışması

Gama ışınları ayrıca süpernova patlamaları yada atomların parçalanmasıyla ortaya çıkarlar. Süpernova patlamaları, nötron yıldızları, pulsarlar ve kara delikler, gama ışın kaynaklarıdır.

1.1.3. Gama Işınlarının Soğurulması



Gama ışınları alfa ve beta parçacıklarından farklı olarak, bir tek elementer olayda enerjilerine ve düştüğü maddenin özelliğine göre enerjisinin büyük bir kısmını, çoğu zaman tamamını kaybeder. İçinden geçtiği maddenin hangi atomunun civarında bu kaybın olacağı tamamen ihtimale bağlıdır. Bu sebeple gama ışınlarının madde tarafından soğurulmasında radyoaktif bozunma kanunlarına benzer bir kanun geçerlidir. Maddenin küçük bir dx kalınlığında absorblanan dI ışın şiddeti, bu kalınlığa giren I şiddeti ile orantılıdır.

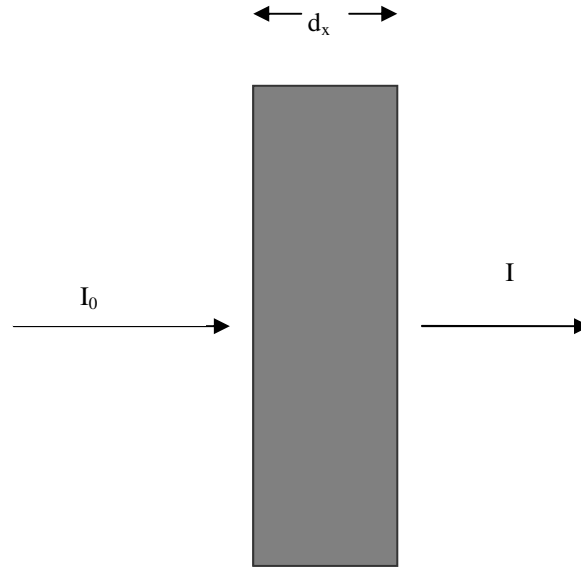
$$\frac{dI}{dx} = -\mu I \quad (1.1)$$

Burada I gama ışınlarının şiddeti, μ gama ışınlarının enerjisine ve maddenin cinsine bağlı olan lineer soğurma katsayısıdır. Eksi işareti, x kalınlığı arttıkça şiddetin azalmasından dolayı konulmuştur.

Denklem (1.1) in integrali alındığında,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.2)$$

bulunur. Bu denklemde I , x kalınlığını geçen ışının şiddeti, I_0 ise başlangıçta gelen gama ışınının şiddetidir (Fundamentals of Nuclear Physics, 1970).



Şekil 1.1. Gama Işınlarının Numuneden Geçişi

1.1.3.1. Soğurma Katsayıları

Gama ışınlarının soğurulması ile ilgili dört çeşit soğurma katsayısı bulunur. Lineer soğurma katsayısı olan μ birim kalınlık başına soğurulmayı verir ve

$$\mu = \frac{\ln(I_0 / I(x))}{X} \text{ cm}^{-1} \quad (1.3)$$

ifadesiyle belirtilir (Bertin, 1975).

Birim kütle başına soğurulmayı veren ifade kütle soğurma katsayısıdır. Lineer soğurma katsayısının soğurucu maddenin yoğunluğuna oranı kütle soğurma katsayısını verir.

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \text{ cm}^2 / \text{gr} \quad (1.4)$$

Burada ρ (gr/cm^3) maddenin yoğunluğudur (Bertin, 1975).

Mol başına düşen soğurma molar soğurma katsayısını vermektedir ve aşağıda verilen denklemlerle ifade edilir.

$$\mu_{mol} = \mu_m \cdot A \text{ cm}^2 / \text{mol} \quad (1.5)$$

Burada ki A (gr/mol) atomik ağırlıktır (Bertin, 1975).

Atom başına soğurmayı veren ifadeye ise atomik soğurma katsayısı denir. Kütle soğurma katsayısı ile bir tek atomun kütlelerinin çarpımı bu ifadeyi vermektedir.

$$\mu_a = \mu_m \cdot A / N_0 = \mu / n \text{ cm}^2 / \text{atom} \quad (1.6)$$

Burada N_0 Avagadro sayısı ($6,02 \cdot 10^{23}$), n birim hacimdeki atom sayısıdır (Bertin, 1975). Bu soğurma katsayıları arasında ;

$$\mu = \mu_m \cdot \rho = \mu_a \cdot \rho (N_0 / A) = \mu_{mol} \cdot \rho / A \quad (1.7)$$

şeklinde bir bağıntı vardır.

Bu katsayılar arasında en çok kütle soğurma katsayısı kullanılmaktadır ve

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{Z}{\rho} + \frac{\Gamma}{\rho} \quad (1.8)$$

ile ifade edilir. Burada, $\frac{Z}{\rho}$ fotoelektrik kütle soğurma katsayısı, $\frac{\Gamma}{\rho}$ saçılma kütle soğurma katsayısıdır. Eğer soğurucu madde kimyasal bir bileşik yada karışım ise bu maddenin kütle soğurma katsayısı bileşik içerisindeki elementlerin ağırlık kesirleri ve kütle soğurma katsayıları yardımıyla, yaklaşık olarak,

$$\mu = \sum_{i=1}^n \omega_i \mu_i \quad (1.9)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde ω_i i. elementin ağırlık kesri, μ_i i. elementin soğurma katsayısı, n ise bileşik veya karışımdaki element sayısıdır (Van Griken ve Markazovicz, 1993).

1.1.3.2. Soğurma Kısımları

Bir elementin atomundaki herhangi bir orbitalinden elektron koparabilecek en küçük enerjili veya en büyük dalga boylu fotonun enerjisi, atomun o enerji seviyesinin soğurma kısımlarıdır (Bertin, 1975). Soğurma kısımları bir elementin tabakalarındaki elektronların bağlanma enerjisine karşılık gelir. Soğurma dalga boyu, atomun belli bir tabakasındaki bir elektronun soğurma kısımlarının dalga boyundan daha kısadır (Jenkins, 1974).

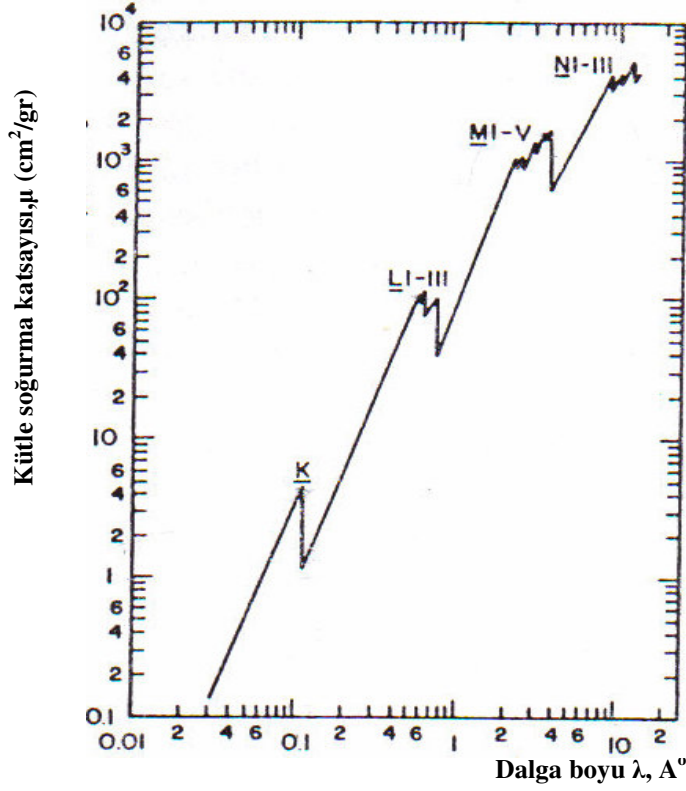
Bir foton bir elementin ancak belli X ışını çizgilerini uyarabilir. Şekil 1.2 de X ışını çizgi spektrumuna neden olan elektron geçişleri gösterilmiştir (Bertin, 1975).

Her atomun, farklı uyarma potansiyellerine sahip olduğundan, birden çok soğurma kısımları vardır. Bir atomun her kabuğunda (2n-1) tane alt kabuk bulunmaktadır. K kabuğunda bir alt kabuk olduğundan bir soğurma kısımları vardır ve $K(\lambda_{Kab})$ olarak adlandırılır. L tabakasının üç alt tabakası olup $L(\lambda_{LIab}, \lambda_{LIIab}, \lambda_{LIIIab})$ olan üç soğurma kısımları ve M tabakasının beş alt tabakası olup $M(\lambda_{MIab}, \lambda_{MIIab}, \lambda_{MIIIab}, \lambda_{MIVab}, \lambda_{MIVab})$ olan beş soğurma kısımları mevcuttur.

Her elementte çekirdeğe yakın tabakalara gidildikçe soğurma kısımları dalga boyunda azalma görülür.

$$(\lambda_{Kab} < \lambda_{LIab} < \lambda_{LIIab} < \lambda_{LIIIab} < \lambda_{MIab} < \lambda_{MIIab} < \lambda_{MIIIab} < \lambda_{MIVab} < \lambda_{MIVab})$$

K kabuğundan bir elektron koparabilmek için yeterli enerjiye sahip bir X ışını fotonu aynı zamanda L ve M kabuklarının birinden de elektron koparabilir. Dalga boyu λ_{LIab} ve λ_{LIIab} arasında olan bir foton ilgili elementin L_{II} , L_{III} , M ve N kabuklarından elektron koparabilir fakat L_I veya K kabuğundan koparamaz. Şekil 1.3'de Uranyuma ait X ışını soğurma eğrisi gösterilmiştir (Bertin, 1975).



Şekil.1.2. Uranyum İçin X ışını Soğurma Eğrisi

Bu eğri dalga boyunun azalmasıyla kütle soğurma katsayısının da azaldığını gösterir. Şekilde de görüldüğü gibi foton enerjisinin bağlanma enerjisine eşit olduğu yerlerde yani elektron koparabilecek dalga boylarında ani düşmeler olmaktadır. Bu düşmeler soğurma kıyısını gösterir. Soğurma kıyısı dalga boyu atom numarası ile ters, gönderilen fotonun dalga boyu ile doğru orantı göstermektedir (Jenkins, 1981).

K tabakalarına ve L ile M alt tabakalarına ait soğurma kıyısı değerleri Çizelge 1.1 de verilmiştir.

**Çizelge.1.1 Elementlerin K, L, M Alt Tabakalarına Ait Soğurma Kıyısı (keV)
Değerleri**

Element	Z	K	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I	M _{II}	M _{III}	M _{IV}	M _V
H	1	0.014	-	-	-	-	-	-	-	-
He	2	0.025	0.001	-	-	-	-	-	-	-
Li	3	0.055	0.003	0.001	0.001	-	-	-	-	-
Be	4	0.111	0.006	0.002	0.002	-	-	-	-	-
B	5	0.118	0.009	0.004	0.004	--	-	-	-	-
C	6	0.284	0.013	0.005	0.005	-	-	-	-	-
N	7	0.400	0.018	0.007	0.007	-	-	-	-	-
O	8	0.533	0.024	0.009	0.009	-	-	-	-	-
F	9	0.687	0.032	0.012	0.012	-	-	-	-	-
Ne	10	0.867	0.045	0.018	0.018	0.001	-	-	-	-
Na	11	1.073	0.063	0.032	0.032	0.002	-	-	-	-
Mg	12	1.305	0.088	0.050	0.050	0.003	-	-	-	-
Al	13	1.560	0.118	0.073	0.073	0.005	-	-	-	-
Si	14	1.839	0.151	0.099	0.100	0.007	0.001	0.001	-	-
P	15	2.144	0.188	0.130	0.130	0.010	0.002	0.002	-	-
S	16	2.472	0.227	0.165	0.165	0.014	0.004	0.004	-	-
Cl	17	2.824	0.270	0.203	0.202	0.018	0.007	0.007	-	-
Ar	18	3.203	0.320	0.247	0.245	0.025	0.012	0.012	-	-
K	19	3.607	0.377	0.296	0.294	0.034	0.018	0.018	-	-
Ca	20	4.037	0.438	0.350	0.346	0.044	0.025	0.025	-	-
Sc	21	4.491	0.500	0.406	0.401	0.053	0.032	0.032	-	-
Ti	22	4.966	0.563	0.462	0.456	0.060	0.035	0.035	-	-
V	23	5.465	0.628	0.521	0.513	0.066	0.038	0.038	-	-
Cr	24	5.989	0.696	0.584	0.575	0.074	0.042	0.042	0.001	0.001
Mn	25	6.539	0.769	0.651	0.640	0.084	0.047	0.047	0.002	0.002
Fe	26	7.112	0.846	0.721	0.708	0.093	0.053	0.053	0.003	0.003
Co	27	7.709	0.926	0.794	0.779	0.101	0.060	0.060	0.004	0.004
Ni	28	8.332	1.008	0.871	0.854	0.111	0.067	0.067	0.005	0.005
Cu	29	8.981	1.096	0.953	0.933	0.122	0.074	0.074	0.007	0.007
Zn	30	9.659	1.193	1.043	1.020	0.138	0.088	0.087	0.010	0.010
Ga	31	10.367	1.300	1.142	1.115	0.158	0.106	0.103	0.017	0.017
Ge	32	11.104	1.413	1.248	1.217	0.180	0.126	0.121	0.028	0.028
As	33	11.867	1.530	1.359	1.323	0.204	0.146	0.140	0.041	0.041
Se	34	12.658	1.652	1.475	1.434	0.230	0.168	0.161	0.055	0.055
Br	35	13.474	1.782	1.597	1.551	0.257	0.191	0.184	0.072	0.071
Kr	36	14.323	1.921	1.727	1.675	0.288	0.219	0.210	0.091	0.090
Rb	37	15.200	2.065	1.863	1.805	0.322	0.248	0.239	0.112	0.110
Sr	38	16.105	2.216	2.007	1.940	0.358	0.280	0.269	0.135	0.133
Y	39	17.038	2.373	2.155	2.079	0.394	0.312	0.299	0.158	0.156
Zr	40	17.998	2.533	2.307	2.223	0.430	0.344	0.330	0.182	0.180
Nb	41	18.986	2.698	2.464	2.370	0.467	0.377	0.361	0.206	0.204
Mo	42	20.000	2.867	2.625	2.521	0.505	0.410	0.392	0.230	0.228
Tc	43	21.044	3.043	2.793	2.677	0.545	0.445	0.426	0.256	0.253
Ru	44	22.117	3.224	2.967	2.838	0.585	0.483	0.461	0.284	0.280
Rh	45	23.220	3.412	3.146	3.004	0.627	0.521	0.496	0.312	0.307
Pd	46	24.350	3.605	3.330	3.174	0.670	0.559	0.532	0.340	0.335
Ag	47	25.514	3.806	3.524	3.351	0.718	0.602	0.571	0.373	0.367
Cd	48	26.711	4.018	3.727	3.537	0.770	0.651	0.616	0.410	0.404
In	49	27.940	4.238	3.938	3.730	0.826	0.702	0.664	0.451	0.443
Sn	50	29.200	4.465	4.156	3.929	0.884	0.756	0.714	0.493	0.485
Sb	51	30.491	4.698	4.381	4.132	0.944	0.812	0.766	0.537	0.528
Te	52	31.814	4.939	4.612	4.341	1.006	0.870	0.819	0.583	0.572

Element	Z	K	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I	M _{II}	M _{III}	M _{IV}	M _V
I	53	33.170	5.188	4.852	4.557	1.072	0.931	0.876	0.633	0.619
Xe	54	34.561	5.445	5.102	4.782	1.143	0.997	0.936	0.686	0.672
Cs	55	35.985	5.713	5.360	5.012	1.217	1.065	0.998	0.740	0.726
Ba	56	37.741	5.987	5.623	5.247	1.291	1.135	1.061	0.794	0.780
La	57	38.925	6.266	5.891	5.484	1.363	1.204	1.124	0.848	0.832
Ce	58	40.443	6.549	6.164	5.723	1.435	1.273	1.185	0.901	0.883
Pr	59	41.991	6.835	6.440	5.964	1.505	1.337	1.242	0.951	0.931
Nd	60	43.569	7.128	6.722	6.208	1.575	1.403	1.298	1.001	0.978
Pm	61	45.184	7.428	7.013	6.459	1.648	1.471	1.357	1.052	1.027
Sm	62	46.834	7.736	7.312	6.716	1.723	1.541	1.419	1.106	1.078
Eu	63	48.519	8.052	7.618	6.977	1.800	1.614	1.481	1.161	1.131
Gd	64	50.239	8.375	7.930	7.243	1.881	1.688	1.544	1.217	1.185
Tb	65	51.996	8.708	8.252	7.514	1.963	1.765	1.610	1.274	1.240
Dy	66	53.788	9.046	8.580	7.790	2.046	1.842	1.676	1.332	1.295
Ho	67	55.618	9.394	8.918	8.072	2.130	1.923	1.743	1.392	1.351
Er	68	57.486	9.752	9.264	8.358	2.217	2.006	1.812	1.453	1.409
Tm	69	59.390	10.116	9.617	8.648	2.306	2.090	1.881	1.515	1.468
Yb	70	61.332	10.489	9.978	8.943	2.398	2.175	1.950	1.577	1.528
Lu	71	63.316	10.874	10.349	9.245	2.494	2.264	2.024	1.641	1.591
Hf	72	65.345	11.272	10.739	9.560	2.600	2.364	2.108	1.716	1.662
Ta	73	67.416	11.680	11.136	9.880	2.709	2.469	2.194	1.793	1.735
W	74	69.525	12.098	11.541	10.204	2.820	2.575	2.281	1.871	1.809
Re	75	71.676	12.528	11.957	10.534	2.934	2.682	2.368	1.950	1.883
Os	76	73.871	12.969	12.385	10.871	3.052	2.792	2.457	2.031	1.960
Ir	77	76.111	13.419	12.824	11.215	3.173	2.908	2.551	2.116	2.040
Pt	78	78.395	13.880	13.273	11.564	3.297	3.027	2.645	2.202	2.122
Au	79	80.725	14.353	13.734	11.919	3.425	3.150	2.743	2.291	2.206
Hg	80	83.102	14.842	14.209	12.283	3.562	3.280	2.847	2.285	2.295
Tl	81	85.530	15.346	14.697	12.656	3.704	3.416	2.956	2.485	2.389
Pb	82	88.004	15.861	15.200	13.035	3.851	3.554	3.006	2.586	2.484
Bi	83	90.526	16.391	15.714	13.420	4.000	3.696	3.177	2.689	2.581
Po	84	93.105	16.936	16.244	13.814	4.156	3.849	3.295	2.798	2.683
At	85	95.730	17.491	16.785	14.214	4.317	4.006	3.416	2.909	2.787
Rn	86	98.404	18.055	17.337	14.619	4.482	4.164	3.538	3.022	2.892
Fr	87	101.137	18.639	17.904	15.030	4.652	4.325	3.664	3.136	3.000
Ra	88	103.922	19.237	18.484	15.446	4.824	4.490	3.791	3.253	3.109
Ac	89	106.759	19.845	19.083	15.870	5.002	4.658	3.918	3.371	3.219
Th	90	109.651	20.466	19.693	16.300	5.182	4.830	4.046	3.490	3.332
Pa	91	112.601	21.105	20.314	16.733	5.364	5.003	4.174	3.609	3.442
U	92	115.606	21.759	20.948	17.170	5.548	5.181	4.304	3.728	3.552
Np	93	118.670	22.427	21.600	17.613	5.735	5.366	4.435	3.850	3.664
Pu	94	121.797	23.109	22.270	18.063	5.927	5.555	4.568	3.973	3.778
Am	95	124.990	23.812	22.958	18.519	6.122	5.748	4.703	4.100	3.894
Cm	96	128.253	24.535	23.663	18.982	6.322	5.945	4.839	4.230	4.012
Bk	97	131.590	25.275	24.385	19.452	6.526	6.147	4.977	4.364	4.132
Cf	98	135.005	26.030	25.125	19.929	6.735	6.353	5.117	4.502	4.254
Es	99	138.502	26.803	25.883	20.424	6.949	6.564	5.259	4.644	4.378
Fm	100	142.085	27.594	26.659	20.907	7.168	6.780	5.403	4.790	4.504

1.1.4. Gama Işınlarnın Madde İle Etkileşmesi

1 keV'den daha fazla enerjili gama-ışınlarının tespitinde, gama-ışınları ile detektör madde arasındaki enerji değişimi ve enerji kaybı gibi işlevler kullanılır. Pek çok durumda gama-ışınlarından yüklü parçacıklara kinetik enerji aktarılır ve gelen gama-ışınının tayfsal özelliklerini öğrenmemiz için ölçülür. Gelen gama-ışın fotonu ile ikincil parçacıkların yönü arasındaki açısal ilişki de enerji hakkında önemli bilgiler sağlar. Bu ışınların madde ile etkileşmelerini, etkileşme alanına göre;

- Atomun elektronu ile etkileşme
- Çekirdek ile etkileşme
- Çekirdek ve elektron etrafındaki elektrik alan ile etkileşme
- Çekirdek çevresindeki mezon alanı ile etkileşme

olarak gruplandırılır (Şahin, 1998).

Bir nükleer bozunmada yayımlanan ve bir MeV'in kesrinden birkaç MeV'e kadar bir aralıkta enerjiye sahip olan gama ışınları bu aralıkta madde ile etkileşmesi sonucunda enerji kaybettikleri üç temel olay:

- fotoelektrik olayı ($0.01 \text{ MeV} < E < 0,5 \text{ MeV}$)
- saçılma ($0.1 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$)
- çift oluşum ($> 1.02 \text{ MeV}$)'dur.

Bu üç olayda birbirinden bağımsızdır (Davission ve Evans, 1952). Bu olaylar sonucunda elektronlar madde içerisinde yolları boyunca yavaşlayıncaya kadar elektron iyon veya elektron-hole çiftleri meydana getirirler. Her üç durumda gelen fotonun şiddetinde azalmaya neden olduklarından, bu olayların tesir kesitlerinin toplam azaltma katsayısı, her bir olayın kütle azaltma katsayılarının toplamı olarak

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{K}{\rho} \quad (1.10)$$

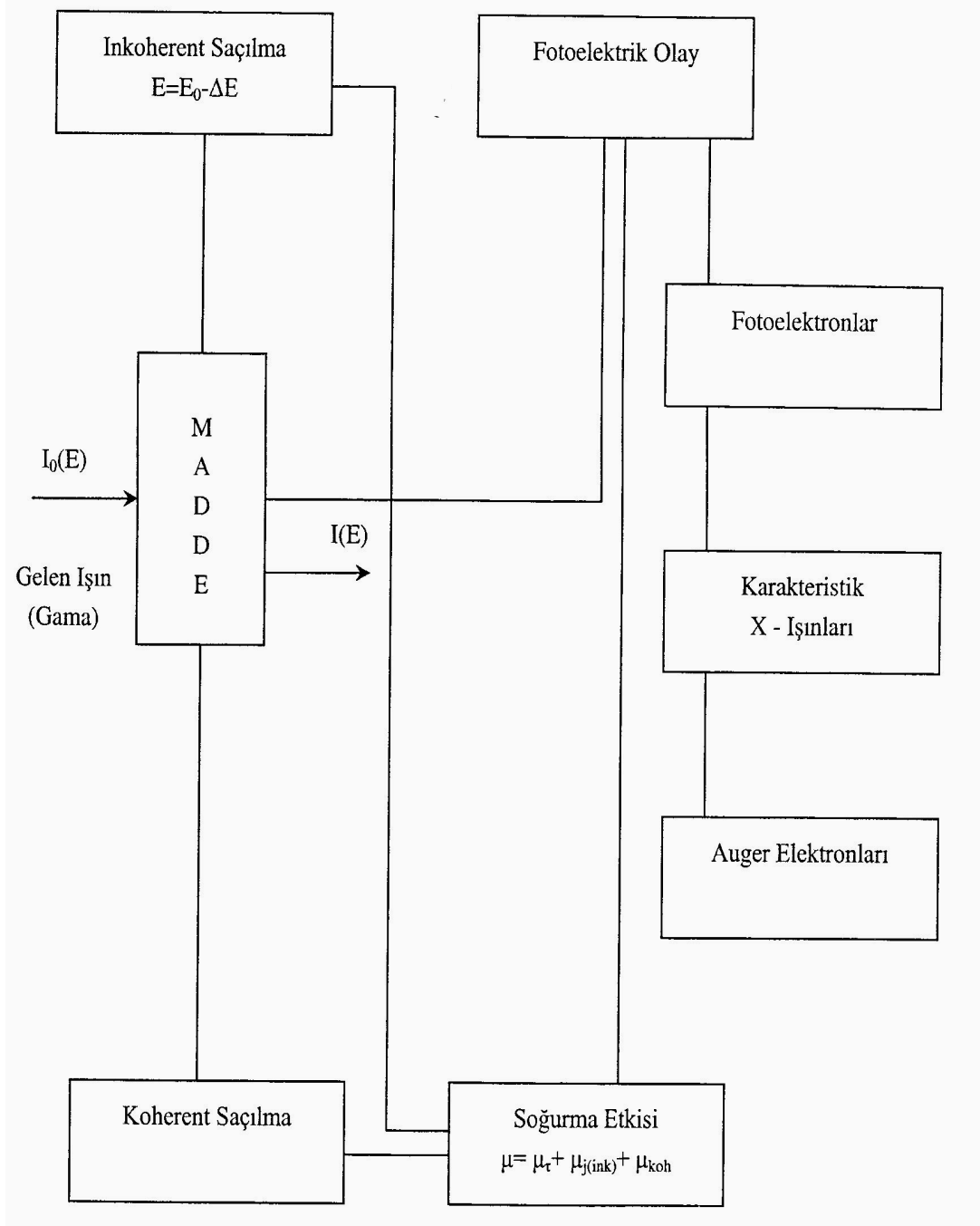
şeklinde ifade edilebilir.

