

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**HPGe GAMA DEDEKTÖRLERİNDE SOĞURMA PARAMETRELERİNİN VE
KRİSTAL KALINLIĞININ BELİRLENMESİ**

DOKTORA TEZİ

Ahmet ÇELİK

OCAK 2017

TRABZON



KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

**HPGe GAMA DEDEKTÖRLERİNDE SOĞURMA PARAMETRELERİNİN VE
KRİSTAL KALINLIĞININ BELİRLENMESİ**

Ahmet ÇELİK

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde

“DOKTORA (FİZİK)”

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 30 / 12 / 2016

Tezin Savunma Tarihi : 25 / 01 / 2017

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Uğur ÇEVİK

Trabzon 2017

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Fizik Anabilim Dalında
Ahmet ÇELİK Tarafından Hazırlanan**

**HPGe GAMA DEDEKTÖRLERİNDE SOĞURMA PARAMETRELERİNİN VE
KRİSTAL KALINLIĞININ BELİRLENMESİ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 03 /01/2017 gün ve 1683 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda
DOKTORA TEZİ
olarak kabul edilmiştir.**

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Uğur ÇEVİK

Üye : Prof. Dr. Emin BACAĞSIZ

Üye : Prof. Dr. Rıza ABBASOĞLU

Üye : Prof. Dr. Sefa ERTÜRK

Üye : Prof. Dr. Hasan BALTAŞ

Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ

Enstitü Müdürü

ÖNSÖZ

Bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında “Doktora Tezi” olarak hazırlandı.

Bu tez çalışmasında HPGe gama dedektörleri ile kütle soğurma katsayılarının ölçülmesindeki deneysel parametreler ve Ge kristalinin kalınlığı belirlendi. Deneysel çalışmalar Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Radyasyon ve Çevre Fiziği Araştırma Laboratuvarı ve Atom ve Çekirdek Fiziği Araştırma Laboratuvarı’nda gerçekleştirildi.

Tez çalışmamın bütün aşamalarında ve yükseköğretimdeki öğrenciliğim boyunca yardımlarını ve ilgisini esirgemeyen değerli hocam Prof. Dr. Uğur ÇEVİK’e en içten teşekkür ve saygılarımı sunarım.

Çalışmalarım boyunca her türlü Laboratuvar imkânını kullanmamda kolaylık sağlayan K.T.Ü. Fen Fakültesi Fizik Bölüm Başkanı Prof. Dr. Belgin KÜÇÜKÖMEROĞLU’na;

Çalışmalarım boyunca yardımlarını ve görüşlerini esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Emin BACAKSIZ’a ve Doç. Dr. Necati ÇELİK’e;

Tez çalışmalarım boyunca ihtiyaç duyduğum her zaman yardımlarını ve katkılarını esirgemeyen değerli çalışma arkadaşlarım Ali ÇİRİŞ’e ve İlker Sadık İSLAM’a;

Çalışmalarımı gerçekleştirebilmek için gösterdikleri anlayıştan dolayı Giresun Üniversitesi Rektörü Sayın Prof. Dr. Cevdet COŞKUN’a ve Giresun Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde görev yapan değerli hocalarıma;

Her zaman maddi ve manevi desteklerini esirgemeyerek yanımda olan Aileme, Eşiime ve de varlığı ile hayatımıza renk katan kızım Zeynep Erva’ya en içten dileklerle teşekkürlerimi sunarım.

Ahmet ÇELİK
Trabzon 2017

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Doktora tezi olarak sunduğum "HPGe Gama Dedektörlerinde Soğurma Parametrelerinin ve Kristal Kalınlığının Belirlenmesi" 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 sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 25/01/2017

Ahmet ÇELİK

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET	V
SUMMARY	IX
ŞEKİLLER DİZİNİ	X
TABLolar DİZİNİ.....	XVI
SEMBOLLER DİZİNİ	XVII
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Radyasyon Kavramı ve Sınıflandırmalar	2
1.2.1. Hızlı Elektronlar ve Kaynakları	4
1.2.1.1. Beta Bozunumu	4
1.2.1.1.1. Elektron Bozunumu	4
1.2.1.1.2. Pozitron Bozunumu.....	5
1.2.1.1.3. Elektron Yakalama.....	7
1.2.1.2. İç Dönüşüm Olayı	8
1.2.2. Ağır Yüklü Parçacıklar ve Kaynakları	9
1.2.2.1. Alfa Bozunumu	9
1.2.2.2. Kendiliğinden Bozunma	10
1.2.3. Elektromanyetik Radyasyon Kaynakları	10
1.2.3.1. Beta Bozunumu Sonucu Yayınlanan Gama Işınları	10
1.2.3.2. Yok Olma Radyasyonu	11
1.2.3.3. Nükleer Reaksiyonlar Sonucu Yayınlanan Gama Işınları	12
1.2.3.4. Sürekli X Işınları	12
1.2.3.5. Karakteristik X Işınları.....	13
1.2.3.5.1. Radyoaktif Bozunma Sonucunda Uyarılma.....	13
1.2.3.5.2. Dış Kaynaklar ile Uyarılma	14

1.2.3.5.3.	Hızlandırıcılarda Üretilen X Işınları	14
1.2.4.	Nötron Kaynakları.....	15
1.2.4.1.	Kendiliğinden Salınım	15
1.2.4.2.	(α , n) Reaksiyonları	15
1.2.4.3.	Fotonötronlar.....	16
1.2.4.4.	Hızlandırılmış Yüklü Parçacık Reaksiyonları.....	17
1.3.	Radyoaktivite ve Bozunma Kanunu	17
1.4.	Gama Işınlarnın Madde ile Etkileşimi	19
1.4.1.	Fotoelektrik Soğurma.....	20
1.4.2.	Compton Saçılması	21
1.4.3.	Çift Oluşumu.....	23
1.4.4.	Koherent Saçılma	23
1.5.	Gama Işınlarnın Soğurulması	24
1.6.	Foton Spektroskopisi.....	26
1.6.1.	Dedektörlerde Fotonların Enerji Depolama Mekanizmaları.....	26
1.6.1.1.	E<1,022 MeV Enerjili Fotonların Enerji Depolama Mekanizması	27
1.6.1.2.	E>1,022 MeV Enerjili Fotonların Enerji Depolama Mekanizması	30
1.6.2.	Yük Toplama ve Sinyal İşleme Süreçleri	30
1.6.3.	Yarıiletken Dedektörlerde Elektrik Alan	32
1.6.4.	Dedeksiyon Verimi	35
1.6.5.	Katı Açısı.....	36
1.7.	Monte Carlo Yöntemi	38
1.7.1.	Temel Monte Carlo İlkesi	39
1.7.2.	Reddetme Yöntemi	41
1.8.	Literatür Özeti	42
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR	45
2.1.	Kullanılan Dedektörler.....	45
2.2.	Enerji ve Verim Kalibrasyonu	46
2.3.	DeneySEL Ölçümler ve Hesaplamalar	49
2.3.1.	Kolimatör Çapının Belirlenmesi	49
2.3.2.	Dedektör Yüzeyi Boyunca Kütle Soğurma Katsayısının Değişimi	51
2.3.3.	Çalışma Voltajının Spektrum Parametrelerine Etkisi	52
2.3.4.	Kristal Kalınlığının Belirlenmesi	52

3.	BULGULAR.....	56
3.1.	Kolimatör Çapının Kütle Soğurma Katsayılarına Etkisi.....	56
3.2.	Dedektör Yüzeyi Boyunca Kütle Soğurma Katsayılarının Belirlenmesi.....	64
3.3.	Besleme Voltajının Pik Parametrelerine Etkisi.....	69
3.4.	HPGe Kristal Kalınlığının Belirlenmesi	76
4.	TARTIŞMA VE SONUÇLAR	80
5.	ÖNERİLER.....	87
6.	KAYNAKLAR	88
7.	EKLER.....	92

ÖZGEÇMİŞ



Doktora Tezi

ÖZET

HPGe GAMA DEDEKTÖRLERİNDE SOĞURMA PARAMETRELERİNİN VE
KRİSTAL KALINLIĞININ BELİRLENMESİ

Ahmet ÇELİK

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Uğur ÇEVİK
2017, 91 Sayfa, 12 Sayfa Ek

HPGe dedektörler, numunelerdeki radyoizotopların kalitatif ve kantitatif analizinde ve nükleer uygulamalarda kullanılan spektroskopi sistemlerinin önemli bir parçasıdır. Bu sistemler ile yapılan ölçümlerin doğruluğu deneysel kurguya ve dedektörlerin performansına sıkıca bağlıdır. Bu amaçla tezin ilk kısmında kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçümünde kolimatör çapının ve dedektör yüzeyindeki ölçüm bölgesinin etkisi araştırıldı. Kolimatör çapının artması ile birlikte kütle soğurma katsayılarında sistematik bir düşüş gözlemlendi. Kütle soğurma katsayısı ölçümü deneylerindeki sonuçların dedektör yüzeyindeki bölgelere göre farklılık gösterdiği görüldü. Tezin bu bölümüne ek olarak, HPGe dedektörlerde çalışma voltajının bazı pik parametrelerine etkisi incelendi. Son kısımda ise, gama ışınlarının ölçümünde kullanılan HPGe dedektörlerin fotopik verimini doğrudan etkileyen etkin kristal kalınlığını belirlemek için yarı deneysel bir model kullanıldı. Elde edilen kalınlık değerleriyle üretici firma tarafından sağlanan veriler ile bazı bölgelerde uyumsuzluk gösterdiği tespit edildi. Buna karşın elde edilen sonuçların geçerliliğinin sağlanması için dedektörün verim eğrisi deneysel olarak ve Monte Carlo yöntemi kullanılarak oluşturuldu. Sonuç olarak, Monte Carlo yönteminde kullanılan yarı deneysel modelin katalog verileri ile oluşturulan modele göre deneysel sonuçlar ile daha uyumlu olduğu görüldü.

Anahtar Kelimeler: HPGe Dedektör, Kütle Soğurma Katsayısı, Kristal Kalınlığı, Monte Carlo Yöntemi

PhD. Thesis

SUMMARY

DETERMINATION OF ABSORPTION PARAMETERS AND CRYSTAL THICKNESS
FOR HPGe DETECTORS

Ahmet ÇELİK

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Physics Graduate Program
Supervisor: Prof. Dr. Uğur ÇEVİK
2017, 91 Pages, Appandix 12 Pages

HPGe detectors are an important part of spectroscopy systems which are used in the qualitative and quantitative analyses of radioisotopes in samples and in nuclear implementations. The accuracy of measurements made with these systems is strongly related to the experimental setup and the performance of the detectors. In order to this, in the first part of the thesis the effect of the diameter of the collimator and of the measurement area on the surface of the detector in the experimental measurement of mass attenuation coefficient was investigated. With the increase in the diameter of the collimator a systematic decrease was observed in the mass attenuation coefficients. It was seen that the results of the mass attenuation coefficient measurements experiments differed according to the areas on the surface of the detector. In addition to this part of the thesis, the effect of the bias voltage in HPGe detectors on some peak parameters was examined. In the last part, a semi-empirical model was employed to determine the thickness of the effective crystal thickness affecting the photopeak efficiency of HPGe detectors used in the measurement of gamma rays. The obtained thickness data was inconsistent with those given by manufacturing firm in some areas. However, to provide the validity of the obtained data the efficiency curve of the detector was comprised experimentally and using the Monte Carlo method. As a result, it was seen that the semi-empirical model used in the Monte Carlo method was more compatible with the experimental results than the model comprised with the catalogue data.

Key Words: HPGe Detector, Mass Attenuation Coefficient, Crystal Thickness, Monte Carlo Method.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.1.	$^{22}_{11}\text{Na}$ çekirdeğinin $^{22}_{10}\text{Ne}$ çekirdeğine bozunumu.....	7
Şekil 1.2.	$^{57}_{27}\text{Co}$ çekirdeğinin $^{57}_{26}\text{Fe}$ çekirdeğine bozunumu	11
Şekil 1.3.	Dış kaynak kullanarak hedef maddeden x ışınlarının üretilmesi.....	14
Şekil 1.4.	Compton saçılmasının şematik gösterimi	22
Şekil 1.5.	Gama ışınlarının dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması	24
Şekil 1.6.	İstatistiksel ve elektronik etkilerin yokluğunda tek enerjili kaynak spektrumu	28
Şekil 1.7.	Radyoaktif bir kaynağın ölçülen spektrumu.....	29
Şekil 1.8.	Önyükseltici ve yükseltici çıkışlarında pulsların şekillenimi	31
Şekil 1.9.	Planar ve koaksiyel dedektör modelleri ve kristallerinde oluşturulan elektrik alanın değişimi.....	33
Şekil 1.10.	Dedektör yüzeyine paralel olarak yerleştirilmiş disk kaynak için katı açısı	37
Şekil 1.11.	Olasılıklar bölgesi	39
Şekil 1.12.	Reddetme yöntemi	41
Şekil 2.1.	Koaksiyel HPGe dedektörlerin şematik gösterimi	45
Şekil 2.2.	Dedektör-kaynak mesafesi ile koincidans summing olasılığının değişimi.....	47
Şekil 2.3.	GEM25P4-76 ve GEM55P4 model gama dedektörlerinin enerji kalibrasyon eğrileri	48
Şekil 2.4.	Farklı çaplardaki kurşun kolimatörler	49
Şekil 2.5.	Kütle soğurma katsayılarının ölçümünde kullanılan deney geometrisi.....	50
Şekil 2.6.	Deney düzeneğinde kullanılan dedektörün üstten şematik olarak gösterimi...	51
Şekil 3.1.	59,5 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi	57
Şekil 3.2.	122 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi.....	58
Şekil 3.3.	276,4 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi.....	59
Şekil 3.4.	302,8 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi.....	60
Şekil 3.5.	356 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi.....	61

Şekil 3.6.	383,4 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi.....	62
Şekil 3.7.	661,6 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi.....	63
Şekil 3.8.	Dedektör yüzeyinin merkez eksenı boyunca farklı enerjilerdeki relatif sayım oranları.....	64
Şekil 3.9.	Farklı enerjilerde relatif sayım oranlarının dedektör yüzeyi boyunca değişimi.....	65
Şekil 3.10.	Farklı enerjilerde relatif sayım oranlarının dedektör yüzeyi boyunca değişiminin üç boyutlu gösterimi	66
Şekil 3.11.	Kütle soğurma katsayılarının kristalin yarıçapı boyunca değişimi.....	68
Şekil 3.12.	Simetri merkezinde relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi	69
Şekil 3.13.	Simetri merkezinden 4 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi	70
Şekil 3.14.	Simetri merkezinden 8 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi	70
Şekil 3.15.	Simetri merkezinden 12 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi	71
Şekil 3.16.	Simetri merkezinden 16 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi	71
Şekil 3.17.	Simetri merkezinden 22 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi	72
Şekil 3.18.	Simetri merkezinden 28 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi	72
Şekil 3.19.	Kolimatör kullanılmadığı durumda relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi	73
Şekil 3.20.	Farklı kolimatör konumlarında 81 keV enerjili pikin yarı maksimumdaki tam genişliğinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimi	74
Şekil 3.21.	Farklı kolimatör konumlarında 356 keV enerjili pikin yarı maksimumdaki tam genişliğinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimi	74
Şekil 3.22.	Farklı kolimatör konumlarında 661,6 keV enerjili pikin yarı maksimumdaki tam genişliğinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimi	75
Şekil 3.23.	Farklı kolimatör konumlarında 1332 keV enerjili pikin yarı maksimumdaki tam genişliğinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimi.....	75
Şekil 3.24.	Simülasyonda kullanılan yarı deneysel dedektör modeli	77
Şekil 3.25.	Deneysel olarak ve Monte Carlo simülasyon ile elde edilen verim eğrileri....	78
Şekil 3.26.	Monte Carlo Simülasyon sonuçlarının deneysel sonuçlardan sapma yüzdeleri	79
Şekil 3.27.	Esnek (elastik) ve esnek olmayan (inelastik) saçılma faktörleri	82

TABLolar DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.1. Elektromanyetik spektrum	3
Tablo 1.2. Bazı saf beta yayıcı çekirdekler	5
Tablo 1.3. Bazı İç dönüşüm elektron kaynakları.....	8
Tablo 1.4. Bazı alfa parçacık kaynakları	9
Tablo 2.1. Dedektörlerin geometrik parametreleri	46
Tablo 2.2. Enerji ve verim kalibrasyonlarında kullanılan standart kaynaklar.....	48
Tablo 2.3. ¹³⁷ Cs radyoizotopunun yayınım türleri ve özellikleri.....	54
Tablo 3.1. Farklı kolimatör çaplarında Sc, Ni ve W' in kütle soğurma katsayıları (cm ² . g ⁻¹).....	56
Tablo 3.2. Zn elementinin kristal boyunca kütle soğurma katsayıları (cm ² . g ⁻¹)	67
Tablo 3.3. HPGe kristalinin yarı deneysel olarak hesaplanan kalınlık değerleri	76
Tablo 3.4. Verim eğrisi fonksiyonları için katsayılar.....	79
Tablo 4.1. Esnek olmayan saçılmaya uğrayan fotonların maksimum açı ile saçılmalarından sonra enerjilerindeki değişim	81

