

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

X-IŞINLARININ SOĞURULMASINDA KOLİMATÖR ETKİSİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Hilal ÖZTÜRK

**OCAK 2013
TRABZON**

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

X - IŞINLARININ SOĞURULMASINDA KOLİMATÖR ETKİSİ

Hilal ÖZTÜRK

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
"YÜKSEK LİSANS (FİZİK)"
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 02/01/2013
Tezin Savunma Tarihi : 28/01/2013

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Uğur ÇEVİK

Trabzon 2013

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalında

Hilal ÖZTÜRK tarafından hazırlanan

X-IŞINLARININ SOĞURULMASINDA KOLİMATÖR ETKİSİ

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 15/01/2013 gün ve 1489/02 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

Başkan : (Prof. Dr. Uğur ÇEVİK)

Üye : (Prof. Dr. İsmail DEĞİRMENCİOĞLU)

Üye : (Doç. Dr. Gökhan APAYDIN)

Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak gerçekleştirildi.

Bu çalışmada, X-ışınlarının soğurulmasında kolimatör etkisi araştırılmak amacıyla Ni, Mo ve Ta elementlerinin kütle soğurma katsayıları belirlendi.

Deneysel çalışmalar Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Atom ve Molekül Fiziği Araştırma Laboratuvarında yapıldı.

Öncelikle, Yüksek Lisans Tez çalışmalarımnda deneysel ve teorik bilgi yönünden yararlandığım, yüksek lisans öğrenciliğim süresince bana yol gösteren değerli danışman hocam Prof. Dr. Uğur ÇEVİK'e teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmalarım boyunca, gerek laboratuvar alanında gerekse teorik alanda yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. Ahmet ÇELİK, Doç. Dr. Hasan BALTAŞ ve Yrd. Doç. Dr. Necati ÇELİK'e teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak, Trabzon'daki eğitim hayatım ve Yüksek Lisans çalışmalarım boyunca maddi ve manevi desteklerini eksik etmeyen aileme sevgi ve teşekkürlerimi sunarım.

Hilal ÖZTÜRK

Trabzon 2013

TEZ BEYANNAMESİ

Yüksek Lisans Tezi olarak sunduğum “X-ışınlarının Soğurulmasında Kolimatör Etkisi” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Uğur ÇEVİK’in sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuvarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma süresince bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 02/01/2013

Hilal ÖZTÜRK

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET	VII
SUMMARY.....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER DİZİNİ	XII
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Elektromanyetik Radyasyon	3
1.3. X-ışınları	4
1.3.1. Sürekli X-ışınları.....	5
1.3.2. Karakteristik X-ışınları.....	6
1.4. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşimi.....	6
1.4.1. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması	7
1.4.1.1. Fotoelektrik Olay.....	7
1.4.1.2. Çift Oluşumu.....	9
1.4.2. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması.....	10
1.4.2.1. Koherent Saçılma	10
1.4.2.2. İnkohherent Saçılma.....	10
1.4.2.2.1. Compton Saçılması	10
1.5. Soğurma Katsayıları.....	12
1.5.1. Lineer Soğurma Katsayısı.....	13
1.5.2. Kütle Soğurma Katsayısı.....	14
1.5.3. Kütle Enerji Soğurma Katsayısı.....	16
1.5.4. Soğurma Kısıyaları.....	18
1.6. Radyasyon Dedektörleri.....	19

1.6.1.	Gazlı Sayaçlar.....	20
1.6.2.	Sintilasyon (Parıldama) Sayacı.....	22
1.6.3.	Yarıiletken Dedektörler	24
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	26
2.1.	Kullanılan Malzemeler	26
2.2.	Kolimatörlerin Hazırlanması	27
2.3.	Kullanılan Dedektör ve Ölçüm Sistemi.....	27
2.3.1.	Sayma Sistemi	29
2.3.1.1.	Yüksek Voltaj Kaynağı	29
2.3.1.2.	Ön Yükseltici	30
2.3.1.3.	Yükseltici	30
2.3.1.4.	Analog Digital Çevirici.....	31
2.3.1.5.	Çok Kanallı Analizör.....	31
2.3.2.	X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi.....	32
2.3.2.1.	Koherent Pikler	32
2.3.2.2.	Compton Pikleri.....	32
2.3.2.3.	Karakteristik X-ışını Pikleri.....	33
2.3.2.4.	Auger Pikleri.....	33
2.3.2.5.	Üst üste binme (Pile-up) Pikleri	33
2.3.2.6.	Kaçak (escape) Pikler	34
2.3.2.7.	Satellite Çizgileri	34
2.4.	Deney.....	35
2.4.1.	Enerji Kalibrasyonu	35
2.4.2.	Verim Kalibrasyonu	36
2.4.3.	Deney Sistemi	38
3.	BULGULAR.....	42
3.1.	Soğurma Katsayıları	42
4.	SONUÇLAR.....	54
5.	ÖNERİLER	57
6.	KAYNAKLAR	58

ÖZGEÇMİŞ

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

X-IŞINLARININ SOĞURULMASINDA KOLİMATÖR ETKİSİ

Hilal ÖZTÜRK

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Uğur ÇEVİK
2013, 59 Sayfa

Bu çalışmada, X-ışınlarının soğurulmasında kullanılan kolimatörlerin soğurma katsayılarına etkisi belirlendi. Deneyleerde düşük, orta ve yüksek atom numaralı olmak üzere üç farklı soğurucu kullanıldı. Ölçümler iki farklı şekilde kaydedildi. Öncelikle, dedektör ile soğurucu arasına yerleştirilen kolimatör 4 mm çapında sabit tutulurken, soğurucu ve kaynak arasına yerleştirilen kolimatör çapı 2 mm, 4 mm, 6 mm ve 10 mm olarak değiştirildi. İkinci olarak ise, kaynak ile soğurucu arasına yerleştirilen kolimatör 4 mm çapında sabit tutulurken, soğurucu ve dedektör arasına yerleştirilen kolimatör çapı 2 mm, 4 mm, 6 mm ve 10mm olarak değiştirildi. Soğurma katsayıları, 6,93-59,54 keV enerji aralığında bulunan 4 farklı enerjide ikincil uyarma yöntemi kullanılarak ölçüldü. Bu enerjiler; Co, Cd ve Sm ikincil kaynaklar ve Am radyoaktif kaynağı kullanılarak elde edildi. İkincil kaynakları uyarmak için 59,54 keV'lik gama ışınları yayan ²⁴¹Am radyoaktif halka kaynak kullanıldı. İkincil kaynaktan yayılan X-ışınları, 5,9 keV'deki rezülasyonu 0,15 keV olan bir Ultra LEGe dedektör kullanıldı. Elde edilen değerler teorik değerlerle kıyaslandı.

Anahtar Kelimeler: X-ışını, Soğurma katsayısı, Kolimatör, Ultra LEGe dedektör

Master Thesis

SUMMARY

Effects of Collimator on X-ray Attenuation

Hilal ÖZTÜRK

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Prof. Uğur ÇEVİK
2013, 59 Pages

In this study, effects of collimator on mass attenuation coefficients was determined. In experiments, three different absorbers having low, middle and high atomic number were used. Measurements were conducted using the two different methods. Firstly, the collimator positioned between detector and absorber, was hold steady in 4 mm diameter and the collimator positioned between source and absorber was changed as 2 mm, 4 mm, 6 mm, 10 mm. Secondly, the collimator positioned between source and absorber was hold steady in 4 mm diameter and the collimator positioned between detector and absorber was changed as 2 mm, 4 mm, 6 mm, 10 mm. The attenuation coefficients were measured at four different energies from 6,93 to 59,54 keV using secondary excitation method. These energies were obtained using secondary targets such as Co, Cd, Sm and Am radioactive source. 59,54 keV gamma rays emitted from an annular ^{241}Am radioactive source were counted by a Ultra LEGe detector with a resolution of 0.15 keV at 5.9 keV. Obtained values were compared with theoretical values.

Key Words: X-rays, Attenuation coefficient, Collimator, Ultra LEGe detector

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1. Elektromanyetik radyasyonun enerji spektrumu.....	3
Şekil 2. X-ışınlarının oluşumu.....	5
Şekil 3. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesi	6
Şekil 4. Fotoelektrik olay.....	8
Şekil 5. Çift oluşumu	9
Şekil 6. Compton saçılması	11
Şekil 7. Elektromanyetik radyasyonun dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması.....	13
Şekil 8. Kütle soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi	18
Şekil 9. Orantılı sayaç.....	21
Şekil 10. Farklı gazla doldurulmuş sayaçlar tarafından meydana getirilen puls yükseklikleri	22
Şekil 11. Sintilasyon dedektörü	23
Şekil 12. Yarıiletken dedektör	24
Şekil 13. Soğurucular.....	26
Şekil 14. Kolimatörler	27
Şekil 15. Ultra LEGe dedektörü	28
Şekil 16. Sayma sisteminin şematik gösterimi	29
Şekil 17. İdeal bir X-ışını spektrumu.....	32
Şekil 18. Enerji – kanal grafiği	35
Şekil 19. Enerji – verim eğrisi	38
Şekil 20. X-ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi	39
Şekil 21. Gama ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi	40
Şekil 22. 23,17 keV enerjide molibden için I ve I_0 değerleri	44
Şekil 23. Ni'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 2 mm)	45
Şekil 24. Ni'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 4 mm)	45
Şekil 25. Ni'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 6 mm)	46
Şekil 26. Ni'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 10 mm) ..	46
Şekil 27. Mo'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 2 mm)...	47
Şekil 28. Mo'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 4 mm)...	47

Şekil 29. Mo'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 6 mm)...	48
Şekil 30. Mo'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 10 mm).	48
Şekil 31. Ta'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 2 mm)....	49
Şekil 32. Ta'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 4 mm)....	49
Şekil 33. Ta'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 6 mm)....	50
Şekil 34. Ta'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 10 mm)...	50
Şekil 35. Ni'in farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (alt sabit 4 mm)	51
Şekil 36. Ni'in farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (üst sabit 4 mm).....	51
Şekil 37. Mo'in farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (alt sabit 4 mm).....	52
Şekil 38. Mo'in farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (üst sabit 4 mm).....	52
Şekil 39. Ta'in farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (alt sabit 4 mm)	53
Şekil 40. Ta'in farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (üst sabit 4 mm).....	53

TABLULAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. Soğurucu maddeler ve özellikleri.....	26
Tablo 2. Ultra LGe dedektörünün özellikleri.....	27
Tablo 3. Enerji kalibrasyonunda kullanılan kaynaklar.....	35
Tablo 4. Verim kalibrasyonunda kullanılan numuneler.....	37
Tablo 5. ²⁴¹ Am radyoaktif kaynağının özellikleri.....	39
Tablo 6. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve özellikleri.....	41
Tablo 7. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakteristik X-ışını enerjileri.....	41
Tablo 8. Ni, Mo ve Ta'nın kütle soğurma katsayıları.....	43
Tablo 9. Ni, Mo ve Ta'nın kütle soğurma katsayıları.....	43

SEMBOLLER DİZİNİ

A	: Bağıl atom kütlesi
c	: Işık hızı
d	: Yüzey yoğunluğu
dx	: Kalınlık
e	: Elektron yükü
E	: Foton enerjisi
E_b	: Bağlanma enerjisi
E_{fe}	: Fotoelektronun kinetik enerjisi
E'	: Saçılan foton enerjisi
$\langle E' \rangle$: Compton saçılma fotonunun ortalama enerjisi
f	: Enerji-transfer kesri
f_{incoh}	: İnkohherent saçılma enerji-transfer kesri
f_{pair}	: Elektron-pozitron üretme enerji-transfer kesri
f_{pe}	: Fotoelektrik enerji-transfer kesri
f_{trip}	: Elektron-pozitron üretme enerji-transfer kesri
g	: İkincil yüklü parçacıkların kinetik enerjilerinin ortalama kesri
h	: Planck sabiti
I	: Gelen fotonun şiddeti
I_0	: Soğurulup geçen fotonun şiddeti
m	: Kütle
m_0	: Elektronun durgun kütlesi
n	: Birim hacimdeki atom sayısı
r	: Yarıçap
R	: Dedektör rezülasyonu
u	: Atomik kütle birimi
V	: Volt
v	: Hız
W	: Yarımaksimumdaki puls genişliği

x	: Mesafe
X	: Floresans radyasyonun ortalama enerjisi
α	: İnce yapı sabiti
λ	: Dalgaboyu
μ	: Lineer soğurma katsayısı
μ_{en}	: Kütle-enerji soğurma katsayısı
μ_{tr}	: Kütle-transfer katsayısı
ρ	: Yoğunluk
σ	: Orantılılık sabiti
σ_{coh}	: Koherent saçılma tesir kesiti
σ_{incoh}	: İnkohherent saçılma tesir kesiti
σ_{pair}	: Elektron-pozitron üretimi tesir kesiti
σ_{pe}	: Fotoelektron tesir kesiti
$\sigma_{ph.n.}$: Fotonükleer tesir kesiti
σ_{trip}	: Elektron-pozitron üretimi tesir kesiti
ψ	: Enerji akısı
ϕ	: Foton akısı

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

1985 yılında Alman Fizik Profesörü Wilhelm Conrad Röntgen tarafından keşfedilen X-ışınları, günümüz görüntüleme yöntemlerinin temelini oluşturmuş ve tıp biliminde yeni bir çağ açmıştır. Röntgen'in X-ışınlarını keşfi, bilim çevresinde çok büyük yankılar uyandırırken yeni gelişmelere de liderlik etmiştir. Bu buluştan kısa bir zaman sonra H. Antonie Becquerel X-ışınları üzerinde çalışırken uranyumun radyoaktifliğini; Curie'ler ise radyum elementini keşfederek "Radyoloji" adında yeni bir bilimin doğuşunu gerçekleştirmişlerdir.

X-ışınları keşfinden bugüne, çok kısa dalga boyları ve yüksek enerjileri ile günlük hayat içinde önemli ve yaygın kullanım alanları bulmuştur. X-ışınları, tıpta teşhis ve tedavi aracı olarak büyük öneme sahiptir. Radyoskopi ve radyografi için X-ışınlarından yararlanır. X-ışınları; maddenin yapısı, örneğin kristal düzeni, karmaşık organik maddelerin molekül yapılarının aydınlatılmasında başvurulan bir araştırma aracıdır. Teknikte malzeme kontrolünde, örneğin bir numunenin içinde yabancı bir madde, hava boşluğu ya da bir yapım hatası bulunup bulunmadığını anlamak için X-ışınları radyografisinden yararlanır. Kimya bilim dalında bir örnek içinde bulunan eser miktardaki yabancı maddenin analizi, fizik bilim dalında yeni elementlerin keşfedilmesi ve özelliklerinin incelenmesinde, araştırma aracı olarak X-ışınlarının önemi büyüktür. Günümüzde nükleer görüntüleme, tıpta ve sanayide çok geniş bir kullanım alanına sahiptir (Arslan, 2010).

Kütle soğurma katsayısı; medikal çalışmalarda, tarım endüstrisinde, biyolojik ve sanayisel alanlarda, radyasyon dozimetresinde ve radyasyon fiziğinde çeşitli problemleri çözmek için gerekli olduğundan önemli bir niceliktir. Kütle soğurma katsayısı atom çekirdeği ile gama ışınları arasındaki bütün etkileşimlerin ihtimaliyetini ölçer. Bu, foton enerjisine ve soğurucu maddenin doğasına bağlıdır (Çelik vd., 2012). Kütle soğurma katsayısının oldukça fazla teorik hesaplamaları vardır. Çeşitli elementlerin, bileşiklerin ve karışımların kütle soğurma katsayılarının deneysel hesaplanması da literatürde önemli bir sayıda yayın olarak bulunmaktadır (Hubbell, 1982, Çevik ve Baltaş, 2007). Aynı zamanda

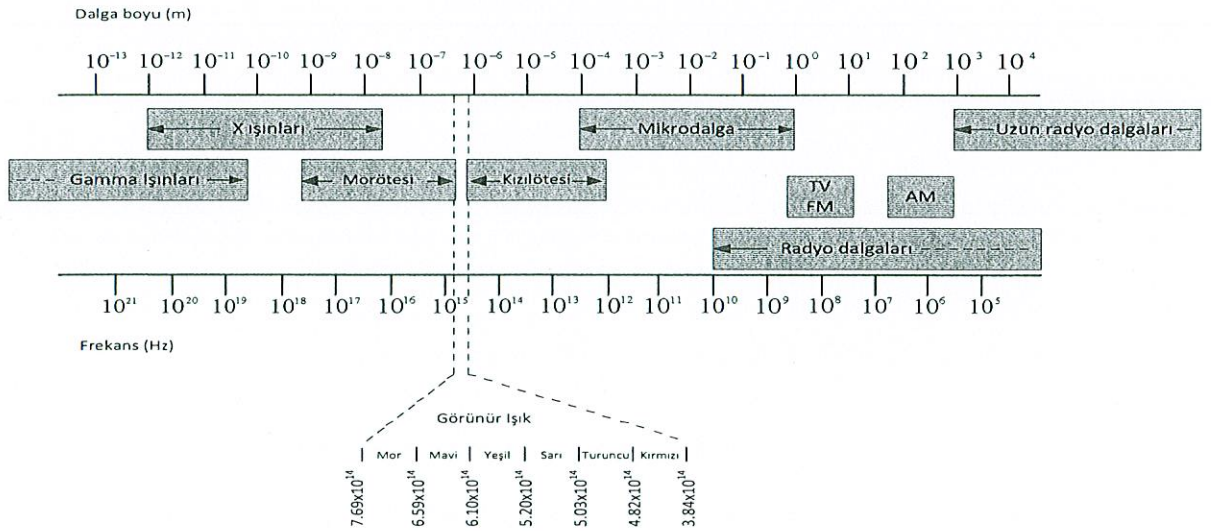
deneysel veriler, XCOM'da teorik tablolarla karşılaştırılır (Berger ve Hubbell, 1987).

Hatta, iyi tanımlanmış deneysel koşullar olduğunda teorik ve deneysel veriler arasında önemli sistematik farklılıklar bulunur. Bu durum da, yayınlanmış kütle soğurma katsayıları arasında farklılıklara sebep olur. Bu durumun sebeplerinden biri, taşınan demetin uygun kolimatörden geçmemiş olmasıdır (Creagh, 1987). Uygun olmayan dedektör kolimesi, saçılma etkisine bağlı olarak sistematik hatalara sebep olabilir. Çünkü saçılan fotonlar taşınan demetin bir parçası gibi sayılabilir. Kütle soğurma katsayısı hesaplanmasında, dedektörün kolimatör etkisinin nitelik analizi eksiktir ve bu hesaplamaların yapılması için gereklidir. Kütle soğurma katsayısına dedektör kolimesinin etkisini incelemek için farklı radyasyon enerjileri gerekmektedir. Gerekli foton enerjilerini elde etmek için farklı teknikler vardır. Bu tekniklerin detaylı anlatımı Abdullah'ın çalışmasında bulunabilir (Abdullah vd., 2010). Bu teknikler ikincil kaynak tekniği, indüklenmiş proton X-ışını yayılımı (PIXE) tekniği ve Tamura tarafından geliştirilen kütle soğurma katsayısını ölçmek için Bragg açısı civarında X-ışını yayımını veren bir tekniktir. Bahsedilen bütün teknikler genellikle (100keV'den az) düşük foton enerjilerinde göreliliğe dayalı kütle soğurma katsayılarını ölçmek için kullanılır. Nispeten daha yüksek enerjiler için (5-11 MeV) kütle soğurma katsayıları monokromatik nötron yakalama hızlı gama ışınları kullanılarak ölçülür (Moreh ve Wang, 1975). Bahsedilen diğer metotlardan çok daha fazla kullanışlı olan bir diğer metot ise sinkretron radyasyonu kullanmaktır. Sinkretron radyasyonuna dayalı metotlarda tipik bir örnek, bakırın kütle soğurma katsayısının ölçümleri için Chantler'in çalışmasıdır (Chantler, 2001).

²⁴¹Am radyoaktif kaynağından yayılan gama ışınlarını kullanarak kütle soğurma katsayıları ölçülebilir. Bu çalışmada, 6,93 keV ile 59,54 keV enerji aralığında Ni, Mo ve Ta elementlerinin kütle soğurma katsayıları hesaplanmasında dedektör kolimesinin etkisi çalışıldı. Bu amaç için, bir kurşun (Pb) kolimatör tarafından kolime edilmiş demet çapı 4 mm tutulurken, dedektörün kolimatör çapları 2 mm ile 10 mm arasında değiştirildi. Aynı işlem ters şekilde de uygulanarak demet çapı 2 mm ile 10 mm arasında değişirken dedektör kolimesinin çapı 4 mm de sabit tutuldu. Farklı dedektör kolimatörleri kullanılarak sağlanan ve ölçülen kütle soğurma katsayıları arasındaki görelî değişimler hesaplandı ve sonuçlar tartışıldı.

1.2. Elektromanyetik Radyasyon

Elektromanyetik radyasyon, atomlardan çeşitli şekillerde ortaya çıkan enerji türleri ve bunların yayılma şekillerine verilen addır. Elektromanyetik dalgalar, yüklü bir parçacığın ivmeli hareketi sonucu oluşan, birbirine dik elektrik ve manyetik alan bileşeni bulunan ve bu iki alanın oluşturduğu düzleme dik doğrultuda yayılan, yayılmaları için ortam gerekmeyen, boşlukta c ışık hızı ile yayılan enine dalgalardır (URL-1, 2012). İçinde X ve γ ışınlarının ve görülebilir ışığın da bulunduğu ışımalar, dalga boyları ve frekanslarına göre elektromanyetik spektrumunu oluştururlar. Bu spektrumun bir ucunda dalga boyları en büyük, enerjileri ve frekansları ise en küçük olan radyo dalgaları bulunur. Diğer ucunda ise; dalga boyları çok küçük, fakat enerji ve frekansları büyük olan X ve γ ışınları bulunur. Elektromanyetik ışımalar, boşlukta düz bir doğrultuda yayılırlar. Hızları ışık hızına (yaklaşık 300.000 km/sn) eşittir. Geçtikleri ortama; frekanslarıyla doğru orantılı, dalga boylarıyla ters orantılı olmak üzere enerji aktarırlar. Enerjileri; maddeyi geçerken, soğurulma ve saçılma nedeniyle azalır, boşlukta ise uzaklığın karesiyle ters orantılı olarak azalır. Elektromanyetik radyasyonlar, sinüzoidal yayılım yaparlar.