Burada $\frac{\mu}{\rho}$ toplam azaltma katsayısı, $\frac{\tau}{\rho}$ fotoelektrik kütle azaltma katsayısı, $\frac{\sigma}{\rho}$ saçılma

kütle azaltma katsayısı, $\frac{K}{\rho}$ elektron-pozitron çifti oluşumu kütle azaltma katsayısıdır

(Bertin, 1995).

Şekil 1.3 de gama ışınlarının madde ile etkileşmesi sonucunda meydana gelebilecek olaylar gösterilmiştir.



Şekil.1.3. Gama Işınlarının Madde İle Etkileşmesi Sonucunda Meydana Gelebilecek Farklı Tipteki Olaylar

1.1.4.1. Fotoelektrik Olayı

$h\nu$ enerjili bir fotonun, atomun bağlı elektronlarından biri tarafından soğurularak elektronun serbest hale geçmesi olayına fotoelektrik olayı, serbest hale geçen elektrona da foto elektron denilir (Şekil 1.4 (a),(b)). Bu olay sırasında fotonun enerjisini tamamen soğuran elektronun kazandığı kinetik enerji,

$$K_e = h\nu - E_b \quad (1.11)$$

bağıntısı ile verilir. Burada K_e elektronun kazandığı kinetik enerji, $h\nu$ gelen fotonun enerjisi ve E_b ise elektronun bağlanma enerjisidir. Serbest haldeki bir elektronda enerji ve momentumun ikisi birden korunumlu olmayacağından, böyle bir elektronun foton soğurması mümkün değildir. Fakat bağlı elektronlarda durum böyle değildir. Atom geri tepir ve böylece momentumun korunması sağlanır. Atomun kütlesi çok büyük olduğundan geri tepme enerjisi çok küçüktür ve bu yüzden de kinetik enerji ifadesi ihmal edilmiştir (Şahin, 1999).

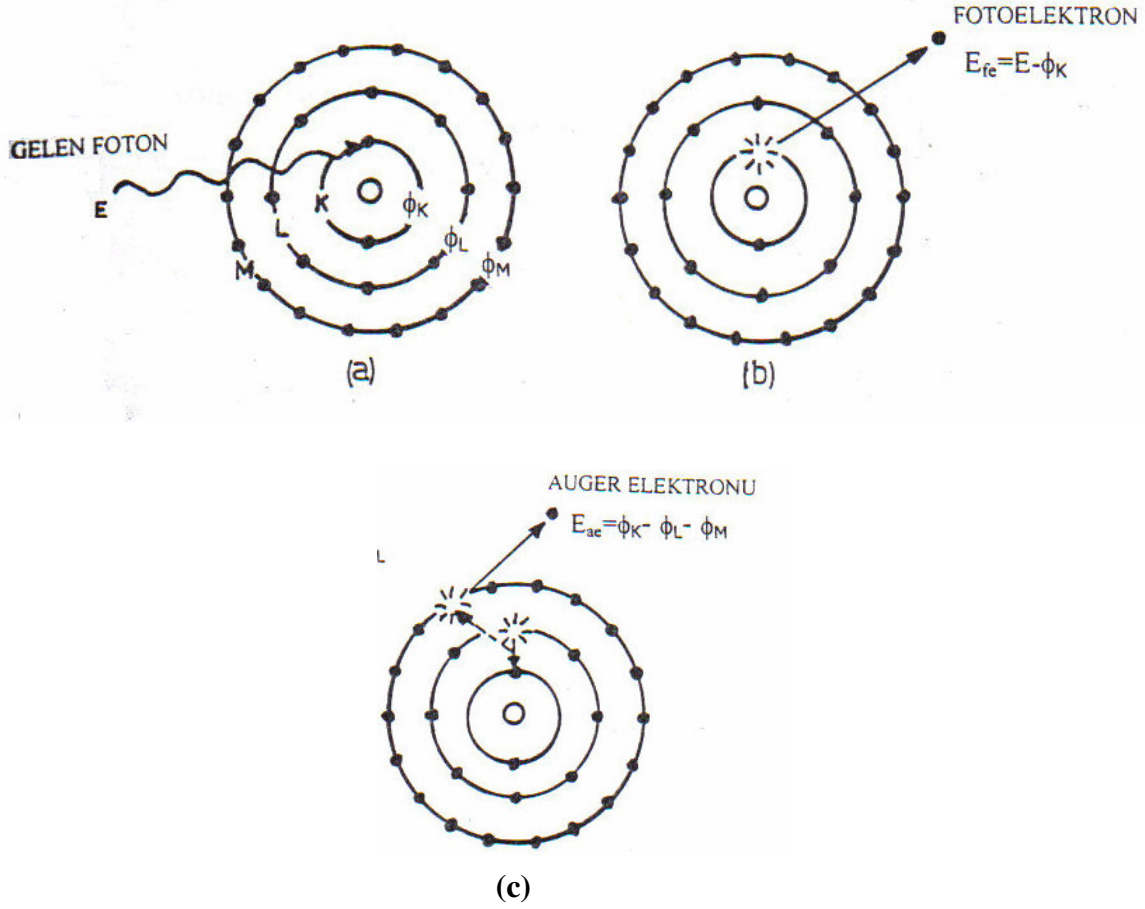
Düşük atom numaralı (Z) elementlerin bağlanma enerjileri de düşük olduğundan fotoelektrik etki bahsedilen fotonlar için güçsüz kalır. Z arttıkça bağlanma enerjisi de artar ve böylece fotoelektrik etki de artar.

Fotoelektrik olayı atomun çevresinde tüm yörüngelerde meydana gelebilir. Foton enerjisinin yüksek olduğu durumlarda bu olayın iç yörüngelerde olma olasılığı artmaktadır. Buna göre fotoelektrik olayı, düşük enerjilerde dış, yüksek enerjilerde ise iç yörüngelerde meydana gelmektedir. Foton enerjisi herhangi bir yörüngenin bağ enerjisine eşit olduğu durumda etkileşme o yörüngede yoğunluk kazanmaktadır (Özden,1977).

1.1.4.1. (a) Auger Olayı

İç yörüngelerden uyarılan bir atomda meydana gelen bir boşluk üst tabakalardan elektron geçişi ile doldurulur ve atom daha düşük enerji seviyesine geçer. Bu sırada ortaya çıkan enerji, bir dış yörüngedeki elektronu sökmek için kullanılırsa, ışısız bir geçiş yapar ve fazla enerjisini dışarı atar (Şekil 1.4.(c)). Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denilir (Dyson, 1988).

Auger olayı, elektronları daha gevşek bağlı ve karakteristik fotonların daha kolay soğurulduğu atom numarası düşük olan elementlerde daha yaygın görülür. Bu nedenden dolayı bu olay L serisi için K serisinden, M serisi için de L serisinden daha baskındır (Broyles,C.D., 1953, Burhop , 1952).



Şekil 1.4. Fotoelektrik Olayı ve Auger Olayı

1.1.5. Gama Işınlarmın Saçılması

Gama ışınının madde ile etkileşmesi olaylarından biri olan saçılma, gelen ve saçılan ışının enerjisine göre koherent ve İnkoherent olarak iki şekilde gruplandırılır.

1.1.5.1. Koherent Saçılma

Koherent saçılma, fotonların atomdan, enerjilerinde bir değişiklik olmadan saçılması olarak tarif edilir. Elastik veya Rayleigh saçılması olarak da adlandırılabilir. Bu saçılmada gelen fotonla saçılan fotonun dalga boyları aynıdır. Gelen ve saçılan radyasyonun toplam şiddeti, her bir elektron tarafından saçılan radyasyonun genliklerinin toplamı ile bulunur. Bu saçılma, Rayleigh, Delbruck, Thomson ve Nükleer Rezonans saçılmaları olarak sınıflandırılır.

1.1.5.1. (a) Rayleigh Saçılması

Bu olay, gelen bir foton bağlı bir elektron üzerine düştüğünde, elektronun atomdan sökülecek kadar enerji alamadığı hallerde meydana gelir. Bu yüzden düşük foton enerjilerinde ve yüksek atom numaralı ağır elementlerde daha çok meydana gelmektedir (Pirene, 1946).

Bu saçılmada gelen fotonun enerjisi, 0.1- 0.5 MeV arasında olması gereklidir (Vangrieken and Markowicz, 1992).

Büyük enerjili fotonların hafif elementlerden saçılmasında Rayleigh saçılması, Compton saçılması yanında ihmal edilebilir.

Rayleigh saçılması, elektronun etkileşmeden sonra orijinal pozisyonuna döndüğü saçılma olarak da tanımlanabilir.

1.1.5.1. (b) Delbruck Saçılması

Bu saçılmaya elastik nükleer potansiyel saçılma da denilmektedir. Delbruck saçılması fotonun, çekirdeğin oluşturduğu Coulomb alanından saçılmasıdır. Bu olayda çekirdek çevresindeki durgun Coulomb alanında bir elektron-pozitron çifti oluşur. Atomun tamamen geri tepmesiyle bu çiftin yok olması enerji ve faz bakımından, gelen fotonun aynısı olan yeni bir foton meydana getirir. Bu olayın etkisi oldukça küçük olduğundan deney sonuçlarında çok net olarak gözlenmemektedir.

1.1.5.1. (c) Thomson Saçılması

Klasik olarak bir tek yük sistemi gibi düşünülen çekirdek, gelen dalga tarafından salındırılır. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan bu etki çok küçüktür. Gelen fotonun dalga boyunun nükleer yarıçaptan çok büyük olması durumunda maksimum etki gözlenir.

1.1.5.1. (d) Nükleer Rezonans Saçılma

Bu saçılma olayı, fotonun atom çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelir. Bu olayda çekirdek iki nükleer enerji seviyesi arasındaki farka eşit enerjiye sahip olan bir fotonun soğurulması ile uyarılır. Daha sonra bunu çekirdeğin uyarılmış durumdan kurtulması (deeksitasyonu) takip eder.

1.1.5.2. İnkohorent Saçılma

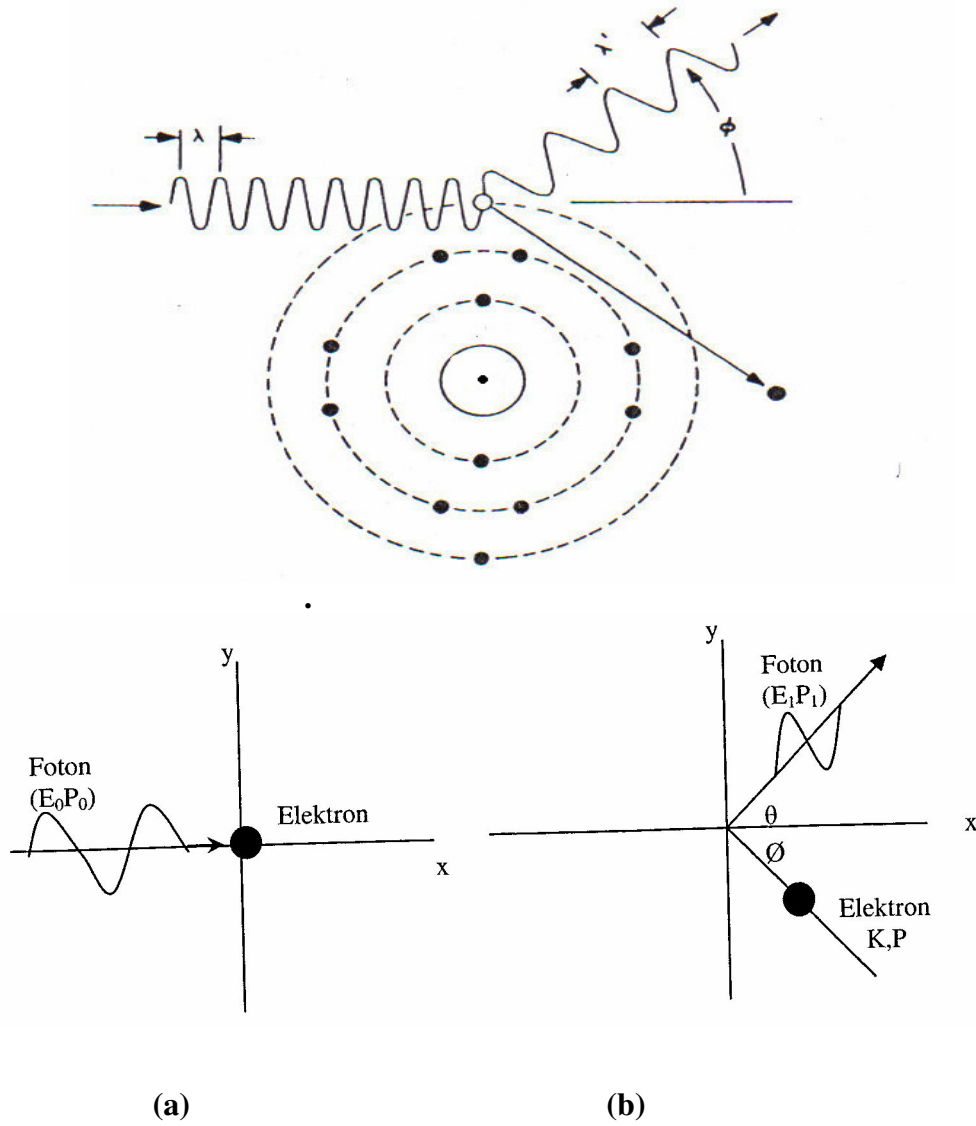
İnkohorent saçılmada gelen ve saçılan fotonlar arasında enerji farkı vardır. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları birbirinden farklıdır. Bu saçılmada fazlar arasında bir bağlantı yoktur. Bu sebeple de saçılan dalgalar arasında bir girişim gözlenemez. Bu durumda atom tarafından saçılan ışının toplam şiddeti, atomun her bir elektronu tarafından saçılma şiddetleri toplanarak elde edilir. İnkohorent saçılma, Compton saçılması, Nükleer saçılma ve Raman saçılması olmak üzere üç çeşittir.

1.1.5.2. (a) Compton Saçılması

Compton saçılması ışığın tanecikli yapıda olduğunu gösteren olaylardan biridir. Bu olay, gama fotonunun atomun dış yörüngesindeki serbest veya zayıf bağlı bir elektrona çarparak enerjisinin bir kısmını o elektrona vermesi ve geliş doğrultusu ile θ açısı yaparak saçılması ile oluşur .

Şekil 1.5 (a) da görüldüğü gibi rölativistik enerjisi E_0 ve momentumu P_0 olan bir foton, durgun kütle enerjisi m_0c^2 olan durgun bir elektron üzerine gönderilmiştir. Şekil 1.5 (b) de ise foton, enerjisi E_1 , momentumu P_1 olacak şekilde θ açısı yaparak saçılırken elektron da çarpışmadan sonra, K kinetik enerjisi ve P momentumu ile θ açısı yaparak geri

tepmektedir. Bu olayda gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron aynı düzlemededir.



Şekil 1.5. Compton Saçılması

Momentum korunumundan

$$P_0 = P_1 \cos \theta + P \cos \phi \quad (1.12)$$

$$0 = P_1 \sin \theta - P \sin \phi \quad (1.13)$$

ifadeleri yazılabilir. Toplam rölativistik enerjinin korunumundan,

$$E_0 + m_0 c^2 = E_1 + K + m_0 c^2 \quad (1.14)$$

$$E_0 - E_1 = K \quad (1.15)$$

$$P = E/c = hv/c \quad (1.16)$$

$$cP_0 - cP_1 = K \quad (1.17)$$

ifadeleri yazılabilir. Elektronun toplam rölativistik enerjisi için

$$E^2 = P^2c^2 + (m_0c^2)^2 \quad (1.18)$$

olarak bulunur ve buradan

$$(K + m_0c^2)^2 = P^2c^2 + (m_0c^2)^2 \quad (1.19)$$

$$K^2 + 2K m_0c^2 = P^2c^2 \quad (1.20)$$

yazılabilir.

1.18 ifadesi 1.21 de kullanılarak

$$(P_0 - P_1)^2 + 2m_0c(P_0 - P_1) = P_0^2 + P_1^2 - 2P_0P_1\cos\theta \quad (1.21)$$

$$m_0c(P_0P_1) = P_0P_1(1 - \cos\theta) \quad (1.22)$$

ifadeleri ile verilir. Buradan gelen ve saçılan fotonların dalga boyları arasındaki fark,

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos\theta) \quad (1.23)$$

olarak bulunur. Burada,

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0c} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ m} \quad (1.24)$$

Compton dalga boyudur. Compton saçılması sadece θ açısına bağlı olarak değişmektedir. Bazı işlemler sonucu saçılan fotonun enerjisi için,

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1.25)$$

İfadesi, geri tepen elektronun kinetik enerjisi için ise,

$$K = \frac{\frac{E_0h}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1.26)$$

ifadesi bulunur (Jenkins, 1981).

1.1.5.2. (b) Nükleer Saçılma

Bu saçılma İnkohherent saçılma olarak da adlandırılabilir. Fotonun atomun çekirdeği ile etkileşmesi sonucu meydana gelmektedir. Bu saçılmanın toplam İnkohherent saçılmadaki hissesi oldukça azdır (Şahin, 1999).

1.1.5.2. (c) Raman Saçılması

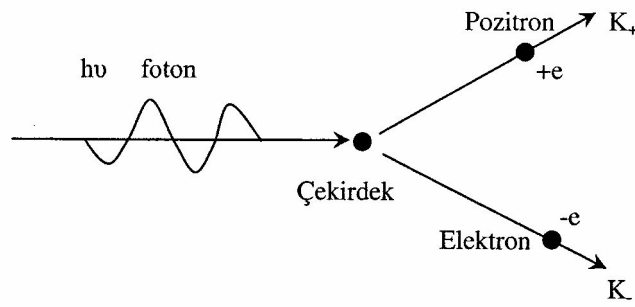
Fotonun moleküller tarafından soğurulması olayıdır. Bu saçılmada, fotunu soğuran molekül, soğurmadan önce uyarılmış bir durumda değilse, gelen fotonun daha az enerjiye sahip bir foton yayımlar. Fakat molekül uyarılmış titreşim veya dönme enerji seviyesinde ise o zaman daha fazla enerjiye sahip bir foton yayımlar (Şahin, 1999).

1.1.6. Çift Oluşum

Fotonların enerjilerini kaybettikleri olaylardan birisi de çift oluşumdur. Çift oluşumu, bir fotonun bir elektron ile bir pozitrona dönüşmesi olayıdır. Elektron ile pozitronun kütleleri ve yükleri eşit fakat yükleri zıt işaretlidir.

Bir elektronun veya pozitronun durgun kütle enerjisi $m_0c^2 = 0.51$ MeV'dir. Bu nedenle çift oluşumu olayının olabilmesi için foton enerjisinin en az 1.02 MeV olması gerekir.

Bu olay meydana gelirken hiçbir korunum ilkesi bozulmaz. Hem yük, hem çizgisel momentum, hem de toplam enerji korunur. Momentumun korunumu prensibi ağır parçacığın varlığını gerektirir. Hafif çekirdeklerin alanlarında da çift oluşum mümkündür; fakat, böyle durumlarda eşik enerjisi daha yüksektir (Şahin, Y., 1999). Çift oluşumu bir çekirdek etrafında veya yüklü bir parçacık etrafında meydana gelebilir (Siegbahn, 1974).



Şekil.1.6. Çift Oluşum

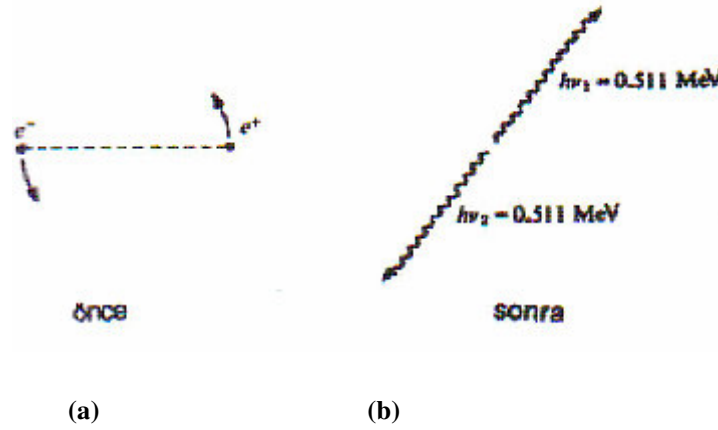
Enerjinin korunumundan;

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_+ + E_- + E_{m1c} \quad (1.27)$$

Burada $h\nu$ gelen fotonun enerjisi, E_+ , E_- ve E_{m1c} sırasıyla pozitronun, elektronun ve geri tepen çekirdeğin kinetik enerjileri, $2m_0c^2$ ise elektronun ve pozitronun durgun kütleleri toplamına eşit enerjidir. Çekirdeğin kütlesi çok büyük olduğundan, kinetik enerjinin çok az bir kısmını alır ve bu yüzden E_{m1c} ihmal edilir. Böylece 1.28 eşitliği

$$h\nu = 2m_0c^2 + E_+ + E_- \quad (1.28)$$

şeklinde olur ve bu da çift oluşum için eşik enerjisinin $2m_0c^2$ veya 1,02 MeV olduğunu gösterir (Şahin, Y., 1999). Bu da $\lambda = 0.012 \text{ \AA}$ dalga boyuna karşılık gelmektedir. $2m_0c^2$ den daha büyük bir enerjiye sahip olan bir foton, bir elektronu negatif enerjili durumdan pozitif enerjili bir duruma yükseltebilir. Bu, pozitif enerji durumunda gözlenebilir bir parçacık gibi hareket eden bir boşluk (hole) meydana getirir. Bu boşluk bir pozitrona karşılık gelmektedir. Böylece bir elektron-pozitron çifti meydana gelmiş olur. Bir pozitron meydana geldiği zaman, sahip olduğu kinetik enerjisini etrafındaki atomlarla çarpışmak suretiyle kaybeder. Önemli ölçüde yavaşladıktan sonra, ortamın elektronlarından biri ile pozitronyum atomu olarak adlandırılan bir cins atom oluşturabilir. Bu atom, protonun yerine pozitronun geçtiği bir hidrojen atomuna benzer. (Şekil 1.7(b))'de görüldüğü gibi enerji ve momentum korunumundan,



Şekil 1.7. (a) Pozitronyum Atomunun Oluşması (b) Pozitronyum Atomunun Yok Olması

$$2m_0c^2 = h\nu_1 + h\nu_2 \quad (1.29)$$

$$h\nu_1/c = h\nu_2/c \quad (1.30)$$

$$h\nu_1 = h\nu_2 = m_0c^2 = 0.511 \text{ MeV} \quad (1.31)$$

bulunur. Böylece pozitronların bulunduğu yerde, 0.511 MeV'lik fotonlar oluşur ve zıt yönlerde yayılırlar.

Çift oluşum, Einstein'ın enerjinin maddeye dönüşümü kuramına bir örnek teşkil etmektedir. ($E = mc^2$)

Zıt iki yüke sahip elektron ve pozitron, yan yana geldiklerinde yok olarak enerjilerini bir ışınım şeklinde dışarıya atarlar. Bu olay maddenin enerjiye dönüşümü olarak düşünülebilir (Bertin, 1975).

1.2. X Işınları

1.2.1. X Işınlının Tanımı ve Özellikleri

Yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomların iç yörüngelerindeki elektron geçişleriyle oluşan, 10^{-5} Å ile 100 Å dalga boylu elektromanyetik dalgalardır (Şahin, 1989).

Fotonların, elektronlara enerji aktarabileceğini fotoelektrik olayı göstermektedir. Bu olayın tam karşıtı, yani, hareket eden bir elektronun kinetik enerjisinin bir kısmı veya hepsinin fotona dönüştürülmesi X ışınlarının oluşum mekanizmasını vermektedir.

Daha hızlı gelen elektron, 1998 daha girici X ışınlarına ve daha fazla sayıda elektron daha şiddetli X ışınına yol açar.