SEMBOLLER DİZİNİ

A	: Kütle numarası
c	: Işık hızı
D	: Deplasyon bölgesinin kalınlığı
e	: Temel elektrik yükü
E	: Foton (ışık) enerjisi
\vec{E}	: Elektrik alan
E_b	: Elektronun bağlanma enerjisi
E_{fe}	: Foto elektronun kinetik enerjisi
E_e^{\max}	: Compton olayında saçılan elektronların maksimum enerjisi (Compton kıyısı)
E'_{\min}	: Compton geri saçılma enerjisi (Compton backscattering)
h	: Planck sabiti
I	: Soğurulan gama ışınının şiddeti
I_0	: Gelen gama ışınının şiddeti
l	: Ortalama serbest yol
m_e	: Elektronun kütlesi
N	: Radyoaktif çekirdek sayısı
N_A	: Avagadro sayısı
N_a	: Kristaldeki akseptör yoğunluğu
N_d	: Kristaldeki donör yoğunluğu
N_g	: Dedektöre ulaşan foton sayısı
N_k	: Dedektör tarafından kaydedilen foton sayısı
N_y	: Radyoaktif kaynaktan yayınlanan foton sayısı
Q	: Radyoaktif bozunma sonucu açığa çıkan enerji
r_{pt}	: Pik veriminin toplam verime oranı (peak-to-total ratio)
S	: Yüzey alanı
T	: Çift oluşum olayından sonra elektron ve pozitronun toplam kinetik enerjisi
T_{e^+}	: Çift oluşum olayından sonra pozitronun kinetik enerjisi
T_{e^-}	: Çift oluşum olayından sonra elektronun kinetik enerjisi
$T_{1/2}$: Yarı ömür

u	: Atomik kütle birimi
V	: Elektriksel potansiyel
V_d	: Deplasyon voltajı
V_{max}	: Maksimum sinyal genliği
Z	: Atom numarası
λ_f	: Dalga boyu
λ	: Radyoaktif bozunma sabiti
ν	: Frekans
x	: Uzunluk
ω_i	: Ağırlık kesri
ϵ	: Kristalin dielektrik katsayısı
ϵ_{int}	: İntirinsik verim
ϵ_{mut}	: Mutlak verim
ϵ_{pik}	: Pik verimi
ϵ_{top}	: Toplam verim
σ	: Compton tesir kesiti
σ_{RS}	: Koherent saçılma tesir kesiti
τ	: Ortalama ömür
τ_p	: Fotoelektrik tesir kesiti
κ	: Çift oluşum tesir kesiti
Ω	: Katı açısı
μ	: Lineer soğurma katsayısı
μ/ρ	: Kütle soğurma katsayısı
ρ	: Yoğunluk
ρ_e	: Uzaysal yük yoğunluğu

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

XIX. yüzyılın sonlarında Heinrich Hertz (1887), titreşen elektrik akımının ışık dalgalarına benzeyen elektromanyetik dalgalar yaydığını gösteren bir dizi deney gerçekleştirdi. Ancak bu yeni dalgalar ışık ile aynı karaktere sahip olmalarına karşın farklı dalga boylarına sahipti. Aslında Hertz yapmış olduğu deneyde, James Clerk Maxwell' in teorisi yardımıyla titreşen elektrik akımının değişken elektrik ve manyetik alanlar üreteceğini göstermiş oldu (Demtröder, 2005).

Bu önemli keşiften hemen sonra Nobel Laureate Pieter Zeeman'ın (1897) elektrik ve manyetik alanları kullanarak ışığın bazı özelliklerini açıklayabilmesi en önemli gelişmelerden biri olmuştur. Zeeman ışık yayan bir gaz demetini manyetik alandan geçirdiğinde ışığın frekansının değiştiğini gözlemledi. Daha sonra bu olay "Zeeman Etkisi" olarak adlandırıldı. Zeeman yapmış olduğu bu deney sonucunda, manyetik alanın ışıktan yayınlanan spektral çizgileri üçlü ya da daha karmaşık olan çoklu çizgilere ayrıştırdığını keşfetmiş oldu (L'Annunziata, 2012).

Hertz ve Zeeman tarafından yapılan keşiflerin üzerinden çok fazla zaman geçmeden 1900 yılında Max Planck, ısıtılan bir fırının duvarlarında titreşen parçacıkların sadece belirli enerjilerde ışık yayınlayacağını açıklayan bir bağıntı geliştirdi. Planck yayınlanan ışığın enerjisinin, "Enerji x Zaman" boyutuna sahip bir sabit ile ışığın frekansının çarpımına eşit olacağını gösterdi.

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda_f} \quad (1)$$

Burada, E ışığın enerjisi, ν ışığın frekansı, λ_f ışığın dalga boyu, c ışık hızı ($2,9979 \times 10^8$ m/s) ve h ise Planck sabitidir. Işığın enerjisini ifade etmekte genellikle elektron-volt (eV) birimi kullanılmaktadır. Bununla birlikte ışık, elektromanyetik spektrumdaki bazı bölgelerde dalga boyu ile bazı bölgelerde de frekansı ile birimlendirilmektedir. Planck yaptığı hesaplamalar sonucunda bu sabitin (Planck Sabiti),

$$h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s} \quad (2)$$

olduğunu göstermiştir.

1905 yılında Albert Einstein ışığın hem dalgalar şeklinde hem de foton adı verilen enerji paketleri halinde ilerleyeceğini ispatlamak için Planck'ın hesaplamalarını kullandı. Einstein fotoelektrik etkiyi kullanarak fotonların varlığını ispatladı. Buna göre fotoelektrik olayda yayınlanan fotoelektronların enerjisi gelen (uyarıcı) ışığın şiddetinden ziyade dalga boyuna ya da frekansına bağlı olduğunu gösterdi. Başka bir deyişle, uyarıcı ışığın şiddeti arttıkça yayınlanan fotoelektronların enerjileri yerine sayılarının artması anlamına geliyordu. Böylelikle, parçacıklar arasında gerçekleşen etkileşmeler sonucundaki enerji aktarımının bir benzeri ışık - parçacık etkileşiminde gözlemlenmiş oldu. Özetle, Einstein Planck'ın ışığın enerjisi için ortaya atmış olduğu tanımlamayı ispatlamış oldu.

1.2. Radyasyon Kavramı ve Sınıflandırmalar

Radyasyon tanımı 1900'lü yıllara kadar elektromanyetik dalgaları açıklamak için kullanılıyordu. XX. yüzyılın başlarında keşfedilen elektronlar, x ışınları ve doğal radyoaktivite de radyasyon kavramının çatısı altında kendilerine yer buldu. Böylelikle radyasyon için en genel sınıflandırma olan dalga ve parçacık tipi radyasyon kavramı ortaya çıkmış oldu. 1924 yılında DeBroglie tarafından ortaya atılan "maddenin ikili (dalga ve parçacık) doğaya sahip olduğuna" yönelik teorisi kısa bir süre sonra elektron kırınımı deneyleri ile ispatlanınca parçacık ve dalga kavramları arasındaki kati ayırım ortadan kalkmış oldu. Günümüzdeki radyasyon kavramı ise, atomik veya nükleer olaylar sonucu açığa çıkan enerji anlamında kullanılmakta ve elektromanyetik spektrumun tamamını (Tablo 1.1), tüm atomik ve atom altı parçacıkları kapsamaktadır.

Radyasyon türlerini, sahip oldukları özelliklere göre birçok şekilde sınıflandırmak mümkün olmakla beraber aşağıdaki gibi basit bir genelleme yapmak mümkündür.

1. Hızlı elektronlar
2. Ağır yüklü parçacıklar
3. Elektromanyetik radyasyon
4. Nötronlar

Radyasyon ayrıca madde içerisinde girginliklerine göre de sınıflandırılabilir. Yumuşak radyasyon türleri olarak bilinen düşük enerjili x ışınları ve alfa parçacıkları (yükü ve kütlesi nedeniyle), maddenin sadece küçük bir kalınlığına nüfuz edebilir. Diğer taraftan beta parçacıkları ise daha girgin parçacıklardır. Yüksüz olan gama ışınları ve nötronlar ise en girgin radyasyon türleridir.

Tablo 1.1. Elektromanyetik spektrum

Oluşum Şekli	Elektromanyetik Radyasyon	Dalgaboyu	Frekans
Elektrik akımının ossilasyonu	Uzun Radyo Dalgaları	km	10^0 s^{-1}
		↑	↓
	AM Radyo Dalgaları	m	10^5 s^{-1}
	FM Radyo Dalgaları	↑	↓
		cm	
	TV Dalgaları	↑	
	mm		
	Mikrodalgalar	↑	10^{11} s^{-1}
Moleküllerin titreşimi	Kızılötesi Bölge	μm	↓
		↑	
Dış yörünge elektronlarının hareketi	Görünür Bölge	nm	10^{14} s^{-1}
İç yörünge elektronlarının geçişi ve titreşimi	UV – Işınlar	↑	↓
		Å	
	X – Işınları	↑	10^{16} s^{-1}
			↓
Nükleer reaksiyonlar	Gama Işınları		10^{20} s^{-1}
			↓
	Kozmik Işınlar		10^{22} s^{-1}
			↓

1.2.1. Hızlı Elektronlar ve Kaynakları

1.2.1.1. Beta Bozunumu

Çekirdeklerin negatif elektron yayınlamaları ilk gözlenen radyoaktif olaylardan biridir. Bu olayın tersi, yani bir çekirdeğin atom elektronlarından birini yakalaması ise 1938 yılında Alvarez'in çekirdek tarafından yakalanan atom elektronunun boşalttığı yerin doldurulması sırasında yayınlanan karakteristik x ışınlarını bulmasına kadar gözlenememiştir. 1934 yılında Joliot-Curies ilk kez radyoaktif bozunma olayında pozitif yüklü elektronların (pozitronların) yayınlandığını gözlemlediler. Bundan yalnızca iki yıl sonra pozitronlar kozmik ışınlarda keşfedildi. Bu üç olay birbirleri ile yakından ilgili olup beta bozunumu olarak adlandırılırlar.

1.2.1.1.1. Elektron Bozunumu

Beta (β^-) bozunumuna karşı kararsız olan tüm çekirdekler nötron fazlalığı bulundurur. Beta bozunumu olayı sonucunda çekirdekteki bir nötron protona dönüşmüş olur. Böylelikle çekirdeğin atom numarası artarken bozunuma karşı olan kararsızlığı da azalmış olur.



Aslında beta bozunumunda, nötronlar serbest denebilecek kadar çekirdeğe zayıf bağlıdır. Serbest haldeki nötron kısa bir zamanda proton ve beta parçacığına (elektrona) bozularak yok olur.



Bozunum olayı sonucunda, madde ile etkileşme olasılıkları çok düşük olduğu için ancak çok özel deneysel düzeneklerle gözlemlenebilen anti-nötrinolar açığa çıkar. Anti-nötrinolar enerji, açısal momentum ve Lepton sayısının korunumu zorunluluğundan reaksiyon sonucunda oluşması gereken parçacıklardır. Beta bozunumu reaksiyonunda kütle farkından açığa çıkan enerji, momentumun korunumuna göre ürünler arasında kütleleri ile

ters orantılı olacak şekilde paylaşılır. Ürün çekirdeğin kütlesi diğer ürünlere (beta ve anti-nötrino parçacıklarına) oranla çok büyük olduğundan açığa çıkan enerjinin küçük bir kısmını alır. Bunun için doğrudan dedekte edilemezler. Enerjinin kalan kısmı ise beta ve anti-nötrino arasında değişik oranlarda paylaşılır. Bundan ötürü açığa çıkan beta parçacıkları sürekli bir spektruma sahiptir ve alabilecekleri maksimum enerji ($E_{\beta_{\max}}$) ile tanımlanır. Bu süreçle elde edilen elektronları (beta parçacıklarını) diğer süreçlerle elde edilen elektronlardan ayıran en belirgin özellikleri sahip oldukları sürekli enerji spektrumudur. Diğer özellikleri dikkate alındığında beta parçacıkları elektronlarla aynı karaktere sahiptir, yani elektronun kendisidir.

Beta bozunumu olayında ürün çekirdek genellikle uyarılmış bir seviyede kalır ve sonuç olarak beta parçacığıyla beraber gama ışını da yayınlanır. Bazı durumlarda da beta bozunumu yapan çekirdekler doğrudan ürün çekirdeğin taban seviyesine dönüşür ve bu tip çekirdekler saf beta yayıcıları olarak adlandırılırlar. Bazı saf beta yayıcı çekirdekler Tablo 1.2' de gösterilmiştir.

Tablo 1.2. Bazı saf beta yayıcı çekirdekler

Çekirdek	Yarı - Ömür	Maksimum Enerjisi (MeV)
^3He	12,3 yıl	0,019
^{14}C	5730 yıl	0,156
^{32}P	14,3 yıl	1,711
^{33}P	24,4 gün	0,248
^{35}S	87,3 gün	0,167
^{36}Cl	$3,01 \times 10^5$ yıl	1,142
^{45}Ca	165 gün	0,252
^{63}Ni	98,7 yıl	0,067
^{99}Tc	$2,12 \times 10^5$ yıl	0,294
^{147}Pm	2,62 yıl	0,225
^{204}Tl	3,81 yıl	0,763

1.2.1.1.2. Pozitron Bozunumu

Beta (β^-) bozunumu nötron zengini çekirdeklerde oluşurken, pozitron bozunumu protonca zengin çekirdeklerde meydana gelir. Pozitron bozunumunda çekirdekteki bir

proton nötrona dönüşerek, daha düşük atom numaralı ve kararlı bir çekirdeğin oluşmasını sağlar.

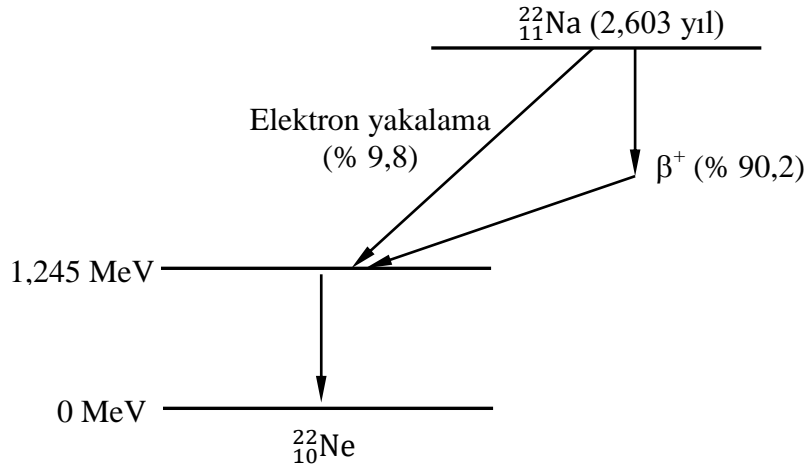


Bu bozunum türünde de korunum yasaları gereğince ürünlerde nötrino açığa çıkar. Beta bozunumunun tersi yönde gerçekleşen bu bozunum olayında açığa çıkan pozitronlar pozitif yüklü elektronlardır. Yükleri dışındaki tüm özellikleri elektrona özdeş olan bu parçacıklar anti-elektron olarak adlandırılır. Pozitron bozunumunun gerçekleşebilmesi için çekirdekteki protonun bir elektron ile birleşmesi gerekir. Çekirdek içerisinde elektron bulunamayacağından ihtiyaç duyulan bu elektron diğer nükleer süreçlerden elde edilir. Pozitron bozunumu için bu elektron kaynağı çift oluşum olayıdır. Çekirdekte fazlalık olarak bulunan protonun elektron ile birleşerek pozitron salınımının gerçekleşebilmesi için reaksiyondaki izobar çekirdekler arasındaki kütle farkının 1022 keV'tan daha büyük olmalıdır. Pozitronlar da beta parçacıkları gibi maksimum bir değere kadar uzanan sürekli bir spektruma sahiptir.