Şekil 1. Elektromanyetik radyasyonun enerji spektrumu.

Elektromanyetik radyasyonların madde ile etkileşimini dalga boyları belirler. Dalga boyları metreleri bulan radyo dalgaları, radyo antenleriyle alınabilir. Mikrodalgaların dalga boyları santimetrelerle belirtilir. Görülebilir ışığın dalga boyu, görme hücrelerini etkileyecek boyuttadır. Ultraviyole ışık, X ışını ise atom ve subatomik parçacıklarla etkileşir. Elektromanyetik spektrumun algılayabileceğimiz bölümü olan görülebilir ışık, spektrumun çok dar bir bölümünü oluşturur. Elektromanyetik spektrumda görülebilir ışığa yakın yerleşen morötesi ve kızılötesi radyasyonlar insan gözüyle görülmezler fakat fotografik emülsiyon ve benzeri diğer yöntemlerle saptanabilirler (URL-2, 2012).

1.3. X-Işımları

X-ışınları yüksek enerjili elektronların yavaşlatılması veya atomların iç yörüngelerindeki elektron geçişleri ile meydana gelen dalga boyları 0,1-100 Å arasında değişen elektromanyetik dalgalardır. Dalga boyları küçük, girginlik dereceleri fazla olan X-ışınına “sert X-ışını”, dalga boyları büyük, girginlik dereceleri az olan X-ışınına “yumuşak X-ışını” denir.

X-ışınları hem dalga hem tanecik özelliği gösterirler. Dolayısıyla çift karakterlidirler. Fotoelektrik soğurulma, Compton saçılması (inkoherent saçılma), gaz iyonizasyonu ve sintilasyon tanecik özellikleri; polarizasyon ve Rayleigh saçılması (koherent saçılma) dalga özellikleridir. X-ışınları elektrik ve manyetik alandan etkilenmezler. Işık hızı ile doğrular halinde yayılırlar. Sürekli ve çizgi spektrumu verirler.

Atom çekirdeği tarafından K enerji kabuğundan elektron yakalanması, alfa bozunumu, iç dönüşüm ve beta bozunumu olaylarıyla X-ışını meydana gelir. Bir atoma dışarıdan gelen veya gönderilen yüksek enerjili elektronlar o atomun ilk kabuğundan elektronlar koparılır. Atomdan kopan bu elektronun yerine daha yüksek seviyelerden elektronlar atlayarak kopan elektronun yerindeki boşluğu doldururlar. Bu sırada ortaya çıkan enerji fazlalığı X-ışını şeklinde dışarı salınır. Çekirdek içerisinde bulunan protonlardan bir tanesi hareketi esnasında atomun ilk kabuğundaki elektronu yakalar ve nötrleşir. Yakalanan bu elektronun kabuğundaki boşalan yere diğer bir kabuktan bir elektron atlamasıyla X-ışını meydana gelebilir.

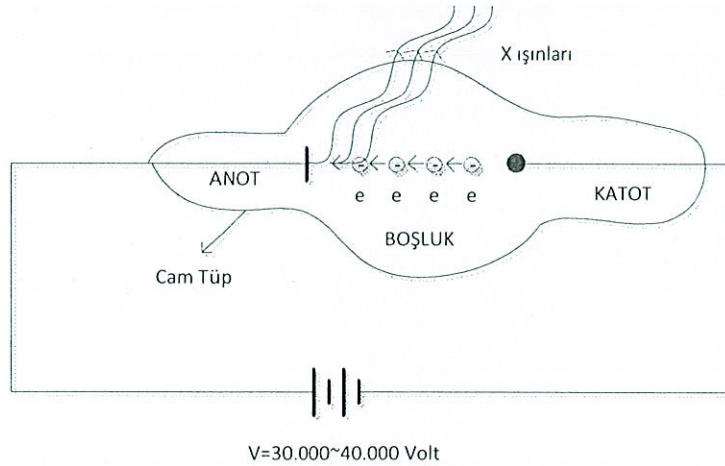
Maddenin; elektron, proton veya iyonlar gibi hızlandırılmış parçacıklarla etkileşmesinden ya da X-ışını tüpünden veya başka bir uygun radyoaktif kaynağından çıkan fotonlarla etkileşmesinden de X-ışınları meydana gelir. Maddenin, fotonlarla

etkileşmesinden karakteristik (çizgi) X-ışınları, yüklü parçacıklarla etkileşmesinden hem karakteristik hem de sürekli X-ışınları elde edilir (Arslan, 2010).

X-ışını tüpü yüksek voltajlı bir katot ışını tüpüdür. Havaşı boşaltılmış katot ışınları tüpünün katodundan salınan elektronlar, yüksek voltaj altında ivmelendirilirler. Elektronların hızı, anoda çarptıkları anda maksimumdur ve enerjileri,

$$E_{el} = eV = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1}{2}mv^2 \quad (1)$$

olur. Elektronlar anoda çarpınca bu enerjilerinin %98-99 unu ısı şeklinde kaybederler. %1-2 si ise X-ışınlarına dönüşür. Böylece, hedef anot X-ışını kaynağı olur. X-ışınlarını sürekli X-ışınları ve karakteristik X-ışınları olarak ikiye ayırırız.



Şekil 2. X-ışınlarının oluşumu.

1.3.1. Sürekli X-ışınları

Anoda çarpan elektronlar enerjilerini,

$$E_{el} = eV = \frac{hc}{\lambda_1} + \frac{hc}{\lambda_2} + \frac{hc}{\lambda_3} + \dots \quad (2)$$

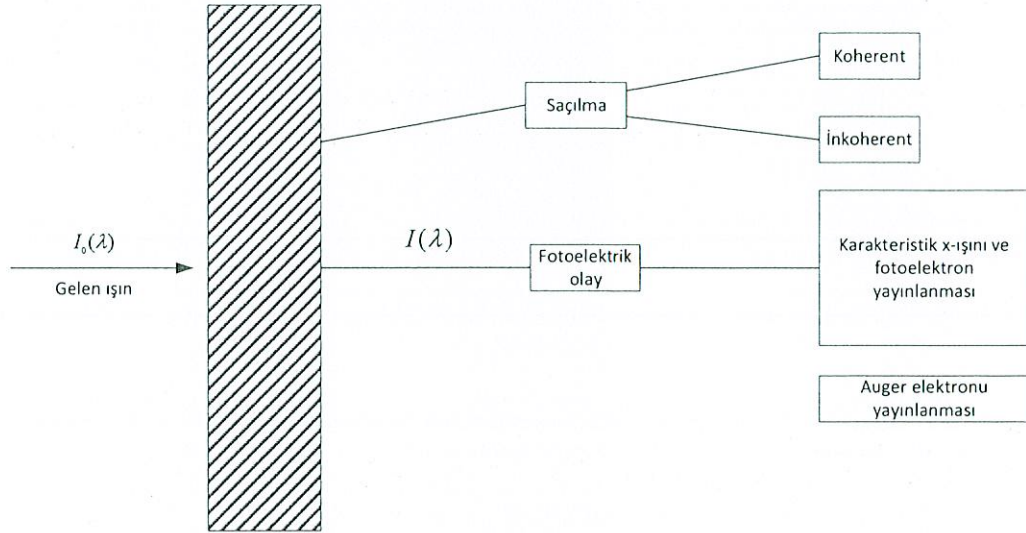
şeklinde çok sayıda çarpışma sonunda bitirirlerse çok farklı dalga boylarında X-ışınları oluşur. Bu X-ışınları spektrumuna, sürekli X-ışınları veya beyaz X-ışınları denir. Sürekli

X-ışınları spektrumu, hızlandırılmış elektronların hedef madde tarafından kademeli olarak (birçok çarpışmadan sonra) durdurulmasıyla meydana gelen X-ışını spektrumudur.

1.3.2. Karakteristik X-ışınları

Uygulanan gerilim belli bir voltajdan (V_{kritik}) büyük olduğu zaman hızlandırılmış elektronlar, hedef metal atomlarının iç yörünge elektronlarını uyarırlar. Bu elektronların tekrar yerlerine dönmesi veya bunların yerlerinin dış kabuk elektronlarınca doldurulması esnasında K,L,M serisi keskin çizgili karakteristik X-ışınları yayırlar. Karakteristik X-ışınları, hedef atomların enerji seviyeleri arasındaki geçişlerden kaynaklanır. Bu sebepten dolayı her element için V_{kritik} , λ_{α} , λ_{β} farklıdır, yani bu ışınlar hedef maddeler için ayırt edici bir özelliktir ve madde tayininde kullanılırlar.

1.4. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşimi



Şekil 3. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşimi.

Monokromatik X-ışınları veya gama ışınları bir madde ile karşılaştığında, ışınların bir kısmı maddeden geçer ve bir kısmı da soğurur. Yani maddeden geçen elektromanyetik radyasyonun şiddetinde bir azalma gözlenir. Elektromanyetik radyasyonun genliğindeki azalmanın madde içinde kat ettiği mesafe ile orantılı olduğu deneysel olarak gözlenmiştir.

$$I \propto x \quad (3)$$

Burada I şiddet, x madde içinde kat edilen mesafedir. Bu ifade diferansiyel formda yazılırsa,

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx \quad (4)$$

olur. Bu ifadenin integrali alınır, elektromanyetik radyasyon demetinin soğurulma sonucu azalması

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (5)$$

şeklinde bulunur. Buna Lambert-Beer kanunu denir. Burada μ çizgisel soğurma katsayısı, I_0 gelen demetin şiddeti ve I madde içinde x mesafesi kadar yol aldığı elektromanyetik radyasyon demetinin şiddetidir.

Madde içine giren elektromanyetik radyasyon, madde atomuna bağlı elektronlar, serbest elektronlar ve çekirdekle etkileşirler. Etkileşme sonucunda meydana gelebilecek olaylar fotonun enerjisine bağlıdır. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesini, soğurulması ve saçılması olmak üzere iki ana başlıkta toplayabiliriz.

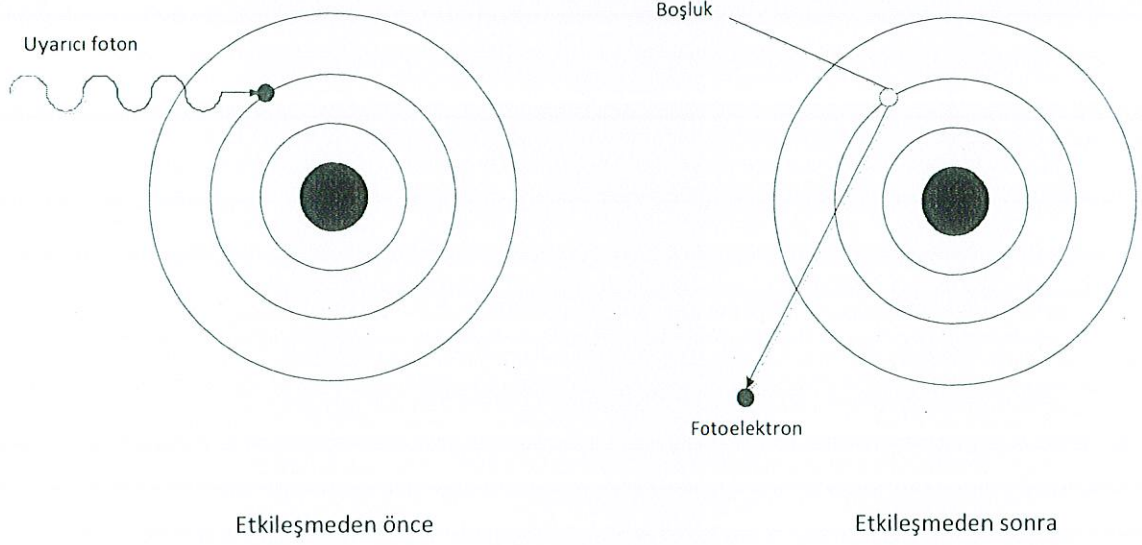
1.4.1. Elektromanyetik Radyasyonun Soğurulması

Elektromanyetik radyasyonun soğurulması olayının en çok gözlemlenenleri (gelen foton enerjisine bağlı olarak) fotoelektrik olay ve çift oluşumdur.

1.4.1.1. Fotoelektrik Olay

Madde üzerine düşen fotonun madde atomunun bağlı elektronlarından bir tanesine tüm enerjisini verip bu elektronun yörüngesinden ayrılıp serbest hale gelmesi olayına fotoelektrik olay, serbest hale gelen elektrona da fotoelektron denilmektedir. Fotoelektrik olayın başlayabilmesi için radyasyonun frekansı, fotoelektrik eşik adı verilen bir ν_0 frekansından büyük olmalıdır; yani $\nu = \nu_0$ halinde olay durur; $\nu < \nu_0$ için asla meydana

gelmez. ν_0 frekansı maddenin karakteristiğidir; yani üzerine ışık düşürülen metalin cinsine bağlıdır.



Şekil 4. Fotoelektrik olay.

Metalin yüzeyinden bir saniyede sökülen elektronların sayısı, dolayısıyla fotoelektrik akımın şiddeti, gelen monokromatik radyasyonun şiddetiyle orantılıdır. Sökülen elektronların maksimum hızları, dolayısıyla maksimum kinetik enerjileri, ışığın şiddetine değil, sadece gelen radyasyonun frekansına bağlıdır. Serbest elektronlar foton soğurmazlar ve geri tepmezler. Böyle bir işlemde enerji ve momentum korunamaz; momentum soğurmak için ağır bir atom gereklidir. Fotoelektronun kinetik enerjisi, fotonun enerjisi ile elektronun bağlanma enerjisinin farkına eşittir.

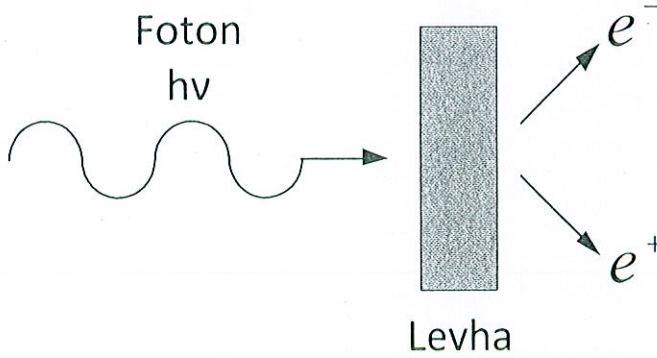
$$E_{fe} = h\nu - E_b \quad (6)$$

Burada E_b , elektronun bağlı olduğu kabuğun bağlanma enerjisi; $h\nu$ gelen fotonun enerjisidir. Fotonun $h\nu$ enerjisi elektronun bağlanma enerjisine yaklaştıkça fotonun soğurulma ihtimali artar.

Fotonun soğurulduğu kabukta oluşan boşluk, atomun üst tabaka elektronları tarafından doldurulur. Bu işlem sonucu, iki tabakanın bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayımlanır ve bu foton karakteristik X-ışını fotonu olarak adlandırılır.

Oluşan karakteristik X-ışını her zaman atomu terk etmez, bazen bu foton atomun dış kabuklarındaki elektronlardan birisini sökerek yok olur. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir. Böylece, meydana getirilen bir boşluk için her zaman bir karakteristik X-ışını yayımlanmaz. Meydana getirilen boşluk başına X-ışını yayılma ihtimali floresans verim (ω) olarak tanımlanır. Floresans verim 0 ile 1 arasında değerler alır. Küçük atom numaralı elementler için Auger elektronu yayılma ihtimali, büyük atom numaralı elementlerinkine oranla daha büyüktür. Büyük atom numaralı elementler için karakteristik X-ışını yayılma ihtimali ise küçük atom numaralılara göre daha büyüktür. Bunun sebebi, küçük atom numaralı atomlarda iç kabuklar arası elektron geçişinden yayımlanan foton enerjisinin, dış kabukların soğurma kıyılarına, büyük atom numaralı elementlerinkinden çok yakın olmasıdır.

1.4.1.2. Çift Oluşumu



Şekil 5. Çift oluşumu.

Yüksek atom numaralı bir elementin çekirdeğine yakın yerden geçen fotonun enerjisini kaybederek bir elektron- pozitron çiftine dönüşmesine çift oluşum olayı denir.

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (7)$$

Oluşan elektron ve pozitronun yükleri zıt işaretli ve kütleleri eşittir. Çift oluşumu olayında hiçbir korunum yasası bozulmaz. Yük, çizgisel momentum ve toplam enerji korunur. Bu olay gelen foton enerjisi 1,02 MeV den daha büyük olduğu zaman meydana

gelir. Pozitronlar çok kısa ömürlüdür, 0,51 MeV enerjili iki fotonun oluşmasıyla yok olurlar. Çift oluşumu, yüksek enerjili fotonlar yüksek atom numaralı maddelerden geçtiği zaman önemlidir.

1.4.2. Elektromanyetik Radyasyonun Saçılması

Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşmesinin bir diğer sonucu olan saçılma olayı, saçılan radyasyonun enerjisine göre koherent ve inkoherent olmak üzere ikiye ayrılmaktadır.

1.4.2.1. Koherent Saçılma

Elektromanyetik radyasyon atomla etkileştiği zaman ne atomun içyapısında ne de saçılan radyasyonun enerjisinde bir değişme gözlenmiyorsa bu tür saçılmalara koherent saçılma adı verilir. Koherent saçılmada gelen ve saçılan radyasyon aynı fazdadır. Thomson, Delbrück, Rayleigh ve Nükleer Rezonans Saçılma koherent saçılmalardır. Thomson saçılması soğurma katsayısına sadece çok az bir katkıda bulunur. Saçılma enerji kaybı olmadan meydana gelir. Saçılma esas olarak ileri doğrultudadır.

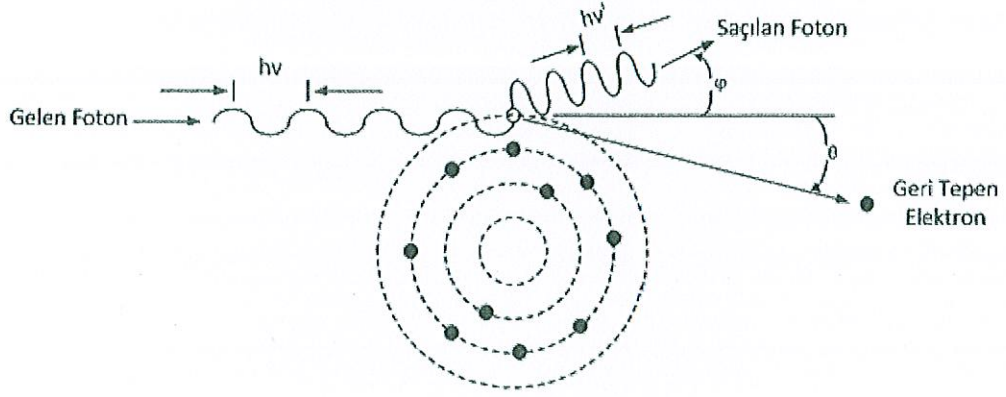
1.4.2.2. İnkoherent Saçılma

Elektromanyetik radyasyon atomla etkileştiği zaman gelen foton ile saçılan foton arasında enerji farkı meydana geliyorsa bu tür saçılmaya inkoherent saçılma denir. Yani gelen ve saçılan fotonların dalga boyları ve fazları birbirinden farklıdır. Compton, Raman ve Nükleer Saçılma inkoherent saçılmalardır. Bunlardan en etkilisi Compton Saçılmasıdır.

1.4.2.2.1. Compton Saçılması

Atomun dış yörüngesine zayıf olarak bağlı elektrona, elektronun bağlanma enerjisinden çok büyük enerjili fotonun çarparak saçılması olayına Compton saçılması denir. Bu olayda relativistik enerji ve momentum korunur. Saçılan foton gelen fotondan daha düşük enerjiye ve bu sebepten dolayı da daha büyük dalga boyuna sahiptir. Compton saçılması atom numarası küçük olan numuneler için önemlidir. 100 keV – 10 MeV

enerjilerde radyasyon soğurumunun ana sebebi Compton olayıdır. Compton olayı fotonun parçacık özelliğini açıklar.



Şekil 6. Compton saçılması.

Enerji ve momentumun korunumu bağıntılarını ve enerjinin rölativistik eşitliği kullanıldığında,

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\varphi) \quad (8)$$

ifadesi elde edilir. Burada $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ saçılan ve gelen fotonun dalga boyları arasındaki farktır. h Planck sabiti, m_0 elektronun kütlesi, c ışık hızı ve φ ise fotonun saçılma açısıdır.

$\frac{h}{m_0c} = 2,43 \times 10^{-13}$ m ise Compton dalga boyu olarak adlandırılmaktadır.

$\Delta\lambda$ eşitliği kullanılarak saçılan fotonun enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \quad (9)$$

ifadesiyle verilir.

Geri tepen elektronun kinetik enerjisi ise,

$$K = \frac{\alpha E(1 - \cos\varphi)}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \quad (10)$$

ile verilir. Burada E gelen foton enerjisi, $\alpha = \frac{E}{m_0c^2}$ olup ince yapı sabitidir. Gelen foton, saçılan foton ve geri tepen elektron daima bir düzlemde olduğundan θ ve ϕ arasındaki bağıntı ise,

$$\cot\phi = (1 + \alpha)\tan\frac{\theta}{2} \quad (11)$$

ifadesi ile verilir. Burada θ , geri tepen elektronla gelen fotonun yönü arasındaki açıdır. Compton olayı dış tabaka elektronlarında daha baskındır.