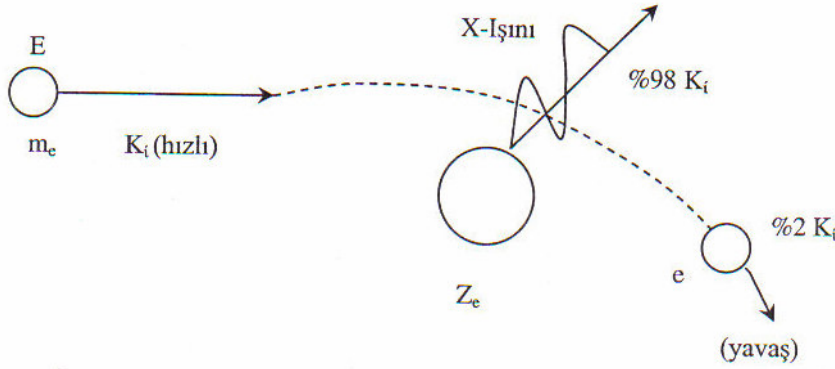
Elektromanyetik ışımadan dolayı X ışınları çift karakterlidir. Dalga ve tanecik özelliği gösterirler. Fotoelektrik, Incoherent (Compton) saçılma, gaz iyonizasyonu ve sintilasyon tanecik özellikleri; hız, polarizasyon ve Coharent saçılma dalga özellikleridir (Bertin, 1975).

X ışınları kaynaktan çıkarak sapmadan yayılırlar. Elektrik ve magnetik alanların etkisi ile saptırılamazlar. X ışınlarının bu davranışı, yüklü tanecik olmadıklarını gösterir. Yüklü taneciklerden oluşan elektromağnetik radyasyona 'foton' denilir (Semat, 1967).

1.2.2. X Işınlının Oluşumu

1.2.2.1. Sürekli X Işınları

Sürekli X ışını, hızlandırılmış elektronların ağır çekirdek yakınından geçerken yavaşlayarak enerjisinin önemli bir kısmını X ışınına dönüştürmesi ile oluşur. Sürekli X ışınları, elektronlar, protonlar veya α parçacıkları gibi yüksek enerjili, yüklü parçacıkların ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri sonucu meydana gelirler. Bu etkileşimde elektronun ıdığı enerji, sürekli spektrum veya Bramstrahlung (frenleme radyasyonu) spektrumu olarak isimlendirilir.



Şekil 1.8. X Işınları Oluşumu

Sürekli X ışını spektrumları geniş bir frekans aralığını kapsayan sürekli bir ışımaya karşılık gelmektedir. Bu nedenle sürekli X ışınlarına beyaz X ışınları denilir.

Sürekli X ışınlarının klasik elektromanyetik teoriye göre açıklanması; 'İvmeli hareket eden yükler elektromanyetik ışımada bulunurlar. Yüksek enerjili elektronlar bir hedefe çarptıkları zaman bu elektronların enerjilerinin $\% 1'$ i sürekli x ışınlarının oluşmasına yol açar. Hedefe (bir x ışını tüpünde anot hedef numunesidir) çarpan elektronlardan çok az bir kısmının enerjilerinin tamamı soğurulur' şeklindedir. Soğurulan enerji karakteristik x ışını olarak yayımlanır. Bu elektronlar maksimum frekanslı veya minimum dalga boylu ışımalara sebep olurlar. Bunun dışında, enerjisi kademeli olarak x ışınlarına dönüşenler de sürekli spektrumun diğer dalga boyu ve frekanslarının oluşumuna yol açar.

Kuantum teorisinde, bir X ışını tüpünde elektronlarla meydana getirilen sürekli x ışını spektrumu, uyarıcı elektronların maksimum enerjilerine karşılık gelen, λ_{\min} kısa dalga boyu sınırıyla karakterize edilir;

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{eV_0} \quad (1.32)$$

Burada h Planck sabiti ($6.62 \cdot 10^{-27}$ erg.s.), c ışık hızı, e elektronun yükü ve V_0 ise tüpe uygulanan potansiyeldir.

Bir X ışını tüpünde elektronlar tarafından meydana getirilen sürekli X ışını spektrumu aşağıdaki özelliklerle karakterize edilir.

- 1- Kısa dalga boyu limiti λ_{\min} altında dalga boyu gözlenemez,
- 2- Maksimum şiddetin dalga boyu λ_{\max} yaklaşık olarak $\lambda_{\min} / 2$ 'dir.
- 3- Toplam şiddet, tüp voltajı ve hedef maddesinin atom numarası (Z) ile orantılıdır.

1.2.2.2. Karakteristik X Işımları

Herhangi bir yolla bir atomdan elektron sökülürse veya daha üst enerji seviyelerine çıkarılırsa atom uyarılmış olur. Bu uyarma genellikle, hızlandırılmış elektronlarla, X ışını tüpünden yayınlanan X ışınları ile, radyoizotop kaynaktan yayınlanan fotonlarla, proton, nötron ve α parçacıklarıyla, sekonder X ışınları ile gerçekleştirilir.

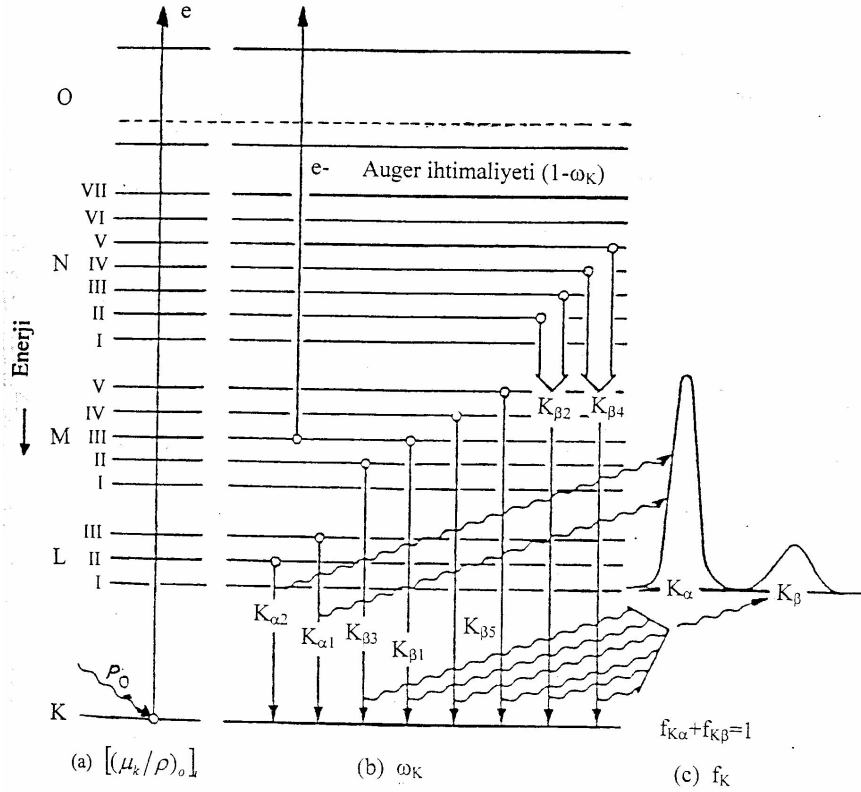
Bu yollardan biriyle atomun herhangi bir tabakasından sökülen elektronun yerine çok kısa bir zaman içerisinde (10^{-8} ~ 10^{-9} sn. arasında) üst tabakalardan bir elektron geçişi olur. Bu geçiş sırasında bir foton yayımlanır. İç tabakalar arasındaki elektron geçişinden yayımlanan bu fotona, o elementin karakteristik X ışını fotonu denilir. K kabuğuna ait geçişler ve ilgili Siegbahn gösterimleri şekil 1.9'da şematik olarak gösterilmiştir.

Bu ışınlar ile optik ışınlar arasındaki en önemli fark; optik spektrumda görünür bölgede örneğin 5000 \AA dalga boylu çizgiyi oluşturan foton enerjisi 2.48 eV iken X ışınları spektrumunda, 1 \AA dalga boylu bir fotonun enerjisi, bundan yaklaşık olarak beş bin kez daha büyük olup $1.24 \cdot 10^4 \text{ eV}$ ' dur. Bunun sonucu olarak da çekirdeğe en uzak değerlik (valans) elektronlarının uyarılmış oldukları düzeylerden daha alttaki enerji düzeylerine geçmeleriyle oluşan optik ışınlarının aksine, karakteristik X ışınları madde içindeki bir elementin herhangi bir atomun elektronlarının uyarılması sonucunda oluşan elektron geçişleri çekirdeğe en yakın enerji düzeyleri arasında olmaktadır. Mesela K kabuğunda meydana gelen bir boşluğun diğer üst tabakalardaki elektronlardan biri tarafından doldurulması sırasında meydana gelmektedir.

Yayımlanan tüm X ışını fotonlarının enerjileri elektronik seviyeler arasındaki enerji farkı ile orantılı olduğundan verilen bir elementten elde edilen çizgiler o elementi karakterize ederler. Karakteristik X ışını fotonlarının dalga boyu ile uyarılan elementin Z atom numarası arasındaki ilişki;

$$\frac{1}{\lambda} = K(Z - \sigma) \quad (1.33)$$

olan Moseley kanunu ile verilir. Burada K her bir spektral seri için farklı değerler alan bir sabittir. σ perdeleme sabitidir ve atomdaki diğer elektronlardan dolayı meydana gelen itme için bir düzeltme katsayısıdır ve birden küçüktür. λ ise X ışını fotonunun dalga boyudur.



Şekil 1.9. Atoma Elektron Geçişlerinin ve Karakteristik K X Işını Yayımlanmasının Şematik Olarak Gösterimi

Bir foton tarafından atomun K seviyesi uyarılırsa, K tabakasında oluşan boşluk atomun üst L, M, N,..... tabakalarındaki elektronlar tarafından doldurulabilir. Bu boşluk L tabakasındaki elektronlarla doldurulursa meydana gelen karakteristik X ışını K_α, diğer üst tabakalar tarafından doldurulursa K_β karakteristik fotonları ortaya çıkar. Bu fotonların saçılmasıyla K karakteristik çizgileri elde edilir. L ve M karakteristik çizgileri de benzer şekilde elde edilir.

K tayfı, K tabakasındaki boşluklara elektronların geçişlerini takiben oluşur. K tayfı basit bir yapıya sahiptir ve genellikle çok yüksek atom numaralı elementler için oluşan ekstra iki çift çizgiden meydana gelir.

L tayfı, L tabakalarındaki boşlukları doldurmak için elektronların bu boşluklara geçişlerine takiben oluşur. Üç alt tabakaya sahip L tabakası ile tekli K tabakası karşılaştırıldığında, seçim kuralları ile kabul edilen L geçişlerinin sayısı K'dan çok daha fazla olmuş olacaktır. Bu yüzden L tayfı K tayfından çok daha karmaşıktır ve yüksek atom numaralı elementlerde, 20 ile 30 arasında diyagram çizgileri gözlemek mümkündür. K serilerindeki gibi, önemli sayıda yasak geçişler ve karakteristik çizgiler gözlenebilir. Fakat birincil foton etkisinden sadece çift iyonlaşma ile oluşan çizgiler ve başlıca foto iyonlaşmadan oluşan L serisi çizgileri K serisine benzemez (Siegbahn, 1967).

K ve L tabakalarına kıyasla beklenildiği gibi, beş alt tabakaya sahip M tayfı K ve hatta üç alt tabakaya sahip L tayflarından daha karmaşık ve daha kararsızdır. Buna ilaveten diğer tabakalara göre daha fazla geçişler içeren yüksek numaralı tabakalardır. Hatta

emiyon spektrumunda self-absorbsiyonun neden olduğu önemli değişiklikler bulunur. Birçok analitik X ışını spektrometrelerinin ölçülebilen dalga boyu bölgesi sadece yaklaşık 20 \AA kadar uzatılabildiği için M tayfına çok az sıklıkta rastlanır ve sadece 3 \AA ' dan büyük vakumlu ortamda görülebilir. Buna rağmen atom numarası $Z > 57$ olan elementlere yaklaşıldığında güçlü M çizgilerine rastlanır. M çizgilerinin büyük çoğunluğu, M emiyon spektrumları geçiş durumlarına göre adlandırılmıştır. Bir elementin L spektrumu ile farklı bir elementin M spektrumu arasında birtakım benzerlikler gözlenmektedir. Her iki tayf yüksek enerji kıyısındaki zayıf çizgilerle yayılan oldukça güçlü bir β ve güçlü bir α ile temsil edilir (Jenkins, 1986).

Seçim Kuralları

Karakteristik X ışınları tayfinin oluşmasına neden olan geçişler, tesadüfi olmayıp elektronik dipol seçim kaidelerine göre sınırlanmıştır.

$$\Delta n \geq 1 \quad (1.34)$$

$$\Delta n \neq 0 \quad (1.35)$$

$$\Delta \ell = \pm 1 \quad \text{ve ya} \quad \Delta j = 0 \quad (1.36)$$

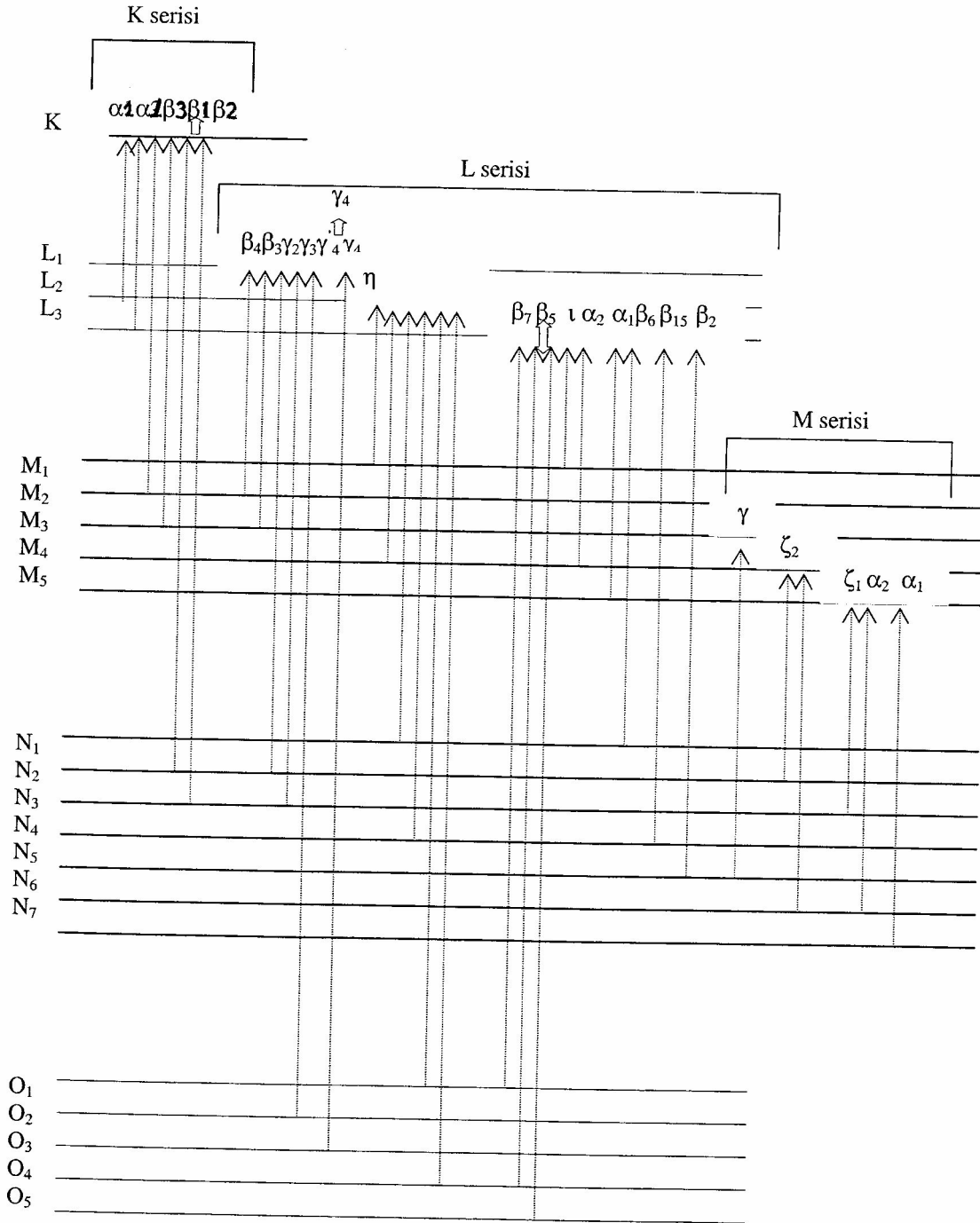
Bunların dışındaki geçişler yasak geçişlerdir.

1.2.3. X Işını Enerji Seviyeleri

Bir atomun herhangi bir alt kabuğundan bir elektron sökülerek uyarıldığında, oluşan boşluklar, daha yüksek tabakalardaki elektronlar tarafından 10^{-8} sn içerisinde seçim kurallarına göre doldurulur. Eğer doldurulan tabaka K tabakası ise bu ışınlar K X ışınları adını alırken, L tabakasında meydana getirilen bir boşluk daha üst tabaka elektronu tarafından doldurulmuş ise L X ışınları adını alır. K'da meydana gelen boşluğu L tabakası elektronu doldurmuş ise K_{α} , M tabakası elektronu tarafından doldurulmuş ise K_{β} olarak adlandırılır.

Eğer doldurulan tabaka M tabakası ise bu ışınlar Mx ışınları adını alır. M tabakasına geçişler N ve O tabakalarından olur ve M_{γ} , $M_{\zeta 1}$, $M_{\zeta 2}$, M_{β} , $M_{\alpha 1}$, $M_{\alpha 2}$ ve M_m gibi adlarla ifade edilirler.

Bu geçişlerle ilgili Siegbahn gösterimleri Çizelge 1.2. de verilmiştir. Bu geçişlerden meydana gelen X ışını enerji seviyeleri diyagramı ise Şekil 1.10' da gösterilmiştir.



Şekil 1.10. X Işını Enerji Seviyeleri Diyagramı (Van Grieken ve Markowicz, 1992)

Çizelge 1.2. X Işını Diyagram Çizgilerinin Siegbahn Gösterimleri (Jenkins ve ark,1991).

Siegbahn Gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş	Siegbahn Gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş	Siegbahn Gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş	Siegbahn Gösterimi	Tabakalar Arası Geçiş
$K\alpha_1$	KL_{III}	$L\alpha_1$	$L_{III}M_V$	$L\gamma_1$	$L_{III}N_{IV}$	$M\alpha_1$	M_VN_{VII}
$K\alpha_2$	KL_{II}	$L\alpha_2$	$L_{III}M_{IV}$	$L\gamma_2$	$L_I N_{II}$	$M\alpha_2$	M_VN_{VI}
$K\beta_1$	KM_{III}	$L\beta_1$	$L_{II}M_{IV}$	$L\gamma_3$	$L_I O_{III}$	$M\beta$	$M_{IV}N_{VI}$
$K\beta_2^I$	KN_{III}	$L\beta_2$	$L_{III}N_V$	$L\gamma_4$	$L_I O_{II}$	$M\gamma$	$M_{III}N_V$
$K\beta_2^{II}$	KN_{II}	$L\beta_3$	$L_I M_{III}$	$L\gamma_4^I$	$L_{II}N_I$	$M\xi_1$	M_VN_{III}
$K\beta_3$	KM_{II}	$L\beta_4$	$L_I M_{II}$	$L\gamma_5$	$L_{II}O_{IV}$	$M\xi_2$	$M_{IV}N_{II}$
$K\beta_4^I$	KN_V	$L\beta_5$	$L_{III}O_{IV,V}$	$L\gamma_6$	$L_{II}O_I$		
$K\beta_4^{II}$	KN_{IV}	$L\beta_6$	$L_{III}N_I$	$L\gamma_8$	$L_{II}N_{VI}$		
$K\beta_{4X}$	KN_{IV}	$L\beta_7$	$L_{III}O_I$	$L\gamma_8^I$	$L_{II}M_I$		
$K\beta_5^I$	KM_V	$L\beta_7^I$	$L_{III}N_{VI,VII}$	$L\eta$	$L_{III}M_I$		
$K\beta_5^{II}$	KM_{IV}	$L\beta_9$	$L_I M_V$	LI	$L_{III}M_{III}$		
		$L\beta_{10}$	$L_I M_{IV}$	LS	$L_{II}M_{II}$		
		$L\beta_{15}$	$L_{III}N_{IV}$	Lt	$L_{III}N_{VI}$		
		$L\beta_{17}$	$L_{II}M_{III}$	Lu	$L_{II}N_{VI}$		
				Lv			

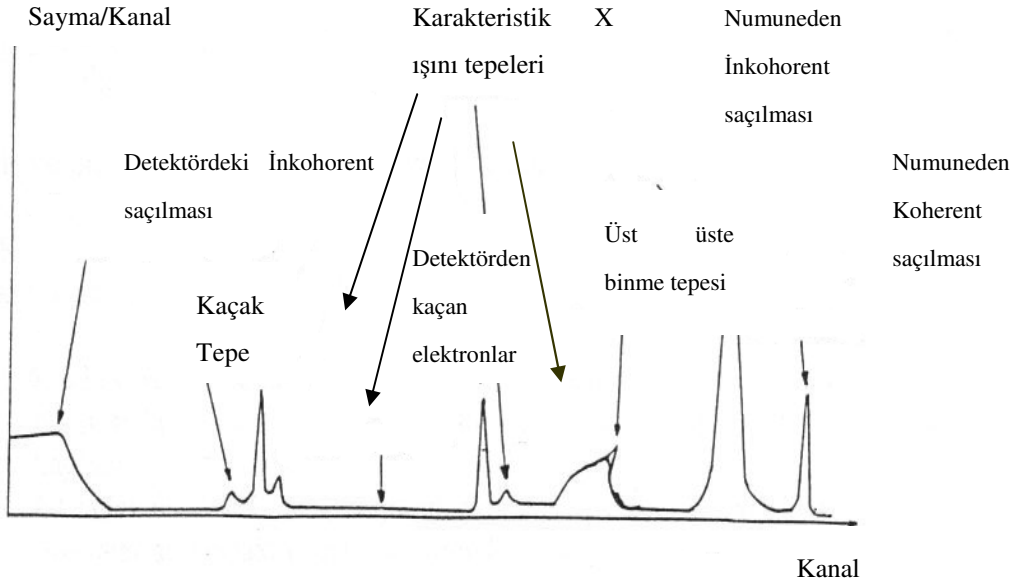
1.2.4. X Işınları Spektrumları

X ışını spektrometresi ile elde edilen spektrumlar piklerden ibarettir. Şekil 1.11' de X ışınları spektrumları gösterilmiştir. Bu spektrum, incelenen numunenin elementlerinden gelen karakteristik pikler haricinde farklı pikler de içerir. Bunlar,

- Karakteristik X ışını pikleri
- Koherent saçılma pikleri
- İnkohorent saçılmadan kaynaklanan Kohorent Pikleri
- Kaçak pikler
- Üst üste binme pikleridir.

(Landis ve ark., 1972).

Karakteristik X ışınları pikleri, incelenen numunenin elementlerinden gelen K_{α} , K_{β} , L_{α} , L_{β} , M_{γ} , M_{ζ_1} , M_{ζ_2} , M_{β} ...v.b. piklerdir. Bu pikler ayrıca, elementlerin içeriği hakkında bilgi verip, onların tespiti için kullanılır.



Şekil.1.11. X Işını Spektrumları

Koherent Saçılma pikleri : Kaynaktan numuneye gelen primer gama ışınlarının, numune içerisinde atomlardan, enerjisini kaybetmeden saçılması sonucu, detektörde sayılmaları ile oluşan piklerdir.

Compton Pikleri : Kaynaktan numuneye gelen primer gama ışınlarının, numune içerisinde inkohorent saçılmaya uğradıkları zaman enerjilerinin bir kısmını kaybetmeleri ve detektörde sayılmaları ile bu pikler oluşur. Enerji kaybı yüzünden Compton piki, Koherent pikinden daha düşük enerji bölgesinde oluşur. İnkohorent saçılma birden fazla olduğu gibi, detektör içerisinde de İnkohorent saçılma olabilir. Primer gama ışınlarının enerjisinin artmasıyla Compton ve coherent pikleri arasındaki enerji farkı da artar. Bu da numune elementlerinin atom numaralarının küçülmesinin, Compton ve Koherent pikleri arasındaki enerji farkını büyüttüğünü gösterir (Küçükönder, 1988).

Kaçak pikler : İncelenen numuneden salınan, karakteristik X ışınları fotonları detektöre ulaştıklarında, detektör atomlarının birinden elektronunu sökerek elektron -hol

çifti oluşturur. Bu sırada, numuneden sayılan karakteristik X ışınları, detektöre ulaşamayıp, bir etkileşme yapmadığı zaman, detektördeki fotonlar gerçek enerjisinden daha az enerji ile sayılırlar. Böylelikle düşük enerji bölgesinde pikler meydana gelir. Bu piklere kaçak pikler denilir (Küçükönder, 1988).

Üst üste binme pikleri : Detektöre aynı anda gelen iki veya daha fazla karakteristik X ışını fotonunun, bir tek foton gibi sayılması sonucu oluşan piklerdir. Ayrıca, X ışınları spektrumunda, bu piklerden başka kolimatör maddesinden yayımlanan karakteristik X ışınları pikleri de meydana gelir (Küçükönder, 1988).