Pozitronlar çok kısa ömürlü oldukları için madde içerisinde çok kısa mesafelere kadar ilerleyebilirler. Çünkü pozitronlar elektronların anti parçacıklarıdır ve elektronla birleşerek yok olurlar. Yokolma denilen bu süreçte hem elektron hem de pozitron yok olurken birbirine zıt yönlerde yayılan ve elektronun kütlesine eşit enerjili (511 keV) iki foton açığa çıkar. Yayınlanan bu fotonlar yokolma radyasyonu olarak adlandırılır ve gama spektroskopisinde elde edilen spektrumlarda sıklıkla ortaya çıkar. Bu yolla elde edilen yokolma fotonlarının spektrumdaki pikleri, nükleer geçişler sonucu elde edilen aynı enerjili gama fotonlarının piklerinden belirgin bir şekilde daha geniştir. Bu genişlemenin nedeni ise Doppler etkisidir. Yokolma olayının başlangıcında, yani pozitron-elektron etkileşimi başladığı anda parçacıklar tamamen durgun değildir. Bundan ötürü parçacıklar, yokolmadan önce net bir momentuma (yani kinetik enerjiye) sahip olur. Korunum yasalarına göre sahip olunan bu kinetik enerji yokolma fotonlarının enerjilerinde bir miktar artışa neden olur. Bu artış istatistiksel belirsizliğe ve de yokolma fotonlarının spektrumda oluşturacağı pikte genişlemeye sebep olur (Gilmore, 2008).

1.2.1.1.3. Elektron Yakalama

Daha önce bahsedildiği gibi pozitron bozunumu ancak kütle farkı 1,022 MeV'tan büyük olan izobarik çekirdekler arasında meydana gelmektedir. Nötronca fakir (proton fazlalığı), ancak bozunuma karşı daha kararlı olan çekirdeklerde yani pozitron salınımı gerçekleştirebilecek kütle farkına sahip olmayan çekirdeklerde kararlılık farklı bir bozunum olayı gerçekleşerek sağlanır. Burada protonu nötrona dönüştürmek için ihtiyaç duyulan elektron çekirdek dışındaki orbitallerden sağlanır. Orbital elektronlarının çekirdek tarafından tutulmasına "Elektron Yakalama" olayı adı verilir. Elektron yakalama olayı, çekirdeğe en yakın elektron kabuğu (dalga fonksiyonlarının üst üste gelme olasılığı daha büyük) olması nedeniyle K-kabuğunda daha baskındır. Elektron yakalama olayı sonucunda atomik yörüngelerde meydana gelen elektron boşluğu üst yörünge elektronları tarafından çok kısa bir zamanda doldurulur. Bu olay sonucunda da karakteristik x ışınları oluşur. Oluşan karakteristik x ışınları her zaman atomu terk etmeyebilir. Bazen dış yörünge elektronlarını uyararak "Auger" olayına neden olur.



Şekil 1.1. $^{22}_{11}\text{Na}$ çekirdeğinin $^{22}_{10}\text{Ne}$ çekirdeğine bozunumu.

Kütle farkı 1,022 MeV' tan biraz büyük olan çekirdeklerde hem pozitron bozunumunu hem de elektron yakalama olayı meydana gelebilir. Bunun en tipik örneği ^{22}Na çekirdeğinin ^{22}Ne çekirdeğine bozunumudur (Şekil 1.1).

1.2.1.2. İç Dönüşüm Olayı

İç dönüşüm olayı, beta bozunması sonucunda ürün çekirdeğin uyarılmış bir seviyede kalması ile başlar. Uyarılmış haldeki çekirdek genel olarak gama ışını yayarak kararlı hale gelir. Bazen uyarılmış seviyede bulunan çekirdek gama ışını yayılmak yerine, atomik orbitallerde bulunan elektronlar ile elektromanyetik etkileşime girerek taban durumuna bozunur. İç dönüşüm olayı olarak adlandırılan bu süreç sonunda yayınlanan elektronların serbest hale geçmesi için gereken enerji (E_{uyar}), geçişin meydana geldiği nükleer enerji seviyeleri arasındaki enerji farkından karşılanır. Bu olay sonucunda yayınlanan elektronun enerjisi aşağıdaki gibi olur.

$$E_e = E_{uyar} - E_b \quad (6)$$

Burada E_b elektronun bağlanma enerjisidir. Bu süreçte nükleon sayısı değişmediği için çekirdeğin başka bir çekirdeğe dönüşümü söz konusu değildir. İç dönüşüm elektronlarının enerji spektrumları, beta bozunumu sonucunda elde edilen sürekli spektrumun aksine keskin bir yapıya sahiptir. Sahip oldukları bu özellikten dolayı iç dönüşüm elektron kaynakları nükleer uygulamalar için önemlidir. Bazı iç dönüşüm elektron kaynakları Tablo 1.3'te verilmiştir.

Tablo 1.3. Bazı İç dönüşüm elektron kaynakları

Ana Çekirdek	Yarı - Ömür	Bozunma Şekli	İç Dönüşüm Elektron Enerjisi (keV)
^{109}Cd	453 gün	Elektron Yakalama	62
			84
^{113}Sn	115 gün	Elektron Yakalama	365
			389
^{137}Cs	30,2 yıl	β^- Bozunumu	624
			656
^{139}Ce	137 gün	Elektron Yakalama	126
			159
^{207}Bi	38 yıl	Elektron Yakalama	482
			554
			976
			1048

1.2.2. Ağır Yüklü Parçacıklar ve Kaynakları

1.2.2.1. Alfa Bozunması

Alfa bozunumu, radyoaktif bir çekirdekten 2 protonu ve 2 nötronu olan ${}^4_2\text{He}$ çekirdeğinin yayınlandığı nükleer bir süreçtir.



Burada Q , ana ve ürün çekirdekler arasındaki kütle farkına denk gelen enerjidir. Bu enerji ürün çekirdekler arasında momentum korunumu gereğince belirli oranlarda paylaşılır. Bu yüzden alfa parçacıkları karakteristik bir enerjiye sahiptir ve spektrumları da keskin bir yapıya sahiptir. Alfa bozunumu yapan bazı çekirdekler Tablo 1.4'te görülmektedir. Çoğu durumda, özellikle düşük atom numaralı çekirdekler alfa bozunumu sonucunda doğrudan ürün çekirdeğin taban durumuna dönüşür. Ağır çekirdekler ise alfa bozunumundan sonra ürün çekirdeğin uyarılmış bir seviyesinde kalır ve gama ışını yayarak taban durumuna dönüşür.

Tablo 1.4. Bazı alfa parçacık kaynakları

Ana Çekirdek	Yarı – Ömür	Alfa Parçacığının Enerjisi (MeV)
${}^{232}\text{Th}$	$1,4 \times 10^{10}$ yıl	4,012
${}^{238}\text{U}$	$4,5 \times 10^9$ yıl	4,196
${}^{235}\text{U}$	$7,1 \times 10^8$ yıl	4,598
${}^{236}\text{U}$	$2,4 \times 10^7$ yıl	4,494
${}^{230}\text{Th}$	$7,7 \times 10^4$ yıl	4,687
${}^{243}\text{Am}$	$7,4 \times 10^3$ yıl	5,275
${}^{241}\text{Am}$	433 yıl	5,485
${}^{238}\text{Pu}$	88 yıl	5,499

Alfa parçacıkları diğer parçacıklara kıyasla daha ağır ve madde içerisindeki girginlikleri az olduğu için enerjilerini çok çabuk kaybeder. Bundan dolayı alfa parçacığı kaynakları üretim esnasında çok ince bir tabaka ile kaplanır.

1.2.2.2. Kendiliğinden Bozunma

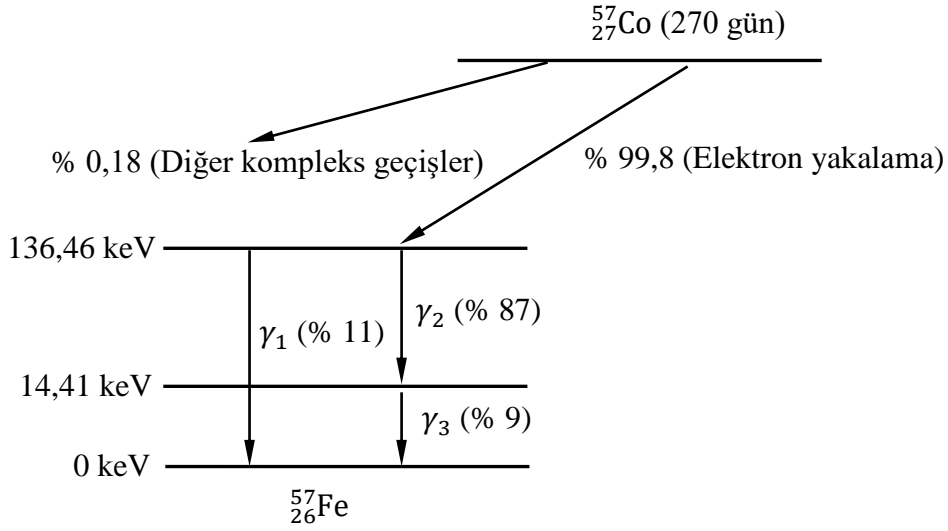
Temelde bütün ağır çekirdekler kendiliğinden bozunmaya karşı kararsızdır ve bu olaya karşı koyan potansiyel engeli aşıldığında daha hafif iki çekirdeğe dönüşür. Atom numarası çok büyük olan birkaç transuranik element dışında, bu olay çok olası bir bozunma türü değildir. Kendiliğinden bozunmaya gösterilebilecek en genel örnek $^{252}_{98}\text{Cf}$ çekirdeğidir. Bu çekirdek her 85 yılda bir kez bozularak daha hafif olan $^{140}_{54}\text{Xe}$ ve $^{108}_{44}\text{Ru}$ çekirdeklerine dönüşür. Bununla birlikte $^{252}_{98}\text{Cf}$ çekirdeğinin bir alfa parçacığı yayma olasılığı, kendiliğinden bozunma olasılığından daha büyüktür. Bu yüzden bu elementin gerçek yarı ömrü 2,65 yıldır ve $1 \mu\text{g}$ ^{252}Cf çekirdeği saniyede $1,92 \times 10^7$ alfa parçacığı yayıp $6,14 \times 10^5$ kez kendiliğinden bozunmaya uğrar (Knoll, 2010; Debertin ve Helmer, 1988).

1.2.3. Elektromanyetik Radyasyon Kaynakları

Bu radyasyon türleri elektromanyetik spektrumun tamamına yakını içermele beraber bu kısımda sadece gama ve x ışınları ele alınacaktır.

1.2.3.1. Beta Bozunumu Sonucu Yayınlanan Gama Işınları

Çekirdekten gama ışınlarının yayınlanması, alfa ve beta bozunumlarından daha farklı bir yapıya sahiptir. Diğer bozunma türlerinin aksine çekirdekteki nükleonların sayısında ve türünde değişiklik olmaz. Çünkü gama ışınları, uyarılmış nükleer seviyeler arasındaki geçişler sonucu yayınlanan radyasyon türüdür. Gama ışınları, genellikle nükleer bozunma sonucu uyarılmış seviyede kalan ürün çekirdeğin kararlı duruma geçmesi sonucu yayınlanır (Şekil 1.2). Herhangi bir beta bozunması, bir veya birçok gama ışınının yayınlanmasını başlatan bir süreçtir. Beta ışınlarının yarı ömürleri (birkaç yüz gün veya daha uzun), uyarılmış nükleer durumun yarı ömrüyle kıyaslandığında (piko saniye mertebesinde) çok büyük olduğundan, yayınlanan gama ışınının yarı ömrü ana çekirdeğin yarı ömrüyle, enerjisi ise ürün çekirdeğin enerjisiyle karakterize edilir.



Şekil 1.2. $^{57}_{27}\text{Co}$ çekirdeğinin $^{57}_{26}\text{Fe}$ çekirdeğine bozunumu

Nükleer seviyeler çok belirgin enerji değerlerine sahip olduğu için, bu seviyeler arasındaki geçişler sonucunda yayınlanan gama ışınlarının enerjileri de çok belirgin olur. Bu nedenle gama spektroskopisinde gözlenen piklerin çizgisel denebilecek kadar dar bir enerji dağılıma sahip olması beklenir. Ancak dedektör çözünürlüğünü etkileyen diğer faktörler (yük taşıyıcılarının oluşması ve toplanmasındaki belirsizlikler ve elektronik gürültü) bu enerji dağılımının genişlemesine yol açar ve sonuçta pikin Lorentzian ve Gaussian dağılımların birleşimi şeklinde ortaya çıkmasına neden olur.

1.2.3.2. Yok - Olma Radyasyonu

Eğer ana çekirdek pozitron (β^+) ışıması yaparsa, bununla beraber diğer bir radyasyon türü daha yayınlanır. Bu radyasyonun kaynağı, temel bozunmada açığa çıkan pozitrona dayanır. Pozitronlar bütün kinetik enerjilerini kaybetmeden önce sadece birkaç milimetre yol alabilirler ve ana çekirdeği saran materyalin elektronlarından biriyle birleşerek yok olurlar. Bunun sonucunda elektron ve pozitron kaybolur, buna karşın zıt yönlerde yönlendirilmiş her biri 0,511 MeV olan ve yok olma radyasyonu olarak adlandırılan iki foton yayınlanır.

1.2.3.3. Nükleer Reaksiyonlar Sonucunda Yayınlanan Gama Işınları

Beta ışınmasını takiben oluşan gama ışınlarından daha yüksek enerjili gama ışınları nükleer reaksiyonlar ile elde edilir. Reaksiyonda ana çekirdek, reaksiyonu gerçekleştirebilecek enerjiye sahip parçacıklar ile bombardıman edilir. Reaksiyon sonucunda iki veya daha fazla ürün çekirdek oluşur. Ürün çekirdeklerden biri, beta bozunumuna (uyarılmış seviyede kalan ürün çekirdeğe) göre daha üst seviyelerde uyarılmış halde kalır. Uyarılmış seviyede bulunan ürün çekirdeğin taban durumuna geçerek kararlı hale gelmesi sırasında yüksek enerjili gama ışınları yayınlanır. Bu reaksiyonlardan bir tanesi aşağıda verilmiştir.



Burada reaksiyon sonucunda ${}^{12}_6\text{C}^*$ ürün çekirdeği uyarılmış bir seviyede kalır. Bu seviyenin taban durumuna bozunması sonucu, enerjisi 4,44 MeV olan bir gama ışını yayınlanır. Ancak bu uyarılmış seviyenin ömrü o kadar kısadır ki (61 fs) reaksiyon sonucunda üretilen gama ışınlarının enerji dağılımı Doppler olayının etkisi ile genişler. Gama ışınının enerjisindeki bu genişleme birçok dedektörün kalibrasyonu için yeterli olmasına rağmen çözünürlüğü çok iyi olan dedektörlerin kalibrasyonu için büyük bir sorundur.

Gama ışını üreten bir başka nükleer reaksiyon örneği aşağıda verilmiştir.



Burada ${}^{16}_8\text{O}^*$ uyarılmış seviyede kalan çekirdektir ve ömrü yaklaşık 2×10^{-11} saniyedir. Ortalama ömrün Doppler etkisini yok edecek kadar uzun olması yayınlanan gama ışınlarının çok dar bir enerji dağılımına sahip olmasına neden olur.

1.2.3.4. Sürekli X Işınları

Sürekli x ışınları, yüksek enerjili parçacıkların (elektron, proton ve alfa parçacıkları gibi) ağır çekirdeklerin Coulomb alanından geçerken enerji kaybetmeleri sonucunda

oluşur. Bu etkileşimde parçacığın ışıdığı enerji, sürekli spektrum veya Bremsstrahlung spektrumu olarak adlandırılır. Sürekli x ışını spektrumları geniş bir frekans aralığına sahiptir. Bu nedenle sürekli x ışınları, radyasyon dedektörlerinin kalibrasyonunda kullanılamaz.

1.2.3.5. Karakteristik X Işınları

Eğer bir atomun orbital elektronları düzeni herhangi bir uyarılma şekliyle bozulursa, atom bu uyarılma seviyesinde çok kısa bir süre için kalabilir. Ancak atomda doğal olarak kendini tekrar en düşük enerji seviyesine veya taban durumuna getirme eğilimi vardır ve nanosaniye mertebesi kadar kısa bir sürede atom elektronik konfigürasyonunu tekrar düzenler. Bunun sonucunda son enerji seviyesiyle ilk enerji seviyesi arasındaki fark kadar bir enerji, karakteristik x ışını olarak yayınlanır. Eğer bu geçici boşluk atomun K tabakasında meydana getirilirse bunun sonucunda yayınlanan x ışını karakteristik K x ışını adını alır. Sonuç olarak, yayınlanan karakteristik x ışınlarının enerjileri elektronik seviyeler arasındaki enerji farkı ile orantılı olduğundan verilen bir elementten elde edilen ışınlar o elementi karakterize eder. Bundan ötürü karakteristik x ışınları, bilinmeyen maddelerin element analizinde sıklıkla kullanılmaktadır.

Karakteristik x ışınlarını birçok şekilde üretmek mümkün olmakla beraber, aşağıda en temel üç fiziksel süreçten bahsedildi.