1.5. Soğurma Katsayıları

Tek enerjili dar bir foton demeti, Z atom numaralı bir maddeyle etkileştiğinde bu fotonların bir kısmı maddenin diğer tarafına geçerken bir kısmı da soğurulur. Bu soğurma olayı fotonların soğurucu maddenin atomları ile etkileşmesi sonucu oluşur ve genellikle iki farklı yolla gerçekleşir. Bunlardan birincisi gerçek soğurma olarak adlandırılan ve fotonların atomlarla etkileşmesi sonucu elektronik geçişlere sebep olması ile gerçekleşen fotoelektrik soğurmadır. Diğeri ise fotonların atomlardan saçılması ile gerçekleşen soğurmadır. Bu etkiler dikkate alındığında toplam soğurma katsayısının,

$$\mu = \tau + \sigma \quad (12)$$

şeklinde olması gerektiği açıkça görülmektedir. 0,1 keV ile 100 keV aralığındaki enerji bölgesinde fotoelektrik soğurma katsayısı saçılma soğurma katsayısından çok daha büyüktür. Toplam soğurma katsayısına katkısı ise %95'in üzerindedir. Bundan dolayı bu enerji aralığında yapılan deneylerde elde edilen fotoelektrik soğurma katsayısı sonuçları toplam soğurmayı yeteri kadar yansıtmaktadır (Baltaş, 2006).

1.5.1. Lineer Soğurma Katsayısı

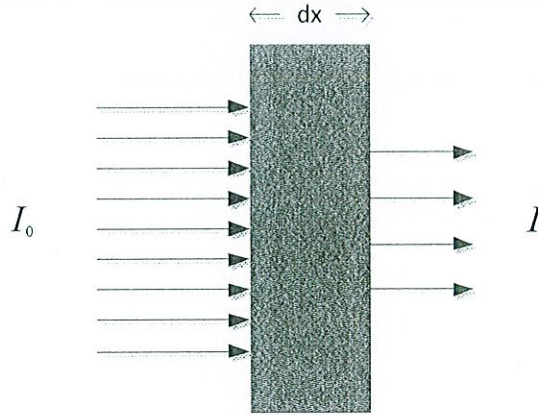
Soğurma olayı ilk kez Röntgen tarafından izah edilmiştir. Buna göre, bir foton (X-ışını, gama ışını, vs.) soğurucu bir maddenin dx kalınlığındaki sonsuz ince bir tabakasından geçerken şiddetinde bir değişim olur ve bu değişim şu şekilde ifade edilebilir.

$$dI(x) = -I(x)n\sigma dx \quad (13)$$

Burada dI ; şiddetteki değişim, I ; başlangıç şiddeti, n ; birim hacimdeki atom sayısı ($atom/cm^3$) σ ; orantılılık sabiti (saçılan ya da soğurulan bir atomun olasılığını yansıtır), dx ; kalınlıktır. Birim hacimdeki atom sayısı ($atom/cm^3$) ve orantılılık sabiti (σ) genellikle lineer soğurma katsayısını (μ) üretmek için birleştirilir. Böylece,

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (14)$$

olur. Bu denklem Lambert-Beer yasası olarak bilinir. I ; x mesafesinden geçen fotonların şiddeti, I_0 ; fotonların başlangıç şiddeti, μ ; lineer soğurma katsayısı, x ; fotonların geçtiği mesafedir.



Şekil 7. Elektromanyetik radyasyonun dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması.

Lineer soğurma katsayısı (μ), soğurucunun kalınlığının başına saçtığı veya soğurduğu fotonların (X-ışını veya gama ışını) demetinin kesri olarak tanımlanır. Bu değer,

maddenin kübik hacmindeki atomların sayısını ve bu atomların bir elektron veya çekirdekten saçılan ya da soğurulan bir fotonun olasılığını tespit eder.

Lineer soğurma katsayıları gerekli hesaplamalar yapılarak bulunabilir. Bununla birlikte, kütle soğurma katsayısı terimlerinin soğurma yerlerini belirlemek daha kolaydır. Z atom numarası 1 ile 92 aralığındaki bütün elementlerin kütle soğurma katsayılarının tablo ve grafikleri NIST web sitesinde bulunabilmektedir (URL-3, 2012).

1.5.2. Kütle Soğurma Katsayısı

Fotonların soğurulmasında soğurucu ortamın kalınlığının yanı sıra yoğunluğu da soğurmanın bir ölçüsüdür. Örneğin suyu düşünelim. Su buharı için lineer soğurma katsayısı, suyun buz hali için olan lineer soğurma katsayısından daha düşüktür. Çünkü buhardaki moleküller daha yaygındır ve bir fotonun bir su parçacığı ile karşılaşarak etkileşmeye girme şansı daha düşüktür. Bu nedenle soğurucu maddeyi onun yoğunluğundan bağımsız olan bir sabit ile belirlemek daha faydalı olur. μ değerini, elementin ya da bileşiğin yoğunluğuna bölerek bir parçacık elementi veya bileşik için sabit bir değer üretebiliriz. Bu sabit kütle soğurma katsayısı (μ/ρ) olarak bilinir ve birimi cm^2/g 'dir.

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)\rho x} \quad (15)$$

Burada ρx ifadesi soğurucunun d (g/cm^2) yüzey yoğunluğudur. Bu ifadeleri denkleme yerine yazarsak aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$I = I_0 e^{-(\mu/\rho)d} \quad (16)$$

Denklemini yeniden düzenleyecek olursak, kütle soğurma katsayısı;

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (17)$$

olur. Kristalografide ve dalga boyu değişiminde, (μ/ρ) değerinin elde edilebildiği değişik deneysel düzenekler ve teknikler Hubbell ve Creagh tarafından uygulanmış ve

değerlendirilmiştir (Creagh ve Hubbell, 1987, 1990). Bu, kristalografi için uluslararası tablolarda yeni tablolara yol göstermiştir (Creagh ve Hubbell, 1992). Daha sonra, (μ/ρ) değeri Gerward tarafından yeniden incelenmiştir (Gerward, 1993). Ölçülen verilerin güncellenmiş bir bibliyografisi Hubbell tarafından verilmektedir (Hubbell, 1994).

$$\frac{\mu}{\rho} = \sigma_{top}/uA \quad (18)$$

Burada u atomik kütle birimidir. A , hedef elementin bağıl atom kütesidir ve σ_{top} ise hedef elementin foton ile etkileşmesi için toplam tesir kesitidir. Birimi $b/atom$ ($barn/atom$) ($b=10^{-24}cm^2$)'dir.

Soğurma katsayısı, foton etkileşme tesir kesitleri ve ilgili nicelikler foton enerjisinin fonksiyonlarıdır. Toplam tesir kesiti başlıca foton etkileşmelerinden gelen katkıların toplamı gibi yazılabilir.

$$\sigma_{top} = \sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} + \sigma_{ph.n.} \quad (19)$$

Burada σ_{pe} fotoelektrik tesir kesiti, σ_{coh} ve σ_{incoh} koherent (Rayleigh) ve inkoharent (Compton) saçılma tesir kesiti, σ_{pair} ve σ_{trip} çekirdeklerin ve atomik elektronların alanlarında elektron-pozitron oluşumu için tesir kesitleridir, $\sigma_{ph.n.}$ ise fotonükleer tesir kesitidir.

Foton ve çekirdeğin fotonükleer soğurması, genellikle proton ve nötronlardan birinin veya fazlasının fırlatılmasıyla sonuçlanır. Bu etkileşme, hedef çekirdeğe düşen dev rezonans bölgesini kapsayan 5 ve 40 MeV arasında herhangi bir yerde meydana gelen oldukça dar bir enerji bölgesinde toplam foton etkileşme tesir kesiti için %5-10 kadar katkıda bulunabilir. Bu etkileşmenin etkileri toplam soğurma katsayısı ölçümlerinde gözlenebilir. Z atom numarası 1'den 92'ye kadar olan elementler için ve foton enerjileri 1 keV'den 20 MeV'e kadar olan elementler için sonuçlar bulunabilir (Hubbell ve Seltzer, 1995). Bunlar aşağıdaki bağıntıya göre hesaplanır.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_{pe} + \sigma_{coh} + \sigma_{incoh} + \sigma_{pair} + \sigma_{trip} + \sigma_{ph.n.}}{uA} \quad (20)$$

1.5.3. Kütle Enerji Soğurma Katsayısı

Kütle enerji soğurma katsayısını (μ_{en}/ρ) hesaplamak için kullanılan metotlar muhtemelen kütle enerji-transfer katsayısı (μ_{tr}/ρ) kullanılarak daha açıkça tanımlanır. Kütle transfer katsayısı (μ_{tr}/ρ) foton enerji akısı ψ ($\psi = \phi E$, ϕ foton akısı, E foton enerjisi) ile çarpıldığı zaman dozimetrik kerma niceliğini verir. Kerma (Carlsson, 1985) kütle başına yüksüz tanecikler (fotonlar) tarafından yayınlanan birincil yüklü taneciklerin tamamının kinetik enerjisinin toplamı olarak tanımlanır ve bu tanımlamanın baş harf kısaltmasıdır. Bu nedenle (μ_{tr}/ρ), birincil çift üretiminde (üçlü üretim) meydana gelen pozitronların yok edilmesinden oluşan kesikli radyasyonun ilavesiyle, birincil foton atom etkileşmesinde üretilen ikincil foton radyasyonlarının kaçaklarını hesaba katar. Böylelikle (μ_{tr}/ρ) şu şekilde tanımlanır:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{(f_{pe}\sigma_{pe} + f_{incoh}\sigma_{incoh} + f_{pair}\sigma_{pair} + f_{trip}\sigma_{trip})}{uA} \quad (21)$$

Koherent saçılma, onunla ilişkili ihmal edilebilir enerji transferinden dolayı hesaba katılmamıştır. f faktörleri, geri kalan etkileşme tiplerinde yüklü parçacıkların kinetik enerjisine transfer edilmiş olan E foton enerjisinin ortalama kesrini temsil eder. Bu enerji transfer kesri;

$$f_{pe} = 1 - (X/E) \quad (22)$$

olarak verilir. Burada X , soğurulan foton başına yayınlanan floresans radyasyonun (karakteristik X-ışınları) ortalama enerjisidir.

$$f_{incoh} = 1 - (\langle E' \rangle + X)/E \quad (23)$$

$\langle E' \rangle$, Compton saçılma fotonunun ortalama enerjisidir.

$$f_{pair} = 1 - 2mc^2/E \quad (24)$$

mc^2 , elektronun durgun enerjisidir.

$$f_{trip} = 1 - (2mc^2 + X)/E \quad (25)$$

X-ışını floresans enerjisi, olayda üretilen atomik-elektron boşluklarının dağılımına bağlıdır ve genellikle fotoelektrik soğurma, inkoherent saçılma ve üçlü üretim için farklı bir şekilde değerlendirilir. Dahası, X'in birincil boşluk tarafından başlatılan bütün atomik relaksasyon işlemleriyle birlikte ardışık floresans X-ışınları yayımını içerdiği varsayılır (Carlsson,1971). Çünkü sadece hedef atomun özellikleri μ_{tr}/ρ hesaplanmasına dâhil edilir. Homojen karışımlar ve bileşikler için kütle enerji-transfer katsayısı benzer şekilde gözlemlenebilir.

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \sum w_i (\mu_{tr}/\rho)_i \quad (26)$$

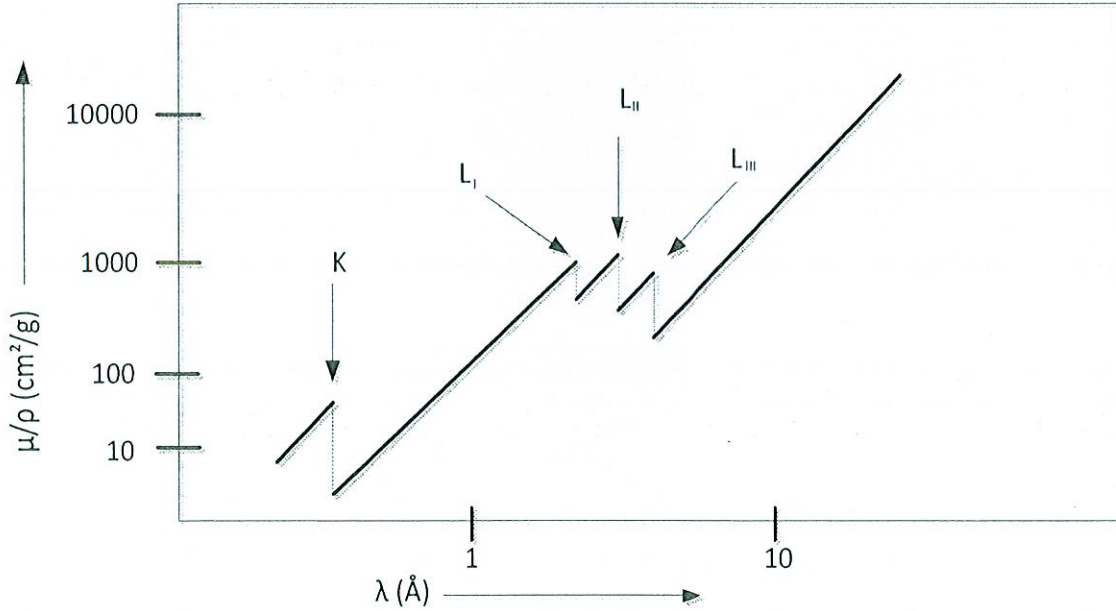
Kütle soğurma katsayısı, ortamda dolaşan yüklü parçacıklar tarafından üretilen daha uzak radyasyon yayımını içerir.

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = (1 - g)\mu_{tr}/\rho \quad (27)$$

Eşitlikteki g faktörü, parçacıklar ortamda kalmak için yavaşladığı için ışımalı (foton yayılan) enerji kayıp süresinde ardışık olarak kaybolan ikincil yüklü parçacıkların (tüm tip etkileşmelerde üretilen) kinetik enerjisinin ortalama kesrini ifade eder. g 'nin değerlendirilmesi, yavaşlama esnasında parçacıklar tarafından oluşturulan kısmi iz uzunluğu dağılımı üzerinden ilgilenilen ışımalı olay için tesir kesitinin toplanmasıyla yapılır. Sürekli yavaşlama yaklaşımında iz uzunluğu dağılımı, ortamın elektron veya pozitron toplam durdurma gücünün tersiyle yer değiştirir. Durdurma gücü için Bragg katkısının varsayılmasıyla bile (integralin paydasında görülür), g veya μ_{en}/ρ için basit bir katkı usulen yanlıştır. g 'nin sayısal değerleri relatif olarak küçük olduğu zaman, basit ilave planların kullanılmasından kaynaklanan μ_{en}/ρ 'deki hatalar özellikle 20MeV üzerindeki foton enerjileri için genellikle küçüktür.

1.5.4. Soğurma Kıyıları

Bir elektromanyetik radyasyonun enerjisi dalga boyu ile ters orantılıdır. Kısa dalga boylu fotonlar, daha büyük bir enerjiye ve etki gücüne sahiptir. Bir atomun herhangi bir yörüngesinden elektron sökebilecek en küçük enerjili veya en büyük dalga boylu fotonun enerjisine, atomun o enerji seviyesinin soğurma kıyısı denir. Her atomun birden çok soğurma kıyısı vardır. Bunun sebebi atomların farklı uyarma potansiyellerine sahip olmalarıdır. Her element uyarma potansiyeli sayısınca soğurma kıyısına sahiptir. Her element için soğurma kıyısı, çekirdeğe yaklaştıkça azalır. Kuantum sayılarından hatırlanacağı gibi atomda her tabakaya ait $(2n-1)$ tane alt kabuk bulunmaktadır. K tabakasında bir alt kabuk olup soğurma kıyısı K_{ab} olarak adlandırılır. L tabakasının üç alt kabuğu olup, soğurma kıyıları L_{Iab} , L_{IIab} , L_{IIIab} olarak adlandırılır. M tabakasında ise beş alt kabuk ve beş soğurma kıyısı mevcuttur (Kavgacı, 2007). K ve L tabakalarına ait soğurma kıyıları şekildeki gibidir.



Şekil 8. Kütlesel soğurma katsayısının dalga boyuna göre değişimi.

Kıyılar arasında kütlesel soğurma katsayıları ile dalga boyu arasında aşağıdaki gibi bir ilişki vardır.

$$\frac{\mu}{\rho} = K\lambda^u Z^v \quad (28)$$

Burada K , u ve v sabitlerdir. K 'nın değeri her bir soğurma kıyısında değişir. u ve v , λ ve Z 'nin belli bir yere kadar fonksiyonlarıdır ve yaklaşık olarak değerleri sırasıyla 3 ve 4'tür. Bu genel açıklamaya deneysel olarak türetilen başka terimler de eklenmiştir. Bunlardan en uygun olanı Dr. Keith Norrish (1969) tarafından türetilen,

$$\frac{\mu}{\rho} = (A + BZ + CZ^2)^3 \lambda^n \quad (29)$$

eşitliğidir. Burada A , B , C ve n değerleri her bir soğurma kıyısında değişir ve n , Z 'nin bir fonksiyonudur.

Bazı kütle soğurma katsayılarını özellikle uzun dalga boylu X-ışını radyasyonu ya da radyasyonun büyük bir kısmını çok kısa mesafesinde soğuran ağır soğurucular için ölçmek oldukça zordur. Bu yüzden soğurma katsayılarını deneysel ölçümlerin daha uygun olan bölgelerinden ekstrapolasyonla hesaplamak gereklidir.

Her bir elementin soğurma kıyıları ile karakteristik spektrumları arasında açık bir ilişki vardır. K , L , M spektral serileri ve bunların dışındaki serilerde bulunan en kısa dalga boylarında soğurma kıyıları vardır ve karşılıklı ilişki K , L_I , L_{II} , L_{III} , M_I gibi tanımlanmış olan kıyıya izin verir. Bu yüzden bir elementin K soğurma kıyısı daima bu elementin K_{β_2} yayımından daha kısa dalga boylarında (veya daha büyük enerjilerde) bulunur. En yüksek enerji çizgisi normal olarak K spektrumunda bulunur.

Soğurma kıyısından daha büyük enerjili fotonlar fotoelektrik soğurma yoluyla büyük oranda soğurulmuş olacaklardır. Hâlbuki soğurma kıyısının hemen altında daha düşük enerjili fotonlar bu geçiş seviyesinde iyonlaşmaya neden olacak yeterli enerjiye sahip olamayacak ve büyük oranda soğurulmayacaklardır (Williams, 1987).

1.6. Radyasyon Dedektörleri

Radyasyon dedektörleri, yüklü parçacıkların ve fotonların belli ortamlarda iyonlaşma meydana getirmeleri gerçeğinden hareketle yapılırlar. Parçacıkların, geçtikleri ortamda iyonlaştırma, parıldama ve benzeri etkilere sebep olma özelliklerinden yararlanılarak değişik dedektörler geliştirilmiştir.

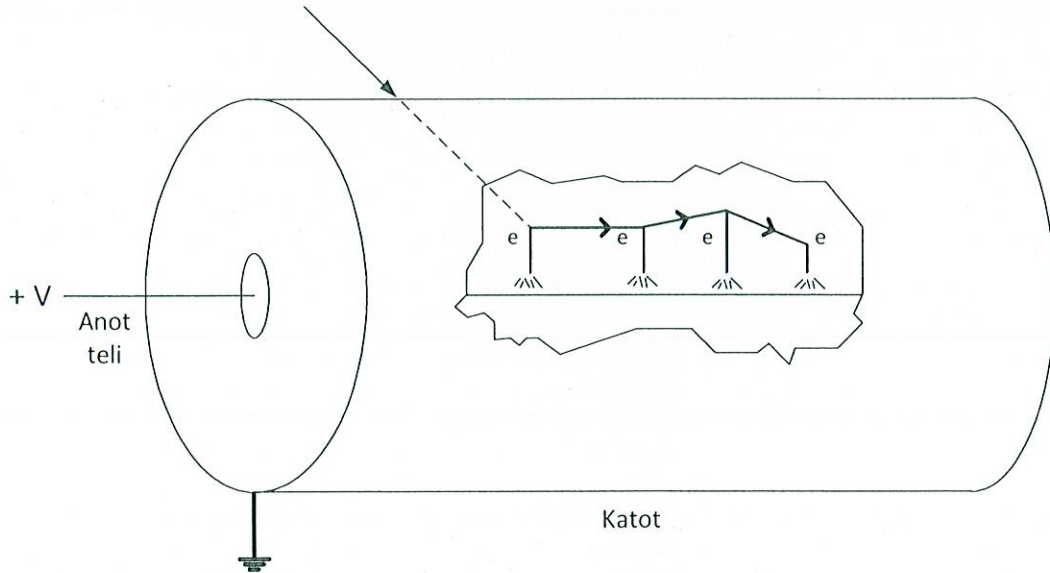
1.6.1. Gazlı Sayaçlar

Nükleer radyasyon dedektörlerinin pek çoğu, detektöre gelen radyasyonun oluşturduğu iyonları (veya elektronları) ayırmak ve saymak için bir elektrik alan kullanır. En basit tipte bir dedektör iyonlaşma odasıdır. Bunlar, plakalarının arasına gaz (daha çok hava) doldurulmuş paralel düzlem kondansatörlerdir. Plakalar arasındaki elektrik alan, iyonların elektronlarla tekrar birleşmesini engeller. Elektron bulutu pozitif potansiyelde tutulan plakaya doğru sürüklenirken, pozitif yüklü iyonlar da diğer plağa doğru sürüklenirler. Bu düzenekte mevcut radyasyon miktarı iyonlaşma miktarı ile orantılı olup akımölçerle belirlenir. Havada bir iyon üretmek için gerekli ortalama enerji 34 eV'tur; böylece 1 MeV'lik radyasyon en çok $3 \cdot 10^4$ civarında iyon ve elektron üretir. Orta büyüklükte bir iyonizasyon odası için oluşan voltaj pulsları nispeten küçük bir sinyaldir ve analizden önce standart elektronik düzeneklerle yükseltilmelidir. İyon odaları X, γ ışınları ve β parçacıkları ölçümünde kullanılırlar. Alçak radyasyon şiddetine duyarlı olmamakla beraber yüksek doz şiddetlerini ölçmede son derece yararlıdır. Çeşitli radyasyonları ayırt etme özelliği yoktur. 60-300 voltluk çalışma aralığında etkindir. Gaz olarak genellikle atmosfer basıncında hava kullanılır.