1.3. Atomun Yapısı

Atom bir elementin, tüm kimyasal etkilere maruz kalan en küçük parçacığdır. Bir elementin karakteristik X ışını çizgileri, o elementin atomları arasındaki elektron geçişlerinden meydana gelir. Karakteristik X ışını çizgi spektrumlarının tabiatını ve kökenini anlamak için atomik yapı hakkında bazı genel bilgilere gerek duyulmaktadır.

Yapısal olarak her bir atom merkezinde Z tane proton ve M-Z tane nötron (Z atom, M kütle numarası) bulduran çekirdek ile çekirdek etrafındaki yörüngelerde dolanan elektronlardan oluşmaktadır. Bir elektron negatif yüklüdür ve $m_e = 9,1 \times 10^{-28}$ gr kütleyle sahiptir. Pozitif yüklü proton, elektronun kütlesinden 1800 kat daha fazla kütleyle sahiptir ve 1.67×10^{-24} gr dır. Nötron ise yüksüzdür ve kütlesi yaklaşık olarak protonun kütlesi kadardır.

Elektronlar, yörüngelerinin çekirdekten uzaklıklarına göre K, L, M, N, olarak isimlendirilen tabakalarda toplanmışlardır. Atomun çekirdeğe en yakın tabakasındaki elektronlar, bağlanma enerjisi en yüksek olanlardır. Herhangi bir tabakadaki elektronlar, alt tabakanın açıl momentumu ve spin yönleriyle sınıflandırılırlar. Bu parametrelerin her biri, tabaka-momentum-spin, kuantum sayıları olarak isimlendirilir. Bir atomda aynı kuantum sayısına sahip iki elektron bulunmaz. Bu kural Pauli Prensipleri olarak bilinir (Bertin, 1975).

1.3.1. Kuantum Sayıları

Her atomda çekirdeğin etrafında sürekli dönmekte olan elektronlar bulunmaktadır. Atomun temel seviyelerini belirtmek için her elektrona bir kuantum sayısı tanımlamak ve elektronların durumunu belirtmek gereklidir. Bunun için n, l, m_l , m_s kuantum sayıları kullanılmıştır.

n : baş kuantum sayısıdır. Atomdaki elektronların çekirdekten uzaklıklarının bir ölçüsüdür. 1, 2, 3, gibi tam değerler alır.

l : Elektronun çekirdek etrafındaki yörünge açıl momentum kuantum sayısıdır. 0, 1, 2, 3,(n-1) değerlerini alır.

m_l : Magnetik yörünge açıl momentum kuantum sayısıdır. (-l0.....+ l) arasında (2 l + 1) tane tam değer alır.

s : Elektronun spin açıl momentum kuantum sayısıdır. $\pm 1/2$ değerini alır.

m_s : Magnetik spin kuantum sayısıdır. $\pm 1/2$ değerini alır.

j : Toplam açısal kuantum sayısı olup, $j = l \pm s$ değerini alır.

m_j : Toplam magnetik kuantum sayısı olup, $(-j, -(j-1), \dots, -1/2, 1/2, \dots, j-1, j)$ değerlerini alabilir ve j 'nin farklı yönelmelerini dikkate alır.

Atomlarda n baş kuantum sayısı aynı olan elektronlar aynı tabakada bulunur. $n=1$ ' e karşılık gelen tabaka çekirdeğe en yakındır.

$n = 1$ 'e karşılık gelen tabaka **K**

$n = 2$ 'e karşılık gelen tabaka **L**

$n = 3$ 'e karşılık gelen tabaka **M**

$n = 4$ 'e karşılık gelen tabaka **N**

$n = 5$ 'e karşılık gelen tabaka **O**

$n = 6$ 'e karşılık gelen tabaka **P**

Yörünge açısal momentum kuantum sayıları da bir harfle sembolize edilir. Eğer yörünge açısal momentum kuantum sayısı 0 ise s, 1 ise p, 2 ise d, 3 ise f, 4 ise g harfleri ile gösterilir. Her alt tabakada $(2j + 1)$ tane elektron vardır.

1.4. Flüoresans Verim ve Coster-Kronig geçişleri

Atomun iç tabaka elektronları çeşitli yollara sökülerek atomlar iyon haline getirilir. Bu sökülen elektronların geride bıraktığı boşluk bir üst tabakadaki elektronlar tarafından doldurulur. Bu olay sırasında tabakalar arasındaki fark kadar dışarıya enerji yayımlanır. Bu olaya ışımali geçiş denilir. Bir atomda herhangi bir yolla, tabaka veya alt tabakalardaki bir boşluğun bir x ışını yayımlayarak (ışımali geçişle) doldurulması ihtimaline flüoresans verim denir. İyonlaşmış atomun elektronlarının yeniden düzenlenmesi esnasında Auger ve Coster-Kronig geçişler (intrashell hole transfer) gibi olaylar meydana gelebilir. Bu olaylar ise ışımsız geçişlerdir. Coster-kronig geçişler aynı tabakanın alt tabakalarında meydana gelirler. Atomdaki $\Delta n = 0$ olan geçişler yasak geçişlerdir. $\Delta n = 0$ da meydana gelen alt tabakalar arasındaki geçişlere yada boşluk transferlerine Coster- Kronig geçişler denilir. K tabakasına ait flüoresans verimi,

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K} \quad (1.37)$$

şeklinde yazılır. Burada ω_K , K tabakasına ait flüoresans verimi, I_K yayımlanan toplam K X ışınları sayısı ve n_K , K tabakasında meydana getirilen boşlukların sayısıdır.

K tabakasından daha yüksek tabakaların birden fazla alt tabakaya sahip olmalarından ve dolayısıyla ortalama flüoresans verimi bu tabakaların iyonize edilişlerine göre değişeceğinden ancak belli boşluk dağılımları için ortalama flüoresans verimi tarif edilebilir. Ayrıca alt tabakalardaki boşluk dağılımı, aynı baş kuantum sayısına sahip alt tabakalar arasındaki ışımsız Coster-Kronig geçişlerinden (Coster et. al, 1935) dolayı farklılık göstermektedir. Bu iki sebepten dolayı yüksek atomik seviyelerdeki flüoresans verimi karmaşık bir hal almaktadır.

Coster-kronig geçiş ihtimaliyetleri gösterimi alt ve üst olarak iki indis taşımaktadır. Alt indis geçişin meydana geldiği alt tabakaları, üst indis ise ana tabakayı göstermektedir. Örneğin f_{ij}^x , herhangi bir yolla X tabakasının X_i alt tabakasında meydana getirilen bir boşluğun daha yüksek X_j alt tabakasına geçme ihtimalidir.

Coster-Kronig geçişler ışıklı $f_{ij}^x(\text{R})$ ve ışımsız $f_{ij}^x(\text{A})$ olmak üzere iki kısımdan oluşur ve

$$f_{ij}^x(\text{R}) \ll f_{ij}^x(\text{A}) \text{ dır.} \quad (1.38)$$

X tabakasının i ve j alt tabakaları arasında Coster-kronig geçişleri için

$$f_{ij}^x = f_{ij}^x(\text{R}) + f_{ij}^x(\text{A}) \quad (1.39)$$

yazılabilir. $f_{ij}^x(\text{R})$, $f_{ij}^x(\text{A})$ 'nın yanında ihmal edilirse,

$$f_{ij}^x = \frac{\Gamma_A(L_i L_j)}{\Gamma(L_i)} ; \quad X = \text{M, N, O} \text{ ve } j > i \quad (1.40)$$

olur. Burada Γ_A Auger kısmı genişliği (Auger geçiş hızlarının toplamı)'dir.

Coster-Kronig geçişlerin dikkate alınmadığı durumlarda X ($X = \text{K, L, M, N, ...}$) ile gösterilen bir tabakanın i. alt tabakasının flüoresans verimi,

$$\omega_x^i = \frac{I_i^x}{n_i^x} \quad (1.41)$$

şeklinde ifade edilir.

X tabakası için ortalama flüoresans verim ifadesi ise,

$$\omega_x = \sum N_i^x \omega_i^x \quad (1.42)$$

şeklindedir. Burada N_i^x x tabakasının i. alt tabakasındaki boşlukların rölatif sayısıdır ve

$$N_i^x = \frac{n_i^x}{\sum_{i=1}^k n_i^x} \quad \sum_{i=1}^k N_i^x = 1 \quad (1.43)$$

şeklinde tanımlanır.

Eğer bir tabakada meydana getirilen bir boşluk daha üst tabakalardan yapılacak geçişlerle doldurulmadan önce Coster-Kronig geçişleri ile doldurulursa yukarıdaki denklemler kullanılamaz. Bu durumda,

1- ω flüoresans verimi Coster-Kronig geçişleri tarafından değiştirilen boşluk dağılımları V_i^x ile ω_i^x alt tabaka flüoresans verimlerinin kombinasyonu olarak yazılabilir.

$$\omega_x = \sum_{i=1}^k V_i^x \omega_i^x \quad (1.44)$$

$$\sum_{i=1}^k V_i^x > 1 \quad (1.45)$$

Buradaki V_i^x Coster-Kronig geçişler olduktan sonra X tabakasının i. alt tabakasındaki boşlukların rölatif sayısını göstermektedir. Başlangıçtaki rölatif boşlukların sayısı olan N_i^x , V_i^x cinsinden ifade edilebilir,

$$V_1^x = N_1^x \quad (1.46)$$

$$V_2^x = N_2^x + f_{12}^x N_1^x \quad (1.47)$$

$$V_3^x = N_3^x + f_{23}^x N_2^x + (f_{13}^x + f_{12}^x f_{23}^x) N_1^x \quad (1.48)$$

$$V_k^x = N_k^x + f_{k-1,k}^x N_{k-1}^x + (f_{k-2,k-1}^x f_{k-1,k}^x) N_{k-2}^x + \dots + (f_{1k}^x + f_{12}^x f_{2k}^x + f_{12}^x f_{23}^x f_{3k}^x + \dots) N_1^x \quad (1.49)$$

2- ω_x ortalama flüoresans verimi N_i^x birincil boşlukların rölatif sayısının lineer kombinasyonu olarak

$$\omega_x = \sum_{i=1}^k N_i^x V_i^x \quad (1.50)$$

şeklinde yazılabilir. V_i^x i. alt tabakadaki bir boşluk için bir ışın yayımlanması ihtimaliyetidir (Wapstra et al., 1959). $V_i^x w_i^x$ ve $N_i^x V_i^x$ çarpanları eşit değildir. $V_i^x w_i^x$ niceliği, bir X tabakasının herhangi bir alt tabakasındaki boşluk sayısı başına i. alt tabakaya daha üst tabakalardan ışımalı geçişlerin sayısını belirtir. $N_i^x V_i^x$ niceliği ise, i. tabakadaki boşluk sayısı başına X tabakasının tüm alt tabakalarına geçişlerde yayımlanan X ışınlarının sayısını belirtir. V_i^x katsayıları 1.48, 1.49, 1.50, 1.52, 1.53 denklemlerindeki ω_i^x alt tabaka flüoresans verimleri arasındaki dönüşüm denklemleri,

$$v_1^x = \omega_1^x + f_{12}^x \omega_2^x + (f_{13}^x + f_{12}^x f_{23}^x) \omega_3^x + \dots + (f_{1k}^x + f_{12}^x f_{2k}^x + f_{13}^x f_{3k}^x + \dots + f_{1,k-1}^x f_{k-1,k}^x + \dots) \omega_k^x \quad (1.51)$$

$$v_{k-1}^x = \omega_{k-1}^x + f_{k-1,k}^x \omega_k^x \quad (1.52)$$

$$v_k^x = \omega_k^x \quad (1.53)$$

şeklindedir (Listengarden, 1960).

Herhangi bir seviyede meydana gelen bir boşluğun ışımsız bir geçişle doldurulması ihtimaline Auger verimi dersek, I_{KA} ışımsız geçişlerin sayısı, η_{KA} meydana gelen boşlukların sayısı olmak üzere, K tabakası için Auger verimi

$$a_K = \frac{I_{KA}}{\eta_K} \quad (1.54)$$

ile verilir. Auger verimi, flüoresans verim ve Coster-Kronig verimi arasında,

$$\omega_i^x + a_i^x + \sum_{j=i+1}^k f_{ij}^x = 1 \quad (1.55)$$

bağıntısı mevcuttur. Herhangi bir tabaka için ortalama Auger verimi (\bar{a}_x)

$$\bar{a}_x = \sum_{i=1}^k V_i^x a_i^x \quad (1.56)$$

bağıntısı ile verilir. Burada V_i^x değiştirilmiş boşluk sayısıdır. Aynı boşluk dağılımı için tabakanın ortalama flüoresans verimi ω_i^x ile ortalama Auger verimi \bar{a}_x arasındaki bağıntı,

$$\omega_i^x + \bar{a}_x = 1 \quad (1.57)$$

şeklinde yazılabilir (Van Grieken ve Markowicz, 1993).

1.5. Tesir Kesitleri

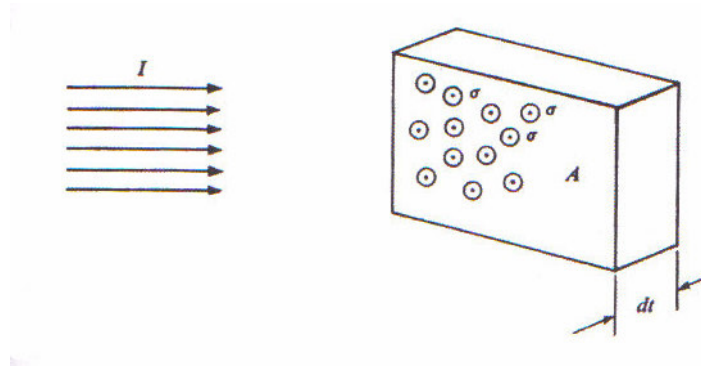
Tesir kesiti, herhangi bir olayın meydana gelme ihtimalinin bir ölçüsüdür. Bu ölçü hedef parçacığı kuşatan hayali bir alanla karakterize edilir. Bir hedef parçacığı tesir kesiti, ilgili olayın tabiatına ve gelen parçacığın enerjisine bağlıdır ve parçacığın geometrik kesitinden daha büyük yada daha küçük olabilir. Bu nicelik, ışının madde ile etkileşmesine bağlı olarak, soğurma ve saçılma tesir kesiti olarak isimlendirilir.

Moleküldeki atomlar birbirlerine elektron yapılarının farklı olması nedeniyle farklı şekilde bağlıdırlar. Atomları bir arada tutan bağlar tesir kesitlerini etkilemektedir. Çünkü molekülde yer alan atomlar artık serbest halde değildirler. Moleküldeki atomların sahip oldukları elektronlar hem kendi hem de elektron ve çekirdeklerinin etkisi altındadır. Ayrıca moleküllerin bağlanma enerjilerindeki değişimde, tesir kesitini etkileyen faktörlerden biridir.

Tesir kesiti deneysel olarak ölçülebilen ve teorik değerlerle karşılaştırılabilen bir ifade olduğundan nükleer işlemlerin ayrıntılı olarak incelenmesinde kolaylık sağlar. Suni radyoizotopların üretilmesinde, soğurmada, saçılmada veya herhangi bir nükleer reaksiyonda gelen ışınlardaki parçacıklar hedef çekirdeğe çarptığı zaman neler olabileceği ihtimaliyetini ifade etmek için tesir kesitine ihtiyaç duyulmuştur. Tesir kesitinin tam olarak bilinmesi, reaktör zırhlama, endüstriyel radyography, tıbbi fizikte, enerji taşıma ve depolamada, radyasyon soğurma katsayılarının hesaplanmasında, farklı elementlerin değişik fotoiyonizasyon enerjilerinde, karakteristik K, L ve M tabaka ve alt-tabaka X ışını flüoresans tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülmesinde, atomların yapısı, yaş tayini,

tahribatsız miktar analizlerinde, ilaç sanayi gibi fiziksel ve kimyasal bir çok alanda kullanılmaktadır. Bununla birlikte bu ölçümler, fotoiyonizasyon tesir kesitleri, sıçrama oranı, X ışını yayınlanma hızları ve flüoresans verim gibi fiziksel parametrelerin doğrudan kontrolünü sağlar (Hubbel, 1989-1994).

A yüzeyine ve dt kalınlığına sahip ince bir levhanın birim hacminde I şiddetinde düşürülen n tane atom varsa ve atomik tesir kesiti, yani bir tür olayın meydana gelmesi ile orantılı olarak atomu kuşatan etkin alan σ ise, gelen parçacıklar bu alana düştüğü zaman bir nükleer reaksiyon meydana gelecektir. Bu parçacıklar demeti ince levhadan geçerken, bir miktarının madde atomları tarafından azaltılma ihtimali vardır. Bu levhanın (hiçbir atomun diğer atom üzerine binmeyecek şekilde) ince olduğu kabul edilirse, bu durumda her bir atom gelen parçacıklarla, ilgilenen olayı gerçekleştirmede eşit şansa sahiptir. Bu durumda birim yüzey başına düşen atom sayısı ndt ve A alanındaki toplam atom sayısı $Andt$ dir. Her bir atom ilgilenilen olaya σ etkin alanıyla katıldığından dolayı bu olayın meydana gelmesi için mümkün olan toplam hassas veya etkin alan, $\sigma Andt$ dir.



Şekil 1.12. İnce Bir Levha Üzerine Gelen Işın Demeti

Etkin alan kesri (f) ise;

$$f = \text{Toplam etkin alan} / \text{toplam yüzey alanı} = \sigma Andt / A = \sigma ndt \quad (1.58)$$

şeklindedir. Bu etkin alan kesri, gelen ışın demetinin ince levhadan geçerken I şiddetinde meydana gelen değişimi olarak da ifade edilir ve

$$dI = -fI \quad (1.59)$$

şeklindedir. Buradan f ' nin değeri yerine yazılırsa,

$$-dI / I = \sigma ndt \quad (1.60)$$

olur. Buradaki (-) işareti dt kalınlığı attıkça I şiddetinin azalacağını gösterir. $T=0$ anında

$I = I_0$ olduğu kabul edilirse, (denklem (1.60) in integralinden)

$$I = I_0 e^{-\sigma nt} \quad (1.61)$$

elde edilir. Gelen ışın demetindeki N parçacık sayısı, ışın demetinin şiddetiyle orantılı olduğundan, bu denklem

$$N = N_0 e^{-\sigma ndt} \quad (1.62)$$

olarak yazılabilir. Burada N_0 ince levhaya gelen parçacıkların sayısı ve N , levhanın t kalınlığını geçen parçacıkların sayısıdır. Buna göre ilgilenilen olayın gerçekleşmesi ihtimaliyeti yani tesir kesiti,

$$\sigma = \frac{dN}{N_0 n t} \quad (1.63)$$

dir ve birimi 'barn' (1 barn = 10^{-24}) cm^2 olarak ifade edilir (Şahin, 1999).

1.6. Elementlerin Uyarılması

Atomların karakteristik X ışını çizgilerinin oluşması olayında, X ışını spektrometresinde uygulanılmış olan uyarma yöntemleri,

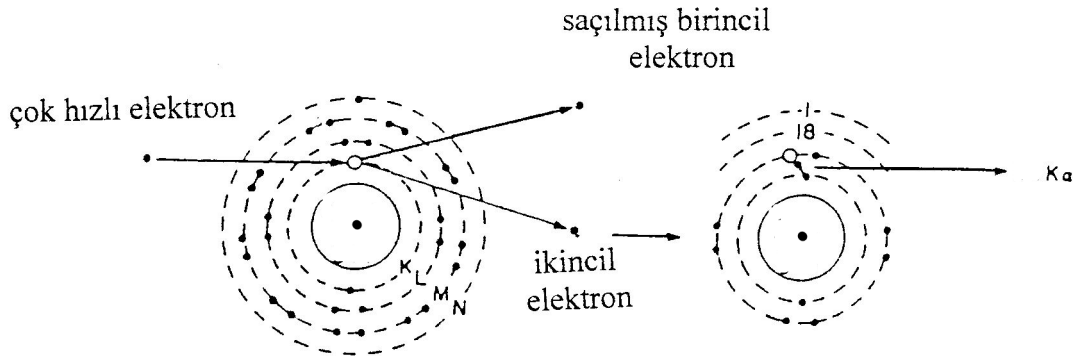
- Elektronlarla uyarma,
- Protonlarla, α parçacıkları ve iyonlarla uyarma,
- Radyoizotop kaynaklardan yayımlanan α , β , γ ve X ışınları ile uyarma,
- Analitin (ilgilenilen elementin) soğurma kuyusundan daha kısa dalga boylu spektral çizgiye sahip hedef elementlerden yayımlanan ikincil X ışınları ile uyarma. Bu ikincil hedefler, X ışını tüpü veya radyoizotop kaynaktan yayımlanan primer fotonlarla uyarılırlar.
- X ışını tüplerinden yayımlanan primer x ışınları ile uyarma,
- Yüksek ve düşük enerjili X ışını tüplerinden yayımlanan X ışınları ile uyarma,
- Synchrotron (Sinkrotron) kaynaklar ile uyarma,
- Self uyarma veya oto uyarma

şeklinde dir. Bu uyarma yöntemlerini, fotonlarla ve parçacıklarla uyarma olarak iki başlık altında değerlendirmek mümkündür (Bertin, 1975).

1.6.1. Parçacıklarla Uyarma

1.6.1.1. Elektronlarla Uyarma

Bu uyarda, madde çok hızlı elektronlarla bombardıman edilerek boşluklar meydana getirilir. Gelen elektron saçılır ve atomdan bir elektron sökülür. Saçılan elektrona saçılmış primer elektron, sökülen elektrona da sekonder elektron denilir (Bertin, 1975).



Şekil.1.13. Elektronlarla Uyarma

1.6.1.2. Protonlarla Uyarma

Bu uyarma, fotonlar ve elektronlarla uarmaya göre kolayca yavaşlatılamazlar ve saptırılamazlar (Jenkins., 1986).

1.6.1.3. Hızlandırılmış İyonlarla Uyarma

Düşük enerjili iyonlar, giriciliği azaltmada kullanılıyorsa, numune yüzeyinin en üst tek katmanlarının analizini yapmada iyonlarla uyarma uygulanabilir.

Ne⁺, Ar⁺ ve Kr⁺ gibi ağır iyonlar, umulduğundan daha yüksek X ışını uyarma verimine sahiptir. Bu sebeple uyarma eşik enerjisini belirlemek daha kolay olur.

Ayrıca bu uyarma, analitin yayılımı, numunenin yüzeyine yakın yerlerin bir fonksiyonu olarak yüksek rezülasyonla tasarlanabilir.

İyon uyarmasındaki bu sınırlamalar, genellikle iyon bombardımanı ile oluşan X ışını veriminin, elektron ve hatta X ışını uyarmasından oluşan verimden daha düşük olmasına neden olur. Fakat bu verim uyarıcı iyonun enerjisiyle artmaktadır. Hızlandırılmış ağır iyonların spektrum çizgileri ile numunenin spektrum çizgilerini ayırt etmek zordur. Bu iyonlar püverizasyon (püskürtme) ile hedef atomlardan ayrılabilirler (Bertin,1975).

1.6.2. Fotonlarla Uyarma

1.6.2.1. Radyoizotop Kaynaklarla Uyarma

Çekirdeğin uyarılması, çekirdekten α veya β parçacığı gibi bir parçacık yayımlanması yada atomik tabakadan elektron yakalaması ile olur. Bu nükleer olay sonucu yeni oluşmuş olan kararsız çekirdek nükleonlarını en düşük hale göre düzenler ve enerji fazlasını dışarı atar. Yüksek bir enerji durumundan (E_i) daha düşük bir enerji durumuna (E_f) geçen bir çekirdek fazla enerjisini,

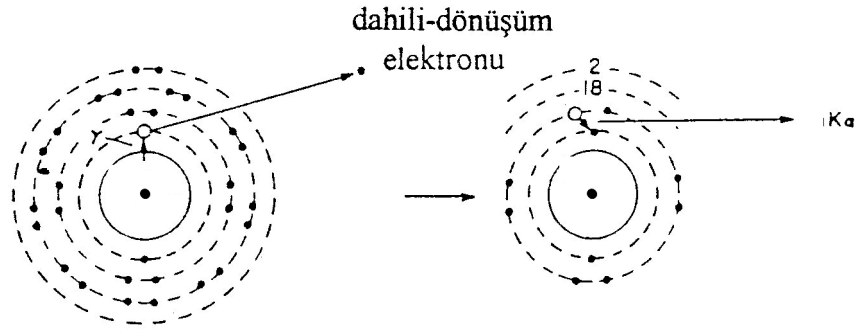
-Gama ışını yayımlaması

-Dahili dönüşüm

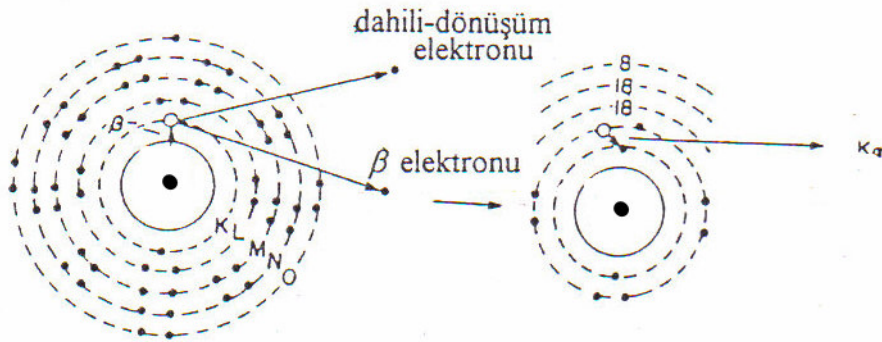
-Dahili çift oluşum

yollarıyla dışarı atar. Bu olaylardan en sık görüleni gama yayımlanmasıdır (Bertin,1975).