1.2.3.5.1. Radyoaktif Bozunum Sonucunda Uyarılma

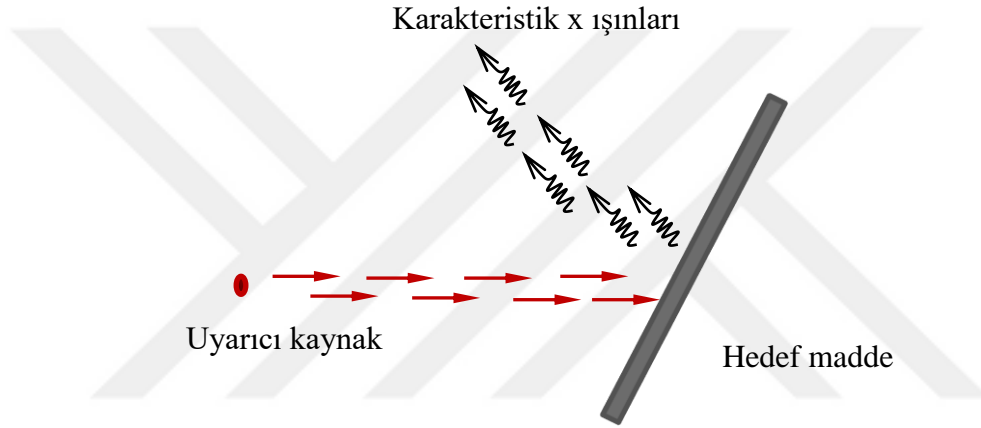
Elektron yakalama olayında, atom çekirdeği orbital elektronlarından bir tanesini (genellikle K tabakasından) yakalar ve böylece atomun elektronik konfigürasyonunda geçici bir değişiklik meydana gelir. Bu boşluğun doldurulması sonucunda bir karakteristik x ışını yayınlanır. Bu gibi olaylarda ürün çekirdek bir uyarılma seviyesine bozduğundan karakteristik x ışınına aynı zamanda gama ışını da eşlik eder.

İç dönüşüm olayı da aynı zamanda karakteristik x ışını üretebilir. Daha önce açıklandığı gibi, iç dönüşüm olayı atomun iç yörünge elektronlarından birini kopararak (genellikle K tabakasından) orada bir boşluk oluşturmasına ve sonuç olarak karakteristik x ışını yayınlanmasına sebep olur. İç dönüşüm olayı sonucunda üretilen elektronun enerjisi

yeterince büyükse, ölçülebilir seviyede Bremsstrahlung olayı da gözlenebilir. Bu olay “Internal Bremsstrahlung” olarak ta bilinir.

1.2.3.5.2. Dış Kaynaklar ile Uyarılma

Dış kaynaklar tarafından x ışınlarının üretilmesi aşağıda şematik olarak görülmektedir. Burada uyarıcı dış kaynak olarak x ışınları, elektronlar, alfa parçacıkları ve diğer formdaki radyasyon türleri kullanılabilir.



Şekil 1.3. Dış kaynak kullanarak hedef maddeden x ışınlarının üretilmesi

Dış kaynaklar ile uyardırma x ışınlarının oluşabilmesi için kaynağın enerjisi hedef madde atomlarının enerji seviyelerinde bulunan elektronları uyarabilecek enerjiye sahip olmalıdır. Yayınlanan x ışınlarının enerjisi ise hedef maddeyi oluşturan elementlerin atom numarasına bağlıdır. Hedef madde düşük atom numaralı elementlerden oluşursa düşük enerjili (yumuşak), yüksek atom numaralı elementlerden oluşursa yüksek enerjili (sert) x ışınları üretilir.

1.2.3.5.3. Hızlandırıcılarda Üretilen X Işınları

Elektromanyetik radyasyonu elde etmenin bir başka yolu da, enerjik elektronların dairesel yörüngede hareket ettirilmesidir. Elektromanyetik teoriye göre, dairesel yörüngede hareket eden elektron sahip olduğu enerjinin bir kısmını her bir dönüşte elektromanyetik

radyasyona dönüştürerek kaybeder. Üretilen elektromanyetik radyasyonun enerjisi, görünür ışıktan (birkaç eV'tan) 10^4 eV'a kadar olabilir. Hızlandırıcılarda üretilen radyasyonun şiddet ve enerji gibi özelliklerinin istenildiği gibi ayarlanabilmesi, bu radyasyon türünün laboratuvar deneylerinde kullanımını yaygınlaştırmıştır.

1.2.4. Nötron Kaynakları

Nötronlar çok kısa yarı ömüre sahip olduklarından doğada serbest halde bulunma olasılıkları oldukça düşüktür. Bu nedenle nötronlar ya kendiliğinden nötron salınımı yapan radyoaktif bozunmalar ya da nükleer reaksiyonlar sonucunda elde edilir. Nükleer reaksiyonlarda hedef çekirdek alfa, proton, döteron ve gama ışını ile bombardıman edilerek çekirdeğin uyarılmış bir seviyede kalması sağlanır. Eğer uyarılma enerjisi çekirdekteki nötronun bağlanma enerjisinden daha büyük ise nötron yayınlanma ihtimali artar. Reaksiyon sonucunda uyarılma enerjisindeki fazlalık ürün çekirdek ve nötron arasında paylaşılır.

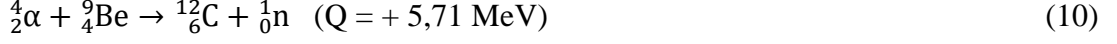
1.2.4.1. Kendiliğinden Salınım

Birçok transuranik (yüksek atom numaralı) ağır çekirdek kendiliğinden salınmaya karşı kararsızdırlar. Her bozunma olayında birçok nötron salınımı olur, dolayısıyla böylesine basit bir salınma olayı temel nötron üretim kaynağıdır. Kendiliğinden nötron salınımı yapan çekirdekler için en belirgin örnek ^{252}Cf çekirdeğidir. Bu çekirdeğin yarı ömrü 2,65 yıl olup, en olası bozunma olayı alfa salınımıdır ve alfa salınım olasılığı kendiliğinde salınım olasılığından yaklaşık 32 kat daha büyüktür. Bu çekirdekten yayınlanan nötronların enerji spektrumu 10 MeV'a kadar uzanabilmesine karşın 0,5 ile 1 MeV civarında maksimum değerine ulaşır.

1.2.4.2. (α , n) Reaksiyonları

Alfa parçacığı üreten birçok radyoizotop mevcut olduğundan, uygun bir hedef çekirdek ile alfa yayıcı izotop karıştırılarak nötron kaynağı elde etmek mümkündür. Hedef madde olarak genellikle kararlı ^9_4Be izotopu seçilir. Kararlı ^9_4Be izotopu nispeten zayıf

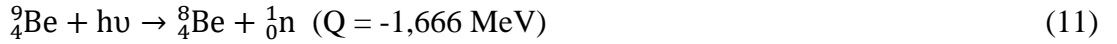
bağlı bir nötrona (1,7 MeV bağlanma enerjili) sahip olduğu için reaksiyon sonucunda maksimum oranda nötron elde edilebilir. Bu reaksiyon aşağıdaki gibidir.



Bu reaksiyonlarda kullanılan alfa kaynaklarının birçoğunda (özellikle ${}^{226}\text{Ra}$ ve ${}^{227}\text{Ac}$) geniş bir gama ışını arkaplanı (backgroundu) gözlenir. Bundan ötürü bu tip kaynaklar bazı uygulamalar için uygun değildir.

1.2.4.3. Fotonötronlar

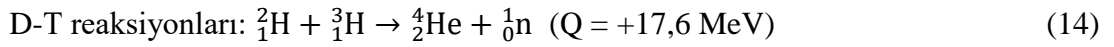
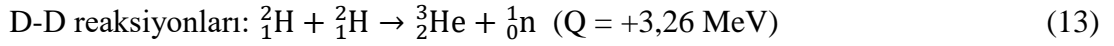
Gama ışını yayan bazı radyoizotoplar uygun bir hedef madde (çekirdek) kullanılarak nötron üretimde kullanılabilirler. Burada temel faktör, gama fotonunun hedef çekirdekte bir serbest nötron üretebilecek enerjiye sahip olmasıdır. Bu reaksiyonlar ile elde edilen fotonötronların en önemli avantajı, hedef çekirdeği bombardıman eden gama ışınlarının tek enerjili olması halinde üretilen nötronların da hemen hemen tek enerjili olmasıdır. Fotonötron üretimde yaygın olarak ${}^9_4\text{Be}$ ve ${}^2_1\text{H}$ çekirdekleri kullanılır ve meydana gelen reaksiyonları aşağıdaki gibidir.



Fotonötron kaynaklarının en büyük dezavantajı, nötronların yüksek bir gama ışını backgroundu ile beraber gözlenmesidir. Kullanılan 10^5 veya 10^6 gama fotonlarından yalnızca bir tanesi hedef çekirdekle etkileşip bir nötron üretebilir. Dolayısıyla dedekte edilebilir bir oranda nötron üretebilmek için çok sayıda gama ışını fotonu kullanmak gerekir ki bu da spektrumda gama ışını arkaplanını arttırmaktadır.

1.2.4.4. Hızlandırılmış Yüklü Parçacık Reaksiyonları

Alfa parçacıkları uygun radyoizotoplardan elde edilen düşük atom numaralı ağır yüklü parçacıklar olduğu için, reaksiyonlar yapay olarak hızlandırılan protonlar, döteronlar ve benzeri parçacıklar arasında gerçekleşir. Bu tip reaksiyonların en tipik örnekleri aşağıda verilmiştir.



Yukarıda verilen reaksiyonlarda, gelen döteron ve hedef çekirdek arasındaki Coulomb engeli nispeten küçük olduğu için, yeteri kadar nötron verimi elde etmek için döteronların çok yüksek enerjilere kadar hızlandırılmasına gerek yoktur. Nötron üretebilmek için döteronların 100 – 300 kV'luk bir potansiyel fark altında hızlandırılması yeterlidir.

1.3. Radyoaktivite ve Bozunma Kanunu

Doğada atom çekirdeklerinin bazıları kararlı bazıları da kararsızdır. Kararsız çekirdekler, taşıdıkları fazla enerjiyi parçacık çıkarmak veya ışıma yapmak suretiyle atarlar. Çekirdeğin bu şekilde kendi kendine başka bir izotopa veya aynı izotopun başka bir durumuna dönüşmesi olayına radyoaktif bozunma denir.

Bazı radyoaktif atomların kendi kendine bozunması zamandan bağımsızdır ve tamamıyla tesadüfi bir karakter gösterir. Bozunma sayısı, sadece mevcut atom sayısı ile orantılıdır ve birim zamandaki ortalama bozunma sayısından bahsedilir.

Radyoaktifliğin keşfedildiği 1896 yılını izleyen üç yıl boyunca yapılan deneylerde, saf bir radyoaktif numunenin bozunma hızının zamanla üstel bir şekilde değiştiği gözlenmiştir. Radyoaktifliğin tüm numunede değil de tek tek atomlarda değişikliği temsil ettiği çok daha sonraları anlaşılmıştır. Bozunmanın istatistiksel yapıda olduğunun, yani herhangi bir atomun ne zaman bozunacağını bilinememesi ve bu hipotezin doğrudan üstel kanuna uyduğunun anlaşılması ise iki yıl almıştır. Kuantum teorisinin gelişmesinden önce, bu durumun kabul edilmesi oldukça zor olmuştur (Krane, 2001).

Radyoaktif bir çekirdekte birim zamanda meydana gelen bozunma sayısı çekirdeğin bozunma hızı veya aktivitesi olarak adlandırılır. Eğer herhangi bir t anında N tane radyoaktif çekirdek varsa ve dışarıdan numuneye çekirdek ilave edilmiyorsa sonsuz küçük dt zaman aralığı içinde bozunan çekirdek sayısı N ile orantılı olacaktır.

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t) \quad (15)$$

Buradaki negatiflik, bozunma gerçekleştikçe ana (bozunmamış) çekirdek miktarının azaldığını işaret etmektedir. Bu denklem çözüldüğünde, radyoaktif bozunma yasası elde edilir.

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t) \rightarrow \int \frac{dN(t)}{N(t)} = -\lambda \int dt \rightarrow N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (16)$$

Denklemden N(t), t zamanı sonunda arda kalan çekirdek sayısını, N_0 başlangıçtaki (t = 0 anındaki) çekirdek sayısını ve λ radyoaktif çekirdeğin bozunma sabitidir.

Bozunma kanununa paralel olarak radyoaktif maddeler için yarı-ömür kavramı çok önemli bir parametredir. Radyoizotopların sahip oldukları kararsız atom sayılarının yarıya inmesi için geçmesi gereken süreye yarılanma süresi ya da yarı-ömür ($T_{1/2}$) adı verilir. Her izotopun kendine özgü bir yarı ömrü vardır ve bu süre saniyeler kadar kısa veya milyarlarca yıl kadar uzun olabilmektedir.

Bozunma kanununa göre, radyoaktif atomların bozunup tükenmesi için sonsuz zaman geçmesi gerekmektedir. Radyoaktivitenin istatistiksel doğası nedeniyle radyoaktif bir atomun ömrü sıfır ile sonsuz arasında herhangi bir değerde olabilir. Buna göre bir atomun ne kadar yaşayacağı bilinmez, ancak bir grup atomun ortalama ömründen (τ) bahsedilebilir. Bu nedenle radyoaktif atomlar için yarı ömürden farklı bir tanım verilir. Buna göre ortalama ömür, bir çekirdeğin bozununcaya kadar geçireceği ortalama süre olarak tanımlanır. Ömürleri (t_1, t_2, \dots) şeklinde verilen atomların sayıları sırasıyla ($dN_1(t), dN_2(t), \dots$) şeklinde ise ortalama ömür için aşağıdaki gibi bir ifade yazılır.

$$\tau = \frac{t_1 dN_1(t) + t_2 dN_2(t) + \dots}{dN_1(t) + dN_2(t) + \dots} = \frac{t dN(t)}{dN(t)} \quad (17)$$

Burada ($dN \rightarrow 0$) için,

$$\tau = \frac{\int_0^{N_0} t dN(t)}{\int_0^{N_0} dN(t)} = \frac{\int_0^{N_0} t dN(t)}{N_0} \quad (18)$$

Radyoaktif bir numunenin aktivitesi için tarihsel açıdan Curie (Ci) kullanılır ve 1 gram saf ^{226}Ra 'ın aktivite değeri olan $3,7 \times 10^{10}$ bozunma/saniye olarak tanımlanır. Fakat laboratuvar düzeyindeki çalışmalarda mCi veya μCi daha kullanışlı birimler olduğu için tercih edilmektedir.

Yaygın olarak kullanılmasına karşın, Ci, SI birim sisteminde ifade edilen Becquerel (Bq) ile yavaş yavaş yer değiştirmiştir. 1975'teki konferansta (General Conference of Weights and Measures) Becquerel, 1 bozunma/saniye aktivite birimi olarak kabul edilmiştir. Böylece Becquerel ve Curie arasında $1 \text{ Bq} = 2,703 \times 10^{-11} \text{ Ci}$ şeklinde bir bağıntı vardır.

Spesifik aktivite (massic activity), bir radyoizotopun birim kütlesi başına ölçülen aktivite olarak tanımlanır. Eğer saf bir radyoizotopun (herhangi başka bir maddeyle karışmamış ise) spesifik aktivitesi ölçülmek istenirse aşağıdaki bağıntıyı kullanmak gerekir:

$$\text{Spesifik Aktivite} = \frac{\text{Aktivite}}{\text{Kütle}} = \frac{\lambda N}{(NM/N_A)} = \frac{\lambda N_A}{M} \quad (19)$$

burada M numunenin moleküler ağırlığı ve N_A ise Avagadro sayısı olarak tanımlanır.

1.4. Gama Işınlarnın Madde ile Etkileşimi

Elektromanyetik dalgalar madde üzerine gönderildiğinde etkileşmeler sonucunda birçok fiziksel olay meydana gelmektedir. Ancak gama ışınları gibi yüksek enerjili dalgaların madde ile etkileşimi dikkate alındığında üç temel etkileşme mekanizmasından bahsetmek daha uygun olur. Bu etkileşim mekanizmaları fotoelektrik soğurma, Compton saçılması, çift oluşum ve koherent saçılma olaylarıdır. Bu etkileşimlerden her biri, fotonun enerjilerinin tamamını veya bir bölümünü elektrona transfer etmesini içerir. Bu enerji

transferi, fotonda büyük değişiklikler oluşturur, örneğin foton tamamen kaybolabileceği gibi, belli bir açıyla saçılma olayı da gerçekleşebilir.