Bir gazlı dedektörü her pulsu gözlemlemek için kullanmak istersek pulslar önemli derecede yükseltilmelidir. Bunu yapmanın yollarından birisi voltajı daha fazla artırmaktır (genellikle 1000 V kadar). Daha büyük elektrik alan, iyonlaştırma işlemi sonucunda çıkan elektronları daha çok hızlandırır ve gaz atomlarıyla daha çok elastik çarpışmalar yaparak sürüklenen elektronlar bu kez elastik olmayan çarpışmalar yapmak için yeterli enerjiyi kazanabilirler ve hatta yeni iyonlaşmış atomlar üretebilirler. İkincil iyonlaştırma üretimi ile gerçekleşen hızlı yükselmeye Townsend çığı denir. Her birincil iyon için çok sayıda ($10^3 - 10^5$) ikincil olay olmasına rağmen, sayaç daima, ikincil olayların sayısı ilk olayların sayısı ile orantılı olacak şekilde çalışır. Bu yüzden bu sayaçlara orantılı sayaç denir. Bir orantılı sayacın geometrisi genellikle silindriktir. Bu geometride bir r yarıçapındaki elektrik alan şu şekilde verilir:

$$E(r) = \frac{V}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (30)$$

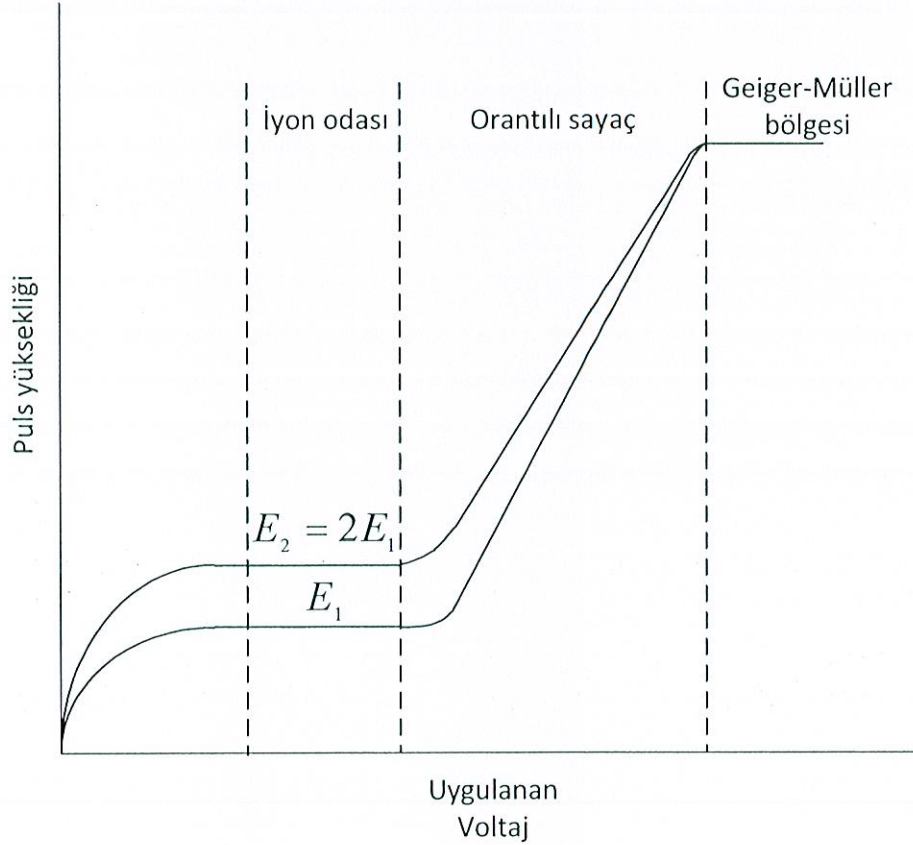
Burada b , katodun iç yarıçapı ve a , anot telinin dış yarıçapıdır. Çığların anot telinin yakınındaki yüksek alan bölgesinde oluşacakları açıktır. Ancak bu bölge sayaç hacminin çok küçük bir kısmıdır. İlk iyonların çoğu bu merkezi bölgeden uzakta meydana gelir, elektronlar çığ oluşturma işlemine başlayıncaya kadar yavaşça sürüklenirler. Orantılı sayacın çıkış sinyalleri esas olarak çok hızlı oluşan çığ işleminden kaynaklandığı için bu süre birincil iyonların oluşturduğu noktadan çığın oluştuğu anot telinin civarına kadar birincil elektronların sürüklenme zamanı ile belirlenir. Bu zaman μs mertebesinde ve sayaç, $10^6/s$ mertebesinde sayma hızındaki bir puls modunda çalıştırılabilir. Bu tip detektörlerle; düşük enerjili X ve gama ışınları, iyon odasına açılan naylon veya mikalardan yapılmış ince pencere ile alfa parçacıklarının ölçümü yapılır. Gazın çoğaltma faktörü $10^5 - 10^6$ ve çalışma voltaj aralığı 1500-4000 V'tur. Orantılı cihazların α ve β radyasyonlarını ayırt etme özelliği vardır.



Şekil 9. Orantılı sayaç.

Eğer elektrik alan daha büyük değerlere çıkarılırsa ikincil çığlar oluşur. Bunları ilk çığdaki uyarılmış atomlar tarafından yayınlanan fotonlar başlatır. Bu fotonlar birincil çığın olduğu bölgeye göre biraz daha uzakta hareket ederler ve hemen hemen tüpün tamamı işleme katılmış olur. Yükselme çarpanı 10^{10} kadardır. Bütün tüp her olay için işleme katıldığından orijinal radyasyon enerjisi hakkında tam bilgi mevcut değildir, gelen tüm radyasyonlar özdeş çıkış pulsları üretirler. Bu çalışma bölgesine Geiger-Müller bölgesi denir ve sayaçlar bu ilkeye dayandıkları için Geiger sayacı olarak adlandırılırlar. Geiger

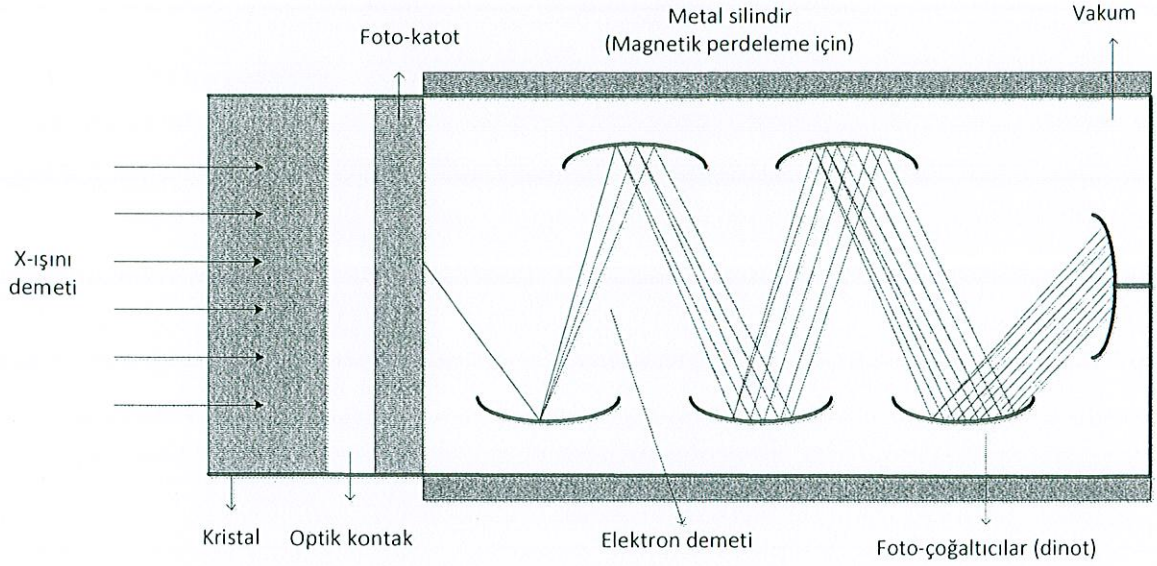
sayaçları portatif radyasyon monitörleridir (Krane, 2006). İncelemede saymanın başladığı potansiyel farkına eşik potansiyeli denir. Kesin bir yükselişten sonra sayma hızı, artan voltaja rağmen hemen hemen sabit kalır. Bu yassı bölgeye de plato ya da Geiger bölgesi denir. Sayacın bu bölgede çalıştırılması çok uygundur.



Şekil 10. Farklı gazla doldurulmuş sayaçlar tarafından meydana getirilen puls yükseklikleri.

1.6.2. Sintilasyon (Parıldama) Sayacı

Radyasyon enerjisini önce parıldatıcı ile etkileşen fotonlara, bu fotonların fotoçoğaltıcı tüp içerisindeki fotokatottan kopardığı elektronların ise dinotlar vasıtasıyla çoğalarak yüksek miktarda anoda gelen elektrik sinyali oluşturmasına dayanan dedektörlere parıldama dedektörleri denir. Radyasyon enerjisini ışık fotonlarına dönüştürmek için kullanılan maddelere parıldatıcı adı verilir.

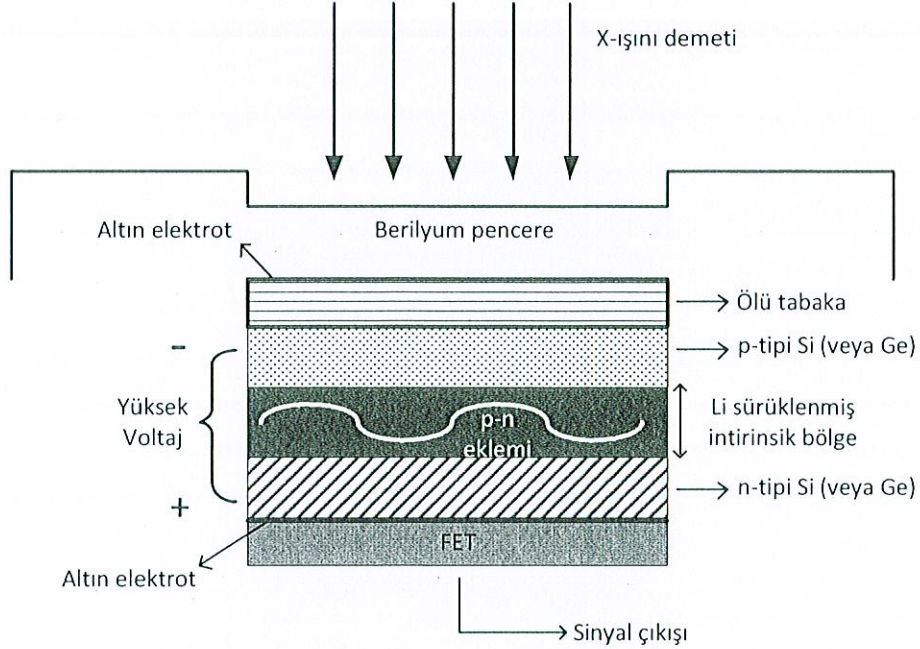


Şekil 11. Sintilasyon dedektörü.

Sintilasyon sayacında gelen radyasyon dedektöre girer ve atomları uyarılmış düzeye çıkararak çok fazla sayıda etkileşme yapar. Uyarılmış durumlar hızla, görünür bölgede (veya görünür bölgeye yakın) ışık yayınlarlar. Böyle materyallere floresans madde denir. Görünür bölge fotonları katoda çarpar ve fotoelektrik olay yolu ile foton başına en çok bir fotoelektron salınmasına neden olur. Bu elektronlar, elektrik alan sayesinde fotoçoğaltıcı tüp içerisinde bulunan dinot adı verilen metal bir plakaya doğru hızlandırılırlar. Dinoda çarpan elektronlar, birçok elektronun serbest bırakılmasını sağlar. İlk dinottan çıkan elektronlar, elektrik alan sayesinde ikinci dinoda hareket eder ve bu böylece devam eder. Fotoçoğaltıcı tüpe gelen foton sayısı son dinottaki yük miktarı ile orantılıdır. Foton sayısı, kristale gelen gama ışın sayısı ile böylelikle çıkış voltajı da gelen gama ışını ile orantılıdır. Dedektör sintilatör, optik kuplaj ve fotoçoğaltıcı tüp olmak üzere üç kısımdan oluşur. Bir sintilatörün çalışmasını anlamak için enerjinin soğurularak, elektronların uyarılmış durumlara çıkmasıyla ilgili mekanizmayı göz önüne almak gerekir. Temel olarak iki tip sintilasyon dedektörü vardır, birisi organik diğeri inorganik sintilasyon dedektörüdür. Sintilasyon dedektörleri, yüksek sayma hızına sahiptir. Kısa ayırma zaman aralıklarına sahiptir. Gama ölçümleri için yüksek verim sağlar. Radyasyon türlerini (α, β, γ) ayırma özelliğine sahiptir. Yayınlanan radyasyonun enerji ölçümü mümkündür. Çeşitli şekil ve büyüklükte yapılabilmek kolaylığına sahiptir.

1.6.3. Yarıiletken Dedektörler

Tipik bir katihal dedektörü şekilde gösterilmiştir.



Şekil 12. Yarıiletken dedektör.

Dedektör, en uygun ayırma gücünü elde etmek ve gürültüyü azaltmak için sıvı azot sıcaklığında ($-196\text{ }^{\circ}\text{C}$) tutulmaktadır. Bunun için sayaç kristali ve FET (alan etkili transistör) içerisinde sıvı azot bulunan bir kaba yerleştirilmiştir. Dedektör, dış ortamdaki gelebilecek yüzey kirlenmesini önlemek için bir berilyum pencere ile koruma altına alınmıştır. Enerjili bir foton sayacın aktif bölgesine düştüğünde kristalin (silisyum ya da germaniyumun) atomlarını iyonlaştırır. Foton, enerjisinin tamamını fotoelektronlara verir. Fotoelektronlar, enerjileri bitinceye kadar yolu boyunca elektron delik çifti oluşturarak dedektör kristali içerisinde hareket ederler.

Bu dedektörler, ters besleme voltajlarıyla ($1000\text{-}3000\text{ V}$) çalıştırılırlar. Bu voltaj iki etkiye sahiptir: tükenme bölgesindeki elektrik alan büyüklüğünü, yük birikimini daha verimli yaparak artırır ve bir tip materyalden diğerine daha fazla yük taşıyıcısını sürükleyecek bir kuvvet uygulayarak tükenme bölgesinin boyutlarını (dolayısıyla dedektörün duyarlı hacmi artırılır) artırır. Dedektöre uygulanan ters besleme potansiyeli bir elektrik alan oluşturur. Oluşan elektrik alan, fotonlar tarafından üretilen elektron delik

çiftlerini toplar. Ters beslemeden dolayı elektronlar n-tipi bölgeye, delikler ise p-tipi bölgeye yönelirler. Sonuçta dedektör üzerine gelen fotonun enerjisiyle orantılı sayıda elektron delik çifti oluşur. p ve n tipi bölgelerde elektrik alan vasıtasıyla toplanan yükler, bir FET devresiyle akım pulsundan potansiyel pulsuna dönüştürülür. Elektronik bir sistem vasıtasıyla potansiyel pulsu, puls yükseklik analizöründe enerjisine karşılık gelen kanala atanır.

Karakteristik X-ışınları hem enerjileri birbirine yakın hem de genel olarak düşük enerji bölgesinde yer almaktadırlar. Bundan dolayı, dedektör seçiminde bu enerji bölgesindeki verimi ve ayırma gücü (rezülasyon) çok iyi olan yarıiletken dedektörler tercih edilmektedir. Bir dedektörün rezülasyonu ve yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM), o dedektörün kullanıldığı enerji aralığındaki enerjiyi tam olarak ifade eder. Dedektör rezülasyonu genellikle R ile gösterilir ve aşağıdaki bağıntı ile ifade edilir.

$$R = \frac{W}{V} \quad (31)$$

Burada W, yarı maksimumdaki puls genişliği ve V ise ortalama genişliktir. Bir pikin yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) ise;

$$FWHM = W \times E \quad (32)$$

şeklinde verilmektedir. Burada E, elektronvolt cinsinden foton enerjisidir. Rezülasyonu en iyi olan dedektörler yarıiletken dedektörlerdir.

Yarıiletken dedektörler birçok sebepten dolayı diğer radyasyon dedektörlerinden daha yüksek enerji çözünürlüğüne sahiptir. Çözünürlüğü iyi olan bir dedektör, aynı foton enerjisinde diğer dedektörlere göre daha fazla çıkış sinyaline sahiptir. Bu nedenle yarı iletken dedektörler, diğer dedektörlere oranla daha fazla tercih edilirler.

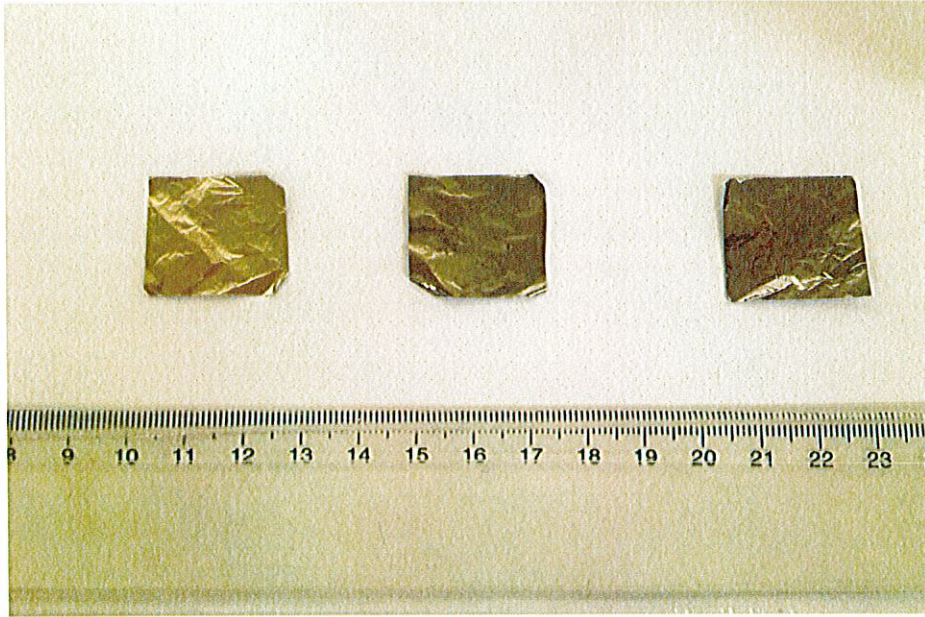
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Kullanılan Malzemeler

Bu çalışmada soğurucu malzeme olarak nikel (Ni), molibden (Mo) ve tantalyum (Ta) kullanılmıştır. Malzemeler Alfa Aesar firmasından alınmıştır ve özellikleri aşağıdaki tabloda verilmektedir.

Tablo 1. Soğurucu maddeler ve özellikleri

Soğurucular	Simge	Atom numarası	Yoğunluk (g/cm ³)	Kalınlık (mm)	Safılık (%)
Nikel	Ni	28	8,908	0,0025	99,95
Molibden	Mo	42	10,280	0,0025	99,90
Tantalyum	Ta	73	16,650	0,0025	99,90



Şekil 13. Soğurucular

2.2. Kolimatörlerin Hazırlanması

Yapılan deneylerde kullanılan kolimatörler kurşun malzemedendir. Kolimatörler, 2mm, 4mm, 6mm ve 10mm çaplarında olmak üzere dört çeşit üretilmiştir.



Şekil 14. Kolimatörler.

2.3. Kullanılan Dedektör ve Ölçüm Sistemi

Deneysel olarak kullanılan dedektör Ultra LEGe'dir. Dedektöre ait özellikler aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Tablo 2. Ultra LEGe dedektörünün özellikleri

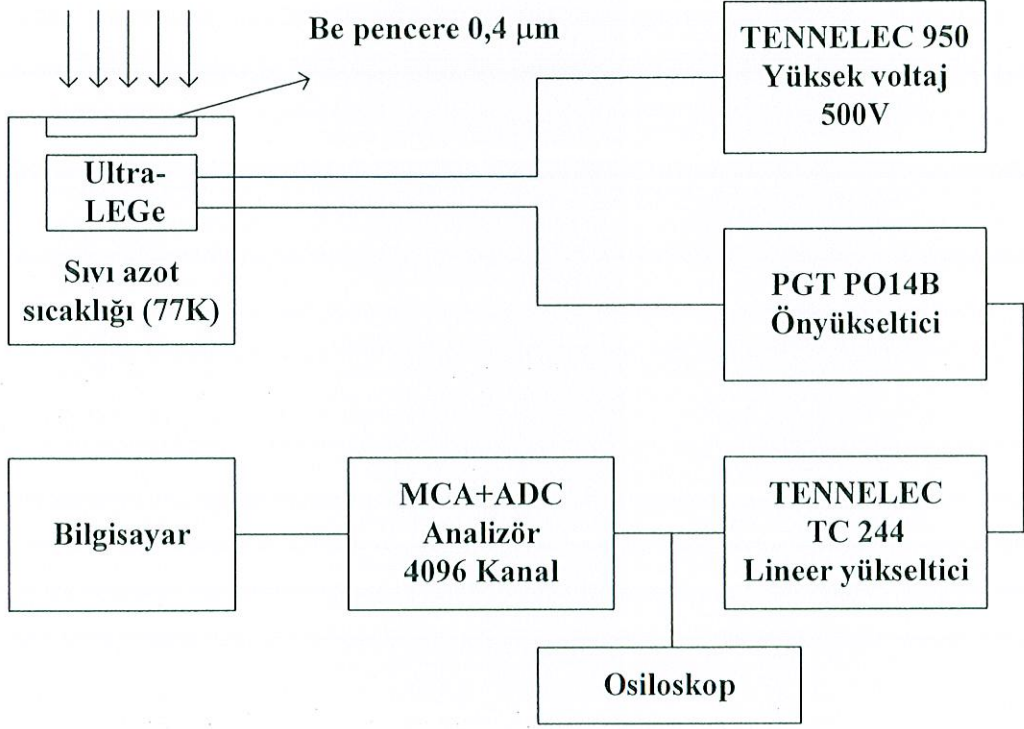
Aktif çap	Aktif alan	Pencereden uzaklık	Pencere kalınlığı	Pencere malzemesi	Çalışma voltajı
6,2 mm	30 mm ²	5 mm	0,4 mikron	polimer	-500 V

Dedektörün 5,9 keV'deki çözünürlüğü (FWHM) 150 eV ve 122 keV'deki çözünürlüğü ise 550 eV'tur. Dedektöre sıvı azot doldurulduktan sonra bekleme süresi 4 saat ve günde tüketilen sıvı azot miktarı 1,8 litredir.