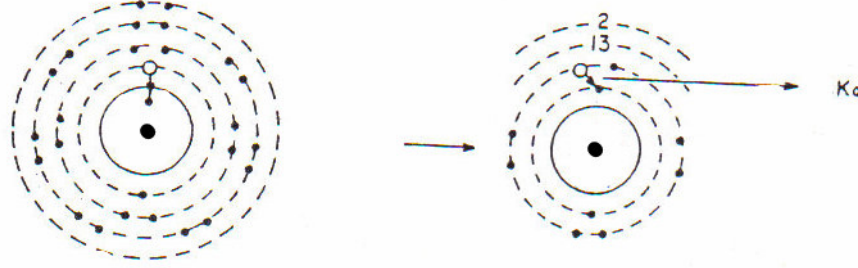
Gama yayılımı ile bozulan radyoaktif izotoplar dahili dönüşüme maruz kalabilir (Şekil 1.14). Gama fotonu meydana geldiği atom içerisinde de soğurulabilir. Soğurulan gama ışınının enerjisi, yörünge elektronunun sökülmesi ve elektrona bir kinetik enerji verilmesinde harcanır. Bu olaya *dahili dönüşüm* ve elektrona da *dahili dönüşüm elektronu* denilir.

Şekil 1.14. Dahili γ Dönüşümü

Radyoaktif izotoplar, dahili dönüşüme maruz kalarak β yayımlaması ile bozunabilir ve başka atomların ilk uyarılmasına neden olabilir. (Dahili β dönüşümü atomdaki iyonlaştırıcı elektronların oluşmasında ilk uyarma olarak da düşünülebilir). Bir β parçacığı (elektron, e^-) yayımlanması, bir nötronun bir protona dönüşmesiyle ($n \rightarrow p^+ + e^-$) oluşur. Bunun sonucunda β yayımlayan atomun atom numarası bir artar. Bu dahili dönüşümden sonra yeni bir element oluşur ve bu yeni elementin karakteristik X ışınları yayımlanır (Şekil 1.15).

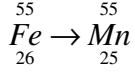
Şekil 1.15. Dahili β Dönüşümü

Radyoaktif izotoplar yörünge elektronunu yakalayıp da bozunabilir (Şekil 1.16). Bu olayda K veya L elektronu çekirdeğe düşer yani çekirdek tarafından yakalanır ve böylece bir proton nötralize olur ve dolayısıyla atomun atom numarası bir azalır.



Şekil 1.16. Yörünge Elektronunu Yakalama (e^- - Yakalama)

Örneğin,



${}_{26}^{55}\text{Fe}$ izotopu bir K elektronu yayımlayarak ${}_{25}^{55}\text{Mn}$ 'a dönüşür. Bu şekilde ${}_{26}^{55}\text{Fe}$ kaynağından ${}_{25}^{55}\text{Mn}$ X ışınları yayımlanır. X ışınları spektroskopisinde numuneleri uyararak için kullanılan bazı radyoaktif izotoplar Çizelge 1.3'de verilmiştir.

Çizelge 1.3. Radyoizotop Kaynaklar ve Özellikleri

Radyoizotop Kaynak	Radyoaktif Bozunma Şekli	Yarı Ömür	Işıma Türü	Işıma Enerjisi (keV)
${}_{26}^{55}\text{Fe}$	Elektron Yakalama	2.7 Yıl	Mn K X Işınları	5.9
${}_{27}^{57}\text{Co}$	Elektron Yakalama	270 Gün	Fe K X Işınları γ γ γ	6.4 14 122 136
${}_{48}^{109}\text{Cd}$	Elektron Yakalama	1.3 Yıl	Ag K X Işını γ	22 88
${}_{82}^{210}\text{Pb}$	β^-	22 Yıl	Bi L X Işını γ	11 47
${}_{95}^{241}\text{Am}$	α	470 Yıl	Np L X Işını γ γ	11-22 26 59.6

XRF çalışmalarında kullanılan radyoaktif kaynaklar, belli uygulamalar için, belirli izotoplardan belirli bir miktar alınarak hazırlanırlar. Radyoaktif madde, belli doğrultular haricinde radyasyon yaymaması için zırh içerisine konulur. Bazı düşük aktiviteli kaynakların zırhlanmasına, özel amaçlar için gerek duyulmayabilir. Radyoaktif kaynakları çalışmaya uygun olarak nokta, halka vs. şeklinde hazırlamak mümkündür. Radyoaktif kaynaklar, X ışını spektrometrik uygulamalar için dört temel özellikte karakterize

edilebilirler (Bertin, 1975).

- 1- Radyoaktif bozunma ve yayımlanan radyasyon tipi (α , β , γ yayımlama veya K yada L elektronu yakalama),
- 2- Yayımlanan radyasyonun enerjisi,
- 3- Kaynak aktivitesi,
- 4- Kaynağın yarı ömrü (radyoaktif atomların yarısının bozunması için gerekli zaman).

Bu süre içerisinde kaynağın aktivitesi başlangıç değerinin yarısına düşer. Eğer kaynak t_0 anında n_0 aktivitesine sahipse t anında kaynağın aktivitesi

$$n(t) = n(t_0) e^{-\lambda(t-t_0)} \quad (1.64)$$

olacaktır. Burada $n(t)$, t anında bozunmamış mevcut çekirdeklerin sayısı, λ bozunmamış her çekirdeğin gelecek bir saniye içerisinde bozunma ihtimalinin bir ölçüsü olan bozunma sabitidir.

1.6.2.2. Sürekli Fotonlara (X ışını Tüpleriyle) Uyarma

Genellikle atomun iç yörünge elektronlarını uarmak için, uyarıcı kaynak olarak fotonlar kullanılmaktadır. Fotonlar radyoizotop kaynaklardan veya x ışını tüplerinden elde edilebilirler (Jenkins, 1988., Van Grieken ve Markowichz, 1993).

X ışını tüplerinden yayımlanan radyasyon,

-Tüpten çıkan primer ışın demeti hiçbir işleme maruz kalmadan doğrudan numuneyi uarmada kullanılabilir. Bu uarmada, tüpün ürettiği yüksek şiddeteki süreklilik büyük bir saçılma temel saymasına (Background) neden olur. Bu durumda hassasiyeti azaltır. Yüksek temel sayma ve yayımlama şiddeti hassasiyetinin kötüleşmesine, puls yüksekliğinin kaymasına ve sistemin şoke olmasına sebep olur.

-Tüpten çıkan ışın demeti filtre edilerek sadece karakteristik çizgilerin numuneyi uarmasında ve analitin en güçlü (daha fazla şiddetli) soğurma kıyısından daha kısa dalga boylu ikincil bir hedefin uyarılmasında kullanılabilir. Bu iki uarmada da elde edilen şiddet küçüktür.

X ışını tüpleri ile istenilen büyüklükte radyasyon şiddeti elde edilebilir. X ışını tüplerinin avantajları, radyoizotop kaynaklara göre sürekli radyasyon yayımlaması açısından çevre kirlenmesi etkilerinin azlığıdır. X ışını tüpleri radyoizotop kaynaklardan daha güvenlidir. Eğer istenilirse kullanılmadığında ve hatta numune değiştirilirken kapatılabilir. Ayrıca 100 keV den daha yüksek enerjili radyasyon yaymazlar. Dezavantajı ise çok kararlı güç kaynağına ihtiyaç duymaları ve daha büyük hacim kaplamalarıdır (Bertin, 1975).

1.6.2.3. Synchrotron (Sinkrotron) ile Uyarma

Sinkrotonda, birkaç milyar eV mertebesinde (genelde 3 GeV) kinetik enerjili elektronlar veya pozitronlar güçlü bir mıknatısın (yaklaşık 10^4 Gauss) kutupları arasında yüksek vakumlu bir tüp içerisinde dairesel bir yörüngede hareket ederler. Düşey bir alan elektronları hızlandırarak sinkrotron radyasyonunun yayımlanmasına neden olur. Böylece sinkrotron kaynak radyasyonu, bir atomun elektronları tarafından yavaşlatılan elektronların meydana getirdiği elektronik frenleme radyasyonunun (Bremsstrahlung) aksine magnetik frenleme radyasyonu olarak düşünülebilir.

X ışını enerji bölgesinde çok düzgün bir şiddete sahip olduğundan sinkrotron radyasyonu karbon, azot ve oksijen gibi düşük atom numaralı elementlerin analizini sağlar. Ayrıca, transmasyon X ışını flüoresans tekniğiyle yüzey analizi ve ultra-eser element

analizi yapmak için uyarıcı kaynak olarak kullanılabilir. Bu uyardırda K X ışını şiddeti diğer X ışını kaynaklarından elde edilenden birkaç kat daha büyüktür (Van Grieken and Markowicz, 1993).

1.7. Karakteristik X Işınlarmın Sayılması

1.7.1. X Işını Spektrometreleri

X ışını spektrometreleri, karakteristik çizgi şiddetlerinin ölçülebilmesi ve numuneden gelen çok enerjili ışın demetini ayırmayı sağlar. Bir spektrometrenin, çizgilerin ayrılması için yeterli rezülasyona sahip olması gerekir. Aynı zamanda spektrometre, ilgilenilen dalga boyu ve enerji bölgesinde ölçüm yapabilme imkanı sağlamalıdır. Bu nedenle spektrometre seçiminde dört önemli faktör vardır;

- Rezülasyon,
- Karakteristik pik
- Temel sayma seviyesi
- Enerji veya dalga boyu aralığı

Bu faktörlerin hiçbirini birbirinden bağımsız değildir. Örneğin, rezülasyonun sabit tutulması, mutlak pik şiddetinin düşmesine neden olur.

Bir spektrometrenin rezülasyonu, onun çizgileri ayırma kabiliyeti olarak tarif edilir. Rezülasyon, herhangi bir kaynak-detektör mesafesinde kalibre edilmemiş kaynaklarla tayin edilebilir.

X ışını spektrometreleri üç kısımda incelenmektedir.

- 1- Dalga boyu ayrımlı spektrometreler
- 2- Enerji ayrımlı spektrometreler
- 3- Özel spektrometreler

Dalga boyu ayrımlı spektrometreler enerji ayrımlılardan % 50 oranında daha hassastırlar. Enerji ayrımlı spektrometreler enerji aralığındaki tüm elementleri aynı anda ölçebilirken, dalga boyu ayrımlı sistemler sadece programlanmış oldukları elementleri ölçebilirler. Bu üç özel sistemde çok yüksek hassasiyete ve aşırı düşük konsantrasyonlu veya çok düşük boyutlu ve miktarlı numuneler ile çalışma imkanlarına sahiptirler. Dalga boyu ayrımlı sistemlerde rezülasyon, analiz edici kristalin açısız dağılımına ve kolimatör diverjansına bağlıdır. Bu sistemlerde rezülasyon 10-100 eV aralığındadır. Enerji ayrımlı sistemlerde ise rezülasyon detektöre ve detektör amplifikatörüne bağlıdır ve 145-200 eV aralığındadır.

Enerji ayrımlı spektrometreler, uyarıcı kaynak, detektör ve sayma sistemlerinden oluşurlar. Bu sistemlerde sayaçlar genel olarak, Si(Li) veya Ge(Li) şeklindedir. Veriyi oluşturmak, pulsları birbirinden ayırmak ve belirlemek için çok kanallı analizör kullanılır. Enerji ayrımlı sistemlerin rezülasyonu yaklaşık olarak detektörünkine eşittir ve bu yüzden bu sistemlerde detektör seçimi çok önemlidir.

Dalga boyu ayrımlı spektrometreler bir kristal ve bir sayıcıdan meydana gelen tek kanallı analizör olarak kullanılabilceği gibi birçok kristal ve sayıcıdan meydana gelen çok kanallı spektrometre olarak ta kullanılabilir. Bu durumda elementler eş zamanlı olarak ölçülebilir. Bu spektrometre sistemi, bir X ışını tüpü, bir numune tutucu, bir primer kolimatör, bir kristal ve ardışık sayıcılardan oluşur.

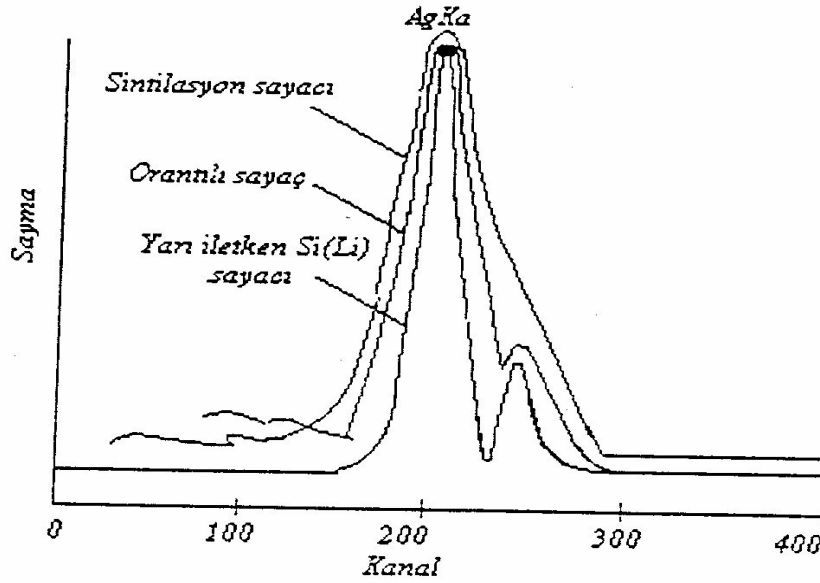
Enerji ayrımlı sistemler, dalga boyu ayrımlı sistemlere nazaran iki önemli avantajlara sahiptirler. İlk avantajı numuneden emisyon spektrumunu aynı zamanda oluşturması ve göstermesidir. İkinci avantajı ise, mekanik olarak kullanım kolaylığıdır (Şahin, 1998).

1.7.2. Sayaç Çeşitleri

Karakteristik X ışınları sintilasyon, katı hal ve orantılı sayaçlar ile sayılırlar. Bu sayaçların ayırma gücü (rezülasyonu) birbirinden farklıdır. Katı hal sayaçları, ayırma gücü en iyi ve elektron-boşluk çifti meydana getirmek için gerekli en düşük enerjili sayaçlardır. Bu sayaçlar aynı zamanda verimi en büyük olan ve en yaygın kullanılan sayaçlardır. Detektör kendisine gelen foton enerjisinin tamamını, bu enerji ile doğru orantılı olan elektrik darbesine dönüştürülürler.

1.7.2.1. Yarı İletken Detektörler

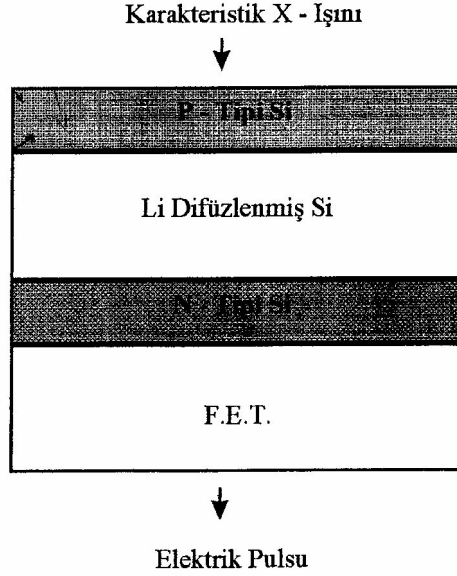
X ışınları spektrum çizgilerinin sayılması değişik araştırma alanları için çok önemlidir. X ışınları sayılmasında farklı detektör tipleri kullanılmaktadır. Detektör seçiminde; detektör tipi, duyarlı olduğu enerji bölgesi, ayırma gücü (rezülasyon) gibi faktörlere dikkat edilmelidir. Bazı detektörlerin ayırma güçleri Şekil 1.17' de verilmiştir. Karakteristik X ışınlarının enerjilerinin birbirine yakın ve genel olarak düşük enerji bölgesinde olmalarından dolayı bu enerji bölgesinde detektör verimliliği ve ayırma gücü en iyi olan detektörler yarı iletken detektörlerdir.



Şekil 1.17. Bazı Detektörlerin Ayırma Güçleri

Lityum sürüklenmiş yarı iletken detektörler, bir pozitif bölge (p-tipi) bölge ve bir negatif (n-tipi) bölgeler arasına intrinsik (i-tipi) bölgeye sahip bir kristalden ibarettir. İntrinsik bölge, uygun şartlar altında p-tipi silisyum (veya germanyum) içerisine lityum sürüklenmesi ile meydana gelir. Dolayısıyla böyle bir sayaç p-i-n tipi bir diyottur ve en önemli fiziksel iki özelliği kalınlığı ve alanıdır. Detektör yüzeyinin ince p-tipi tabakası aktif değildir. Dedüksiyon işlemine katkısı olmayan bu tabakaya ölü tabaka denilir. Sayım için önemli olan faktörlerden biri de geometrik verimliliğidir (Bertin, 1975). Geometrik

verimlilik, detektörün alanı artınca artar fakat bu da ayırma gücünü azaltır (Bowman ve ark., 1966). Soğurma verimliliği de kalınlık arttıkça artar. Elektrotlar, lityum sürüklenmesi ile elde edilmiş silisyum veya germanyum yüzeyine yaklaşık 200 \AA kalınlığında altın buharlaştırılmasıyla elde edilir. Detektörün yüksek kazançlı olmasını sağlayan, üzerine yerleştirilen alan etkili transistor (F.E.T) dır (Bertin, 1975). Si(Li) detektörünün şematik gösterimi şekil 1.18’da gösterilmiştir.



Şekil 1.18. Si(Li) Detektörünün Şematik Gösterimi

Katı hal sayaçları, en uygun ayırma gücünü elde etmek, oda sıcaklığında kolayca buharlaşan lityumun buharlaşmasını önlemek ve elektronik gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında ($-196 \text{ }^{\circ}\text{C}$) tutulmalıdır. Sayaç sıvı azot ile sürekli termal temas halindedir. Detektör dış ortamdan gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek ve kristali vakumda tutmak için $25 \text{ }\mu\text{m}$ kalınlığında berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır (Canberra, 1995).

Katı hal sayaçlarında, 300-1000 volt arasında bir ters besleme voltajı ile meydana getirilen alan, sayaçta oluşan elektron-boşluk çiftlerinin, ön amplifikatöre sürüklenmesini sağlar.

1.7.2.1. (a) Katı Hal Sayaçlarının Çalışma Prensibi

E enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde silisyum atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını foto elektronlara verir. Foto elektron enerjisi bitinceye kadar, yolu boyunca elektron-boşluk çifti oluşturarak detektör içinde hareket eder. Si(Li) detektörüne uygulanan ters besleme potansiyeli ile oluşan elektrik alan, fotonların oluşturduğu elektron-boşluk çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar p-tipi bölgeye, boşluklar ise n-tipi bölgeye giderler. Boşaltılan bu bölge radyasyona hassas detektör hacmini oluşturur. Bu bölge, 2-5 mm kalınlığında, $12.5-80 \text{ mm}^2$ alanındadır ve yüksek iletkenlik gösterir. Numuneden gelen karakteristik x-ışınları, detektördeki lityum sürüklenmiş bölgeye geldiğinde, enerjisini Si veya Ge atomunun bir elektronuna aktarır. Sonuçta detektör içine gelen fotonun enerjisi ile orantılı sayıda elektron-boşluk çifti oluşur.

Böyle bir iyonlaşmada, iyon çifti başına enerji kaybı, Si(Li) için 3.8 eV, Ge(Li) için

2.9 eV olur. P ve n tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, ilgili elektronik devreler tarafından akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Deney düzeneğinde kullanılan elektronik sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala yerleştirir.

Elektrik alan tarafından toplanan yük Q, sayaca giren karakteristik x-ışınları foton enerjisi de E_x olmak üzere Si(Li) için,

$$Q = \frac{E_x}{3.8} (1.6 \times 10^{-9}) \text{ coulomb} \quad (1.65)$$

olur.

1.7.3. Hassasiyet Tayin Faktörleri

Radyasyon kaynağının seçimi, deney (uyarma-numune-detektör) geometrisi, numunenin karışımı ve şekli deney hassasiyetini etkileyen temel faktörlerdir.

Deney geometrisi, büyük sayma sayılarını kısa zamanda elde etmemizi sağlar. Çalışılan numuneye göre kolimatör maddeleri ve kolimatör düzeneği de iyi bir şekilde uygulanmalı ve kolimatör delik çapı, mümkün olan en küçük boyutta olmalıdır (Küçükönder,1992).

1.8. Detektör Verimliliği

X ışını spektroskopik çalışmalarında, detektör verimliliğinin bilinmesi ve verimlilik eğrisinin çizilmesi gereklidir. Sayaç verimliliği her enerji için farklılıklar gösterir. Sayacın yapısının zamanla bozulabileceği göz önünde tutularak detektör verimliliğinin belli aralıklarla belirlenmesi yapılacak çalışmaların sonucunu olumlu yönde değiştirecektir.

Detektör verimini etkileyen başlıca faktörler,

- Deney geometrisi
- Sayacın yapıldığı madde
- Sayacın hassas bölgesi

şeklinde ifade edilir.

Uyarma-numune-detektör geometrisi, detektör verimliliği açısından çok önemlidir. Deney geometrisi ile büyük sayma sayıları kısa zamanda elde edilebilir. Numunedeki İnkoherent saçılma yöntemi ile enerji kaybının minimum olması için, X ışınlarının büyük açılarla saçılması gerekir. Uyarıcı radyasyonun, K, L veya M soğurma kıyı enerjilerinden daha büyük seçilmesi, monokromatik olması ile maksimum hassasiyet elde edilir.

Katıhal sayaçlarının, X ışınlarını sayma hızları yüksek olduğu için, sayaçta oluşan pulslar üst üste binerek üst üste binme piklerini oluştururlar. Bunun önlenmesi için, sayaç-numune mesafesinin iyi ayarlanması gereklidir. Bunlara ilaveten, çalışılan numuneye göre kolimatör maddeleri ve kolimatör düzeneği de iyi bir şekilde uygulanmalıdır ve kolimatör delik çapı, mümkün olan en küçük boyutta olmalıdır (Küçükönder, 1988).

Si(Li) sayacının verimlilik eğrisinin tayini yapılırken aşağıdaki faktörler göz önünde bulundurulmalıdır.

- a) Bağlı verimlilik: Herhangi bir enerjide detektör verimliliğinin, diğer enerjilerdeki detektör verimliliğine oranıdır.
- b) İntrinsik Verimlilik: Detektörün iç bölgesinde sayılan fotonların, bu bölgeye gelen fotonların sayısına oranıdır.
- c) Mutlak Verimlilik: Detektörde sayılan fotonların, radyoizotop kaynak tarafından tüm doğrultularda yayımlanan fotonlara oranıdır ve kaynakla detektör arasındaki

- uzaklığa bağlıdır.
- d) Fotopik verimliliği: Detektörde ilgili enerjide sayılabilir büyüklükte puls meydana gelme ihtimalidir.
- e) Radyal Verimlilik: Herhangi bir enerjide detektör verimliliğinin detektör yarıçapına bağlı olarak değişimini ifade eder.

Enerjisi E olan uyarıcı bir foton için Yarı iletken detektörlerin sayma verimliliği teorik olarak;

$$\varepsilon_E = \varepsilon_R G(E) \quad (1.66)$$

bağıntısı ile verilmiştir. Burada G(E) geometri faktörü, ε_E bağıl sayma verimi, ε_R ise rölatif sayma verimidir. Gerçek verim ise, çeşitli düzeltme faktörlerinin çarpımı olarak,

$$\varepsilon_R = \varepsilon_A f_a f_{Au} f_d f_e f_c \varepsilon_S \quad (1.67)$$

şeklinde verilir. Burada ε_A tüm yükün toplanmış olduğu kabul edilen detektörün hassas hacminin iç verimi, f_a detektör yüzeyinin dışında bulunan maddelerdeki soğurma için düzeltme faktörü, f_{Au} altın elektrotlardaki soğurma için düzeltme faktörü, f_d altın ve hassas hacim arasında bulunan ölü tabakadaki soğurma için düzeltme faktörü, f_e hassas hacimden kaçan, silisyuma ait karakteristik X ışınları için düzeltme faktörü, f_c kolimatör etkileri için düzeltme faktörü ve ε_S ise toplam yük toplanmasının verimidir.