1.4.1. Fotoelektrik Soğurma

Işığın tanecikli yapıda olduğunu gösteren temel olaylardan bir tanesi olan fotoelektrik soğurma 1887 yılında ilk defa H. Hertz tarafından gözlemlendi. Fotoelektrik soğurma olayı yeteri kadar enerjik fotonların atomun bağlı elektronlarından biriyle etkileşmesi sonucu gerçekleşir. Etkileşme sonucunda foton enerjisinin tamamını elektrona aktararak ortadan kaybolur. Atomdan kopan elektron ise, atomik yörüngeye bağlanma enerjisi kadarlık bir eksik foton enerjisi ile serbest hale geçer. Fotoelektrik soğurma olayında fotonların etkileşme olasılığı atomun K tabakasındaki elektronları için daha fazladır. Fotoelektrik olay sonucunda serbest hale geçen elektronun enerjisi aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$E_{fe} = h\nu - E_b \quad (20)$$

Burada E_b elektronun bulunduğu yörüngeye bağlanma enerjisini ifade eder.

Serbest ya da atoma zayıf bağlı bir elektronun foton ile etkileşmesi sonucu fotoelektrik olayın meydana gelme olasılığı oldukça düşüktür. Çünkü bu durumda momentum ve enerjinin korunumundan bahsetmek mümkün değildir. Ancak bağlı elektron durumunda atom geri teper ve böylece momentumun korunumu yasası sağlanır.

Fotoelektrik soğurma sonucunda serbest hale geçen elektron arkasındaki yörüngede bırakmış olduğu boşluk, daha düşük bağlanma enerjili bir yörüngeden bir elektronun bu boşluğa geçişi ile doldurulur. Bu olay sonucunda, iki yörüngeyi bağlanma enerjileri arasındaki fark kadar enerjiye sahip bir foton yayınlanır. Atomdan yayınlanan bu foton karakteristik x-ışını olarak adlandırılır. Oluşan karakteristik x ışını her zaman atomu terk etmez, bazen atomun dış yörüngelerindeki elektronlardan birisini sökerek yok olur. Bu olaya Auger olayı, sökülen elektrona da Auger elektronu denir.

Fotoelektrik soğurma olayı, düşük enerjili gama ışınları için yüksek bir olasılığa sahiptir. Bu ihtimaliyet foton ile etkileşime giren maddeyi oluşturan elementlerin atom numarasının artmasıyla artar. Bu olasılık için kesin bir matematiksel bağıntı olmamakla beraber, aşağıdaki gibi yaklaşık bir ilişki yazılabilir:

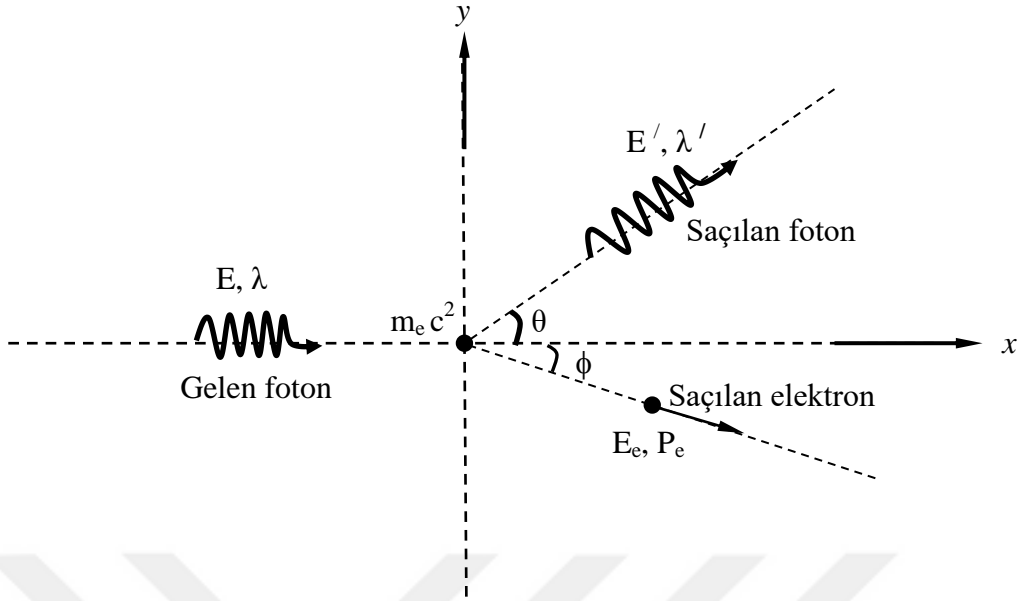
$$\tau_p = a_1 \frac{Z^n}{E^m} \quad (21)$$

Burada, τ_p fotoelektrik olayın meydana gelme olasılığını temsil eden fotoelektrik tesir kesitidir; a_1 atom numarası ve gelen fotonun enerjisinden bağımsız bir katsayı; Z atom numarası; E gelen fotonun enerjisi; m ve n ise gelen fotonun enerjisine bağlı olarak 3 ile 5 arasındaki değişik değerleri alabilen katsayılarıdır. Gama ışınlarının soğurulmasının atom numarasına bu denli sıkıca bağlı olması, gama dedektörlerinin atom numarası yüksek elementlerden üretilmesini gerektirir.

1.4.2. Compton Saçılması

Compton olayı da ışığın tanecikli karakterini vurgulayan olaylardan birisidir. Işığın kuantum teorisi, durgun kütlelerinin yokluğu haricinde fotonların parçacıklar gibi davrandığını kabul eder. Bu durum, fotonlarla elektronlar arasında iki parçacığın çarpışması gibi bir çarpışma olayının olabileceğini gösterir.

Compton olayı, bir fotonun atomun çekirdeğine çok zayıf bağlı olan bir elektronla etkileşimi sonucu gerçekleşir. Fotolektrik olay genellikle atomun K ve L gibi iç tabakalarındaki elektronlarla ilgiliyken, Compton olayı ise dış tabakalarındaki elektronlarla ilgilidir. Bir başka deyişle Compton saçılması, elektronun bağlanma enerjisinin gelen fotonun enerjisi yanında ihmal edilecek kadar küçük olduğu durumlarda baskın olarak meydana gelir.



Şekil 1.4. Compton saçılmasının şematik gösterimi

Compton olayının teorisi, özel rölativite teorisinin sonuçları ile enerji ve momentumun korunumu kanunları kullanılarak oluşturulmuştur. Şekil 1.4'ten de açıkça görülebileceği gibi Compton olayı sonucunda gelen fotonun tüm açılarda saçılma olasılığı mevcuttur. Dolayısıyla etkileşim sonucunda çok farklı enerji değerlerine sahip elektron ve fotonu gözlemlemek mümkündür. Compton olayında etkileşim sonucunda fotonun dalga boyundaki değişimi gösteren ifade aşağıdaki gibi olur.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (22)$$

Burada, h Planck sabitini, m_e elektronun kütlesini, c ışık hızını, λ gelen fotonun dalga boyunu, λ' saçılan fotonun dalga boyunu ve θ ise fotonun başlangıçtaki konumuna göre saçılma açısını temsil eder. Compton saçılmasının meydana gelme olasılığı (σ), ortamda bulunan elektron sayısı ile orantılı olduğundan atom numarası ile de orantılıdır ve aşağıdaki bağıntı ile gösterilir.

$$\sigma = a_2 Z f(E) \quad (23)$$

Burada, a_2 sabit bir katsayı ve $f(E)$ ise gelen fotonun enerjisine bağlı olan bir fonksiyondur.

1.4.3. Çift Oluşumu

Eğer gama ışını enerjisi, elektronun durgun kütle enerjisinin iki katını (1,02 MeV) aşarsa, çift oluşum olayı enerjik olarak mümkün hale gelir. Fakat pratikte bu enerjinin birkaç MeV olduğu durumlarda ancak çift oluşum olayı gözlenir. Bu yüzden bu etkileşim olayı ancak çok yüksek enerjili fotonlar için olası bir etkileşim biçimidir. Çekirdeğin Coulomb alanıyla etkileşim sonucu foton kaybolarak yerine bir elektron-pozitron çifti oluşturur. Daha sonra pozitron soğurucu atomun dış kabuk elektronlarından biriyle etkileşerek yok olduğundan, yok olma fotonları bu etkileşimle beraber yayınlanır.

Çift oluşum olayı meydana gelme olasılığı κ ile gösterilir ve atom numarasına bağımlılığı aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$\kappa = a_3 Z^2 f(E, Z) \quad (24)$$

Burada, a_3 sabit bir katsayı ve $f(E, Z)$ gelen fotonun enerjisine ve hedef çekirdeğin atom numarasına bağlı bir fonksiyondur.

1.4.4. Koherent Saçılma

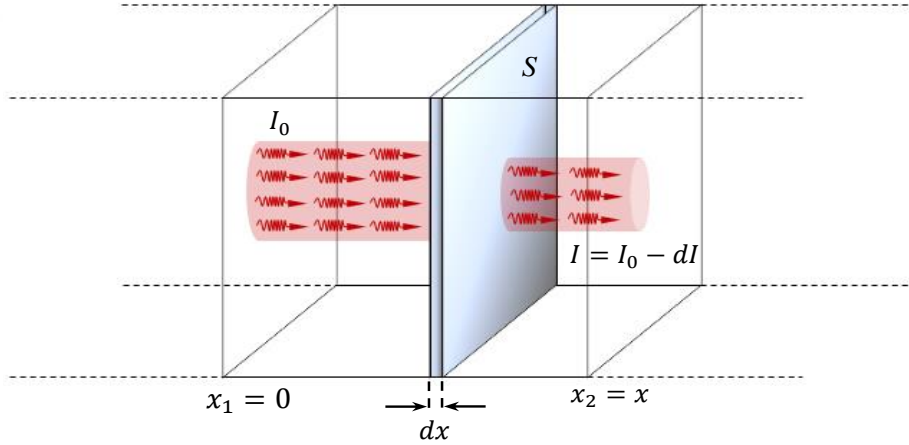
Compton saçılması yanı sıra Koherent veya Rayleigh saçılması denen diğer bir saçılma olayı daha vardır. Bu saçılma olayında etkileşme sonucunda foton başlangıçtaki enerjisini aynen koruduğundan, etkileşime giren atom ne uyarılır ne de iyonize edilir. Herhangi bir enerji transferi söz konusu olmadığından, bu etkileşim türü genellikle ihmal edilir veya hiç bahsedilmez. Ancak, koherent saçılmada, gelen fotonun yönü değişir. Bu saçılma daha çok enerjisi düşük fotonlarda (birkaç yüz keV) yüksek ihtimalle olur ve yüksek Z değerli atomlarla daha olasıdır. Ortalama saçılma açısı artan enerjiyle beraber azalır.

1.5. Gama Işınlarnın Soğurulması

Belirli bir enerjiye sahip gama ışınları Z atom numaralı maddenin dx kalınlığından geçerken yukarıda bahsi geçen foton – madde etkileşim olayları sonucu kısmen soğurulur (Şekil 1.5). Bu etkileşim türlerinin, atom numarasına ve foton enerjisine bağlı olarak soğurma işlemine az ya da çok katkısı olur. Aslında foton – madde etkileşimindeki olayların maddenin atom numarasına ve gelen fotonun enerjisine bağlılığı, tesir kesiti adı verilen ihtimaller ile ifade edilir. Bu tesir kesitlerin toplamı, birim kalınlık başına toplam soğurulma ihtimalini verir ve lineer soğurma katsayısı olarak adlandırılır.

$$\mu = (\rho N_A / uA)(\tau_p + \sigma + \kappa + \sigma_{RS}) \quad (25)$$

Burada, μ (cm^{-1}) lineer soğurma katsayısını, u atomik kütle birimini, A soğurucu elementin atomik kütleliğini, ρ soğurucu elementin yoğunluğunu ve σ_{RS} ise koherent saçılma tesir kesitini ifade etmektedir.



Şekil 1.5. Gama ışınlarının dx kalınlıklı bir maddeden geçerken soğurulması

Yukarıda ifade edilen tanımlamalar dikkate alındığında şiddeti I_0 olan ince bir demet halindeki gama ışınları yüzey alanı S olan bir maddenin dx kalınlığından geçerken şiddetinde dI kadarlık bir azalma meydana gelir ve aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$dI = -\mu I dx \quad (26)$$

Denklem (26) yeniden düzenlenip sonlu bir x kalınlığı üzerinden integrali alınırsa Lambert – Beer yasası olarak bilinen soğurma denklemi elde edilir (Hubbell, 1969).

$$I = I_0 e^{-\mu \cdot x} \quad (27)$$

Gama ışını fotonları aynı zamanda herhangi bir etkileşme meydana gelmeden önce aldıkları ortalama serbest yolları (l) bakımından da karakterize edilebilir. Bu ortalama serbest yolun değeri aşağıdaki gibi belirlenir.

$$l = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu \cdot x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu \cdot x} dx} \quad (28)$$

Gama ışınları için katı içinde ortalama serbest yolun tipik değeri birkaç mm ile birkaç cm arasında değişir.

Fotonların soğurulmasında, soğurucu ortamın kalınlığının yanı sıra yoğunluğu da önemli bir parametredir. Maddeler farklı ortam sıcaklıklarında farklı fiziksel fazlarda bulunur. Bu durumda maddenin aynı enerjideki fotonlara karşı geçirgenlikleri de değişkenlik gösterir. Dolayısıyla malzemelerin fotonlara karşı geçirgenlik dirençlerini, lineer soğurma katsayılarını kullanarak değerlendirmek hatalı olur. Bu nedenle maddelerin soğurma özelliklerini, onun yoğunluğundan bağımsız olan kütle soğurma katsayısı ile belirtmek daha uygun olur.

$$I = I_0 e^{-(\mu / \rho) d} \quad (29)$$

Burada, μ / ρ (cm^2 / g) kütle soğurma kasayısı, d (g/cm^2) ise soğurucu malzemenin yüzey yoğunluğudur.

Malzemeler genellikle farklı elementlerin özel koşullarda biraraya getirilmesi ile üretilir. Bu durumda malzemenin kütle soğurma katsayısı, elementlerin malzeme içerisindeki oranlarının da kullanıldığı aşağıdaki eşitlik ile belirlenir.

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i \omega_i (\mu/\rho)_i \quad (30)$$

Burada, ω_i maddeyi oluşturan herbir elementin ağırlık kesri, $(\mu / \rho)_i$ ise herbir elementin kütle soğurma katsayısıdır.

1.6. Foton Spektroskopisi

Herhangi bir parçacığın veya radyasyon türünün dedektörler ile algılanması (ölçümü), elektrik sinyali oluşturabilmek için toplanacak olan ikincil yüklü parçacıkların üretimine bağlıdır. Alfa ve beta gibi yüklü parçacıklar iyonizasyon ve uyarma ile dedektör içerisinde doğrudan bir sinyal üretebilirken; gama ve x ışınları gibi yüksüz radyasyonlar bunu yapamazlar. Bu tür yüksüz radyasyon türlerinin ölçümü ise çeşitli etkileşmelerle dedektör malzemesindeki elektronlara enerjilerini transfer edebilme yeteneklerine bağlıdır. Uyarılan bu elektronlar dedektör malzemesinde oluşturacakları iyonizasyon ve uyarımlar ile enerjilerini kaybederek çok sayıda yük taşıyıcısının (yarıiletken malzemeler için elektron ve boşlukların) oluşmasını sağlar. Dedektör malzemesinde üretilen bu yük taşıyıcıların sayısı sistemin cevap fonksiyonu için ve dolayısıyla başlangıçta gelen radyasyonun sahip olduğu özellikleri belirlemede oldukça belirleyici bir öneme sahiptir. Bunun için gama radyasyonunun ölçümünde kullanılan dedektörler, diğer fazlara oranla etkileşme olasılıkları yüksek olan katı fazdaki malzemelerden yapılır. Bununla birlikte maddenin (dedektör malzemesinin) katı fazda olması tek başına yeterli bir nitelik değildir. Enerji bakımından geniş bir çalışma aralığına, iyi zaman çözünürlüğüne ve istenilen geometrilerde üretilebilme gibi özelliklere sahip olmalıdır.

1.6.1. Dedektörlerde Fotonların Enerji Depolama Mekanizmaları

X ve gama ışını gibi fotonlar dedektör kristali ile fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumu gibi etkileşimler yaparak kristalde yük taşıyıcıları (elektronlar veya boşluklar) oluşturur. Bu etkileşim türleri ile üretilen elektronlar yeni etkileşimler yaparak enerjilerini kristalde depolar ve dedektör çıkışında bir voltaj sinyali oluşturur. Voltaj sinyalinin yüksekliği ise kristalde depolanan yada gelen fotonun enerjisi ile orantılıdır. Foton madde etkileşiminden voltaj sinyalinin oluşumuna kadar geçen süreçleri fotonun enerjisine bağlı olarak iki grupta inceleyebiliriz.