Şekil 15. Ultra LEGe dedektörü.

2.3.1. Sayma Sistemi



Şekil 16. Sayma sisteminin şematik gösterimi.

Şekil 16’da sayma sistemini oluşturan devre elemanları ve bağlantıları görülmektedir. Görüldüğü gibi bir sayma sistemi; bir dedektör, ön yükseltici, yükseltici, analog sayısal dönüştürücü, Puls yükseklik analizörü, osiloskop ve bir yüksek voltaj kaynağından oluşmaktadır.

2.3.1.1. Yüksek Voltaj Kaynağı

Dedektörde meydana gelen yükleri toplamak için bir yüksek voltaj dedektör üzerine uygulanmaktadır. En iyi çalışma voltajı genellikle üretici firma tarafından belirlenir ve küçük bir dedektör için birkaç yüz voltajdan, büyük bir dedektör için 4000V’un üstüne kadar değişebilir (Debertin ve Helmer, 1988).

2.3.1.2. Ön Yükseltici

Modern bir yarıiletken dedektör sistemi ile bir yüke hassas ön yükseltici kullanılır. Elektronik gürültüyü en az indirmek için, genellikle bir alan-etkili transistör (FET) alan ön yükselticinin girişi dedektörle aynı tarzda soğutulur, yani sıvı azot sıcaklığında tutulur. Ön yükseltici çalışmasını iyileştirmek için FET'in sıcaklığı oda sıcaklığında olan dedektörün dış muhafazasından içeriye biraz ısı sızmasına izin verilerek dedektörden daha sıcak tutulabilir. Ön yükseltici dedektörden gelen yük pulsunu voltaj pulsuna dönüştürür. Ön yükselticiden çıkan pulsların yükseklikleri veya genlikleri dedektörde toplanan yük miktarı ile doğru orantılı olmalıdır ve eğer fotonun tüm enerjisi dedektörde soğurulmuşsa fotonun enerjisiyle doğru orantılı olmalıdır (Debertin ve Helmer, 1988).

2.3.1.3. Yükseltici

Bir yükselticinin iki ana görevi vardır;

- a) Ön yükselticinin çıkış puls genliklerini ayırt edilme ve sayılma için uygun voltaj seviyelerine yükseltme
- b) Pulsları, puls genliği ve X-ışını fotonu arasındaki orantılı ilişkiyi tamamen sürdürerek işleme uygun bir forma sokmak.

Modern sistemler için maksimum çıkış pulsunun genliği 2V'tan 10V'a kadar değişir. Çoğu amplifikatör hem bir unipolar çıkış (sinyalin pik kısmı tamamen pozitif veya tamamen negatiftir) hem de dipolar çıkış (sinyal hem pozitif hem de negatif bileşenlere sahip ile donatılmıştır. En iyi sinyal gürültü (signal-to-noise) oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Kullanıcının bilerek seçmesi gereken başka bir yükseltici denetimi puls genişliğini belirleyen 'shaping time' sabitidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi regülasyon genellikle o zaman sistem daha uzun bir zaman üzerinden gürültünün ortalamasını alabileceği için daha uzun bir zaman sabitiyle elde edilebilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitleri daha fazla rastgele toplamaya da neden olur. Bundan dolayı, eğer sistem 2000 s^{-1} 'lik sayma hızlarında çalıştırılabilecekse daha kısa zaman sabitleri kullanılabilir (Debertin ve Helmer, 1988).

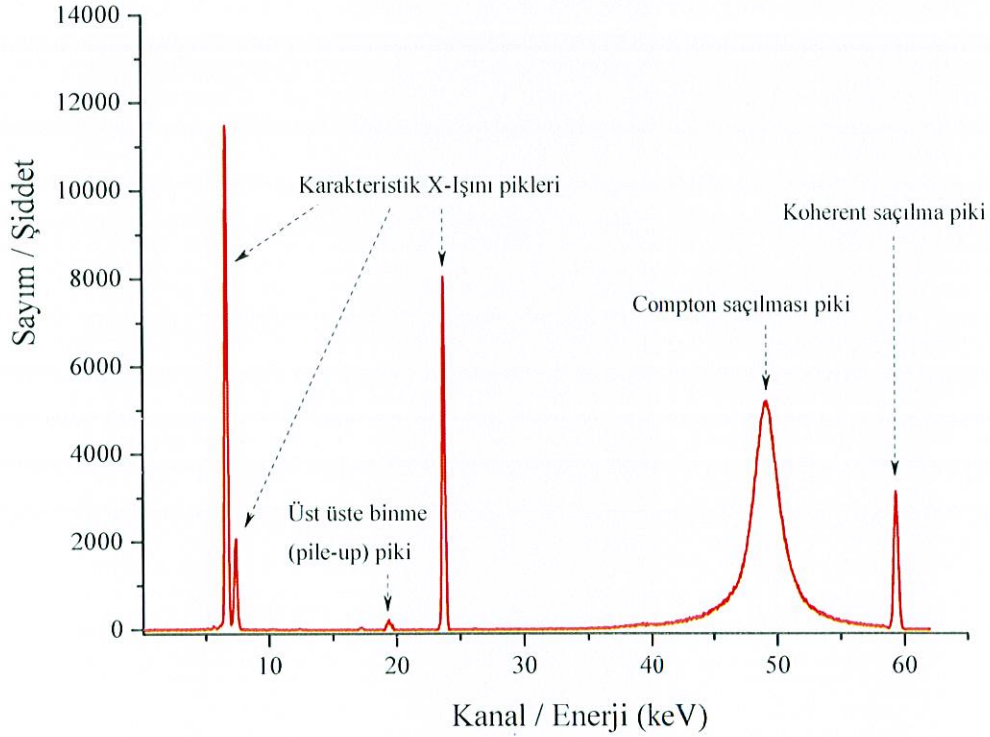
2.3.1.4. Analog Digital Çevirici

Analog sayısal dönüştürücünün (ADC) amacı yükselticiden gelen analog pulsu, onun genliğiyle dolayısıyla X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılı bir tam sayıya çevirmektir. Bu işlemede analogu sayısala dönüştürme işlemi denir. Sayılmış olan her bir puls yüksekliği kadar sayı analizörün hafızasında birikir. Sonuçta bu bilgi bir enerji spektrumu olarak ekrana aktarılır (Debertin ve Helmer, 1988).

2.3.1.5. Çok Kanallı Analizör

Çok kanallı analizör sayısal hale getirilmiş pulsları kanallara yerleştirerek bilgisayar hafızasında kaydeder. Esasında, her bir kanal depolama yapmak için kullanılan bir kutudur ve X-ışını spektrumunda kesin olarak kalibre edilmiş sayısal enerji aralığı olan bir enerji aralığına düşen pulsları sayar. Kalibrasyon işlemi standart kaynaklar kullanılarak ölçüme başlamadan önce yapılır.

2.3.2. X-ışını Spektrumlarının İncelenmesi



Şekil 17. İdeal bir X-ışını spektrumu.

2.3.2.1. Koherent Pikler

Uygun bir geometride uyarıcı kaynaktan çıkan birincil fotonlarının doğrudan sayacı görmeleri önlenemesine rağmen spektrumda uyarıcı kaynak ışınlarının enerjilerine karşılık gelen enerjide spektrum pikleri meydana gelmektedir. Bu pikler kaynak ışınlarının numuneden koherent bir şekilde yani enerjilerini kaybetmeden aynı fazlı olarak saçılması neticesinde meydana gelmektedir.

2.3.2.2. Compton Pikleri

Uyarıcı kaynaktan çıkan ve numuneden Compton saçılmasına uğrayarak bir miktar enerjisini kaybeden fotonlara ait bu pik koherent pikinin düşük enerji bölgesinde meydana

gelir. Numunenin iç kısmında meydana gelen karakteristik X-ışınlarının bir veya birkaç kez Compton saçılmasına uğramaları mümkündür. Ayrıca sayaca ulaşan fotonlar da sayaç kristalinde Compton saçılmasına uğrayabilirler. Numune ve sayaçtaki saçılmalardan ve sayaçtaki tuzaklanmalardan dolayı gerek Compton pikinin gerekse diğer piklerin düşük enerjili yamaçları, yüksek enerjili yamaçlarına kıyasla daha az diktir. Sayaçta meydana gelen Compton saçılmasından dolayı spektrumun en düşük enerjili kısmında yüksek temel saymalı bir bölge meydana gelir.

Sayaç içi Comptonlardan, üst üste binmelerden ve tamamlanmamış yük toplanmalarından dolayı spektrumda bir baştan diğer başa temel sayma meydana gelir.

2.3.2.3. Karakteristik X-ışını Pikleri

Uyarılma sonucu numuneden yayınlanan karakteristik X-ışını pikleri, kolimatör ve kaynak maddesinin karakteristik X-ışını pikleri enerjilerine bağlı olarak koherent saçılma tepesinin düşük enerjili tarafında meydana gelir. Dedektöre gelen X-ışınları, ölü tabakadaki sayaç atomlarını uyarabilir. Buradan yayınlanan sayaç atomlarının karakteristik çizgileri, numuneden gelenler gibi sayılırlar ve dedektör maddelerinin karakteristik çizgileri olarak kaydedilirler.

2.3.2.4. Auger Pikleri

Uyarılmış bir atomun yayınladığı karakteristik X-ışını yine aynı atomun daha dıştaki kabuklardan elektron sökebilir. Numunenin Auger elektronlarının spektrumu soğurulan X-ışını tepesinin düşük enerji kısmında yer alır. Bu olay elektronları daha az bağlanma enerjisiyle bağlı bulunan düşük atom numaralı elementlerde, büyük atom numaralılarından daha çok meydana gelir. (Bertin, 1975)

2.3.2.5. Üst Üste Binme (Pile-up) Pikleri

İki atom aynı anda veya elektronik sistemin pik ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığı ile sayaca gelirse sisten bu iki foton için tek puls verir. Bu pulsün büyüklüğü onu meydana getiren foton pulslarının ayrı ayrı büyüklükleri toplamına; iki puls arasındaki zaman ne kadar küçükse o kadar yaklaşır. İkinci veya daha yüksek mertebelerden de üst

üste binme pulslarının meydana gelmesi mümkündür. Tamamlanmış yük toplanması ve üst üste binme etkileri, keskin piklerin genişlemesine ve kaymasına sebep olur.

2.3.2.6. Kaçak (escape) Pikler

Kaçak pik alanını asıl pik alanına oranı, asıl piklerin düşük enerjili bölgelerinden sayaç maddesinin soğurma kıyılarına yaklaştıkça artar.

Sayaca gelen herhangi bir foton, atomun iç kabuklarından bir elektron sökünce bu fotoelektron elektron-hole çifti meydana getirerek ilerlerken bu atomun kendi karakteristik X-ışını da yayınlanır. Eğer bu olay sayaç yüzeylerine yakın bir yerlerde olursa bu karakteristik ışın başka etkileşmelere girmeden sayaçtan kaçabilir. Dolayısıyla sayaç gelen fotonu geliş enerjisinden daha düşük enerjili olarak sayar. Böylece oluşan kaçak pikler asıl piklerin düşük enerjili tarafında yer alırlar.

2.3.2.7. Satellite Çizgileri

Auger olayının bir başka neticesi de geride kalan iki kere iyonlaşmış, yani iç kabuklarında iki boşluk oluşmuş bir atomdur. Atomda önce K kabuğunda bir boşluk oluştuğunu, bunun L'den gelen elektronla doldurulduğunu ve bu esnada K_{α} fotonunun yayınlandığı, bu fotonun L kabuğundan bir başka elektron koparmasıyla Auger olayının gerçekleştiğini düşünelim. Böylece L kabuğunda iki elektron boşluğu oluşur. İki kere iyonlaşmış atom sadece Auger olayında gerçekleşmez. Birincil ya da ikincil fotonlarla veya elektronlarla da atom aynı anda iki kere iyonlaştırılabilir. Ancak bir X-ışını halinin yarı ömrü $\sim 10^{-16}$ sn gibi çok kısa ve uyarıcı şüadaki elektron yoğunluğunun hedef atomdakine kıyasla az olmasından dolayı elektronlarla iyonlaştırmada, aynı atom için ard arda iki kez çarpışma ve iki kez iyonlaşmış halde bulunma hemen hemen mümkün değildir. İki kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boyları, bir kere iyonlaşmış atomlardan yayınlanan çizgilerin dalga boylarından biraz farklıdır. Bu tür çizgiler satellite (non-diyagram) çizgileri olarak adlandırılmaktadırlar.

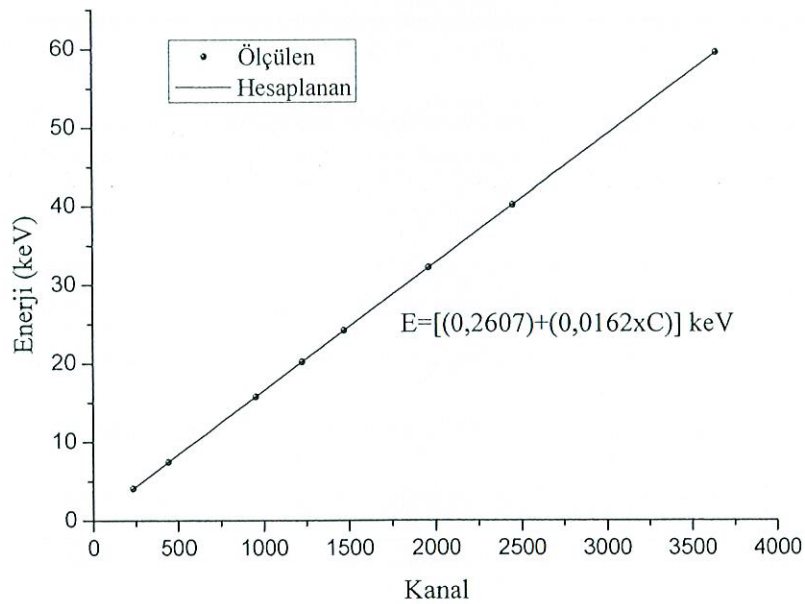
2.4. Deney

2.4.1. Enerji Kalibrasyonu

Enerji kalibrasyonunun yapılabilmesi için önceden enerjileri bilinen standart kaynaklara ihtiyaç vardır. Çünkü spektrumların analiz edilebilmeleri için, hangi kanalın hangi enerjiye karşılık geldiği bilinmelidir. Enerji kalibrasyonu için enerjileri 4-60 keV arasında değişen Sc, Ni, Zr, Rh, In, Ba, Sm ve Am'ın piklerini içeren kaynaklar kullanıldı.

Tablo 3. Enerji kalibrasyonunda kullanılan kaynaklar

Element	Simge	Atom no	K_{α_1} (keV)
Skandinyum	Sc	21	4,09
Nikel	Ni	28	7,47
Zirkonyum	Zr	40	15,77
Rodyum	Rh	45	20,21
İndiyum	In	49	24,20
Baryum	Ba	56	32,19
Samaryum	Sm	62	40,118
Amersiyum	Am	95	59,5



Şekil 18. Enerji – kanal grafiği.

2.4.2. Verim Kalibrasyonu

Dedektör verimi, dedektörde sayılabilir büyüklükte puls üreten fotonların sayısının dedektöre gelen fotonların yüzdesi olarak tanımlanır. Dedektör veriminin tayini için standart kaynaklara ihtiyaç vardır. Bu kaynakların bozunmalarında foton yayımlama ihtimali değerleri bilinmelidir. Dedektör verimliliğini etkileyen faktörleri kolimatör faktörü, dedektör maddesi, dedektörün hassas bölgesi, imalat faktörü ve kıyılarından kaçma şeklinde sıralayabiliriz.

Tek bir radyoizotop kaynak olduğu durumlarda, dedektör verimliliğini belirlemede elementlerden yayımlanan karakteristik $K_{\alpha,\beta}$ X-ışınları kullanılır. Elementlerin $K_{\alpha,\beta}$ X-ışınları enerjileri çalışılacak enerji bölgesini içine alacak şekilde seçilir. Elementler radyoizotop kaynakla uyarılır ve dedektörde sayılır. Oluşan karakteristik $K_{\alpha,\beta}$ piklerinin net alanları alınır.

$$N = I_0 \cdot G \cdot \varepsilon \cdot m_i \cdot \beta \cdot \sigma \quad (33)$$

Burada N , birim zamanda ölçülen karakteristik X-ışınlarının şiddeti, I_0 numuneye birim zamanda gelen foton şiddeti (uyarıcı radyasyon şiddeti), G kaynak-numune ve numune-dedektör kompozisyonuna bağlı geometrik faktör, ε X-ışınları enerjisindeki dedektör verimi, σ fotoelektrik tesir kesiti ve β soğurma düzeltmesi faktörü olarak ifade edilmektedir. m_i ise numune içindeki analitik madde miktarının kütle kalınlığıdır.

$I_0 G \varepsilon$ değeri çeşitli aralıktaki elementlerinin uyarılması sonucu elde edilen bu elementlere ait karakteristik K X-ışınlar yardımıyla (33) bağıntısından ölçülmüştür. Deney süresince $I_0 G \varepsilon$ faktörünü sabit tutmak için geometri değiştirilmemiştir. $I_0 G \varepsilon_K$ değerinin tayininde,

$$I_0 G \varepsilon_{K_{\alpha,\beta}} = \frac{N_{K_{\alpha,\beta}}}{\beta_{K_{\alpha,\beta}} \cdot m_i \cdot \sigma_{K_{\alpha,\beta}}} \quad (34)$$

ifadesinden faydalanılmıştır.

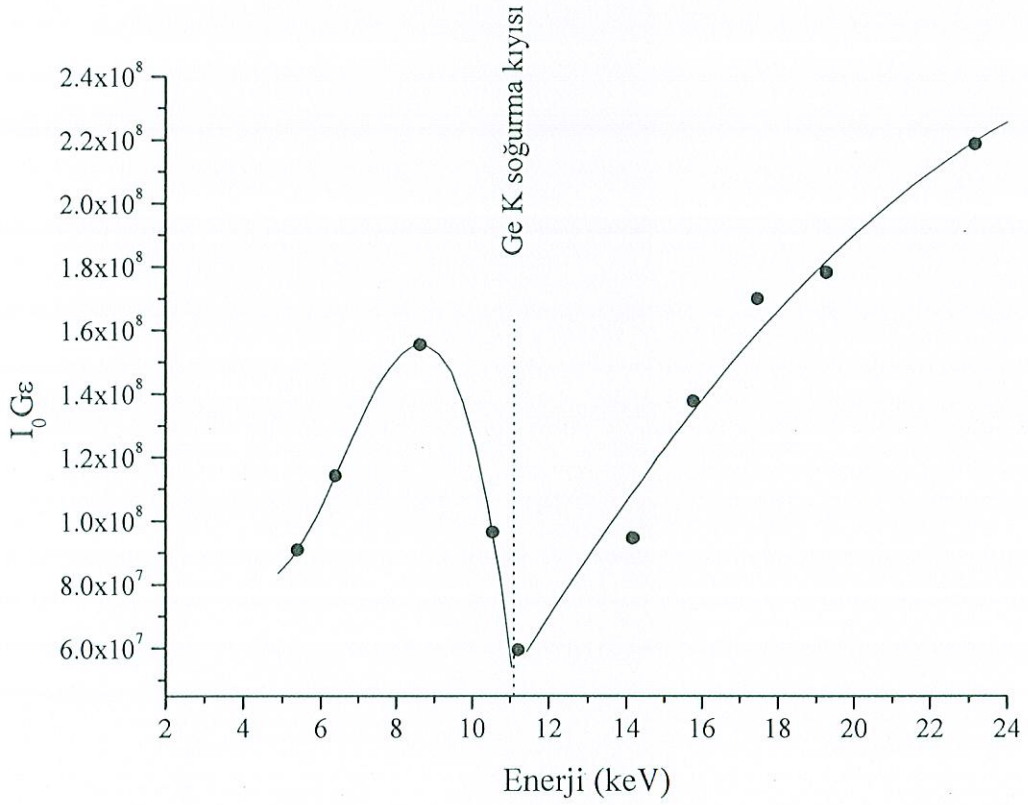
$$\sigma_{K_{\alpha,\beta}} = \sigma_K \cdot \omega_K \cdot f_{K_{\alpha,\beta}} \quad (35)$$

bağıntısına göre teorik hesaplanmıştır. Burada $\sigma_{K_{\alpha,\beta}}$ K tabakasına ait fotoelektrik tesir kesiti olup, Berger ve Hubbell tarafından geliştirilen XCOM bilgisayar programından alınmıştır (Berger ve Hubbell,1998). ω_K , K tabakası için floresans verim olup Bambynek'in tablosundan alınmıştır (Bambynek, 1984). $f_{K_{\alpha,\beta}}$ ise K tabakasında yayımlanan K_{α} veya K_{β} X-ışını ihtimaliyeti olup Broll'un makalesinden alınmıştır (Broll, 1986).

Çalışmamızda 59,54 keV enerjide foton yayımlayan ^{241}Am radyoaktif kaynak kullanılmıştır. Farklı enerjiler için dedektör verimi hesabı için farklı numuneler kullanılmıştır. Kullanılan numuneler Tablo 4'te verilmektedir.