1.8.1. Detektör Verimliliğini Belirleme Yöntemleri

Bir sayacın belli bir enerjideki verimi, sayaçtan sabit bir uzaklıkta bulunan standart kaynaktan birim zamanda sayaca gelen fotonların sayısını belirlemekle elde edilir. Elde edilen bu verim bütün geometri ve soğurma faktörlerini kapsamaktadır (Hansen ve ark., 1973 Büyükkasap, 1991). Hedef numunelerin karakteristik X ışınları farklı olduğundan detektörün her enerjide verimliliğinin belirlenmesi gerekir. Verimlilik tayini, temelde aynı fakat fotonların yayımladığı kaynak bakımından farklı, iki yolla yayımlanabilir.

I.YOL: Standart radyoizotop kaynaklar kullanarak detektör verimliliğinin belirlenmesi
Kaynak kullanılırken nokta kaynak kullanmak fotonların homojen olarak yayımlanmasını sağlar. Verimlilik belirlenirken, kaynak numune konumunda tutularak kaynaktan yayımlanan fotonlar detektörde sayılır ve bu yayımlanan fotonların sayısı,

$$I_E = I_0 e^{-\lambda t} \quad (1.68)$$

bağıntısı ile hesaplanır. Burada I_0 kaynağın ilk şiddeti, I_E kaynaktan yayımlanan E enerjili fotonların sayısı, λ bozunma sabiti ve t ise kaynağın yapımından ölçümün alındığı güne kadar geçen süredir. Eğer kaynaktan farklı enerjilerde foton yayımlanıyorsa E_x enerjili bir foton için sayaç verimliliği, her enerjideki yayımlanma kesri (w_{E_x}) hesaplanıp yukarıdaki eşitlik ile çarpılmasıyla bulunur.

$$\varepsilon_{Ex} = \frac{I_d}{I_{Ex}} \quad (1.69)$$

şeklinde sayaç verimliliği ifade edilir. Burada I_d sayacın ilgili enerjide saydığı foton sayısıdır. Buna göre sayacın fotopik verimliliği,

$$\varepsilon(E) = \frac{4\pi N_E}{\Omega_0 TRP_E} \quad (1.70)$$

bağıntısı ile ifade edilir. Burada N_E t zamanda sayaçta sayılan foton sayısı, R kaynağın bozunma hızı, P_E E enerjili fotonun kaynaktan yayılma ihtimaliyetidir ve Ω sayma için katı açıdır. Sayım için katı açı,

$$\Omega_0 = \pi r^2 / (d + Z)^2 \quad (1.71)$$

bağıntısı ile verilir. Burada Z, E enerjili fotonun detektör içinde soğurulduğu etkin kalınlık, r radyoizotop kaynağın yarıçapıdır. Mutlak verimlilik tayininde katı açı düzeltmesi yoktur. Bu sebepten mutlak verimlilik,

$$\varepsilon_E = \frac{4\pi N_E}{TRP_E} \quad (1.72)$$

şeklinde yazılabilir.

Bu işlemler farklı enerjili foton yayınlanan farklı kaynaklarla tekrarlanarak farklı enerjilerdeki detektör verimliliği belirlenir.

II.YOL: Farklı radyoizotop kaynak olmadığı durumlarda detektör verimliliği belirlemede elementlerden yayınlanan karakteristik $K_{\alpha, \beta}$ X ışınları kullanılır. Elementler $K_{\alpha, \beta}$ x ışınları enerjileri çalışılacak enerji bölgesini içine alacak şekilde seçilir. Elementler radyoizotop kaynakla uyarılır ve detektörde sayılır. Oluşan karakteristik $K_{\alpha, \beta}$ piklerinin net alanları alınır ve

$$I_0 G \varepsilon = \frac{N_i}{\sigma_{Ki} \beta_i t} \quad (1.73)$$

eşitliği yardımıyla detektör verimliliği hesaplanır. Bura I_0 kaynağın şiddeti, G geometrik faktör, N_i ($i = \alpha, \beta$) net alan σ_{Ki} standart elementin uyarma enerjisindeki K_{α} veya K_{β} tesir kesiti, β_i uyarıcı fotonun ve numunenin K_{α} ve K_{β} enerjisine göre soğurma düzeltmesi, t ise numunenin kütle kalınlığıdır. $I_0 G$ birim zamanda numune üzerine düşen uyarıcı fotonların sayısını verir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

(McGuire, 1972); M kabuğu Coster-Kronig, Auger (ışınmasız) ve ışmalı geçiş oranları ile flüoresans verim, Ca ile Th arasındaki elementler için hesaplanmıştır. M1, M2, M3, M4, M5 alt tabakaları genişlikleri, flüoresans verimleri, Coster-Kronig ve super Coster-Kronig geçişler tablola halinde sıralanmıştır.

(McGuire, 1972); Bu çalışmada ise, M tabakası alt kabuklarından N ve daha üst tabakalara toplam geçişlerle ilgili bazı değerler ve hesaplamalar tablolar halinde verilmiştir.

(Scofield, 1973); Bu çalışmada, birçok element için 1 keV'den 1500 keV'e kadar olan uyarma enerjilerinden K, L, M ve daha üst tabakalar için alt tabaka ve toplam fotoiyonizasyon tesir kesitleri ile ilgili yapılan teorik hesaplama sonuçlarının listeleri bulunmaktadır.

(Scofield, 1974); Bu çalışma, K X ve L X ışınları toplam oranlarının tabloların içermektedir. K ve L tabakalarında oluşan boşlukların doldurulmasıyla oluşan yayımlanma oranları, $5 \leq Z \leq 104$ atom numaraları için rölativistik Hartree-Slater teori modeli ile hesaplanmış ve sonuçlar geniş bir şekilde tablolar halinde sıralanmıştır.

(Sarkar ve ark., 1981); Bu makalede, $62 \leq Z \leq 79$ arasındaki elementlerin 250 ile 400 keV'lik proton kaynakla uyarılmasıyla oluşan M_{α} , M_{β} , M_{γ} , M_{II} , N_{IV} , M_{III} , $O_{I,IV,V}$ ışınlarının Si(Li) detektörü yardımıyla sayılarak tesir kesitlerinin hesaplanması ve bunların teorik değerlerle karşılaştırılması yer almaktadır.

(Shatendra ve ark., 1984); Bu çalışma bazı ağır elementlerin M tabakası ortalama flüoresans verimlerinin ölçümünü içermektedir. Au, Pb, Th ve U elementlerinin 5.96 keV'lik Fe-55 radyoizotop kaynakla uyarılması sonucu oluşan MX - ışınlarının Si(Li) düşük enerjili foton detektörü ile sayılma ve bununla flüoresans verimlerin hesaplanmasını içeren yarı deneysel bir çalışmadır.

(Mann ve ark., 1990); Bu makale yine Au, Pb, Th ve U elementlerinin 6-12 keV'lik foton enerjileri ile uyarılmasında MX - ışını toplam üretim tesir kesitlerinin deneysel sonuçları ile, Coster-Kronig ve Süper Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri (f_{ij} , S_{ij}) nin kullanılarak hesaplandığı teorik sonuçların karşılaştırmalı yorumunun yapıldığı yarı deneysel bir çalışmadır.

(Garg ve ark., 1991); Atom numarası $70 < Z < 92$ arasında bulunan elementlerin 5.9 keV'lik foton kaynakla uyarılması ve M X ışını toplam üretim tesir kesitinin bulunarak teorik hesaplamalarla karşılaştırmalı yorumlarının yapıldığı yarı deneysel bir çalışmadır.

(Puri ve ark., 1993); $71 \leq Z \leq 92$ atom numaraları arasındaki elementlerin 5.96 keV'lik foton kaynakla uyarılması sonucu oluşan M X ışını üretim tesir kesitlerinin ve flüoresans veriminin hesaplanmasını ve teorik verilerle karşılaştırılmasını içermektedir.

(Puri ve ark., 1993); Atom numaraları $70 \leq Z \leq 92$ aralığında bulunan elementlerin 5.96 ve 22.6 keV'lik uyarma enerjileri ile fotoiyonizasyonları sonucunda L alt tabakalarından M

tabakasına boşluk geçiş ihtimaliyetlerinin hesaplanarak bunların Dirac -Hartree - Slater (RDHS) ve Herman - Skillman teorik sonuçlarıyla karşılaştırmalı yorum ve sonuçların tablolar halinde verildiği yarı deneysel bir çalışmadır.

(Puri ve ark., 1993c); Bu çalışmada, $25 \leq Z \leq 96$ aralığındaki elementlerin L alt tabakaları flüoresans verim ve Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri relativistik Dirac--Hartree - Slater (RDHS) modeline göre hesaplanmıştır.

(Puri ve ark.,1993); Bu çalışmada K'dan L'ye ve M'ye boşluk geçiş ihtimaliyetleri (η_{KLi} , η_{KM} , η_{LMi}), atom numarası $18 \leq Z \leq 96$ atom aralığında incelenmiş, atom numaralarına göre değişim grafikleri ile birlikte tablolar halinde verilmiştir.

(Rao ve ark , 1995); Atom numaraları $78 \leq Z \leq 82$ aralığındaki elementlerin 6.47 ve 7.57 keV'lik foton kaynaklarla uyarılması ile flüoresans tesir kesitleri ve flüoresans verimin deneysel ve teorik hesaplamalarını ve bunların sonuçlarını içermektedir.

(Ertuğrul ve ark., 1996); Atom numaraları $70 \leq Z \leq 92$ arasındaki elementlerin 5.96 keV'lik Mn KX - ışını foton enerjisi ile uyarılması sonucu oluşan MX- ışını toplam üretim tesir kesitleri ve floresans verimleri hesaplanmıştır.

(Rao ve ark 1996); Bu çalışma Pt, Au, Pb elementlerinin 5.47, 5.96. 7.04. 8.14, 8.74 ve 9.36 keV'lik fotonlarla uyarıldıklarında flüoresans tesir kesitleri ve flüoresans verimlerinin hesaplanmasını içermektedir.

(Ertuğrul ve ark., 1997); atom numarası $69 \leq Z \leq 92$ aralığında bulunan bazı elementlerin L_2 , L_3 alt tabakaları ve M tabakası ışımali boşluk geçiş dağılımlarının deneysel ölçüm teorik hesaplamalarıyla, atom numarasına göre değişimleri incelenmiştir.

(Amirabadi ve ark., 1997); Bu makale, Hg (civa) elementinin L kabuğu alt tabakaları ile toplam M kabuğu X ışını üretim tesir kesitlerinin 0.7 ile 2.9 MeV'lik enerjilerde bombardıman sonucu değişim ve analizlerinin yapıldığı bir çalışmadır.

(Şahin, 1998); Bu çalışmada bazı elementlerin M tabakası X ışınları Üretim tesir kesitleri ve açısal dağılımlarının enerji ayrımlı X ışını spektrometresi ile ölçümü incelenmiştir. Bu çalışmada Pt, Au, Hg, Tl, Pb, Bi gibi elementlerin M tabakası toplam X ışını tesir kesitleri 5.96 keV'lik fotonlar kullanarak ölçülmüş ve Bu ölçümlerden faydalanarak M tabakası flüoresans verimleri hesaplanmıştır.

(Öz ve ark., 1999); Atom numarası $29 \leq Z \leq 100$ aralığındaki elementlerin 6 keV'lik enerji ile uyarılması sonucunda ortalama M tabakası flüoresans verimin hesaplanması ile karşılaştırmalı sonuçların tablolarına yer verilmiştir.

(Durak ve Özdemir, 2001); Bu makale, Yb ve U elementleri arasında seçilen bazı elementlerin 5.96 keV'lik fotonlarla uyarılması sonucu M kabuğu toplam üretim tesir kesiti ve flüoresans verimlerin hesaplanmasının, ve bunların teorik sonuçlarla ve hesaplamalarla karşılaştırılmasını içeren yarı deneysel bir çalışmadır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Materyal

3.1.1. Kullanılan Elementler ve Numunelerin Hazırlanması

Bu çalışmada toz numuneler ve ince levhalar (foil) olmak üzere iki tip numune kullanıldı. Toz halinde bulunan numuneler parçacık büyüklüğünü ve soğurma etkisini en aza indirmek için, havanda dövülerek 400 mesh'lik ince eleklerde elendi. Bu toz numuneler, numune tutucu üzerine ince bir tabaka meydana getirecek şekilde homojen olarak dağıtıldı. Seçilen numunelerin kütleleri ise 10^{-3} hassasiyetine sahip terazi kullanılarak tartıldı. Foil numunelerin her biri, numune tutucu ve diğer kullanılan malzemeler, organik kirlerden temizlenmesi amacıyla ayrı ayrı saf alkolle temizlendi. Çalışmamızda kullanılan numuneler Çizelge 3.1. de verilmiştir.

Çizelge 3.1. Karakteristik X Işını Ölçümlerinde Kullanılan Numuneler

Element	Kimyasal formül	Numune Şekli	Parçacık Büyüklüğü (Mesh)	Kalınlık (gr/cm ²)	Safılık (%)
Ta	Ta	Foil	400	0.456	99.9
W	W	Foil	400	0.492	99.9
Re	Re	Foil	400	0.521	99.9
Pt	Pt	Foil	400	0.553	99.9
Au	Au	Foil	400	0.465	99.9
Pb	Pb	Foil	400	0.290	99.9
Bi	Bi(NO ₃) ₃	Toz	400	0.039	99.9
Al*	Al ₂ O ₃	Toz	400	0.0137	99.9
Si*	K ₂ SiF ₆	Toz	400	0.0033	99.9
P*	Ca(PH ₂ O ₂) ₂	Toz	400	0.0094	99.9
S*	KSO ₄	Toz	400	0.0047	99.9
K*	KF	Toz	400	0.0092	99.9
Ca*	Ca(PH ₂ O ₂)	Toz	400	0.0016	99.9
Ti*	TiO ₂	Toz	400	0.0156	99.9

(*): İşaretiler verimlilik eğrisinin tayini için kullanılmıştır.

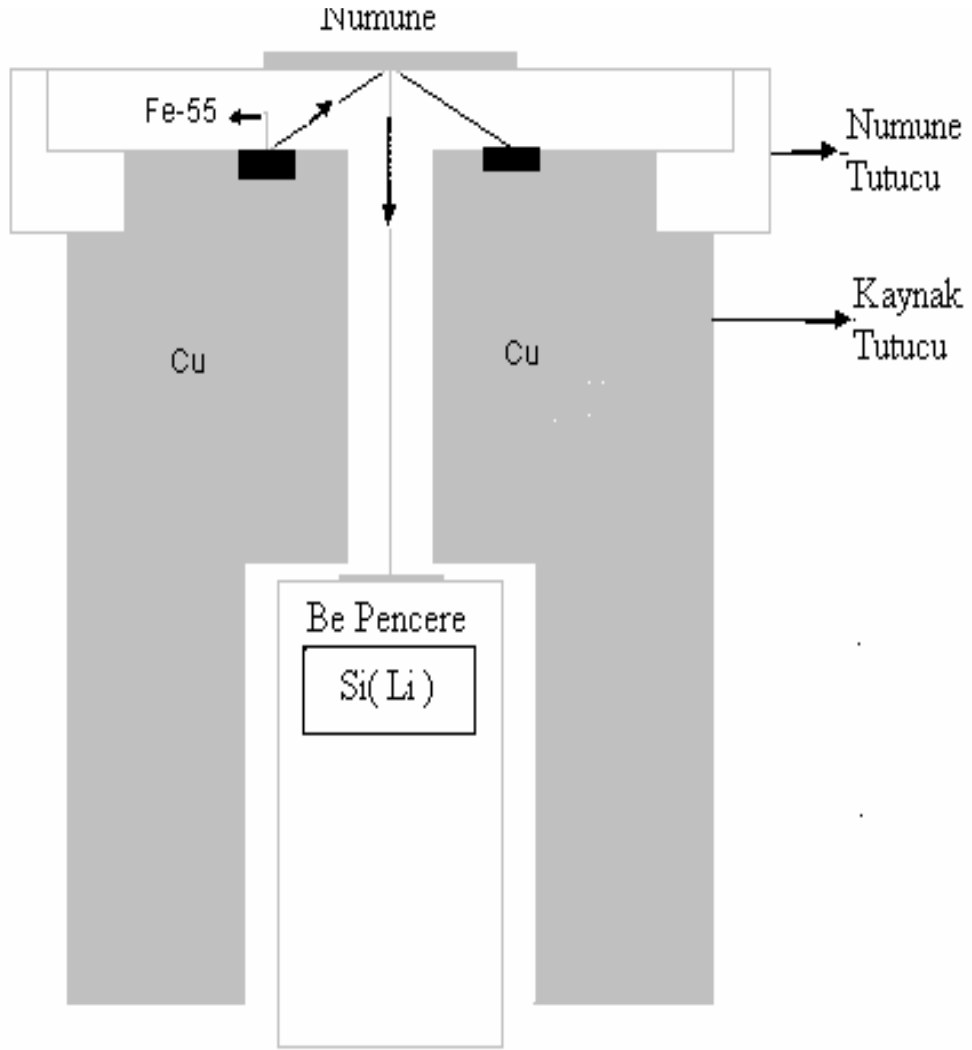
3.2. Kullanılan Deney Düzenegi ve M X Işınlarının Sayılması

Deney geometrisi, karakteristik X ışınlarının şiddetini, hem uyarma hem de sayma bakımından etkileyen faktörlerden birisidir. Şekil 3.1' de deney geometrisi ve Şekil 3.2'de sayım sisteminin şeması gösterilmektedir.

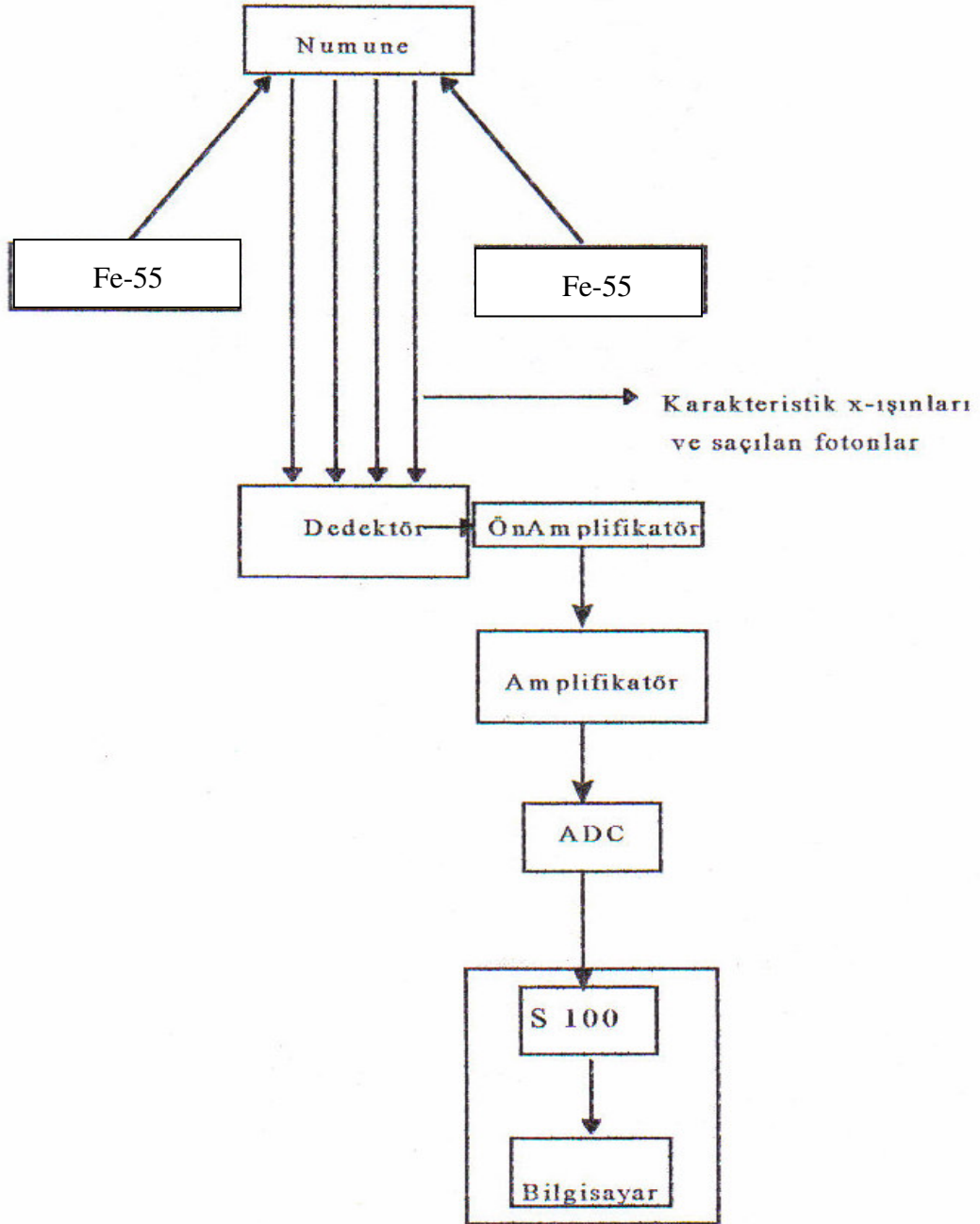
Deney sisteminde, 5.96 keV'da rezülasyonu 155 eV olan Canberra marka Si(Li) yarı iletken katı hal detektörü, Fe-55 (5.96 keV) radyoizotop kaynak, ön amplifikatör, amplifikatör, ADC (Analog-Digital Converter), sistem 100 bilgisayar kartı, bilgisayar ve elde edilen verileri yazdırmak için printer kullanıldı. Si(Li) yarı iletken katı hal detektörü, yarı iletken silisyum kristalin örgü boşluklarına lityum atomları difüzlendi, 2 mm kalınlığında, 12.5 mm² aktif alanlı ve 500 Volt ters besleme voltajı ile beslenen bir detektör olup vakum altındadır (Canberra, 1995). Elektronik gürültünün azaltılması ve oda sıcaklığında buharlaşabilen, iletkenlik artırıcı Lityum'un buharlaşarak ayrılmasının önlenmesi amacı ile -196 °C'de sıvı azot içerisine daldırılmış ve termal denge sağlanmıştır. Fe-55 radyoizotop kaynak, monokromatik bir uyarıcı kaynak olup 5.96 keV'lik Mn K X ışınları yayımlar. Ön amplifikatör, detektöre gelen karakteristik X ışınlarını birkaç milivolt mertebesinde elektrik pulslarına çevirir. Buradan, amplifikatöre ulaşan elektrik pulsları 0-10 Volt mertebesine yükseltilir. Bu elektrik pulsları, ADC (Analog Digital Converter)'da sayısal değerlere dönüştürülür. Bu değerler, büyüklüklerine göre 4096 kanallı ekranda, enerjilerine uygun kanallarda pikler oluştururlar. Böylelikle farklı sayı ve enerjilerde gelen pulslar, ekranda, incelenen numunenin karakteristik X ışınları spektrumunu verir.

Kolimatörün yaptığı maddelerin iyi seçilmesi ve uyarıcı-numune, numune-sayaç arası uzaklıkların iyi ayarlanması numunelerin karakteristik X ışınlarının enerji bölgesine istenmeyen piklerin düşmemesini, mümkün olan en yüksek şiddette sayım elde edilmesini ve üst üste binme piklerinin gözlenmemesini sağlar. Bu deney sisteminde bakır kolimatör kullanılmıştır.

Deney geometrisi, karakteristik X ışınlarının şiddetlerini hem uyarma hem de sayma bakımından etkilemektedir. Deney geometrisi Şekil 2.1.'de verilmiştir. Geliş açısının sabit olmasından dolayı gelen fotonlar ile numune arasındaki açı (Φ_1) daima sabittir ve yaklaşık 90° dir. Fakat numuneden çıkan M X ışınlarının detektörle yaptıkları katı açı (Φ_2) X ışınlarının numuneden çıkış açısına bağlıdır. Ölçümlerimizde yayınlanma açısı 22.6° olarak alınmıştır.