1.6.1.1. $E < 1,022$ MeV Enerjili Fotonların Enerji Depolama Mekanizması

Enerjisi 1,022 MeV'tan küçük olan fotonlar madde ile fotoelektrik ve Compton etkileşimlerini yapabilir. Eğer fotoelektrik etkileşme meydana gelirse, foton enerjisini elektrona aktararak ortadan kaybolur. Katı bir malzeme içerisinde elektronlar çok kısa zaman içerisinde diğer parçacıklar ile etkileşime girerek sahip olduğu tüm enerjisi kolaylıkla burada depolar.

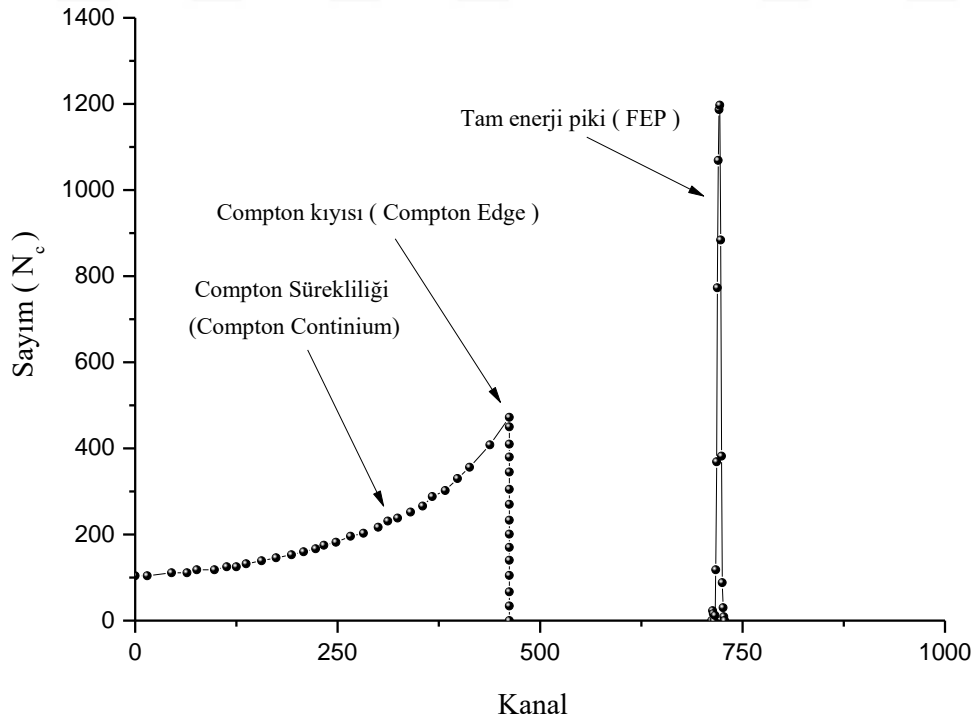
Eğer etkileşme dedektör duvarı adı da verilen kristalin kenar bölgelerinde meydana gelirse, fotondan elektrona aktarılan enerjinin bir kısmı dedektörde depolanarak elektron dedektörden kaçabilir. Ancak bu olayın meydana gelme olasılığı çok küçüktür. Pratikte fotoelektrik olay sonucu oluşan elektronlar tüm enerjilerini dedektörde depolar. Ancak burada, “fotoelektronların enerjisi gelen fotonun enerjisinden, kristale bağlanma enerjisi kadar küçük olacağına göre bu fark nereden karşılanır?” şeklinde bir soru akla gelebilir. Fotoelektrik olay meydana geldikten sonra, dış kabuk elektronlarından biri iç kabuktaki boşluğa 10^{-8} s gibi çok kısa bir zamanda geçiş yapar. Bu elektron geçişi sonucunda da X ışınları ya da Auger elektronları oluşur. Auger elektronları enerjilerini dedektörde depolayarak bağlanma enerjisi kadarlık farkın giderilmesini sağlar. X ışınları ise kristal atomları ile yeni etkileşimler yaparak sayım işlemine katkı yapacak yeni elektronların üretilmesini sağlar. Sonuç olarak ardışık bir şekilde meydana gelen bu olaylar ile fotonlar tüm enerjilerini dedektör kristalinde depolamış olur. Bu olayların meydana gelme süresi, dedektörde bir voltaj sinyalinin oluşması için geçen zamandan (10^{-6} s) küçük olduğu için dedektör kristalinde oluşan yük taşıyıcılarının sayısı ve dolayısıyla oluşan voltaj sinyalinin büyüklüğü gelen fotonun enerjisi ile orantılı olur.

Eğer foton, kristal atomları ile Compton saçılması yaparsa, enerjisinin bir kısmını elektrona aktarır. Saçılan elektron enerjisini diğer atomlarla etkileşime girerek kristalde depolar. Enerjinin geriye kalan kısmına sahip fotonun ise dedektörde soğurulup soğurulmayacağı ise birçok parametreye bağlıdır. Dedektör kristalinin boyutu, ilk etkileşmenin meydana geldiği yer, saçılan fotonun enerjisi ve dedektör kristalinin yapıldığı malzeme yeni etkileşmenin meydana gelme olasılığının bağlı olduğu başlıca parametrelerdir. Dedektör boyutu sonsuz büyüklükte olamayacağına göre her zaman Compton saçılmasına uğrayan fotonların sayıma katkıda bulunmama (kristalden kaçma) olasılığı mevcuttur.

Compton saçılması olayında saçılan elektronların enerjisi, $(0 - E_e^{\max})$ aralığında değişmektedir. Burada elektronların sahip olabileceği en büyük enerji (E_e^{\max}) aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$E_e^{\max} = E - \frac{E}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}} \quad (31)$$

Bunun sonucunda Compton elektronları tarafından dedektör çıkışında üretilen sinyallerin yükseklikleri de $(0 - V_{\max})$ aralığında değişecektir. Bu genlik değerleri de dedektörde depolanan enerji ile orantılı olacağından tek enerjili bir foton spektrumunun Şekil 1.6'daki gibi olması beklenir. Şekildeki tam enerji pikine (FEP), kaynaktan çıkıp dedektör kristalinde tüm enerjisini fotoelektrik ve Compton olayları ile tüketen fotonlar katkıda bulunur. Compton saçılmasına uğradıktan sonra sayıma katkıda bulunmadan dedektör kristalinden kaçan fotonlar ise spektrumun düşük enerji bölgesinde "Compton Continium" adı verilen sürekli Compton bölgesinin oluşmasına neden olur. Bu bölgenin üst sınırı yani enerjisi E_e^{\max} ile belirlenen yer ise "Compton kıyısı" olarak adlandırılır.

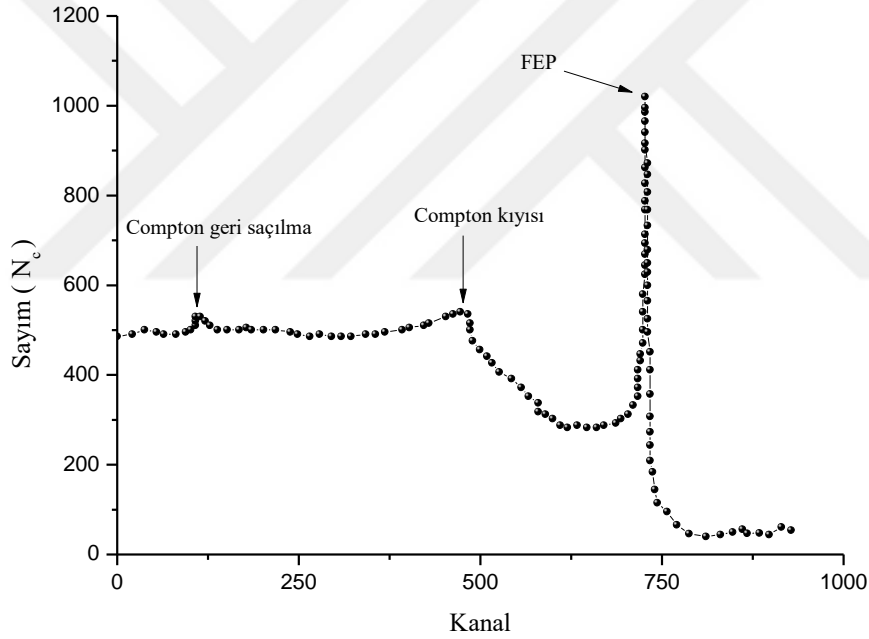


Şekil 1.6. İstatistiksel ve elektronik etkilerin yokluğunda tek enerjili kaynak spektrumu

Bazı durumlarda dedektöre gelen fotonlar kristal yüzeyine çok yakın bir yerde, koruyucu dış tabakada, kaynağın kendi içerisinde ya da kolimatörde Compton saçılmasına uğrayabilirler. Bu durumda saçılan elektronlar yüksek olasılıkla sayıma katkıda bulunmadan sistem dışında kalır ve sadece saçılan foton enerjisini kristalde depolar. Saçılan fotonun minimum enerjisi ise,

$$E'_{\min} = \frac{E}{1 + \frac{2E}{m_e c^2}} \quad (32)$$

şeklinde olur. Spektrumda bu enerji değerinde oluşacak olan pike Compton geri-saçılma (Compton backscattering) piki adı verilir (Şekil 1.7).



Şekil 1.7. Radyoaktif bir kaynağın ölçülen spektrumu

Tam enerji pikinin dışında kaydedilen sayımların kesri gelen fotonun enerjisine ve dedektörün boyutuna bağlıdır. Dedektöre gelen fotonun enerjisi 80 – 90 keV mertebelerine kadar ise fotoelektrik etkileşme baskındır. Dolayısıyla spektrumda gözlenecek olan Compton Süreklilik bölgesi de düşük olacaktır. Bu enerji değerlerinden 1,022 MeV'lara kadar olan foton enerjilerinde Compton olayı baskın hale gelir ve artan enerji ile beraber Compton Süreklilik bölgesinde de artış gözlenir. Dedektör kristalinin boyutları büyüdükçe Compton saçılmasını takip eden ilave etkileşmeler meydana gelir. Dolayısıyla kristalden

kaçan foton sayısında yani tamamlanmamış yük sayısında azalma görülür. Bu da Compton Süreklilik bölgesinin küçülmesini sağlar. Sonsuz büyüklükteki bir dedektörde Compton Süreklilik bölgesi tamamen kaybolur (Thoulfanidis, 1995; Knoll, 2010).

1.6.1.2. $E > 1,022$ MeV Enerjili Fotonların Enerji Depolama Mekanizması

Enerjisi 1,022 MeV'tan daha büyük olan fotonların madde ile etkileşmesinde fotoelektrik ve Compton saçılmasına ilave olarak çift oluşum olayı da meydana gelir. Çift oluşum olayının sonucunda foton ortadan kaybolur ve elektron-pozitron çifti oluşur. Fotonun enerjisi ise elektron-pozitron çiftine durgun kütle (1,022 MeV) ve kinetik enerji olarak aktarılır.

$$T = T_{e^+} + T_{e^-} = (E - 1,022)\text{MeV} \quad (33)$$

Elektron-pozitron çifti sahip olduğu kinetik enerjisi, fotoelektronların ve Compton elektronlarının yaptığı gibi dedektör kristalinde depolar. Bu olayda, “gelen fotonun enerjisi ile kristalde depolanan enerji (elektron-pozitron çiftinin kinetik enerjisi) arasındaki 1,022 MeV'luk fark nasıl karşılanır?” şeklinde bir soru ortaya çıkar. Pozitronlar sinyal oluşumu için gereken zamandan çok daha kısa sürede kristaldeki ömrünü tamamlar yani kinetik enerjisini tüketerek durur. Çoğunlukla da pozitronlar durmak üzereyken yörünge elektronları ile birleşerek yok olma fotonlarının oluşumuna neden olur. Tamamen birbirinin zıttı yönde hareket eden ve 0,511 MeV'luk enerjilere sahip olan bu fotonlar sinyal oluşumu için gereken zaman tükenmeden kristal ile etkileşime girerek enerjilerini burada depolar. Yok olma fotonları bazen enerjilerini kristale aktarmadan sistemden kaçabilirler. Bu da spektrumda tekli ve ikili kaçak piklerin oluşumuna neden olur (Thoulfanidis, 1995; Knoll, 2010).

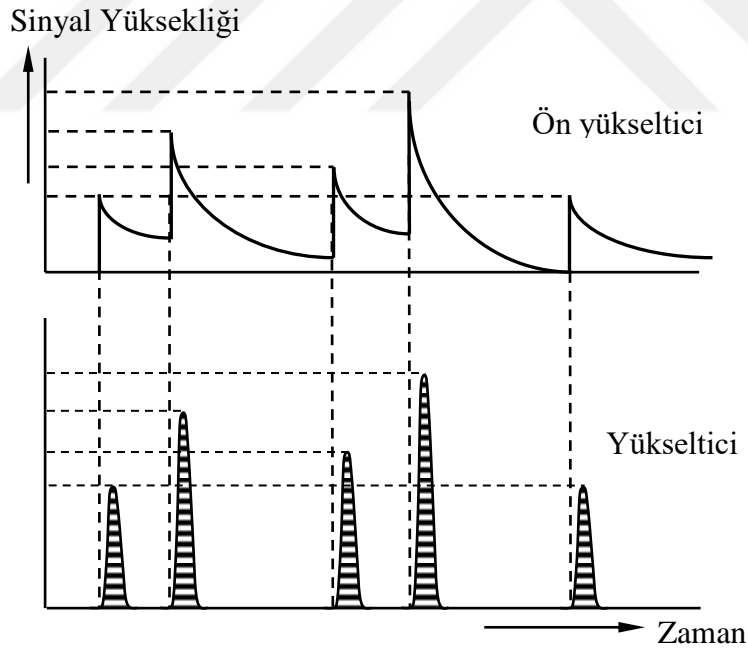
1.6.2. Yük Toplama ve Sinyal İşleme Süreçleri

Gama spektroskopisi sistemlerinde, fotonlar dedektör kristaline ulaştığında meydana gelen etkileşmeler sonucunda oluşan yük taşıyıcılarını işleyerek, gelen fotonların özelliklerini karakterize eden bilgileri ortaya koyacak elektronik sistemlere ihtiyaç vardır.

Basit bir spektroskopi sisteminde dedektörün yanısıra yüksek gerilim kaynağı, ön yükselteç, yükselteç, analog dijital dönüştürücü (ADC) ve çok kanallı analizör (MCA) gibi elektronik sistemler olmalıdır.

Yüksek gerilim kaynağı, kristalde oluşan yük taşıyıcılarını elektrotlara taşıyacak elektrik alanının kristal boyunca oluşumunu sağlar. Kaynak tarafından dedektöre uygulanan bu gerilime besleme voltajı (bias voltage) adı da verilir. Besleme voltajı kristaldeki deplasyon voltajından büyük olduğu sürece toplanan yük sayısındaki dalgalanma da minimum düzeyde olur.

Önyükseltici, dedektörden gelen akım sinyallerini depolanan enerji ile orantılı olarak voltaj sinyaline döşürür. Elektronik hatlar arasındaki empedans uyumunu sağlamak için sinyalleri şekillendirir ve büyütür. Aslında önyükseltici dedektöre monte edilmiş alan etkili bir transistördür (FET). Elektronik gürültüyü minimum seviyeye indirmek için önyükselticiler dedektör ile beraber soğutulur.



Şekil 1.8. Önyükseltici ve yükseltici çıkışlarında pulsların şekillenimi

Yükseltici, önyükselticiden gelen sinyallerin yüksekliğini analiz yapılabilecek seviyelere çıkarır ve enerji ayırımını sağlayacak sinyal şekillenimini yapar (Şekil 1.8). Yükselticilerin çoğu hem unipolar çıkışa (sinyalin tamamı ya pozitif ya da negatiftir)

hem de bipolar çıkışa (sinyal hem pozitif hem de negatif bileşenlidir) sahiptir. En iyi sinyal – gürültü oranını elde etmek için, yükselticinin unipolar çıkışı seçilir. Önyükselticinin ayarlanması gereken bir başka fonksiyonu da sinyal genişliğini belirleyen “Shaping Time” parametresidir. Bir spektrumdaki pikler için en iyi çözünürlük genellikle daha uzun zaman sabiti ile elde edilir. Bununla birlikte, daha uzun zaman sabitlerinin seçilmesi yükseltici çıkışında daha uzun sinyallerin oluşmasını sağlar. Başka bir deyişle, yükseltici çıkışında birim zamanda gözlenecek sinyal sayısının azalmasına neden olur. Bu durum yüksek sayım oranlarının olduğu ölçümlerde ciddi bir karışıklığa neden olur.