Tablo 4. Verim kalibrasyonunda kullanılan numuneler

Element	Simge	Atom no	Uyarıcı kaynak	K_{α_1} (keV)
Skandinyum	Sc	21	Am-241	4,090
Demir	Fe	26	Am-241	6,403
Nikel	Ni	28	Am-241	7,478
İtriyum	Y	39	Am-241	14,958
Niyobyum	Nb	41	Am-241	16,615
Rodyum	Rh	45	Am-241	20,216
Gümüş	Ag	47	Am-241	22,162
İndiyum	In	49	Am-241	24,207



Şekil 19. Enerji-verim eğrisi.

2.4.3. Deney Sistemi

Ni, Mo ve Ta elementlerinin kütle soğurma katsayılarının belirlenmesinde en önemli aşamalardan birini, numunelerin uygun geometride soğurma ölçümlerinin yapılması teşkil etmiştir. Bu ölçümler, doğrudan uyarma ve ikincil kaynakla uyarma yöntemine göre hazırlanan deney geometrisi (transmisyon geometrisi) kullanılarak yapılmıştır. Kullanılan deney geometrisi Şekil.20 ve Şekil.21’de gösterilmektedir.

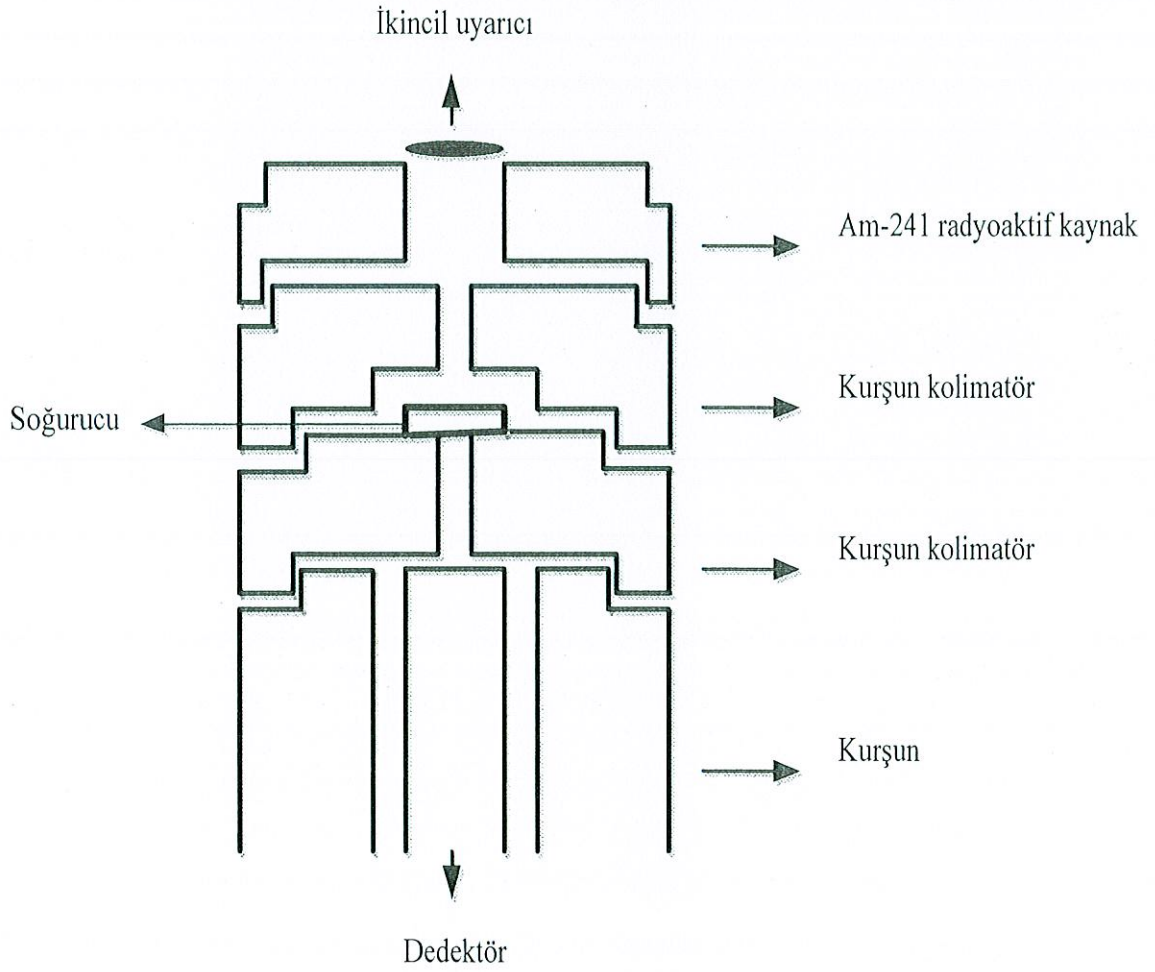
Şekil.21’deki deney düzeneğinde soğurma katsayılarını ölçeceğimiz numuneler, ^{241}Am radyoizotop halka kaynağından yayınlanan 59,54 keV enerjili gama fotonlara maruz bırakıldı.



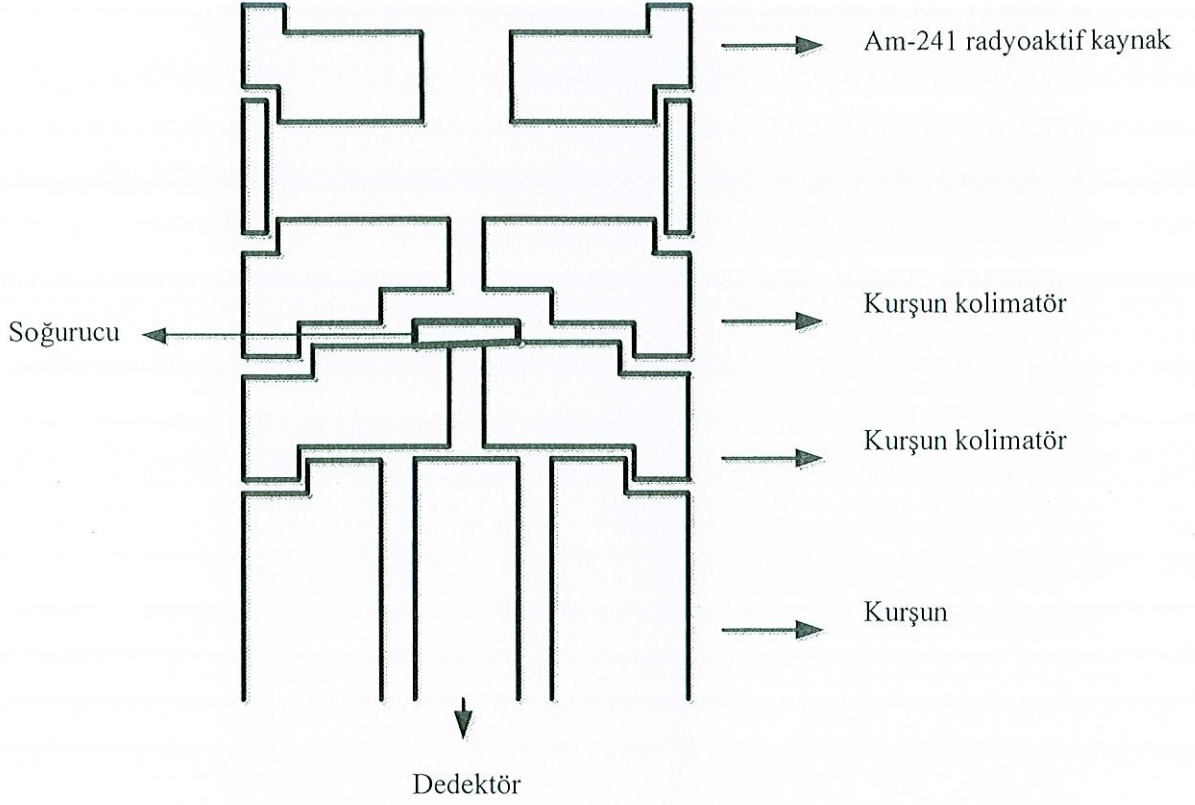
^{241}Am , alfa bozunması yaparak ^{237}Np ’a dönüşür. Açığa çıkan gama ışınının enerjisi filtre edilenlerin dışında 59,54 keV’tur.

Tablo 5. ^{241}Am radyoaktif kaynağının özellikleri

İzotop	Atom No (Z)	Yarı Ömrü (yıl)	Bozulma Modu	Radyasyon Enerjisi (MeV)		
				Alfa (α)	Beta (β)	Gama (γ)
^{241}Am	95	430	α	5,5	0,052	0,033



Şekil 20. X-ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi.



Şekil 21. Gama ışınları soğurma ölçümleri için kullanılan deney geometrisi.

İkincil kaynak olarak kullanılan elementlere ait özellikler Tablo 6'da; ikincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakteristik X-ışını enerjileri Tablo 7'de verilmiştir. Şekil.20'de gösterilen deney geometrisinde ikincil kaynak yöntemiyle elde edilen enerjilerde soğurucular için ölçümler alınmıştır. Şekil.21'deki deney düzeneğinde bu elementler ^{241}Am radyoizotop gama halka kaynağından yayınlanan 59,54 keV'luk gama ışınları ile uyarılmıştır. Kaynaklardan Compton saçılmasına uğrayan X ve gama ışınları uygun bir kolimatör kullanılarak paralel bir demet halinde dedektör penceresine (Be pencere) düşecek şekilde kolime edilmiştir. Kullanılan bu kolimatör her iki sistem için de 4 mm çapında sabit tutulup, numune ve dedektör arasına çapları 2, 4, 6 ve 10 mm olmak üzere dört farklı kolimatör yerleştirilerek ölçüm alınmıştır. Aynı ölçümler, numune ve dedektör arasına yerleştirilen kolimatörün sabit 4 mm çapında tutulup, numune ve kaynak arasındaki kolimatörlerin sırasıyla 2, 4, 6 ve 10 mm çaplarındaki kolimatörlerin konulmasıyla tekrarlanmıştır. Ölçümler 6,93, 23,17, 40,12 ve 59,54 keV'lik enerjilerde alınmıştır.

Tablo 6. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve özellikleri

İkincil kaynak	Simge	Atom numarası	Kalınlık (mm)	Safılık (%)
Kobalt	Co	27	0,025	99,950
Kadmiyum	Cd	48	0,025	99,999
Samaryum	Sm	62	0,025	99,900

Tablo 7. İkincil kaynak olarak kullanılan elementler ve karakteristik X-ışını enerjileri

Element	Atom No (Z)	İkincil Kaynak	Enerji (keV)
Co	27	K_{α_1}	6,93
Cd	48	K_{α_1}	23,17
Sm	62	K_{α_1}	40,12

Radyoaktif kaynaktan yayınlanan radyasyondan korunmak için dedektörü çevreleyen 10 mm kalınlıkta kurşun koruyucu konulmuştur. Kaynaktan yayımlanan gama ve karakteristik X-ışınlarını saymak için 5,9 keV'de yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) 0,15 keV'den daha az olan Ultra LEGe dedektör kullanılmıştır.

Deney düzeneklerinde, ikincil kaynaklar ve soğurucu numuneler hazırlandıktan sonra sayım işlemine geçildi. Sayım işlemi önce soğurucu numuneler yokken ^{241}Am kaynağından yayımlanan gama ışınları ve ikincil kaynaklardan yayımlanan X-ışınları sayılarak yapıldı. Sonra soğurucu numuneler, kolimatörlerle ayarlanmış uygun deney düzeneklerinde dedektör ile uyarıcılar arasına konularak sayım işlemi yapıldı. Sayılar her ölçüm için üç kez tekrarlandı.

Yapılan bu deneyler sonucunda elde edilen ilgili piklerin alanları alınarak, soğuruculara gelen ve onlardan geçen ışınların şiddetleri bulundu. Bu şiddet değerlerinin kullanılmasıyla Ni, Mo ve Ta elementlerinin soğurma katsayıları hesaplandı.

3. BULGULAR

3.1. Soğurma Katsayıları

Bu çalışmada Ni, Mo ve Ta elementlerinin kütle soğurma katsayılarının deneysel sonuçları Tablo 8 ve 9'da verilmiştir. Kütle soğurma katsayıları (μ/ρ), "Lambert-Beer" yasasından yararlanılarak bulunan,

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (37)$$

ifadesinden hesaplandı. Burada d soğurucunun yoğunluğu iken, (I_0/I) soğurucuya gelen şuanın soğurucudan geçen şuaya oranıdır. Burada d , soğurucuların yoğunlukları ve kalınlıkları ölçülerek,

$$d = \rho x \quad (38)$$

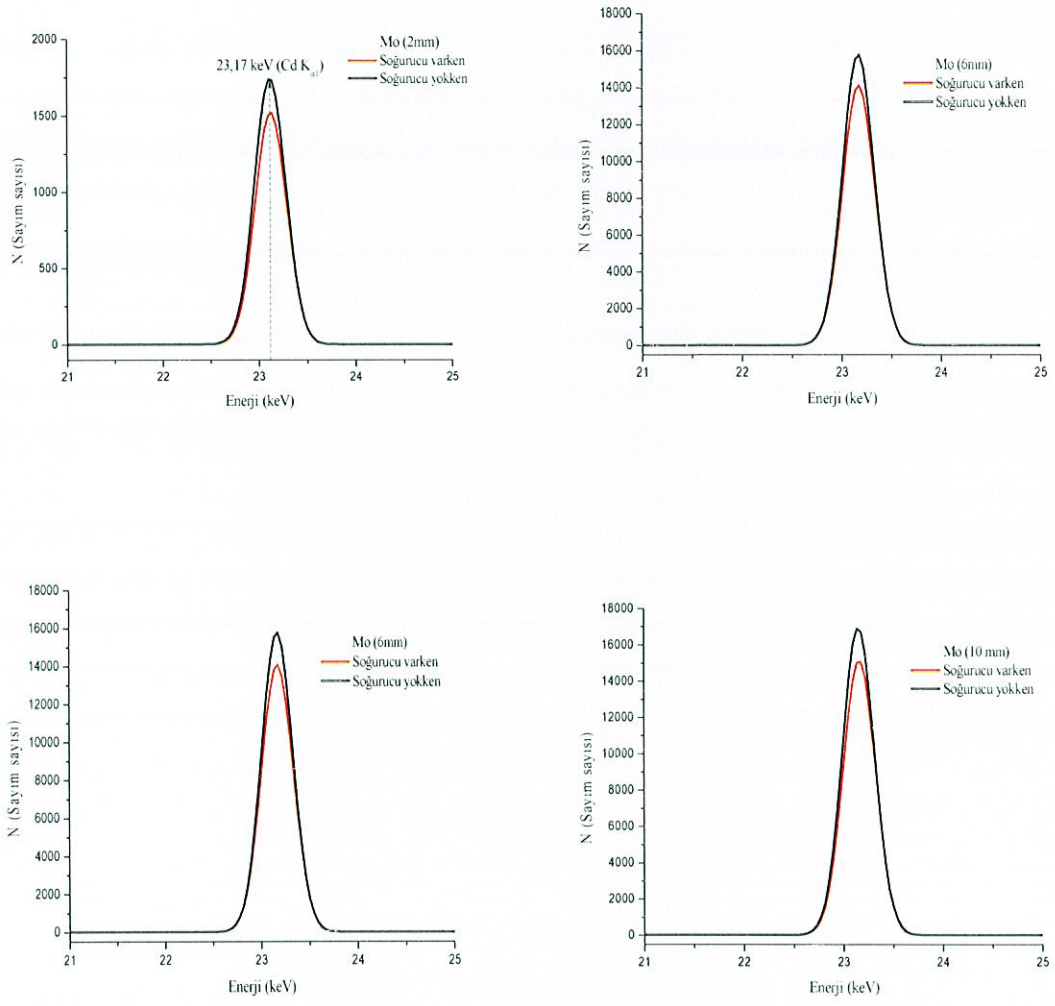
ifadesinden hesaplanmıştır. Kütle soğurma katsayılarının teorik değerleri WinXCom programından elde edilmiştir. Yapılan deneylerde elde edilen sonuçlar kullanılarak Mo için 23,17 keV enerjide soğurucu varken ve soğurucu yokken alınan sayım sayısına enerji grafikleri Şekil.22'de gösterilmektedir. Teorik ve deneysel olarak elde edilen sonuçlarla çizilen, kütle soğurma katsayısının enerjiyle değişimini gösteren grafikler Şekil (23-34)'te; kütle soğurma katsayısının kolimatör çapıyla değişimini gösteren grafikler Şekil (35-40)'da verilmiştir.

Tablo 8. Ni, Mo ve Ta'ın kütle soğurma katsayıları

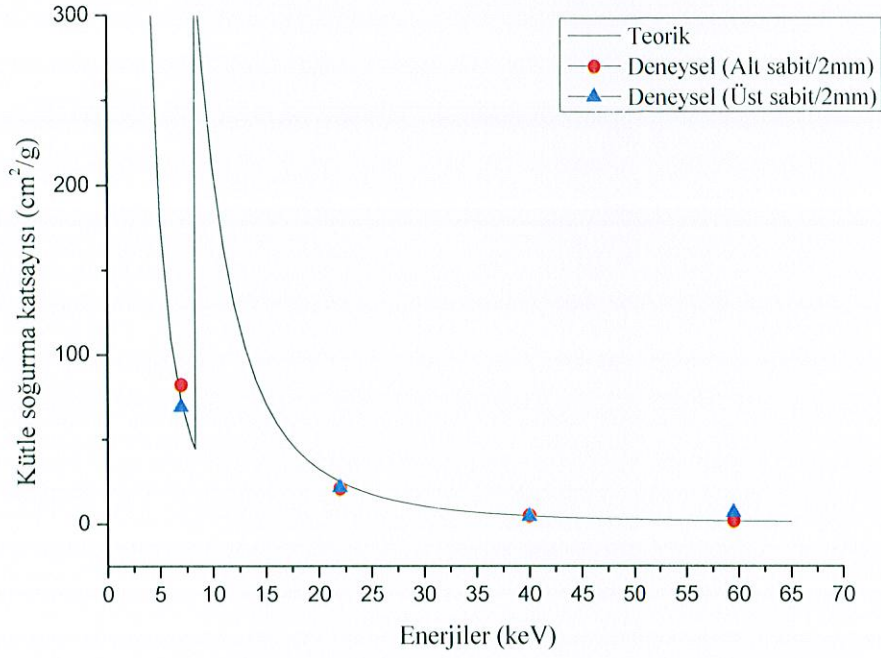
Enerji (keV)	Element	μ/ρ (cm ² /g) (deneysel değerler) Alt Sabit (4 mm)				Teorik değerler
		2 mm	4 mm	6 mm	10 mm	
6,93	Ni	81,845	66,725	86,755	84,053	73,35
23,17		20,674	22,633	17,922	17,081	21,39
40,12		4,600	7,171	27,587	2,880	4,562
59,54		1,525	3,389	1,545	7,110	1,542
6,93	Mo	236,447	202,447	225,032	219,217	229,5
23,17		54,761	38,253	37,883	27,680	64,94
40,12		4,371	7,960	20,618	16,129	12,84
59,54		19,498	6,898	4,372	21,020	4,364
6,93	Ta	235,245	223,251	227,501	227,926	235,1
23,17		35,095	29,315	35,811	27,987	43
40,12		3,416	7,192	20,519	9,025	10,17
59,54		15,712	4,842	4,416	9,871	3,64

Tablo 9. Ni, Mo ve Ta'ın kütle soğurma katsayıları

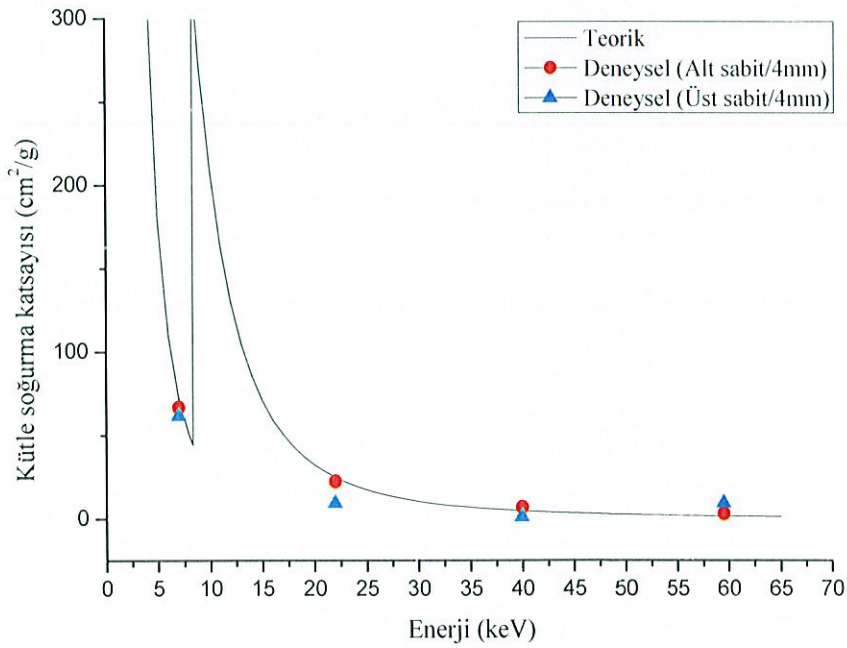
Enerji (keV)	Element	μ/ρ (cm ² /g) (deneysel değerler) Üst sabit (4mm)				Teorik değerler
		2 mm	4 mm	6 mm	10 mm	
6,93	Ni	68,933	61,911	76,381	75,944	73,35
23,17		21,512	9,601	30,136	14,986	21,39
40,12		4,600	1,501	14,969	40,449	4,562
59,54		6,778	9,558	10,193	6,229	1,542
6,93	Mo	262,803	321,950	283,767	260,338	229,5
23,17		60,015	62,935	60,560	53,308	64,94
40,12		12,940	5,846	12,281	49,912	12,84
59,54		4,372	9,683	19,806	9,417	4,364
6,93	Ta	243,181	283,547	261,490	247,590	235,1
23,17		45,256	28,037	41,822	35,028	43
40,12		10,300	6,513	10,497	17,718	10,17
59,54		7,931	2,960	2,377	7,982	3,64