Şekil.3.1. Deney Geometrisi



Şekil.3.2. Sayım Şeması

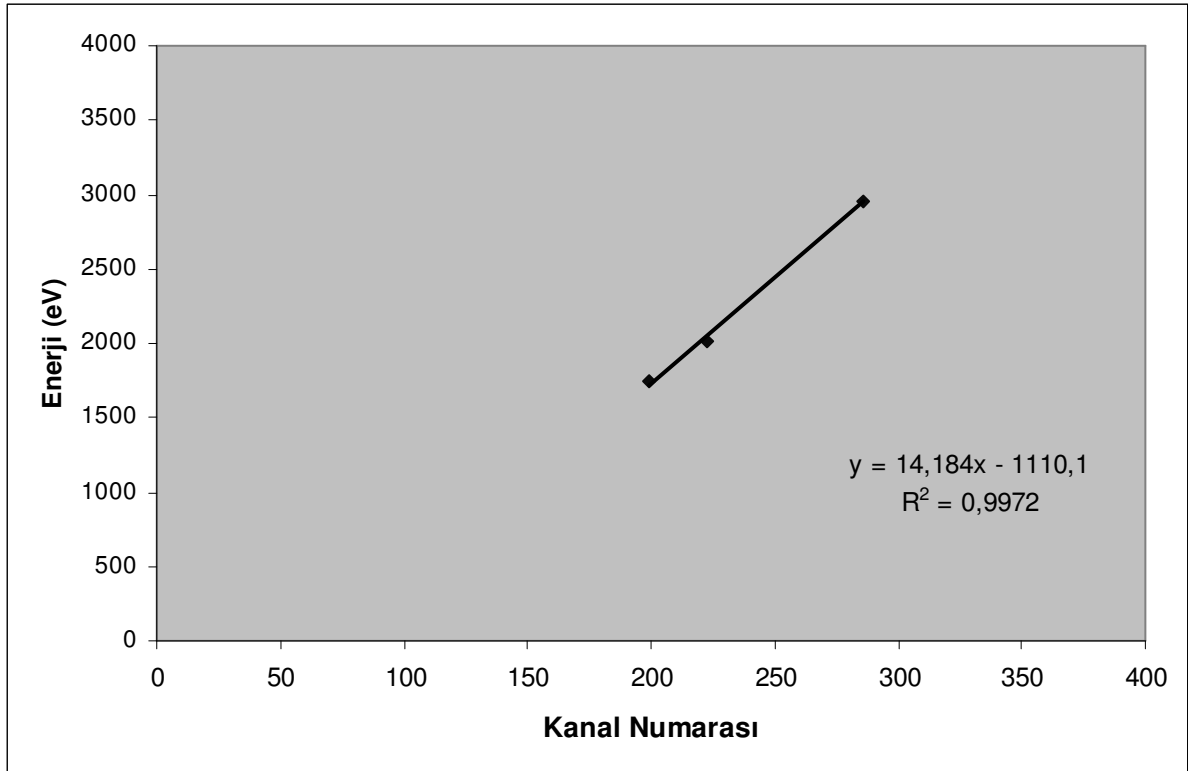
4. BULGULAR VE TARTIŞMA

4.1. Enerji Kalibrasyonu

Herhangi bir numune ile çalışılırken, ilgili numuneden gelen piklerin tepe noktasının enerjisinin hesaplanıp, o pikin hangi elemente ait olduğunu belirlemek, pikleri doğru bir şekilde yorumlamak ve değerlendirmek için enerji kalibrasyonu yapıldı. Enerji kalibrasyonu yapmak için enerji değerleri bilinen pikler ve bu piklerin enerji değerlerine karşılık gelen kanal numaraları kullanıldı. Piklerin enerji değerlerine karşılık gelen kanal numaralarına göre bir eğri çizildi ve bu eğriye ait denklem elde edildi. Bulunan enerji kalibrasyon doğrusu Şekil 4.1. de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Enerji Kalibrasyon Değerleri

Element	Enerji (eV)	Kanal numarası
Si	1740	199
P	2015	223
Ar	2957	286



Şekil 4.1. Enerji Kalibrasyon Doğrusu

4.2. Detektör Verimliliğinin Belirlenmesi

Tesir kesiti deneysel hesaplamalarında detektör verimliliğinin bilinmesi gereklidir. Çalışmamızda detektör verimlilik eğrisini belirleyebilmek için, $13 \leq Z \leq 23$ aralığında bulunan, toz halindeki elementlerin K karakteristik X ışınları enerjileri kullanılmıştır. Bu değerlere göre verim eğrisi çizilmiştir ve Şekil 4.2' de gösterilmiştir. Bu elementlerin seçiminde Strom ve Israel'in makalesinden alınan karakteristik K X ortalama enerjilerinin çalışacağımız elementlerin M X ışınları ile aynı bölgede olmalarına dikkat edilmiştir. Kullanılan tüm numunelerin uyarılmasında bakır kolimatör kullanılmıştır. Deney süresince numune üzerine gelen uyarıcı foton sayısını ve numuneden yayımlanan karakteristik foton sayısını sabit tutmak için deney geometrisi değiştirilmemiştir. Bu sayede I_0Ge değeri de sabit tutulmuş olacaktır. Her bir numunenin K X ışını piklerinin net alanları alınarak,

$$I_0Ge = \frac{N(K_i)}{\sigma(K_i)\beta(K_i)t} \quad (4.1)$$

eşitliğinden detektör verimliliği hesaplanmıştır. Burada $N(K_i)$, pikin net alanı, $\sigma(K_i)$ numunenin uyarma enerjisindeki K_x flüoresans tesir kesiti, t (gr/cm^2) ise numunenin kütle kalınlığı olup, numunenin ağırlığının alanına bölünerek hesaplanır.

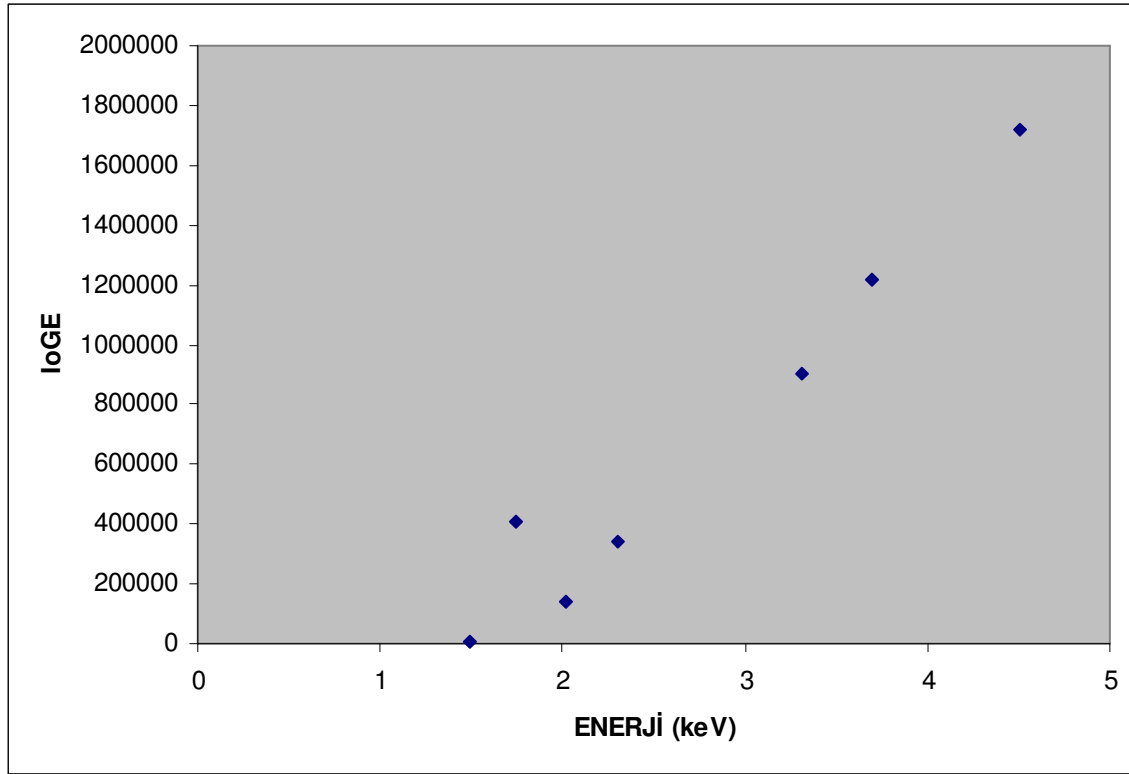
$\beta(K_i)$, uyarma enerjisi ve karakteristik K X ışını enerjisine göre soğurma düzeltmesi faktörü olup,

$$\beta(K_i) = \frac{1 - \exp[-((\mu_{Gelen} / \cos \phi) + \mu_{Yay.})t]}{((\mu_{Gelen} / \cos \phi) + \mu_{Yay.})t} \quad (4.2)$$

bağıntısı ile hesaplanır. Burada μ_{Gelen} ve $\mu_{Yayılan}$ sırasıyla gelen fotonun ve yayımlanan karakteristik K X ışını enerjisindeki numunenin toplam kütle soğurma katsayısı olup (cm^2g^{-1}), Hubbell'ın makalesinden alınmıştır. Φ uyarıcı radyasyon ile numune yüzeyinin normali arasındaki açı, t ise numunenin kütle kalınlığıdır. Soğurma düzeltmesinin hesaplanmasında numuneden yayımlanan karakteristik X ışınlarının numunenin yüzeyinden dik olarak yayımlandığı yaklaşımı kullanılmıştır.

Çizelge.4.2. Verimliliği Belirlemek İçin Kullanılan Elementler

Bileşik	Al(13)	Si(14)	P(15)	S(16)	K(19)	Ca(20)	Ti(22)
K_{α} (keV)	1.487	1.739	2.014	2.307	3.312	3.690	4.508
I_0G_c	6625.931	407696.5	142391	341289	902443.2	1214172	1721852



Şekil.4.2. Verim Eğrisi

Detektör verimliliğini belirlemek için kullanılan K X ışını üretim tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanması için,

$$\sigma(K_x) = \sigma(K) \omega_K F_{Kx} \quad (4.3)$$

ifadesi kullanılır. Burada $\sigma(K)$ numunenin uyarma enerjisindeki toplam fotoelektrik tesir kesitidir ve Scofield'in 1973 yılında Hartree-Slater potansiyel teorisini kullanarak hesapladığı tablolardan alınmıştır. ω_K K tabakası flüoresans verimi ve F_{Kx} , K X ışınlarının yayılma kesridir ve

$$F_{K\alpha} = (1 + I_{K\beta} / I_{K\alpha})^{-1} \quad (4.4)$$

şeklinde tanımlanır ve

$$F_{K\alpha} + F_{K\beta} = 1 \quad (4.5)$$

eşitliği söz konusudur. Burada $I_{K\beta} / I_{K\alpha}$ K_β 'nin K_α 'ya X ışını şiddet oranıdır. $F_{K\alpha}$ değerleri Broll'un makalesinden alınmıştır.

4.3. Elementlerin M Alt Tabaka Enerji Seviyeleri

Atom numarası 14 ile 100 arasında olan elementlerin M alt tabaka geçiş enerjileri (keV) cinsinden Çizelge 4.3’de verilmiştir. (M_{a1} , M_{a2} , M_{β} , $M_{\xi1}$, $M_{\xi2}$, M_m değerleri E.Storm and H.I.Israel, 1970, M_{ℓ} değerleri ise Bertin, 1975’ den alınmıştır.)

Çizelge 4.3. Elementlerin M Alt Tabaka Geçiş Enerjileri

Element	M_{ℓ}	M_{a1}	M_{a2}	M_{β}	M_{γ}	$M_{\xi1}$	$M_{\xi2}$	M_m
Si (14)	-	-	-	-	0.001	-	-	0.001
P (15)	-	-	-	-	0.002	-	-	0.002
S (16)	-	-	-	-	0.004	-	-	0.004
Cl (17)	-	-	-	-	0.007	-	-	0.007
Ar (18)	-	-	-	-	0.012	-	-	0.012
K (19)	0.0182	-	-	-	0.018	-	-	0.018
Ca (20)	-	-	-	-	0.025	-	-	0.025
Sc (21)	-	-	-	-	0.032	-	-	0.032
Ti (22)	-	-	-	-	0.035	-	-	0.035
V (23)	-	-	-	-	0.038	-	-	0.038
Cr (24)	-	0.001	0.001	0.001	0.042	0.001	0.001	0.042
Mn (25)	-	0.002	0.002	0.002	0.047	0.002	0.002	0.047
Fe (26)	-	0.003	0.003	0.003	0.053	0.003	0.003	0.053
Co (27)	-	0.004	0.004	0.004	0.060	0.004	0.004	0.060
Ni (28)	-	0.005	0.005	0.005	0.067	0.005	0.005	0.067
Cu (29)	0.073	0.007	0.007	0.007	0.074	0.007	0.007	0.074
Zn (30)	-	0.010	0.010	0.010	0.087	0.010	0.010	0.088
Ga (31)	-	0.017	0.017	0.017	0.106	0.017	0.017	0.106
Ge (32)	-	0.028	0.028	0.028	0.121	0.027	0.027	0.126
As (33)	-	0.041	0.041	0.041	0.140	0.039	0.039	0.146
Se (34)	-	0.055	0.055	0.055	0.161	0.051	0.051	0.168
Br (35)	-	0.071	0.071	0.072	0.184	0.065	0.064	0.191
Kr (36)	-	0.090	0.090	0.091	0.210	0.081	0.080	0.219
Rb (37)	-	0.110	0.110	0.112	0.239	0.097	0.095	0.248
Sr (38)	-	0.133	0.133	0.135	0.269	0.115	0.113	0.280
Y (39)	-	0.156	0.156	0.158	0.299	0.133	0.131	0.312
Zr (40)	-	0.180	0.180	0.182	0.330	0.153	0.151	0.344
Nb (41)	-	0.204	0.204	0.206	0.361	0.174	0.172	0.377
Mo (42)	-	0.228	0.228	0.230	0.392	0.195	0.193	0.410
Tc (43)	-	0.253	0.253	0.256	0.426	0.217	0.215	0.445
Ru (44)	-	0.280	0.280	0.284	0.460	0.241	0.238	0.482
Rh (45)	-	0.307	0.307	0.312	0.494	0.264	0.261	0.519
Pd (46)	-	0.335	0.335	0.340	0.529	0.286	0.284	0.556
Ag (47)	-	0.367	0.367	0.373	0.566	0.312	0.310	0.597
Cd (48)	-	0.404	0.404	0.410	0.607	0.342	0.340	0.642
In (49)	-	0.443	0.443	0.451	0.648	0.374	0.370	0.686
Sn (50)	-	0.485	0.485	0.493	0.690	0.404	0.400	0.732
Sb (51)	-	0.528	0.528	0.537	0.735	0.433	0.431	0.781
Te (52)	-	0.572	0.572	0.583	0.779	0.463	0.462	0.830
I (53)	-	0.619	0.619	0.633	0.826	0.498	0.493	0.881
Xe (54)	-	0.672	0.672	0.686	0.873	0.534	0.529	0.934
Cs (55)	-	0.726	0.726	0.740	0.919	0.568	0.564	0.986
Ba (56)	-	0.780	0.780	0.794	0.969	0.602	0.600	1.043
La (57)	-	0.832	0.832	0.848	1.025	0.642	0.640	1.105
Ce (58)	0.675	0.883	0.883	0.901	1.080	0.680	0.679	1.168
Pr (59)	-	0.931	0.931	0.951	1.130	0.716	0.715	1.225
Nd (60)	-	0.978	0.978	1.001	1.181	0.754	0.751	1.286

Pm (61)	-	1.027	1.027	1.052	1.235	0.792	0.790	1.349
Sm (62)	-	1.078	1.078	1.106	1.292	0.835	0.831	1.414
Eu (63)	0.872	1.131	1.131	1.161	1.347	0.877	0.874	1.480
Gd(64)	0.914	1.185	1.185	1.217	1.404	0.917	0.916	1.548
Tb (65)	0.956	1.240	1.240	1.274	1.397	0.958	0.959	1.540
Dy (66)	0.998	1.294	1.294	1.331	1.522	1.000	1.002	1.686
Ho (67)	1.046	1.349	1.349	1.390	1.582	1.043	1.045	1.758
Er (68)	1.091	1.406	1.406	1.450	1.643	1.088	1.089	1.830
Tm (69)	-	1.463	1.463	1.510	1.704	1.133	1.133	1.903
Yb (70)	1.184	1.520	1.520	1.569	1.762	1.180	1.177	1.977
Lu (71)	1.232	1.580	1.580	1.630	1.825	1.221	1.224	2.050
Hf (72)	1.280	1.645	1.645	1.699	1.895	1.277	1.278	2.140
Ta (73)	1.331	1.710	1.710	1.768	1.966	1.328	1.331	2.229
W (74)	1.385	1.775	1.773	1.835	2.039	1.379	1.385	2.319
Re (75)	1.438	1.842	1.839	1.906	2.110	1.432	1.438	2.409
Os (76)	-	1.910	1.907	1.978	2.183	1.485	1.492	2.501
Ir (77)	-	1.980	1.977	2.053	2.258	1.539	1.547	2.597
Pt (78)	1.603	2.051	2.048	2.128	2.332	1.593	1.603	2.696
Au (79)	1.661	2.123	2.120	2.205	2.409	1.647	1.660	2.797
Hg (80)	-	2.197	2.193	2.283	2.487	1.703	1.721	2.900
Tl (81)	1.780	2.273	2.266	2.362	2.570	1.666	1.877	3.009
Pb (82)	1.841	2.347	2.341	2.443	2.653	1.822	1.841	3.119
Bi (83)	1.903	2.424	2.419	2.527	2.737	1.884	1.902	3.232
Po (84)	-	2.505	2.500	2.615	2.822	1.947	1.976	3.351
At (85)	-	2.583	2.578	2.700	2.910	2.011	2.047	3.473
Rn (86)	-	2.658	2.652	2.782	2.997	2.074	2.120	3.596
Fr (87)	-	2.737	2.730	2.866	3.088	2.137	2.190	3.772
Ra (88)	-	2.821	2.813	2.957	3.181	2.201	2.251	3.852
Ac (89)	-	2.907	2.899	3.051	3.274	2.261	2.309	3.983
Th (90)	2.368	2.997	2.988	3.146	3.370	2.322	2.364	4.117
Pa (91)	2.443	3.084	3.074	3.241	3.466	2.385	2.435	4.257
U (92)	2.507	3.171	3.160	3.336	3.564	2.455	2.507	4.401
Np (93)	-	3.260	3.249	3.435	3.663	2.522	2.577	4.550
Pu (94)	-	3.350	3.338	3.533	3.767	2.590	2.648	4.706
Am (95)	-	3.440	3.428	3.634	3.875	2.661	2.724	4.867
Cm (96)	-	3.531	3.519	3.737	3.986	2.734	2.805	5.033
Bk (97)	-	3.623	3.611	3.843	4.100	2.809	2.887	5.204
Cf (98)	-	3.716	3.703	3.951	4.215	2.886	2.969	5.380
Es (99)	-	3.810	3.796	4.062	4.332	2.964	3.051	5.563
Fm (100)	-	3.905	3.890	4.176	4.451	3.043	3.134	5.753

4.4. M Tabakası Flüoresans Tesir Kesitleri

M alt tabakalarına ait flüoresans tesir kesitleri, Garg ve arkadaşlarının 1991 yılında vermiş oldukları aşağıdaki bağıntılar kullanılarak hesaplanabilir.

$$\sigma_{M_1^*} = \sigma_{M_1} \omega_1 \quad (4.6)$$

$$\sigma_{M_2^*} = (\sigma_{M_1} S_{12} + \sigma_{M_2}) \omega_2 \quad (4.7)$$

$$\sigma_{M_3^*} = [\sigma_{M_1} (S_{13} + S_{12} S_{13}) + \sigma_{M_2} S_{23} + \sigma_{M_3}] \omega_3 \quad (4.8)$$

$$\sigma_{M_4^*} = [\sigma_{M_1} (S_{14} + S_{12} S_{24} + S_{13} S_{34} + S_{12} S_{23} S_{34}) + \sigma_{M_2} (S_{24} + S_{23} S_{34}) + \sigma_{M_3} S_{34} + \sigma_{M_4}] \omega_4 \quad (4.9)$$

$$\sigma_{M_5^*} = [\sigma_{M_1} (S_{15} + S_{12} S_{25} + S_{13} S_{35} + S_{14} f_{45} + S_{12} S_{23} S_{35} + S_{12} S_{24} f_{45} + S_{13} S_{34} f_{45} + S_{12} S_{23} S_{34} f_{45}) + \sigma_{M_2} (S_{25} + S_{24} f_{45} + S_{23} S_{35} + S_{23} S_{34} f_{45}) + \sigma_{M_3} (S_{35} + S_{34} f_{45}) + \sigma_{M_4} f_{45} + \sigma_{M_5}] \omega_5 \quad (4.10)$$

Bu bağıntılarda σ_{M_1} , σ_{M_2} , σ_{M_3} , σ_{M_4} ve σ_{M_5} M alt tabakaları fotoiyonizasyon tesir kesitleridir ve Scofield'in tablosundan alınmıştır (Scofield 1973). S_{ij} ($i=1-3$, $j= 2-5$, S_{12} , S_{13} , S_{14} , S_{15} , S_{23} , S_{24} , S_{25} , S_{34} ve S_{35}) süper Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleri ve f_{45} Coster-Kronig geçiş ihtimaliyetleridir (Mc Guire 1979, Söğüt ve ark., 2001). ω_i ($i= 1-5$) alt tabaka flüoresans verimleridir (Chen at. al. 1980-1983).

Böylece toplam üretim tesir kesiti ,

$$\sigma_M^* = \sum_{i=1}^5 \sigma_{M_i}^* \quad (4.11)$$

bağıntısından hesaplanabilir.

4.5. M Tabakası Flüoresans Tesir Kesitlerinin Deneysel Olarak Elde Edilmesi

M x ışınları için toplam üretim tesir kesitleri deneysel olarak aşağıdaki bağıntı ile hesaplanır,

$$\sigma_M = \frac{N_M}{I_0 G \epsilon_M \beta_M m} \quad (4.12)$$

Burada N_M birim zamanda ölçülen M X ışını şiddeti, $I_0 G \epsilon_M$ x ışınlarının enerjilerindeki detektör verimi, m ise birim alana düşen madde miktarıdır ve β_M soğurma düzeltmesi faktörü olup,

$$\beta(K_i) = \frac{1 - \exp[-((\mu_{Gelen} / \cos \phi) + \mu_{Yay.})t]}{((\mu_{Gelen} / \cos \phi) + \mu_{Yay.})t} \quad (4.13)$$

bağıntısı ile hesaplanır. Burada Φ uyarıcı radyasyon ile numune yüzeyinin normali arasındaki açı, t ise numunenin kütle kalınlığıdır, μ_{Gelen} ve $\mu_{yayılan}$ sırasıyla gelen fotonun ve yayımlanan karakteristik M X ışını enerjisindeki numunenin toplam kütle soğurma katsayısıdır.

5.96 keV'lik uyarma enerjisinde, çalışığımız elementler için, M tabakası X ışını toplam üretim tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılan 4.6-10 ve 4.11 denklemleri için gerekli katsayılar Çizelge 4.4' de verilmiştir.

Çizelge 4.4. Hesaplamalar için Kullanılan Değerler

Element (Z)	Ta	W	Re	Pt	Au	Pb	Bi			
σ_{M1} (cm ² /g)	29.885	30.054	30.270	30.592	40.6010	30.413	30.454			
σ_{M2} (cm ² /g)	40.601	41.336	42.106	43.588	44.2645	44.933	45.267			
σ_{M3} (cm ² /g)	75.911	77.657	79.598	84.744	86.8747	90.739	92.739			
σ_{M4} (cm ² /g)	53.437	56.622	60.065	70.645	74.7711	85.933	90.630			
σ_{M5} (cm ² /g)	72.147	76.380	80.917	94.764	100.2412	114.807	120.858			
ω_1	$1.55 \cdot 10^{-3}$	$1.63 \cdot 10^{-3}$	$1.89 \cdot 10^{-3}$	$2.14 \cdot 10^{-3}$	$2.45 \cdot 10^{-3}$	$2.85 \cdot 10^{-3}$	$3.04 \cdot 10^{-3}$			
ω_2	$2.75 \cdot 10^{-3}$	$2.52 \cdot 10^{-3}$	$2.74 \cdot 10^{-3}$	$3.18 \cdot 10^{-3}$	$3.10 \cdot 10^{-2}$	$4.13 \cdot 10^{-3}$	$4.44 \cdot 10^{-3}$			
ω_3	$2.67 \cdot 10^{-3}$	$2.94 \cdot 10^{-3}$	$3.19 \cdot 10^{-3}$	$4.60 \cdot 10^{-3}$	$4.75 \cdot 10^{-3}$	$5.87 \cdot 10^{-3}$	$6.27 \cdot 10^{-3}$			
ω_4	0.01622	0.020	0.0213	0.024	0.02711	0.0317	0.033			
ω_5	0.01828	0.019	0.020	0.0245	0.0254	0.0299	0.031			
S_{12}	0.197*	0.190**	0.179**	0.168**	0.138**	0.148*	0.130**	0.106**	0.109*	0.099**
S_{13}	0.561*	0.542**	0.547**	0.553**	0.570**	0.594*	0.577**	0.597**	0.65*	0.604**
S_{14}	0.065*	0.073**	0.073**	0.073**	0.072**	0.067*	0.072**	0.072**	0.065*	0.072**
S_{15}	0.115*	0.121**	0.121**	0.121**	0.121**	0.112*	0.122**	0.123**	0.095*	0.123**
S_{23}	0.114*	0.113**	0.114**	0.114**	0.116**	0.114*	0.116**	0.118**	0.103*	0.118**
S_{24}	0.674*	0.702**	0.702**	0.702**	0.699**	0.673*	0.698**	0.690**	0.662*	0.686**
S_{25}	0.106*	0.082**	0.078**	0.075**	0.067**	0.095*	0.064**	0.060**	0.083*	0.059**
S_{34}	0.082*	0.128**	0.123**	0.119**	0.105**	0.114*	0.101**	0.087**	0.094*	0.083**
S_{35}	0.81*	0.773**	0.776**	0.778**	0.782**	0.781*	0.781**	0.777**	0.75*	0.774**
f_{45}	0.411*	0.467**	0.460**	0.449**	0.399**	0.046*	0.048**	0.053**	0.035*	0.055**

(*) S_{ij} değerleri McGuire, 1979, (**) S_{ij} değerleri ise Söğüt ve ark., 2001 ve ω değerleri Chen ve ark. 1980-1983 makalelerinden alınmıştır.