Çok kanallı analizörler (MCA), gelen sinyalleri enerjileri ile orantılı olarak farklı kanallara yerleştiren elektronik sistemlerdir. Çok kanallı analizörde en önemli devre elemanı analog dijital dönüştürücüdür (ADC). ADC, yükselticiden gelen analog sinyali onun genliği ile ve dolayısıyla gelen fotonun enerjisi ile orantılı tamsayıya çevirir. Sayılmış olan sinyal yüksekliği kadar sayı, analizörün hafızasında biriktirilir. Sayıların biriktirildiği kanallar farklı enerjileri temsil eder ve sayım süresince burada sinyallerin birikmesiyle pikler oluşur. Burada ölü zaman (dead time) adı verilen bir kavram ortaya çıkar. Ölü zaman yüksek sayım oranlarında oldukça önemlidir. Böyle durumlarda dedektöre gelen fotonlar arasındaki zaman o kadar kısadır ki analog dijital dönüştürücü gelen tüm sinyalleri aynı hızla işleyemez. Analog dijital dönüştürücünün bir sinyali işleyebilmesi için belirli zamana ihtiyacı vardır. Bu sırada, aynı zaman dilimi içerisinde gelecek olan diğer sinyalleri işleme almaz. Bu durum ardışık fotonların dedektöre gelme zamanı ile ardışık sinyallerin işlenmesi için geçen zaman arasında bir farkın oluşmasına neden olur. Ölü zaman adı verilen bu kavram aslında analog dijital dönüştürücünün meşgul olduğu zamandır.

1.6.3. Yarıiletken Dedektörlerde Elektrik Alan

Germanyum dedektörlere uygulanan besleme geriliminin dedektörün aktif bölgesi (kristali) boyunca oluşturacağı elektrik alanın şiddeti yük taşıyıcılarının sürüklenme hızını belirler. Yük taşıyıcılarının kazanacağı sürüklenme hızı toplanan yüklerin sayısını, yük toplama zamanı, sinyal şekli gibi sinyal oluşum süreçlerini etkileyen önemli bir parametredir. Dedektör kristali boyunca oluşturulan elektriksel alanın uzaysal dağılımında kristal geometrisine (planar ve koaksiyel) bağlı olarak önemli farklılıklar gözlenir. Her iki

geometride de uzaysal ρ_e yük yoğunluğunun varlığında oluşacak olan elektriksel potansiyeli bulmak için Poisson denklemi kullanılır.

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho_e}{\epsilon} \quad (34)$$

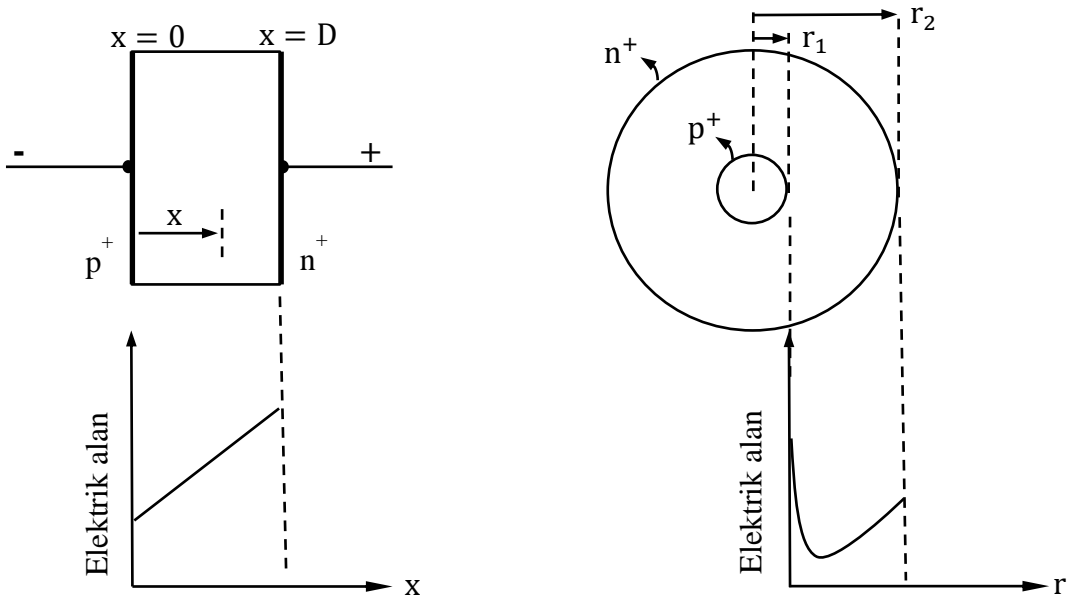
Burada ϵ dielektrik katsayısıdır. Yük yoğunluğu ve dielektrik katsayısı kristalin üretildiği malzemeye göre farklılık gösterir. p-tipi germanyum dedektörlerde yük yoğunluğu,

$$\rho_e = -eN_a \quad (35)$$

ile verilir. Burada e temel elektrik yükü, N_a ise kristaldeki akseptör safsızlıklarının yoğunluğudur. Benzer şekilde n-tipi germanyum kristalinde iyonize olmuş dörnorlar,

$$\rho_e = eN_d \quad (36)$$

ile verilen pozitif bir yük yoğunluğu oluşturur. Burada N_d ise kristaldeki dörnorların yoğunluğudur. Lityum sürüklenmiş germanyumda akseptör ve dörnor yoğunlukları birbirine eşit olduğu için net bir yük yoğunluğundan söz edilemez.



Şekil 1.9. Planar ve koaksiyel dedektör modelleri ve kristallerinde oluşturulan elektrik alanın değişimi

Şekil 1.9’da planar ve koaksiyel geometriye sahip p-tipi dedektörler şematik olarak görülmektedir. Planar geometriye sahip kristalde deplasyon bölgesinin kalınlığı aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$D = \left(\frac{2\epsilon V}{\rho_e}\right)^{1/2} \quad (37)$$

Deplasyon bölgesinin genişliğini kristalin tamamına yayabilmek için kristale uygulanması gereken en düşük gerilim değerine deplasyon voltajı (V_d) adı verilir. Tek boyutlu bir planar geometri için Poisson denklemi aşağıdaki gibi verilir.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho_e}{\epsilon} \quad (38)$$

Kristalin uçları arasına deplasyon voltajından daha küçük bir voltaj uygulanması durumunda oluşacak elektrik alan,

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V = -\frac{dV}{dx}\hat{i} \quad (39)$$

eşitliği çözülerek elde edilir. Bu durumda planar kristalde p^+ kontakten x kadar uzaklıkta oluşan elektrik alanın şiddeti aşağıdaki gibi olur.

$$|\vec{E}(x)| = \frac{V}{D} + \frac{eN_a}{\epsilon}\left(x - \frac{D}{2}\right) \quad (40)$$

Elde edilen bu denklemin deplase olmamış bölgeler için geçerli olmadığı unutulmamalıdır. Eğer kristalin uçları arasına uygulanan besleme voltajı (V_b) deplasyon voltajından daha büyük olursa, kristal içerisinde her yerde elektrik alanın büyüklüğünde $(V_b - V_d)/D$ kadarlık bir artış olur.

Koaksiyel geometride Poisson denklemi silindirik koordinatlarda çözülür.

$$\frac{d^2V}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dV}{dr} = -\frac{\rho_e}{\epsilon} \quad (41)$$

Şekil 1.9'daki gibi koaksiyel geometriye sahip bir dedektörde yarıçaplar arasında oluşan potansiyel fark aşağıdaki gibidir.

$$V(r_2) - V(r_1) = V \quad (42)$$

Elektrik alanı bulmak için yukarıda verilen (Denk. 42) sınır değer şartı kullanılarak $\vec{E} = -\frac{dV}{dr}\hat{r}$ denklemi çözülür. O halde yarıçaplar arasındaki elektrik alan aşağıdaki gibi olur.

$$|\vec{E}(r)| = \frac{eN_a r}{2\epsilon} + \frac{V - (eN_a/4\epsilon)(r_2^2 - r_1^2)}{r \ln(r_2/r_1)} \quad (43)$$

Şekil 1.9'da planar ve koaksiyel dedektörlerde oluşturulan elektrik alan şiddetlerinin kristal boyunca değişimleri görülmektedir. Şekildeki grafiklerden de görüleceği üzere, planar kristalde elektrik alanının şiddeti p^+ kontakten itibaren artarak değişirken, koaksiyel kristalde durum daha karmaşıktır. Kristalin en iç bölgesinde uzaysal yük yoğunluğu bulunmadığı için elektrik alan mevcut değildir. Kapalı uçlu bir koaksiyel dedektörde elektrik alan şiddeti için yukarıda bahsedilen eşitlikler ve değişimler daha da karmaşık bir hal alır (Gilmore, 2008).

1.6.4. Dedeksiyon Verimi

Aralarında d mesafesi olan radyoaktif kaynak ile dedektörden oluşan bir sistemde, aradaki ortam genellikle düşük yoğunluklu havadır. Fotonların ve nötronların ölçümünde hava ortamının etkisi ihmal edilebilecek kadar düşüktür. Eğer kaynaktan yüklü parçacıklar yayınlanıyorsa, tüm parçacıklar bir miktar enerji kaybeder ve bunlardan bazıları da saçılarak dedektör dışına kaçabilir. Bu tür etkilerin önemli olduğu ölçümlerde sistem vakuma alınarak problem giderilebilir. Sistemin vakuma alınmadığı durumlarda ise uygun düzeltmeler kullanılır.

Prensip olarak her radyasyon dedektörü kendi aktif hacmiyle etkileşime giren bir fotona karşı bir çıkış sinyali üretir. Dedeksiyon verimi genel olarak “mutlak verim” ve “intrinsik verim” olarak iki genel başlık altında toplanabilir.

$$\varepsilon_{\text{mut}} = (N_k/N_y) \quad (44)$$

$$\varepsilon_{\text{int}} = (N_k/N_g) \quad (45)$$

Burada N_k , N_y ve N_g sırasıyla sistem tarafından kaydedilen, kaynak tarafından yayınlanan ve dedektöre gelen foton sayılarıdır. İzotropik kaynaklar için her iki verim arasında Denklem 46'daki gibi bir ilişki vardır.

$$\varepsilon_{\text{int}} = \varepsilon_{\text{mut}}(4\pi/\Omega) \quad (46)$$

Burada Ω dedektör – kaynak sisteminin katı açısıdır. Dedektörler için genellikle intirinsik verim daha çok kullanılır. Bu verim dedektör materyaline, radyasyon enerjisine ve dedektörün gelen radyasyon yönündeki kalınlığına bağlıdır. Mutlak verimde ise intirisik verimin bağlı olduğu parametrelerin yanısıra dedektör yarıçapı ve kaynak-dedektör mesafesi gibi geometrik faktörler belirleyicidir.

Bir dedektörün cevap fonksiyonu incelendiğinde, dedeksiyon veriminden toplam verim ve pik verimi şeklinde söz etmek mümkündür. Toplam verim, enerjinin ne kadar küçük olduğuna bakılmaksızın bütün etkileşimlerin kaydedildiği spektrumun tamamı ile ilgilidir. Ancak pratikte bir sinyalin kaydedilebilmesi için belli bir eşik değerin üstünde olması gerekir. Temel kaynağı elektronik gürültü olan bu eşik değeri, toplam verimin teorik değerine yakın olabilmesi için mümkün olduğunca küçük tutulur. Pik veriminde bu eşik değerinin üstündeki ve belirli bir enerji (genlik) değerine sahip sinyaller hesaba katılır. Bu iki verim ifadesi kullanılarak, dedektörler için ayırteci bir parametre olan pik veriminin toplam verime oranı (peak-to-total ratio) ifadesi elde edilir.

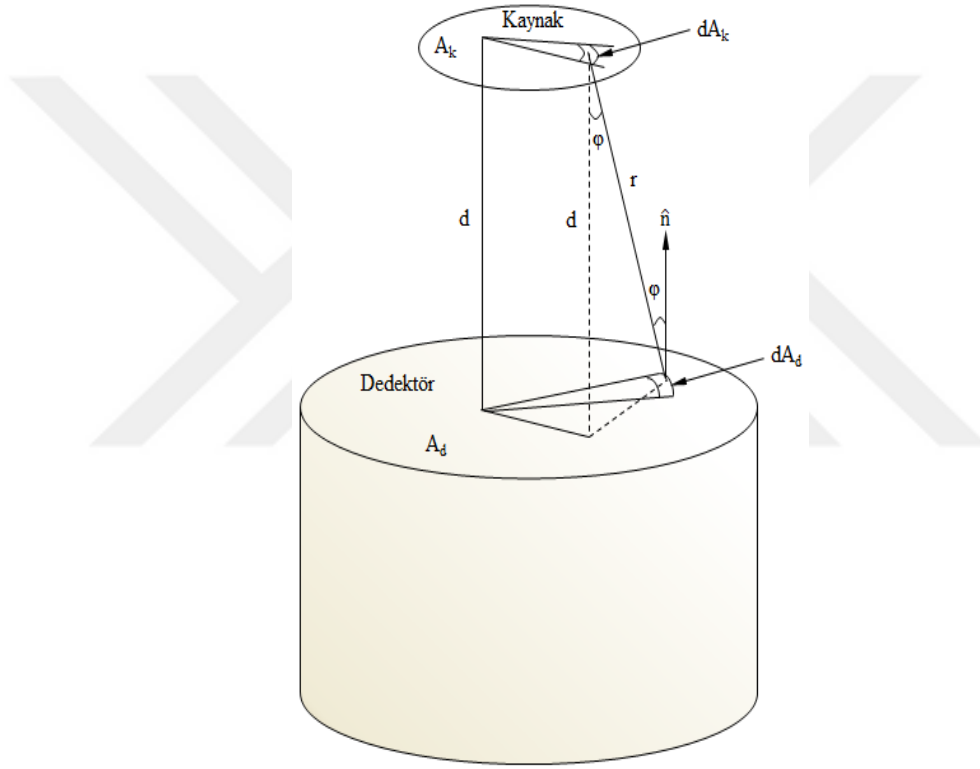
$$r_{\text{pt}} = \varepsilon_{\text{pik}}/\varepsilon_{\text{top}} \quad (47)$$

1.6.5. Katı Açısı

Aralarında d mesafesi bulunan izotropik bir kaynak-dedektör sisteminde, kaynaktan çıkan fotonlar her yönde eşit olasılıkla yayılır. Bundan dolayı fotonların sadece belirli bir kısmı dedektöre ulaşır sayılma olasılığına sahiptir. Burada dedektöre ulaşabilen fotonların

oranı, kaynağın dedektörü görme alanını çevreleyen hacim olarak ta nitelendirilebilen katı açı ifadesi ile orantılıdır. Bazen katı açı yerine “geometrik faktör” ifadesi de kullanılır ve $0 \leq \Omega \leq 1$ arasında değerler alır. Genişletilmiş (disk) bir kaynak dedektör sistemi için katı açı aşağıdaki gibi tanımlanır ve Şekil 1.10’deki gibi bir geometriye sahip olur.

$$\Omega = \frac{\text{Dedektör yüzeyi ile kaynak arasındaki uzayı çevreleyen hacim içerisinde birim zamanda yayınlanan parçacık sayısı}}{\text{Kaynak tarafından birim zamanda yayınlanan parçacık sayısı}} \quad (48)$$



Şekil 1.10. Dedektör yüzeyine paralel olarak yerleştirilmiş disk kaynak için katı açı

Yukarıda verilen tanımlama ve geometri kullanılırsa katı açı için aşağıdaki matematiksel ifade elde edilir.

$$\Omega = \frac{1}{S_0 A_k} \int_{A_k} \int_{A_d} (S_0 dA_k / 4\pi r^2) dA_d (\hat{n} \cdot \vec{r} / |\vec{r}|) \quad (49)$$

Burada, S_0 disk kaynağın birim yüzeyinden birim zamanda yayınlanan foton sayısını, A_k kaynağın yüzey alanını ve A_d dedektörün yüzey alanını temsil etmektedir. Dedektör yüzey alanının normal vektörü (\hat{n}) ile konum vektörü (\vec{r}) arasındaki $\hat{n} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = \cos\varphi$ eşitliği Denklem (49)'da yerine yazılırsa,

$$\Omega = \frac{1}{4\pi A_k} \int_{A_k} dA_k \int_{A_d} dA_d \frac{\cos\varphi}{r^2} \quad (50)$$

denklemini elde edilir. Elde edilen bu son denklem herhangi bir şekilde sahip kaynak ve dedektör geometrisinde katı açı için genel çözümü verir.

Kaynak ve dedektör yüzeylerinin yarıçapları sırasıyla R_k ve R_d olduğu disk kaynak ve dedektör geometrisi için çözüm,

$$\Omega = \frac{\phi^2}{4} \left\{ 1 - \frac{3}{4} (\phi^2 + \psi^2) + \frac{15}{8} \left(\frac{\phi^4 + \psi^4}{3} + \phi^2 \psi^2 \right) - \frac{35}{16} \left[\frac{\phi^6 + \psi^6}{4} + \frac{3}{2} \phi^2 \psi^2 (\phi^2 + \psi^2) \right] \right\} \quad (51)$$

şeklinde olur ($\phi = R_d/d$, $\psi = R_k/d$).