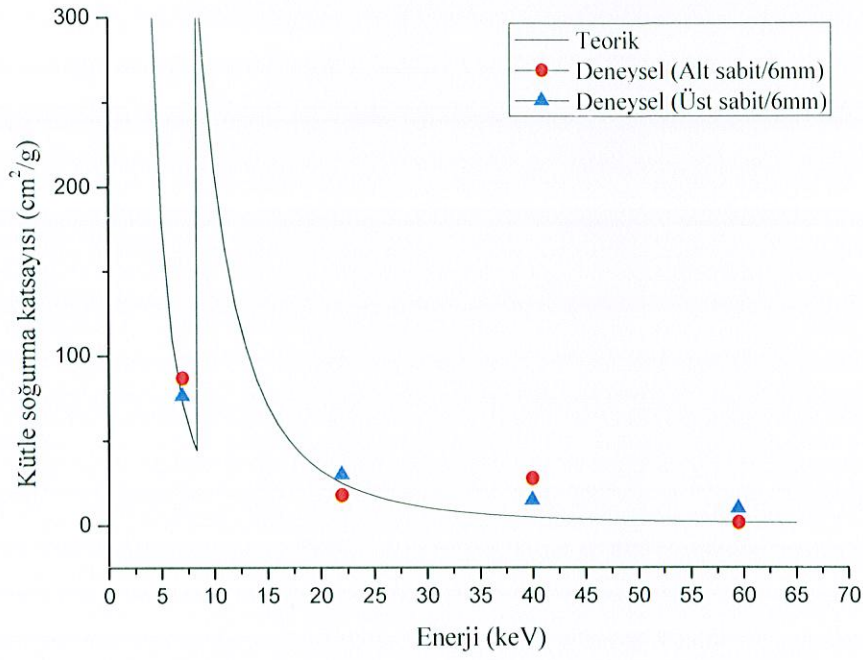
Şekil 22. 23,17 keV enerjide molibden için I ve I_0 değerleri



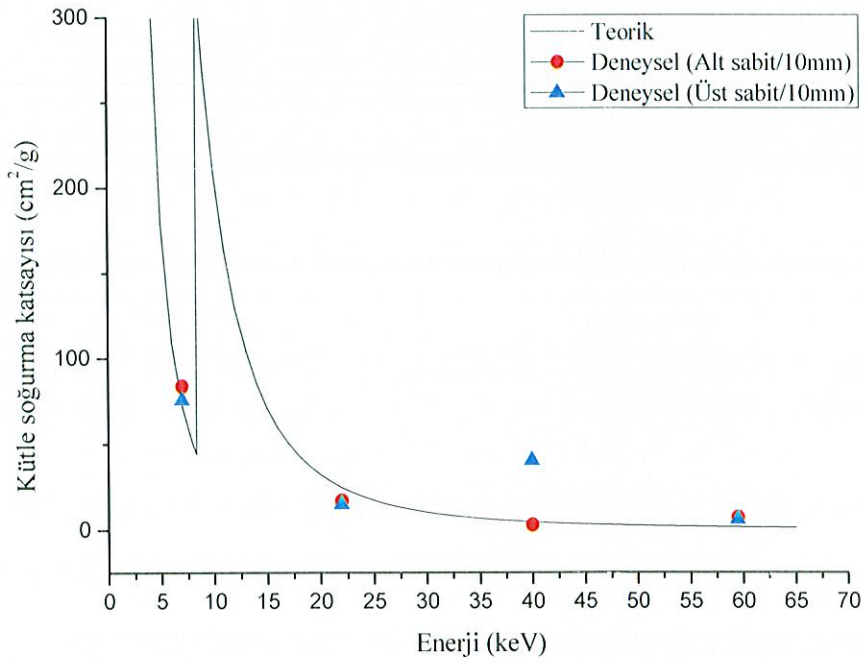
Şekil 23. Ni'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 2 mm).



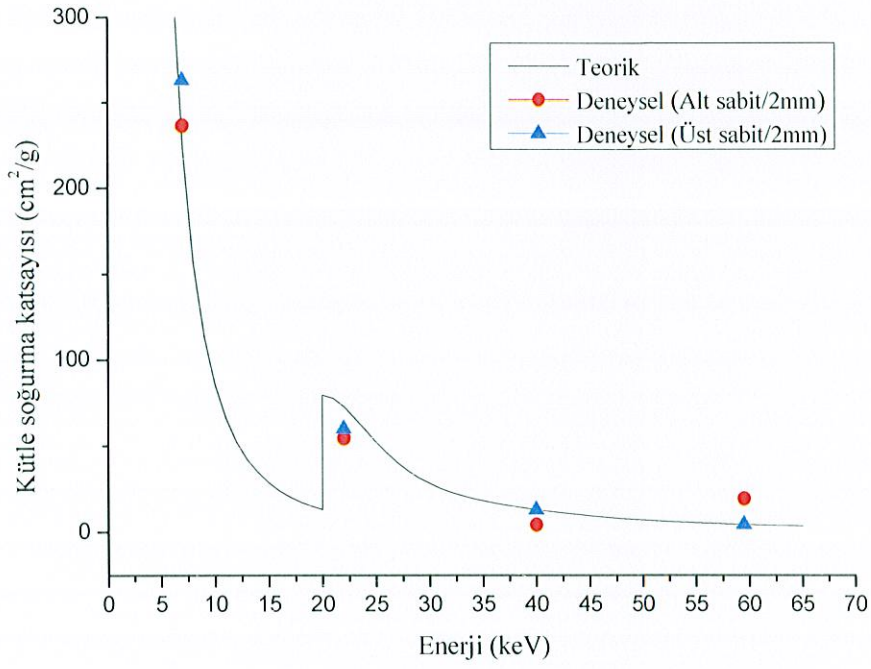
Şekil 24. Ni'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 4 mm).



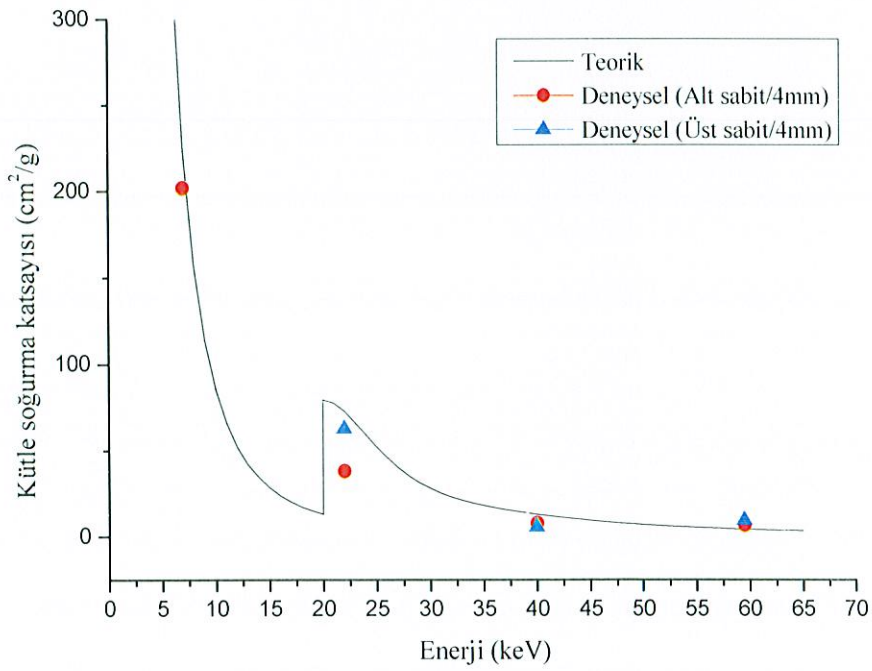
Şekil 25. Ni'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 6 mm).



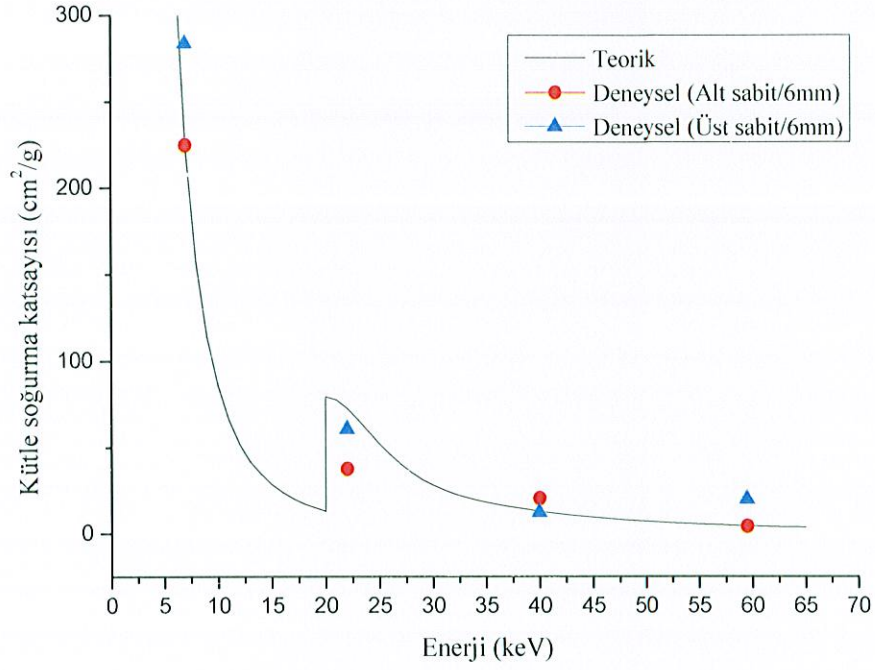
Şekil 26. Ni'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 10 mm).



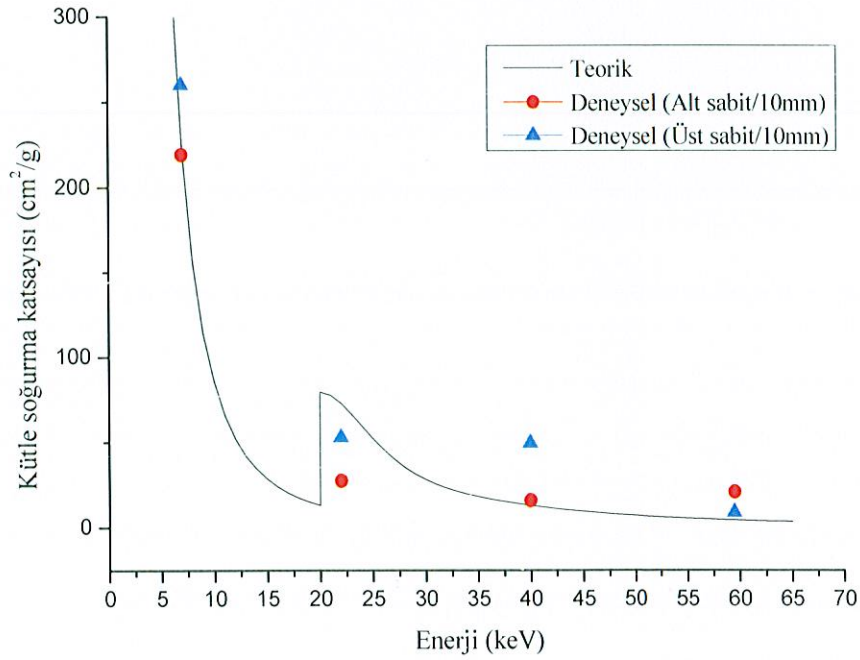
Şekil 27. Mo'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 2 mm).



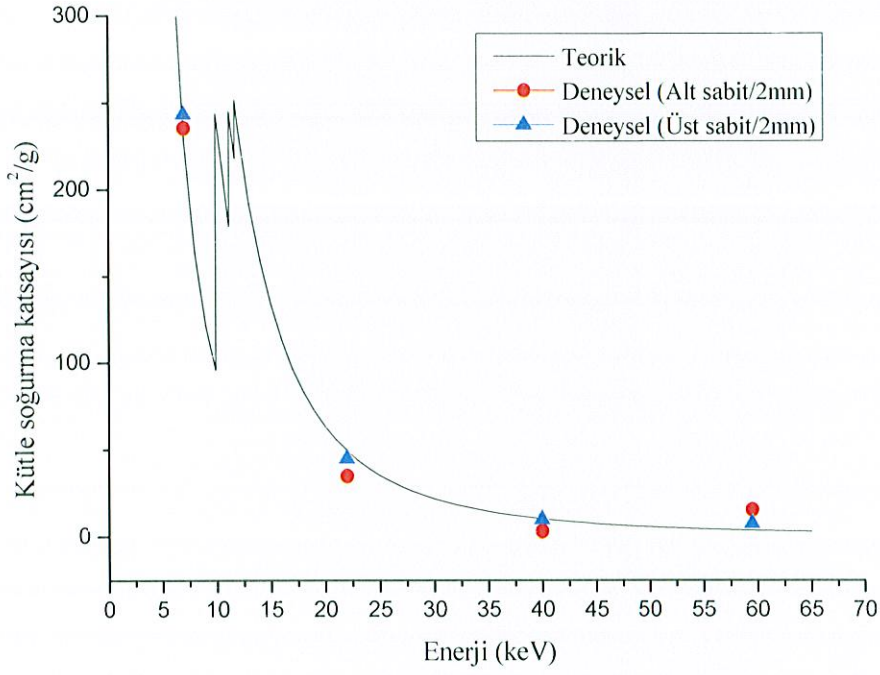
Şekil 28. Mo'in kütle soğurma katsayılarının enerjiyle değişimi (kolimatör çapı 4 mm).



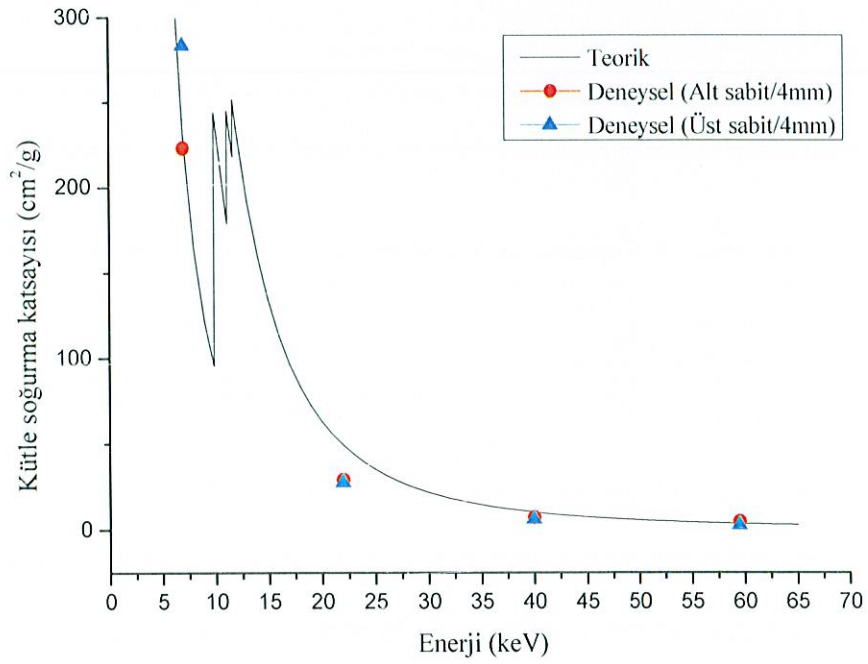
Şekil 29. Mo'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 6 mm).



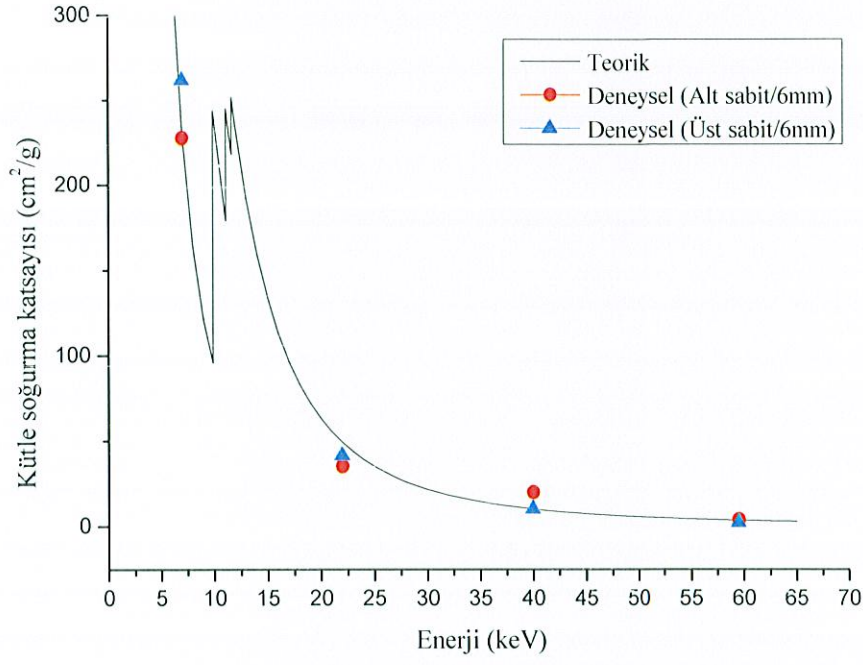
Şekil 30. Mo'in kütle soğurma katsayılarının enerjile değişimi (kolimatör çapı 10 mm).



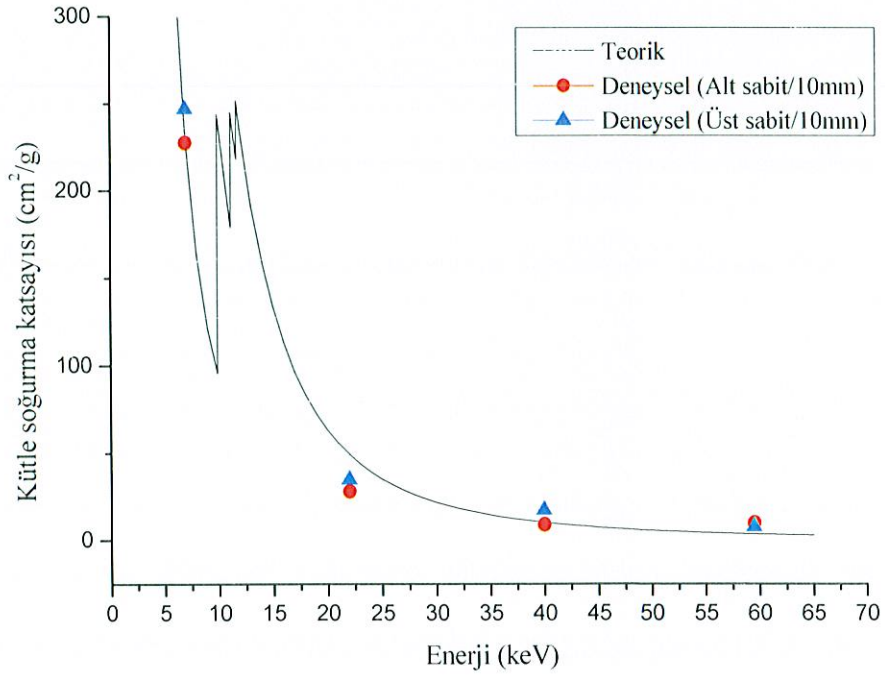
Şekil 31. Ta'nın kütle soğurma katsayılarının enerjisiyle değişimi (kolimatör çapı 2 mm).



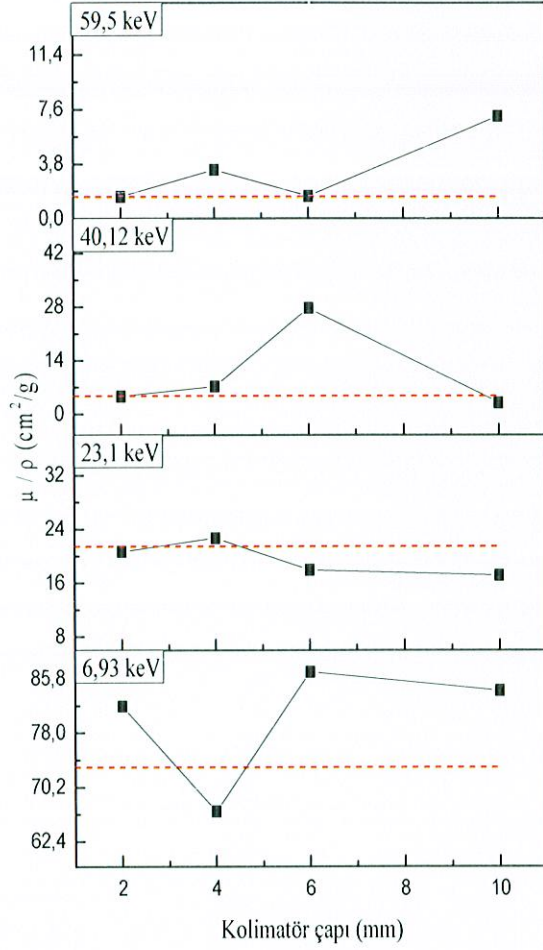
Şekil 32. Ta'nın kütle soğurma katsayılarının enerjisiyle değişimi (kolimatör çapı 4 mm).



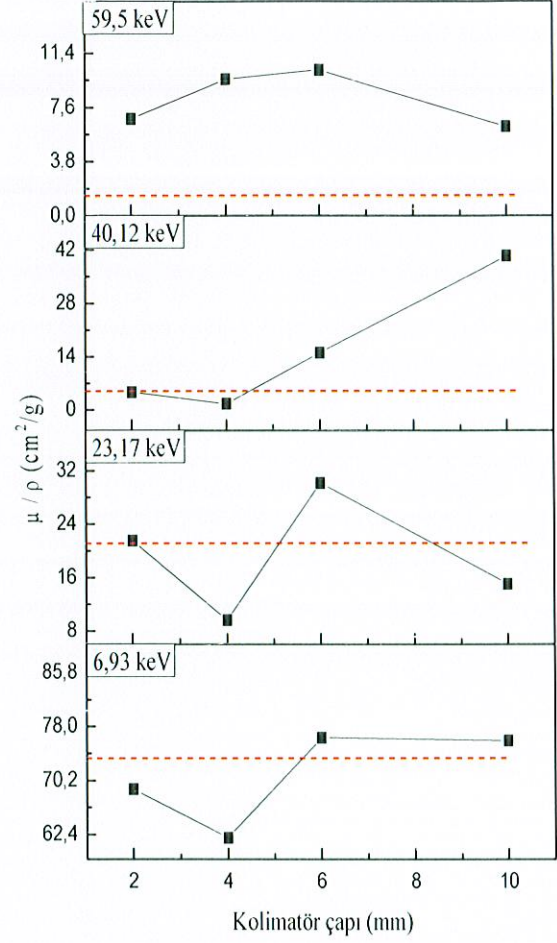
Şekil 33. Ta'nın kütle soğurma katsayılarının enerjiiyle değişimi (kolimatör çapı 6 mm).