Bir örnek olarak, Altın (Au) elementinin M tabakası X ışını toplam üretim tesir kesiti, Çizelge 4.4'deki değerler kullanılarak aşağıdaki gibi hesaplanmıştır ve M X ışını spektumu Şekil 4.3' de verilmiştir.

(4.6) denkleminde M_1 alt tabakası X ışını üretim tesir kesiti,

$$\sigma_{M1}^* = \sigma_{M1} \cdot \omega_1$$

$$\sigma_{M1} = [40.6010 \times 2.45 \cdot 10^{-3}] = 0,09947 \text{ cm}^2 / \text{gr}$$

(4.7) denkleminde M_2 alt tabakası X ışını üretim tesir kesiti,

$$\sigma_{M_2}^* = (\sigma_{M1} S_{12} + \sigma_{M2}) \omega_2$$

$$\sigma_{M_2}^* = [40.6010 \times 0.148 + 44.2645] \times 3.1096 \cdot 10^{-3} = 0.15630 \text{ cm}^2 / \text{ gr}$$

(4.8) denkleminde M_3 alt tabakası X ışını üretim tesir kesiti,

$$\sigma_{M_3}^* = [\sigma_{M1} (S_{13} + S_{12} S_{23}) + \sigma_{M2} S_{23} + \sigma_{M3}] \omega_3$$

$$\sigma_{M_3}^* =$$

$$[40.6010(0.594 + 0.148 \times 0.114) + 44.2645 \times 0.114 + 88.94] \times 4.7510^{-3} = 0.55443 \text{ cm}^2 / \text{ gr}$$

(4.9) denkleminde M_4 alt tabakası X ışını üretim tesir kesiti,

$$\sigma_{M_4}^* = [\sigma_{M1} (S_{14} + S_{12} S_{24} + S_{13} S_{34} + S_{12} S_{23} S_{34}) + \sigma_{M2} (S_{24} + S_{23} S_{34}) + \sigma_{M3} S_{34} + \sigma_{M4}] \omega_4$$

$$\begin{aligned} \sigma_{M_4}^* &= [40.6010(0.067 + 0.148 \times 0.673 + 0.594 \times 0.114 + 0.148 \times 0.114 \times 0.114) + 44.2645(0.673 + \\ &0.114 \times 0.114) + 86.8747 \times 0.114 + 74.7711] \times 0,02711 \\ &= 3.37876 \text{ cm}^2 / \text{ gr} \end{aligned}$$

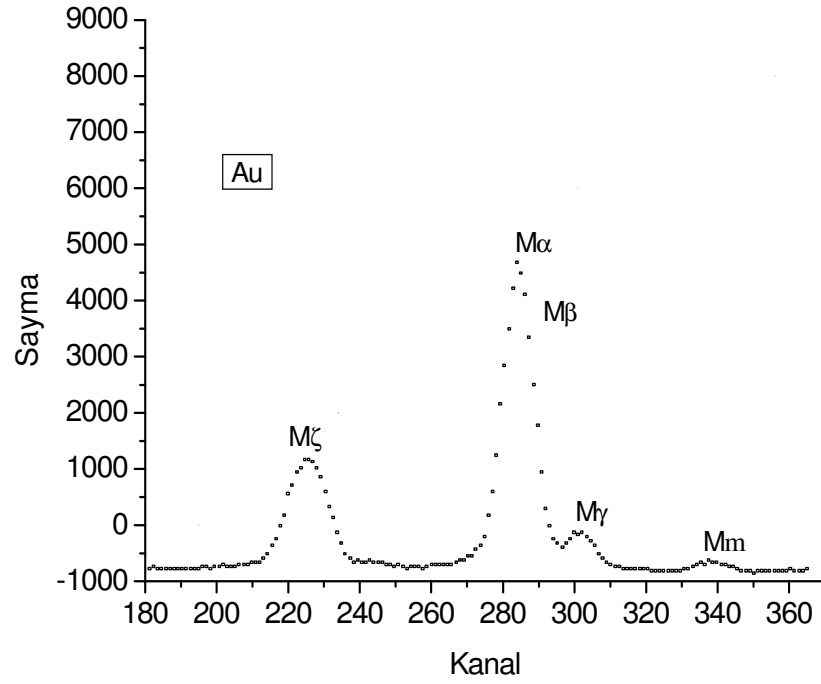
(4.10) denkleminde M_5 alt tabakası X ışını üretim tesir kesiti,

$$\sigma_{M_5}^* = [\sigma_{M1} (S_{15} + S_{12} S_{25} + S_{13} S_{35} + S_{14} f_{45} + S_{12} S_{23} S_{35} + S_{12} S_{24} f_{45} + S_{13} S_{34} f_{45} + S_{12} S_{23} S_{34} f_{45}) + \sigma_{M2} (S_{25} + S_{24} f_{45} + S_{23} S_{35} + S_{23} S_{34} f_{45}) + \sigma_{M3} (S_{35} + S_{34} f_{45}) + \sigma_{M4} f_{45} + \sigma_{M5}] \omega_5$$

$$\begin{aligned} \sigma_{M_5}^* &= [40.6010(0.112 + 0.148 \times 0.095 + 0.594 \times 0.781 + 0.067 \times 0.046 + 0.148 \times 0.114 \times 0.781 \\ &+ 0.148 \times 0.673 \times 0.046 + 0.594 \times 0.114 \times 0.046 + 0.148 \times 0.114 \times 0.114 \times 0.046) + 44.2645(0.095 \\ &+ 0.673 \times 0.046 + 0.114 \times 0.781 + 0.114 \times 0.114 \times 0.046) + 86.8747(0.781 + 0.114 \times 0.046) \\ &+ 77.401 \times 0.046 + 100.2412] \times 0,0254 \end{aligned}$$

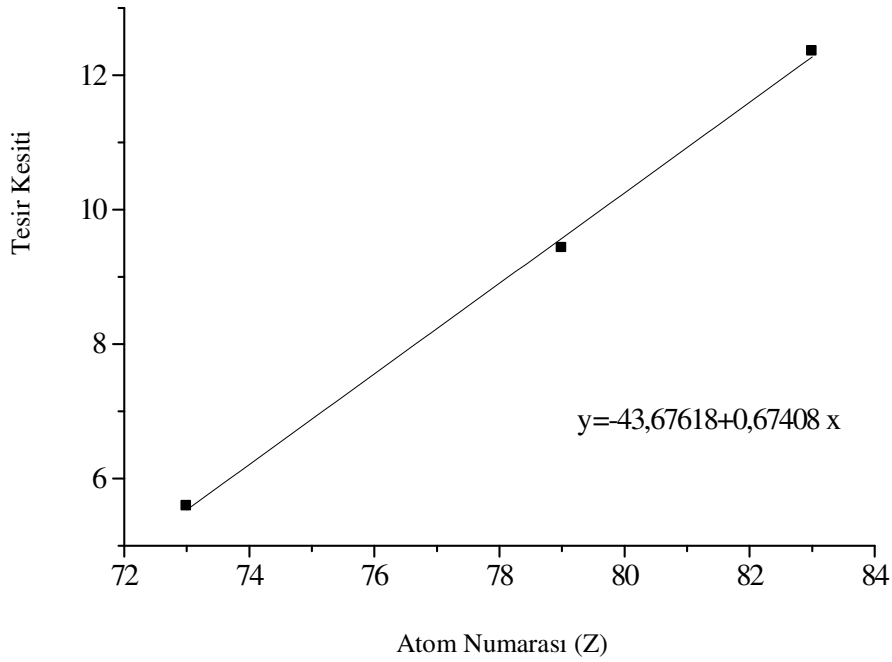
$$= 5,2440 \text{ cm}^2 / \text{ gr}$$

$$\sigma_M^* = \sum_{i=1}^5 \sigma_{M_i}^* = 9.43 \text{ cm}^2 / \text{ gr}$$



Şekil 4.3. Au Elementinin M X Işını Spektrumu

Ta ve Bi elementleri için de, teorik M tabakası X ışını tesir kesitleri aynı yolla hesaplanmıştır. Elde edilen teorik sonuçlar fit edilerek Çizelge 4.5. de deneysel sonuçlarla birlikte verilmiştir. Fit değer denklem ve grafiği Şekil 4.4' de gösterilmiştir.



Şekil 4.4. Fit Değer Grafiği

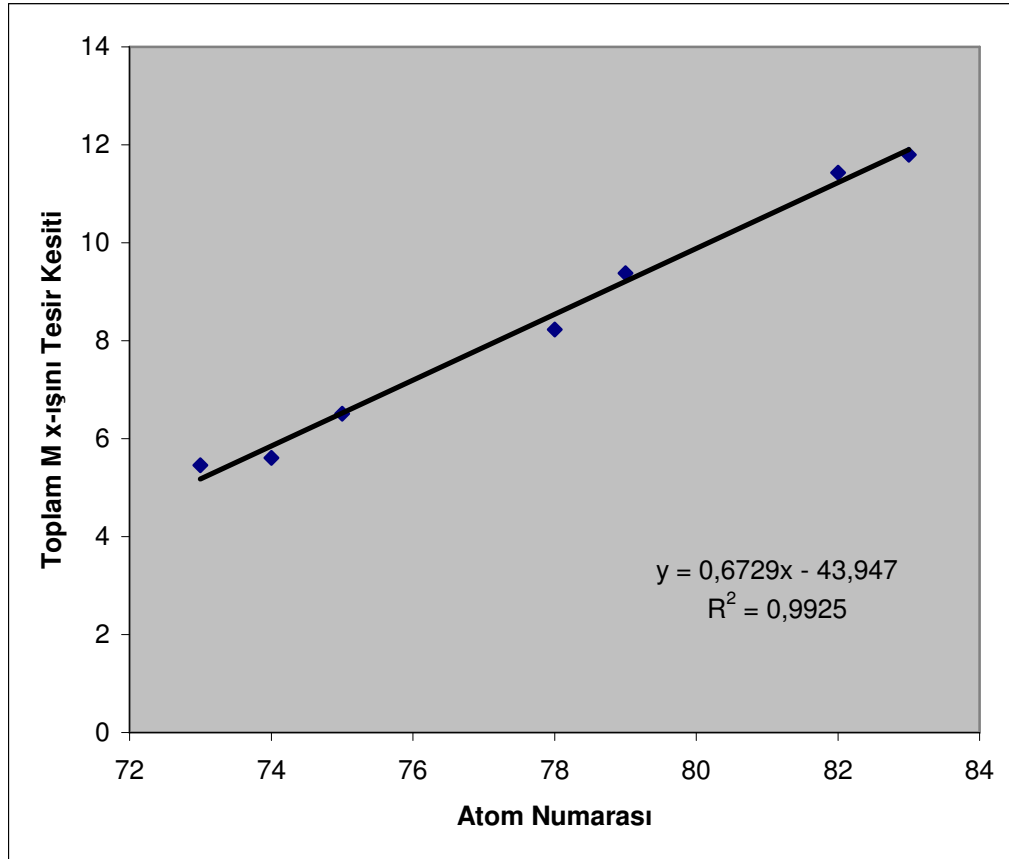
Çizelge 4.5. M Tabakası X Işını Tesir Kesitleri Deneysel Sonuçlarının, Diğer Deneysel ve Teorik Hesaplamalar ve Fit Değerleri ile Karşılaştırılması

Elementler	Deneysel Değerler	Hesaplanan Değerler (**)	Hesaplanan Değerler (*)	Fit Değerleri	Chen	McGuire
73 Ta	5.46 ± 0.21	5.75	5.59	5.53	5.24	5.67
74 W	5.61 ± 0.24	6.49	-	6.20	5.67	5.96
75 Re	6.51 ± 0.32	7.13	-	6.87	6.29	6.48
78 Pt	8.23 ± 0.34	9.24	-	8.90	8.23	8.01
79 Au	9.38 ± 0.49	9.37	9.43	9.57	9.03	9.10
82 Pb	11.43 ± 0.62	11.62	-	11.59	11.48	11.73
83 Bi	11.80 ± 0.70	12.5	12.36	12.27	12.49	12.69

(*) S_{ij} değerleri McGuire, 1979' dan alınarak hesaplanan değerler.

(**) S_{ij} değerleri Söğüt ve ark., 2001'den alınarak hesaplanan değerler.

M tabakası X ışını tesir kesitlerinin deneysel sonuçlarının atom numarasına göre değişimi incelendiğinde Şekil 4.5' deki grafik elde edilmiştir.



Şekil 4.5. Toplam M X Işını Tesir Kesitlerinin Atom Numarasına Göre Değişimi

Grafikten de anlaşılacağı gibi Toplam M X ışını tesir kesitleri, atom numarasının artmasıyla orantılı olarak artış göstermiştir. Bunun nedeni, atom numarasının artmasıyla tabakalardaki elektronların enerjilerinin ve karakteristik X ışınları yayımlanma ihtimaliyetlerinin artmasıdır.

5. SONUÇ

Bu çalışmada, atom numarası $73 \leq Z \leq 83$ aralığında bulunan Ta, W, Re, Pt, Au, Pb ve Bi elementleri için M tabakası X ışını tesir kesitleri deneysel olarak ölçülmüştür ve teorik olarak hesaplanmıştır.

Çalışmanın amacı, M tabakasının K ve L tabakalarına oranla daha karmaşık olması ve M tabakası tesir kesitlerinin K ve L tabakalarının tesir kesitlerine göre daha az çalışılmış olmasıdır. Ayrıca K.S.Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Araştırma Laboratuvarında M tabakası ile ilgili yapılan ilk çalışmadır.

Deneyde kullanılan numuneler, Fe-55 radyoizotop halka kaynağından yayımlanan Mn K x ışınları ile uyarılarak, yayımlanan M X ışınları, 5.9 keV'de rezülasyonu 155 eV olan Si(Li) detektörü ile sayılmıştır.

Fe-55 radyoizotop halka kaynağının seçilmesinin nedeni, L tabakasından M tabakasına boşluk transferi olmaması içindir. Böylece boşluk transferinden dolayı oluşacak şiddetlendirme etkisi de ortadan kaldırılmış olmaktadır

İlk olarak, sayaç verimliliği her enerji değeri için farklılıklar gösterdiğinden, Si(Li) detektörünün verimlilik eğrisini belirlemek için, çalıştığımız elementlerin M X ışını enerji seviyeleri ile aynı bölgede bulunan Al, Si, P, S, K, Ca, Ti elementleri seçilmiş ve aynı deney geometrisi kullanılarak karakteristik K X ışınları sayılmıştır ve verim eğrisi elde edilmiştir.

Daha sonra, çalışmamızda kullanılan numunelerin, soğurma düzeltmesi faktörleri belirlenmiştir. Soğurma düzeltmesi faktöründen ve belirlenen verimlilikten faydalanılarak M x ışını tesir kesitleri deneysel olarak bulunmuştur. M tabakasına ait flüoresans tesir kesitleri Dirac-Hartree-Slater teorisine dayalı bağıntılardan faydalanılarak hesaplanmıştır. Hesaplanan teorik değerler, atom numarasının fonksiyonu olarak fit edilmiştir. Elde edilen sonuçlar, fit edilmiş değerler ile diğer araştırmacılar tarafından bulunan deneysel ve teorik değerlerle karşılaştırmalı olarak listelenmiştir.

Çizelge 3.5'de de görüldüğü gibi bütün elementlerin, toplam M X ışını tesir kesitlerinin, atom numarasının artmasıyla artış göstermektedir. Bunun nedeni, atom numarasının artmasıyla tabakalardaki elektronların enerjilerinin ve buna bağlı olarak uyarılma ve karakteristik X ışınları yayımlanma ihtimalinin artmasıdır.

Sonuç olarak, deneysel sonuçlar, hesaplanan değerlerle, fit değerlerle ve daha önce yapılan teorik çalışmalarla karşılaştırıldığında, bulunan sonuçların tutarlı olduğu görülmüştür. Deneysel değerlerimiz fit değerler ile %1-10, teorik sonuçlarla %3-12, Chen ve ark. ile %1-5, McGuire ile %2-7 ve Söğüt ve ark. ile %1-13 oranında farklılıklar göstermektedir. Bunun nedeni, numune kompozisyonundan, numune tartımından, tabii radyasyondan ve soğurma düzeltmesinden ileri gelen hatalar ile sayma sistemi ve istatistiğinden kaynaklanan hatalar olarak sıralanabilir.

KAYNAKLAR

- BAŞTUĞ, A., 1998. Si(Li) Dedektör ile Ölçülen Karakteristik L x ışınlarının Flüoresans Üretimi Tesir Kesitlerinin Uyarma Enerjisine Bağlı Olarak Değişimi. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, 78 s.
- BERTİN, E., 1975. Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis.
- BOWMAN, H.R., HYDE, E.K., THOMPSON, S.G.1966. Application of High Resulation Semiconductor Dedectors in X Ray Emission Spectrography Science. 151, 562.
- BROLL, N., 1986. Quatative XRF Analysis Theory and Practice of The Fundamental Coefficient Method. X-Ray Spectrometry, 15.271
- BUDAK, G., KARABULUT, A., ŞİMŞEK, Ö., ERTUĞRUL, M., 1999. Measurement of The Efficiency of A Si(Li) Dedectors in The 55-60 keV Energy Region. Instrumentation Science and Technology, 27(5), 357.
- CANBERRA, 1995. Edition Ten Product Catolog. Canberra Endustries, Inc. Connecticut, USA.
- COSTER, D. and KRONİG, R. DEL., 1935. Physica 2, 13
- DYSON, N.A., 1988. X-rays in Atomic and Nuclear Physics. Second Edition. Cambridge University pres, Cambridge, 400 s.
- EISBERG, F.,L., 1961. 'Fundamentals of Modern Physics.'
- ERTUĞRUL, M., DOĞAN, O., ŞİMŞEK, Ö., 1997. Measurement of Radiative Vacancy Distrubutions of The L2, L3 Subshell and M Shell of Some Elements With Atomic Range $69 \leq Z \leq 92$. Radiat. Phys. Chem. 49 (2): 221-224.
- GARG, M. L., SINGH, J., VERMA, H. R., SINGH, N., MANGAL, P. C., TREHAN, P. N., 1984. Relative Intensity Measurements of L Shell X-Rays for Ta, Au, Pb and Bi in the Energy Range 17-60 keV. J. of Phys. B: At. Mol. Phys., 19, 1615.
- GEDKE, D.A., 1972. The Si(Li) X-Ray Energy Analysis System Operating Principles. X-Ray Spectrometry, 1, 129, 141.
- GÜLSÜN , Z., YILDIRIM, H., ÇETİN, M., 1989. Çağdaş Fiziğin Kavramları. Dicle Üniversitesi Yayınları, Diyarbakır, 488.
- HADİE, G., CESAREO, R., CHIANG, C. K., 1971. Phys. Rev. C (13): 1287
- HUBBELL, J.H, SELTZER, S.M., 1995. Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric, Interest, US Department of Commerce, Technology Adminstration. National Institue of Standart and Phys. Laboratory, NISTIR 5692.
- JENKINS R., 1986. An Introduction to X-ray Spectrometry, Heyden and Son, New York
- JENKINS, R., MANNE,R., ROBİN, R., SENEMAUD,C.,1991. X-Ray Spectrom. 20, 149-155.
- K.S.MANN, N SİNGH, R MİTTAL, K.L. ALLAWADHİ AND B.S. SOOD. 1992. M Shell X- Ray Production Cross Sections.
- KRAUSE, M.O., 1979. Atomic Radiative and Radiationless Yield for K and L Shell. J. Phys. Chem. Ref. Data, 8,2.
- KÜÇÜKÖNDER, E., 1999. Radyoizotop X ışını Flüoresans Tekniği ile Numune Analizi. K.S.Ü., Kahramanmaraş, 36s.
- KÜÇÜKÖNDER, A., 1992. $K\alpha/K\beta$ X ışını Şiddet Oranlarına Kimyasal Etkil Etkiler. Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi, Erzurum, 87 s.
- KÜÇÜKÖNDER, A., 1988. Radyoizotop X Işını Flüoresans Metodu ile Küre Bakibaba Cevherinde Fe ve Cu Miktarının Tayini. Yüksek Lisans Tezi,Atatürk Üniversitesi,

- Erzurum, 56 s.
- LANDİS, D. A., GOULD, F. S., JARKET, B. V., 1972. Same Aspects of X Ray Fluorescence Spectrometers For Trace Elements Analysis. Nuclear Instruments Method, 101,127.
- ÖZDEN, N., 1977. Radyoaktivite ve radyasyon, İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü Yayınları, İstanbul, 1982 s.
- ÖZDEN, N., 1977. Radyoaktivite ve Radyasyon. İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü Yayınları, İstanbul, 1982 s.
- ÖZDEMİR Y., 1998. 60 keV'lik Fotonlarla Uyarılmış Z= 24-92 Aralığındaki elementlerin K ve L X ışını Flüoresans Tesir Kesitleri ve Flüoresans Verimleri, Atatürk üniversitesi Yayınları, Erzurum, 69s.
- RAO, D.V., CESAREO, R., GIGANTE, G.E., 1995. L X Ray Fluorescence Cross Section, Fluorescence Yield and Intensty Ratious For Au and Pb at Excitation Energies 21.56, 31.64 and 34.17 Radiational Physics Chem., 46, 1, 17.
- RAO, D.V., CESAREO, R., GIGANTE, G. E., 1996. Total M X-Ray Fluorecence Cross Sections and Fluorescence Yields for Pt, Au and Pb in the Energy Region $5,47 \leq Z \leq 9,36$ keV, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 108: 227-232
- ŞAHİN, Y., 1994. Çekirdek Fiziğinin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Yayınları, ikinci Baskı, 407 s.
- SARKAR, M., MOMSEN, H., SARTER, W., SCHURKES, P., 1981. M Shell X-Ray Production Cross Sections in The Proton Energy Range 250-400 keV. J. Phys. B: At. Mol. Phys. 14: 3163-3172.
- SCOFIELD, J. H., 1973. Theoretical Photoionization Cross Section from 1 keV to 1500 keV. Lawrence Livermore Laboratory, UCRL 51326 Livermore, California, 374 s.
- SCOFIELD, J. H., 1974. Relativistic Hartree-Slater Values for K and L X-Ray Emission Rates, Atomic Data and Nuclear Data Tables 14, 121-137, Lawrance Livermore Laboratory, Livermore, Cal. 94550.
- SEMAT, E., 1967. Atom ve Çekirdek Fiziğinin Temelleri.
- SHATENDRA, K., ALLAWADHI, K. L., SOOD, B. S., 1984. Measurement of Average M Shell Fluorescence Yields in Some High Z Elements, Physica 124 C: 279-281.
- SİEGBAHN, K., 1974. Alpha-Beta and Gamma-Ray Spect., North-Holland Publishing Company, 1, 38-39.
- SÖĞÜT, Ö., BÜYÜKKASAP, E., KÜÇÜKÖNDER, A., ERTUĞRUL, M., DOĞAN, O., ERDOĞAN, H., ŞİMŞEK, Ö., 2002. Fit Values of M Subshell Fluorescence Yields and Coster-Kronig Transitions For Elements With $20 \leq Z \leq 90$. X-Ray Spectrometrom, 31, 62-70
- STORM, E., ISRAEL, H.I., 1970. Cross Section, Nuclear Data Tables A7, 565. ŞAHİN, M., 1998. Bazı elementlerin M tabakası X ışınlarının Üretim Tesir Kesitleri ve Açısız Dağılımlarının Enerji ayrımlı X ışını Spektrometresi ile Ölçülmesi, Atatürk Üniversitesi Yüksek Lisans Tezi, 47 s. (Yayımlanmamış)
- ŞAHİN, Y., 1999. Çekirdek Fiziğinin Esasları. Çeviri, Atatürk Üniversitesi Yayınları, Erzurum, 340 s.
- TANYEL B., 1994. Nükleer Fizik Ege Üniversitesi Fen Fakültesi, İzmir, 340 s.
- TERTIAN, R., CLAISSE, F., 1982. Principles of Quantitative X-ray Fluorescence Analysis. Heyden, London, 385 s.
- VAN GRIEKEN, R., MARKOWICZ, A.A., 1993. Handbook of X-Ray Spectrometry, Marcell Dekker, New York, 704
- VAN GRİEKEN, R.E, MARKOWICZ, A.A., 1992. *Handbook of x-ray spectrometry*

Marcell Decker, Inc., New York:9-1

ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında İcel'in Tarsus ilçesinde doğdu. İlk, Orta ve Lise öğrenimini Tarsus'ta tamamladı. 2002 yılında Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesinden mezun oldu. Aynı yıl aynı üniversitede yüksek lisans sınavını kazandı ve 2003 yılında geçici Araştırma Görevlisi olarak göreve başladı.

Candan DÖZEN