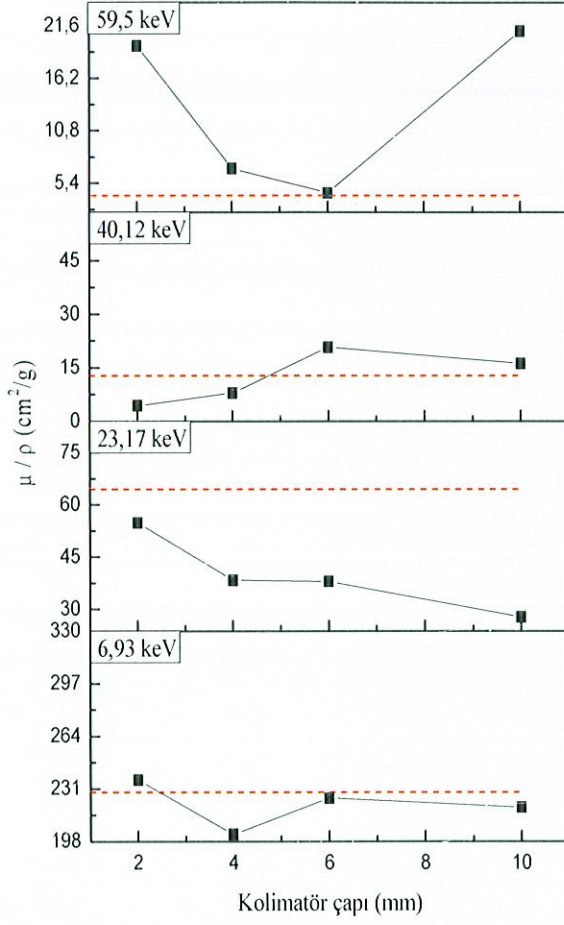
Şekil 34. Ta'nın kütle soğurma katsayılarının enerjiiyle değişimi (kolimatör çapı 10 mm).



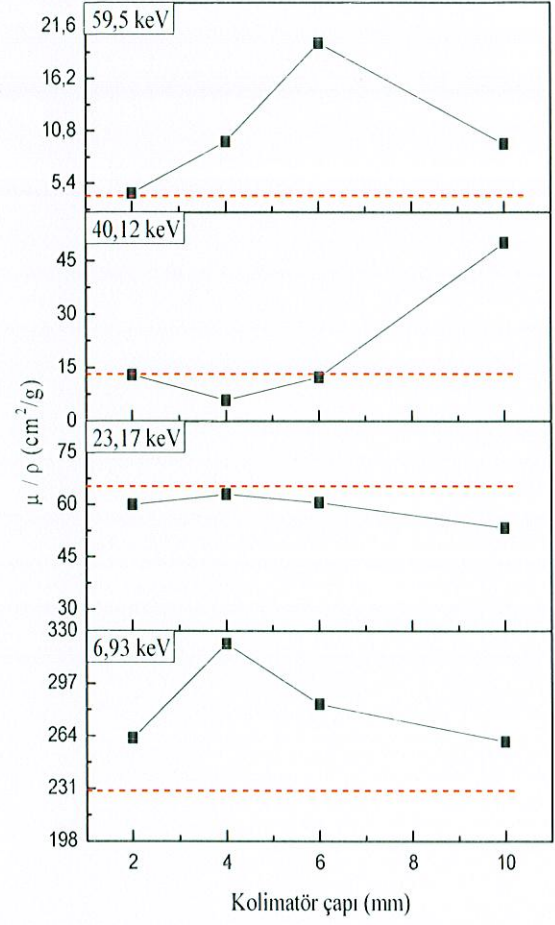
Şekil 34. Ni'in farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (alt sabit 4 mm).



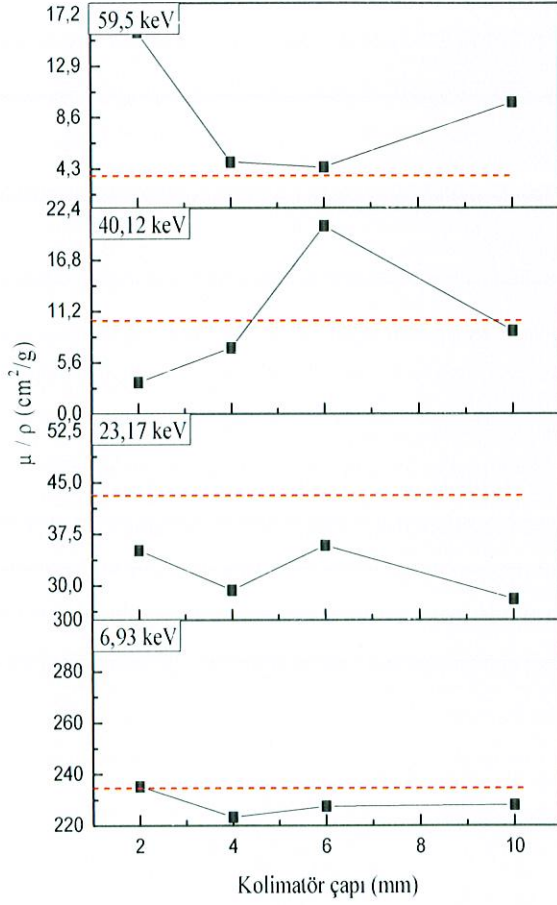
Şekil 35. Ni'in farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (üst sabit 4 mm).



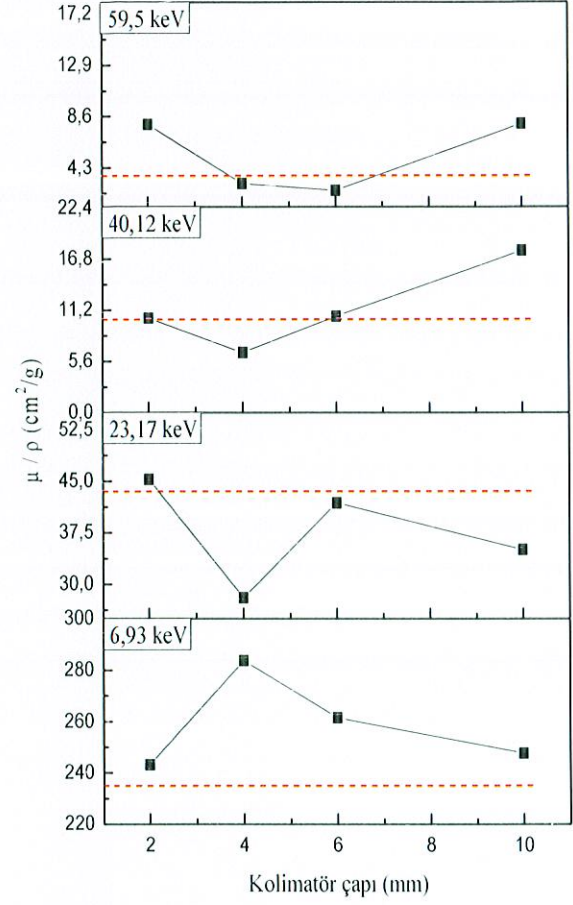
Şekil 36. Mo'nin farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (alt sabit 4 mm).



Şekil 37. Mo'nin farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (üst sabit 4 mm).



Şekil 38. Ta'n farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (alt sabit 4 mm).



Şekil 39. Ta'n farklı enerjilerdeki kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapıyla değişimi (üst sabit 4 mm).

4. SONUÇLAR

Alt kolimatörün 4 mm'de sabit tutulduğu ölçümlerde, Nikel için elde edilen kütle soğurma katsayıları teorik değerlerle karşılaştırıldığında 6,93, 23,17 ve 40,12 keV'lik enerjilerde en iyi sonuç 2 mm'lik kolimatör ile sağlanmıştır. 59,54 keV'lik enerjide ise teorik değere en yakın sonuç 6 mm'lik kolimatörden elde edilmiştir. Aynı ölçümler için 6,93 ve 40,12 keV'lik enerjilerde teorik değerden en fazla sapma 6 mm'lik kolimatörde; 23,17 ve 59,54 keV'lik enerjilerde ise 10 mm'lik kolimatörde meydana gelmiştir.

Molibden ölçümlerinde elde edilen kütle soğurma katsayıları teorik değerlerle karşılaştırıldığında 6,93 ve 59,54 keV'lik enerjilerde en iyi sonuç 6 mm'lik kolimatör ile sağlanmıştır. 23,17 keV'lik enerjide teorik değere en yakın sonuç 2 mm'lik kolimatör iken 40,12 keV'lik enerjide 10 mm'lik kolimatördür. Molibden ölçümleri için teorik değerden en fazla sapma 6,93 keV'lik enerji için 4 mm'lik kolimatör, 23,17 keV'lik enerji için 10 mm'lik kolimatör, 40,12 keV'lik enerjide 2 ve 6 mm'lik kolimatörlerde, 59,54 keV'lik enerjide ise 10 mm'lik kolimatörde meydana gelmiştir.

Tantalyum ölçümlerinde elde edilen kütle soğurma katsayıları teorik değerlerle karşılaştırıldığına ise; 6,93 ve 23,17 keV'lik enerjilerde en iyi sonuç 2 mm'lik kolimatör ile, 40,12 keV'lik enerjide 10 mm'lik kolimatörde ve 59,54 keV'lik enerjide 6 mm'lik kolimatörde bulunmuştur. Tantalyum ölçümleri için teorik değerden en fazla sapma 6,93 keV'lik enerjide 4 mm'lik kolimatörde, 23,17 keV'lik enerjide 10 mm'lik kolimatörde, 40,12 keV'lik enerjide 6 mm'lik kolimatörde, 59,54 keV'lik enerjide 2 mm'lik kolimatörde olmuştur.

Üst kolimatörün 4 mm'de sabit tutulduğu ölçümlerde Ni için elde edilen kütle soğurma katsayıları teorik değerlerle karşılaştırıldığında 6,93 ve 59,5 keV'lik enerjilerde en iyi sonuç 10 mm'lik kolimatör ile; 23,17 ve 40,12 keV'lik enerjilerde en iyi sonuç 2 mm'lik kolimatör ile sağlanmıştır. Nikel için teorik değerlerden en fazla sapma olan ölçümler 6,93 ve 23,17 keV'lik enerjilerde 4 mm'lik kolimatör ile, 40,12 keV'lik enerjide 10 mm'lik kolimatör ile ve 59,5 keV'lik enerjide ise 6 mm'lik kolimatör ile alınmıştır.

Molibden ölçümlerinde elde edilen kütle soğurma katsayıları teorik değerlerle karşılaştırıldığında 6,93 keV'lik enerjide en iyi sonuç 10 mm'lik kolimatör ile, 23,17 keV'lik enerjide en iyi sonuç 4 mm'lik kolimatör ile, 40,12 ve 59,5 keV'lik enerjilerde ise en iyi sonuç 2 mm'lik kolimatör ile elde edilmiştir. Molibden ölçümleri için bulunan teorik

değerlerden en fazla sapma 6,93 keV'lik enerjide 4 mm'lik kolimatör ile, 23,17 ve 40,12 keV'lik enerjilerde 10 mm'lik kolimatör ile, 59,5 keV'lik enerjide ise 6 mm'lik kolimatör ile elde edilmiştir.

Tantalyum ölçümlerinde elde edilen kütle soğurma katsayıları teorik değerlerle karşılaştırıldığında 6,93, 23,17 ve 40,12 keV'lik enerjilerde teorik değerlere en yakın sonuçlar 2 mm'lik kolimatör ile, 59,5 keV'lik enerji ise 4 mm'lik kolimatör ile elde edilmiştir. Tantalyum ölçümleri için teorik sonuçlardan en fazla sapmalar 6,93 ve 23,17 keV'lik enerjilerde 4 mm'lik kolimatör, 40,12 ve 59,5keV'lik enerjilerde ise 10 mm'lik kolimatör kullanıldığında elde edilmiştir.

Görüldüğü üzere alttaki kolimatör çapı sabit tutulduğunda genel olarak 2 mm'lik kolimatörler tüm enerjilerde hem nikel uyarıcı hem de tantalyum uyarıcı durumlarında uygun bir kolimatör çapı olarak göze çarpmaktadır. Molibden de ise deneysel ve istatistiksel sapmalardan dolayı biraz daha farklı durum sergilemektedir. Buradaki hatalar uyarıcı enerjilerinden ziyade aynı deney geometrisini birebir koruyamamaktan ileri gelmektedir. Tabi saçılmanın kütle soğurma katsayılarındaki en büyük problemlerden biri olduğu düşünüldüğünde saçılan radyasyonun bu ölçümlerde meydana getirdiği hatayı göz önünde bulundurmak gerekir.

Üst kolimatörün sabit tutulduğu duruma bakıldığında durum biraz daha farklılık göstermektedir. Çünkü uyarıcı ve enerji değişikçe durumda değişiklik söz konusudur. Fakat yinede 2 mm'lik kolimatör çapının uygun olduğu birçok durum söz konusudur.

Soğurucuda saçılmış radyasyonun katkısıyla değiştirilen bir X-ışını demetinin nasıl zayıflatıldığını belirlemek için son yıllarda bir hayli çalışma yapılmıştır. Bu saçılma katkısı, ışınlanan alana ve soğurucuda dedektör tarafından görülen katı açığa bağlıdır. Işınlanan küçük bir alan ve küçük bir dedektör katı açısı durumu "dar-demet (narrow-beam)" geometrisi olarak adlandırılır; "geniş-demet" geometrisi ışınlanan alanın ya da dedektör katı açısının büyük olduğunu ima eder. Korunma çalışmalarında "geniş-demet" terimi çok daha kısıtlayıcıdır. Hem ışınlanan alan hem de dedektör katı açısı yeterince büyük olduğunda, her ikisinde de herhangi artış şiddetin azaltılmasını etkilemeyecektir. Compton etkisi soğurma mekanizmasına katkı sağladığında, geniş-demet durumlarındaki birim kalınlık başına azaltılma dar-demettekinden azdır. Nüfuz etmedeki (penetrasyondaki) bu artış, Compton etkisinin bir toplam soğurma sürecinden ziyade saçılma süreci olmasından kaynaklanır ve saçılan fotonların bir kısmı nihayetinde engelden geçer.

Fotoelektrik soğurma katsayısı, $cm^2/atom$ cinsinden, atom numarasının yaklaşık olarak 5. kuvveti ile değişir. Yüksek enerjilerde, demetin azaltılma mekanizmasının büyük bir kesri aslında elektronlarla etkileşimi içeren Compton saçılmasından oluşmaktadır. Bundan dolayı, bu işlemle azaltılma bütün pratik amaçlar için birim alan başına soğurucunun ağırlığına bağlıdır.

Sonuç olarak dar ışın geometrisi için oldukça iyi bir deney geometrisi ve kolimatör çapı belirlemek gerekir. Aksi takdirde saçılma etkilerinde dolayı kütle soğurma katsayısı hesaplamalarında hata yapmak kaçınılmazdır.

5. ÖNERİLER

Bu tezde ^{241}Am radyoizotop kaynağı kullanılarak Ni, Mo ve Ta elementlerinin belirlenen 4 enerjideki kütle soğurma katsayıları deneysel olarak ölçülmüştür. Bu ölçümler alınırken çapları belirlenen 4 farklı kolimatör kullanılmıştır. Bu kolimatörler deney geometrisine yerleştirilirken şunlara dikkat edilmiştir. Dedektör ve soğurucu arasındaki kolimatör 4 mm çapında sabit tutulduğunda, kaynak ve soğurucu arasına 4 farklı kolimatör sırayla yerleştirilmiştir. Ölçümler bu şekilde tamamlandıktan sonra kaynak ve soğurucu arasındaki kolimatör 4 mm çapında sabit tutulmuş dedektör ve soğurucu arasındaki kolimatör çapı değiştirilmiştir. Deneyler sonucunda hesaplanan kütle soğurma katsayıları teorik değerler ile karşılaştırılmış ve parametreler üzerine kolimatör etkisi araştırılmıştır.

^{241}Am radyoizotop kaynak kullanılarak farklı elementlerin kolimatör kullanılarak kütle soğurma katsayıları deneysel ve teorik olarak ölçülebilir. Kullanılan kolimatör çapları değiştirilebilir. Ölçümlerin alınacağı enerjiler değiştirilerek bu parametrelerin enerjiye bağlılığı incelenebilir.

6. KAYNAKLAR

- Abdullah, K.K., Nair, K.K., Ramachandran, N., Varier, K.M., Babu, B.R.S., Joseph, A., Thomas, R., Magudapathy, P. ve Nair, K.G.M., 2010. X-ray Attenuation Around K-edge of Zr, Nb, Mo and Pd: A Comparative Study Using Proton-induced X-ray Emission and ^{241}Am Gamma Rays-Pramana, J. Phys. 75, 459.
- Arslan, T., 2010. X-ışınları ve Kullanım Alanları, Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi, Gazi Eğitim Fakültesi, Ankara, 3-10.
- Baltaş, H., 2006. YBaCuO ve BiPbSrCaCuO Süperiletkenlerinin Soğurma Katsayılarının İncelenmesi, Doktora Tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon, 27-34.
- Berger, M.J ve Hubbell, J.H., 1987. XCOM: photon cross sections on a personal computer. NBSIR 87-3597. On the Web: [http:// physics.nist.gov/ PhysRefData/ Xcom/ Text/ Xcom.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/Xcom.html)
- Bertin, E.P., 1975. Principles and Practica of X-ray Spectrometric Analysis, Second Edition, Plenum Press, New York, London.
- Carlsson, G.A., 1971. A Criticism of Existing Tabulations of Mass Energy Transfer and Mass Energy Absorption Coefficient, Health Phys. 20, 653-655.
- Carlsson,G.A., 1985. Theoretical Basis for Dosimetry, Chap. 1 in The Dosimetry of Ionizing Radiation, 1, K.R. Kase, B.E. Bajngard and F.H. Attix, eds. (Academic Press, Orlando), 1-75.
- Chantler, C.T., Tran, C.Q., Barnea, Z.,Paterson, D., Cookson, D.J. ve Balaic, D.X., 2001. Phys. Rev. A 64, 15.
- Creagh, D.C., 1987. Nucl. Instr. Meth. A 222, 1.
- Creagh, D.C. ve Hubbell, J.H., 1987. Problems Associated with The Measurement of X-rays Attenuation Coefficients. I. Silicon. Report on the International Union of Crystallography X-ray Attenuation Project. Acta Cryst. A. 43, 102-112.
- Creagh, D.C. ve Hubbell, J.H., 1990. Problems Associated with The Measurement of X-ray Attenuation Coefficients. II. Carbon. Report on the International Union of Crystallography X-ray Attenuation Project, Acta Cryst. A. 46, 402-408.
- Creagh, D.C. ve Hubbell, J.H., 1992. X-ray Absorption (or Attenuation) Coefficients, Sec. 4.2.4. in International Tablets for Crystallography, Vol. C, A.J.C., Wilson, ed. (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht). 189-206.

- Çelik, N., Çevik, U. ve Çelik, A., 2012. Effect of detector collimation on the measured mass attenuation coefficients of some elements for 59.5-661.6 keV gamma-rays, Elsevier Science Publishers, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 281, 8-14.
- Çevik, U. ve Baltaş, H., 2007. Measurement of the mass attenuation coefficients and electron densities for BiPbSrCoCuO superconductor at different energies. Nucl. Instr. Meth. B 256, 619.
- Debertin, K. ve Hemler, R.G., 1988. Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, Elsevier Science Publishers, New York, U.S.A., 94-100.
- Gerward, L., 1993. X-ray Attenuation Coefficients: Current State of Knowledge and Availability. Radiat. Phys. Chem. 41, 783-789.
- Hubbell, J.H., 1982. Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients. Int. J. Appl. Radiat. Isot 33, 1269.
- Hubbell, J.H., 1994. Bibliography of photon Total Cross Section (Attenuation Coefficient) Measurements 10 eV to 13.5 GeV, 1907-1993. NISTR 5437.
- Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., 1995. Tables of X-ray Mass attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficient 1 keV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional Substance of Dosimetric Interest, NISTR 5632, Gatenestburg.
- Kavgacı, M., Kimyasal Banyo Yöntemi ile Üretilen XSe (X=Zn, Cu, Mn) İnce Filmlerinde XRF Ölçümleri, Yüksek Lisans Tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Kahramanmaraş, 2007.
- Krane, K.S., 2006. Nükleer Fizik 1. Cilt, Şarar, B., 1, Palme Yayıncılık, Ankara, 204-217.
- Moreh, R. ve Wang, Y., 1975. Nucl. Phys. A 252, 423.
- Norrish, K. ve Hotton, J.J., 1969. Accurate X-ray Spectrographic Method for the Analysis a Wide Range of Geological Samples. Geochemicaat cosmohimicia Acta 33, 431.
- URL-1, tr.wikipedia.org/wiki/Elektromayetik_ışınım. 11 Ekim 2012
- URL-2, frmsinsi.com/showtheread.php?t=541210, Elektromanyetik Radyasyon. 21 Ağustos 2012.
- URL-3, www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Radiography/Physics/attenuationCoef.htm.
- Williams, K.L., 1987. An Introduction to X-ray Spectrometry: X-ray Fluorescence and Electron Microprobe, Allen and Unwin, London.

ÖZGEÇMİŞ

1987 yılında İstanbul'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 2005 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı ve 2009 yılında mezun oldu. Aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nde Yüksek Lisans öğrenimine başladı.