Noktasal bir kaynak için Denklem (50) çözülürse,

$$\Omega = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + R_d^2}} \right) \quad (52)$$

ifadesi elde edilir (Thoufhanidis, 1995).

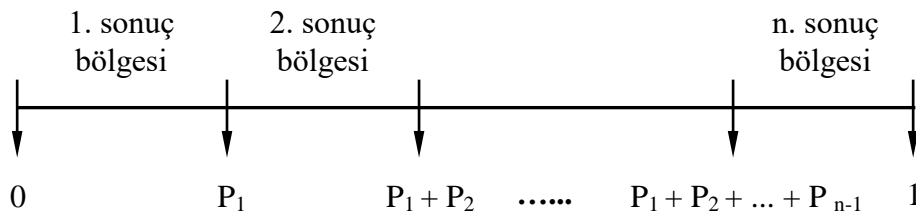
1.7. Monte Carlo Yöntemi

Monte Carlo yöntemi, istatistiksel teknikler kullanılarak bir olayı veya deneyi taklit etmektir. Düzgün bir şekilde tasarlanmaları halinde deneysel sonuçlara kıyasla çok kısa zamanda ve doğruluk oranı yüksek sonuçlar verir. Böylece gerçek sistemler üzerinde değişiklik yapmaya gerek kalmadan deney sonuçlarını tahmin etme yetenekleri zaman ve maddi anlamda önemli kazançlar sağlar. Bu yöntem bilimin hemen hemen her alanında geniş kullanım alanı bulmuştur.

Belli bir ölçümde veya deneyde elde edilen değerler gelişigüzel sayılar kümesi oluşturur. Gelişigüzel sayılar kümesinde herhangi bir sayının gelme olasılığı diğerlerinden farklı olabilir. Olasılıklar aynı ise böyle bir kümeye düzgün dağılımlı sayılar kümesi denir. Sayısal olarak bir deneyi veya olayı taklit etmek için $[0, 1]$ arasında değerler alan düzgün dağılımlı gelişigüzel sayılar kullanarak, ele alınan olayla ilgili olasılık dağılımına sahip, belli bir $[a, b]$ aralığında değerler alabilen gelişigüzel sayılar üretmek gerekir (Cengiz, 1991).

1.7.1. Temel Monte Carlo İlkesi

Belli bir ölçümü veya deneyi bir olay olarak ve $[0, 1]$ aralığında değerler alabilen düzgün dağılımlı gelişigüzel sayıları ξ ile tanımlayalım. Herhangi bir olayın belli olasılıklarla meydana gelen çeşitli sonuçları vardır. Bu sonuçlar da ayrı ayrı birer olay olarak düşünülebilir. Örneğin fotonun bir ortamda etkileşmesi bir olay, fotoelektrik olay, Compton olayı veya çift oluşumu ise birer sonuçlardır. Bu üç sonuç da birer olaydır. n -tane sonucu ve bu sonuçların meydana gelme olasılıkları P_1, P_2, \dots, P_n olan bir olay tasarlayalım. Tasarladığımız bu olayı gelişigüzel sayılar kullanarak taklit etmek istediğimizi varsayalım. Gelişigüzel sayı eksenini Şekil 1.11'de görüldüğü gibi n - tane bölgeye ayıralım.



Şekil 1.11. Olasılıklar bölgesi

Şekil 1.11'de gösterilen gelişigüzel sayıları sonuç bölgelerine ayırmakla, gelişigüzel sayıların P_1 olasılıkla belirlenen miktarını 1. sonuç, P_2 olasılıkla belirlenen miktarını 2. sonuç ve P_n olasılıkla belirlenen miktarını da n. sonuç için ayırmış olduk. Böylece, türetilen bir gelişigüzel sayı hangi sonuç bölgesine düşerse olayda o sonuç meydana gelmiştir. Yani,

$0 < \xi < P_1$ ise 1. sonuç

$P_1 < \xi < P_1 + P_2$ ise 2. sonuç

...

$P_1 + P_2 + \dots + P_{n-1} < \xi < 1$ ise n. sonuç

meydana gelir.

Şimdi de, $a \leq x \leq b$ aralığında, her bir x sonucunun meydana gelme olasılığı, $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı taklit etmek isteyelim. Olayda sonucun x ile $x+dx$ aralığında gelme olasılığı,

$$p(x)dx = \frac{f(x)}{\int_a^b f(x)dx} \quad (53)$$

şeklindedir. Burada $p(x)$ fonksiyonuna olasılık yoğunluk fonksiyonu denir. Toplam olasılık yoğunluk fonksiyonu veya olasılık dağılım fonksiyonu,

$$P(x) = \int_a^x p(x')dx' \quad (54)$$

şeklinde tanımlanır. $a \leq x \leq b$ aralığında, her x değerine karşılık $P(x)$ fonksiyonu $[0, 1]$ aralığında gelişigüzel değerler alır. $P(x)$ değerlerinin sıklık fonksiyonu düzgün bir dağılım gösterir. O halde $P(x)$ 'i ξ 'e eşitlenirse,

$$\xi = \frac{\int_a^x f(x')dx'}{\int_a^b f(x)dx} \quad (55)$$

ifadesi elde edilir. Buna Temel Monte Carlo İlkesi denir. Yukarıdaki denklem tersine çevrilerek ξ değerlerine bağlı olarak x değerleri,

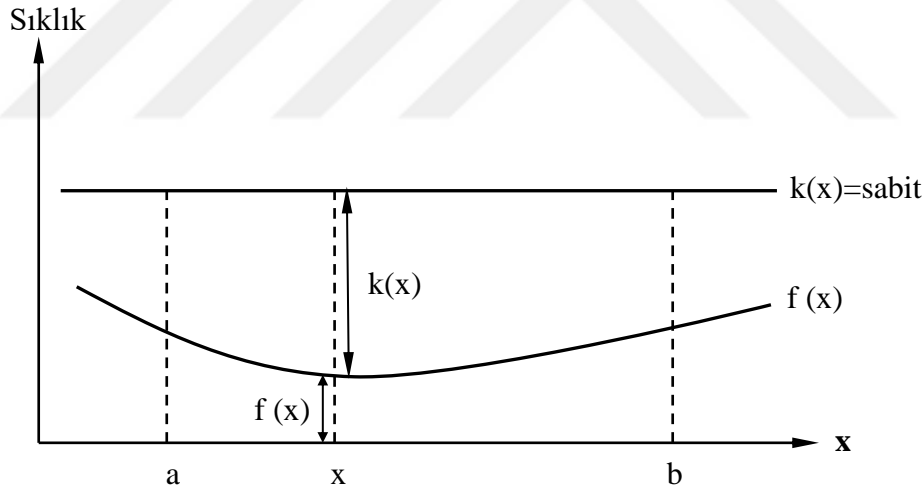
$$x = P^{-1}(\xi) \quad (56)$$

şeklinde elde edilir. Türetilen her bir ξ 'a karşılık yukarıdaki denklemden x hesaplanır. Böylece $[0, 1]$ arası düzgün dağılımlı ξ değerleri kullanılarak $[a, b]$ aralığında $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir (Cengiz, 1991).

1.7.2. Reddetme Yöntemi

Bir dağılımın örneklenmesinde Denklem (54)'teki integralin analitik olarak alınamadığı ve bu ifadenin tersine çözümünün analitik olarak mümkün olmadığı durumlarda Temel Monte Carlo ilkesi kullanılamaz. Böyle bir durumda “Reddetme Yöntemi” kullanılır.

$a \leq x \leq b$ aralığında $f(x)$ sıklık fonksiyonu ile belirlenen bir olayı “Reddetme Yöntemi” ile örnekleyelim. Bunun için $k(x) = \text{sabit}$ dağılımından yararlanılır. Şekil 1.12’de $f(x)$ ve $k(x) = \text{sabit}$ dağılımları gösterilmektedir.



Şekil 1.12. Reddetme yöntemi

$k(x) = \text{sabit}$ dağılımına Temel Monte Carlo İlkesi’ni uygulayabiliriz. Şekil 1.12’de görüldüğü gibi türetilen bir ξ ile $k(x)$ dağılımının örneklenmesinden elde edilen bir x değerinin sıklığı $k(x) = \text{sabit}$ ’tir. Bu sıklığın $f(x)$ olma olasılığı $f(x)/k(x)$ ’dir. Düzgün dağılımlı olarak türetilen x değerlerinin $f(x)/k(x)$ olasılığıyla belirlenen miktarı $f(x)$ dağılımlıdır. Böylece $f(x)$ dağılımı Şekil 1.12’de görülen $k(x) = \text{sabit}$ dağılımının

örneklenmesiyle elde edilen düzgün dağılımlı x değerlerinden $f(x)$ ile x eksenini arasında kalanları kabul edilip, diğerleri reddedilerek örneklenir. Yöntemin verimi,

$$\varepsilon = \frac{\int_a^b f(x)dx}{\int_a^b r(x)dx} \quad (57)$$

şeklinde tanımlanır. Verimi yükseltmek ve fazla hesaplamalardan kurtulmak için (dolayısıyla bilgisayar zamanını minimuma indirmek için) sıklık fonksiyonu $f(x)$, maksimum değerine bölünerek $g(x) = f(x)/f(x)_{\max}$ fonksiyonu elde edilir ve bu $g(x)$ dağılımını örten $k(x)$ dağılımı da $k(x) = 1$ şeklinde seçilir. $k(x) = 1$ dağılımına “Temel Monte Carlo İlkesi” uygulanırsa,

$$x = a + (b - a)\xi \quad (58)$$

ifadesi elde edilir. Bir ξ üretilerek yukarıdaki denklemden bir x değeri bulunur. Bulunan bu x değerinin sıklığı $f(x)$ olma olasılığı $g(x) = g(x)/k(x)$ 'dir. İkinci bir ξ türetilerek,

$$\xi = g(x) \quad (59)$$

şartına bakılır. Elde edilen x , bu şart sağlanırsa kabul edilir, sağlanmazsa reddedilir ve işlemler tekrarlanır. Böylece, düzgün dağılımlı x değerlerinden $f(x)$ dağılımlı x değerleri elde edilir (Cengiz, 1991).

1.8. Literatür Özeti

Atom, güçlü etkileşimler altında bir arada bulunan nükleonların oluşturduğu çekirdek ve bu çekirdek etrafında belirli olasılıklarla farklı konumlarda hareket eden elektronlardan oluşan kuantum mekaniksel bir sistemdir. Gama spektroskopisi, böyle bir sistemin uyarılma enerjileri, enerji seviyeleri, açısal momentumları, bozunma ve etkileşme özellikleri gibi fiziksel parametrelerini belirlemede kullanılan önemli bir yöntemdir. Bu

yöntem ile yapılan ölçümlerin güvenilirliği deneysel kurguya, yönteme ve kullanılan dedektörün performansına bağlıdır.

Kütle soğurma katsayıları gama ışınlarının atom ile etkileşimindeki olayların meydana gelme olasılığının ölçüsüdür ve gama ışınının enerjisine ve atomun cinsine bağlıdır. Kütle soğurma katsayılarının teorik olarak hesaplandığı çalışmalar literatürde mevcuttur (Saloman vd., 1988; Henke vd., 1993; Chantler, 1995). Bununla birlikte, malzeme, sağlık ve biyoloji gibi bilim dallarında kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak belirlendiği çok sayıda çalışma gerçekleştirilmiştir (Wang vd., 1995; Orlic vd., 1999; Chitralekha vd., 2004; Çevik vd., 2006; Baltaş vd., 2007; Gamage ve Joyce, 2011; Provina ve Govind, 2013; El-Sayed vd., 2016). Son zamanlarda yapılan deneysel çalışmaların çoğu Hartree-Fock-Slater modeli kullanarak geliştirilen XCOM programındaki teorik değerler ile kıyaslanmaktadır (Berger ve Hubbell, 1999). Yapılan çalışmalarda kütle soğurma katsayılarının teorik ve deneysel sonuçları arasında gözlemlenen farklılıklar deneysel düzeneklerin çok iyi tasarlanması gerekliliğini ortaya koymaktadır. Deneysel düzeneğin tasarlanmasında dikkat edilmesi gereken en önemli faktör dar ışın geometrisinin (narrow beam geometry) sağlanmasıdır (Creagh, 1987).

Tezin bu bölümünde kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçümündeki geometrik etkilerin belirlenmesi amaçlanmıştır. Bunun için ilk olarak soğurucu numune ile dedektör arasında bulunan kolimatörlerin çaplarının etkisi araştırıldı. Daha sonra kütle soğurma katsayılarının dedektör yüzeyi boyunca değişimleri incelendi.

Gama spektroskopisinde kullanılan HPGe dedektörler, yüksek saflığa sahip Ge kristalinden üretilen diyotlardır. Kristalin büyütülmesi süreçlerinde, dış yüzeylere ve iç boşluktaki yan yüzeylere yapılan katkılar bu bölgelerde sayıma katkısı olmayan pasif bölgelerin (ölü tabaka) oluşmasına neden olur. Bununla birlikte, üretici firmalar kristalin köşe bölgelerinde var olduğunu savundukları zayıf elektrik alanların etkisini ortadan kaldırmak için bu bölgelere yuvarlatma (bulletization) işlemini uygulamaktadır (Gilmoore, 2008; Gasparro vd., 2008). Kullanılan dedektörlerde bu tür bölgelerin varlığını belirlemek için, HPGe dedektör farklı besleme voltajlarında çalıştırılarak yüzeyinin değişik bölgelerinde ölçümler gerçekleştirildi. Elde edilen spektrumlarda tam enerji piklerin (FEP) alanlarındaki ve yarı maksimumda tam genişliklerindeki (FWHM) değişimler incelendi. Son yıllarda dedektörlerin kataloglarında kristalin koruyucu hazne (endcap) içerisindeki konumu dahil bütün parçaların geometrik bilgileri verilmektedir. Ancak bazen üretici firmalar tarafından belirtilen bu bilgiler gerçek değerleri ile uyuşmamaktadır (Arns vd.,

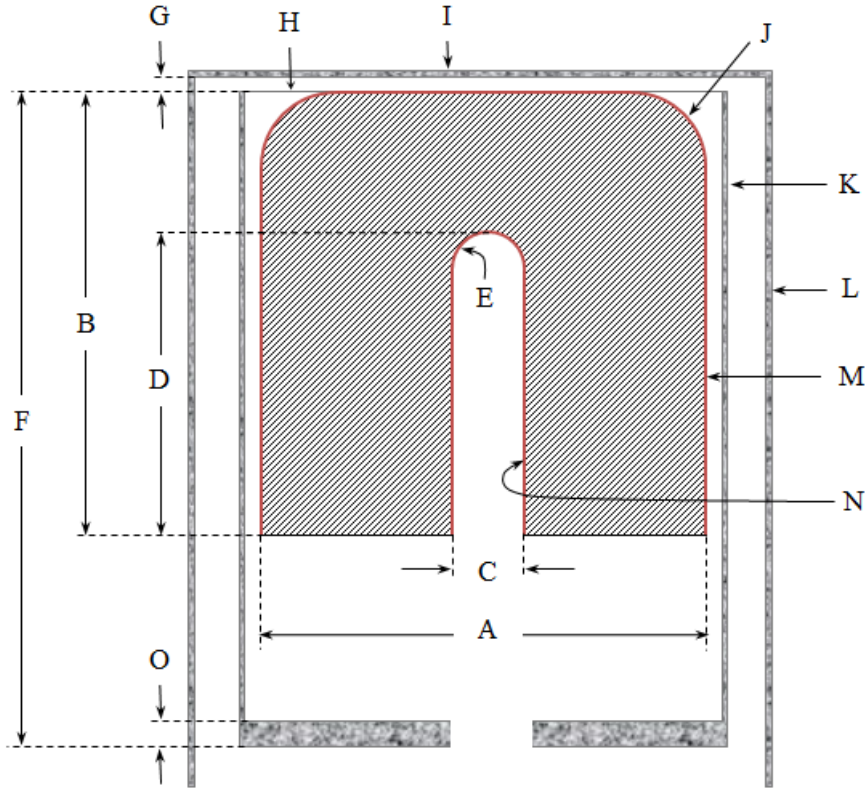
1970; Bruijn ve Lorens, 1980; Berndt ve Mortreau, 2012). Bu durum HPGe dedektörlerinin verim eğrilerinin belirlenmesinde eksikliklere neden olmaktadır. Bununla birlikte, özellikle ölü tabaka kalınlığının zaman içerisinde artması düşük enerjilerde önemli verim kayıplarına neden olmaktadır (Hull ve Pehl, 2005; Huy vd., 2007; Huy, 2010). Dedektörlerin verim kalibrasyonlarının belirlenmesinde simülasyon yöntemleri sıklıkla kullanılmaktadır (Karamanis vd., 2002; Karamanis, 2003; Rodenas vd., 2003; Hurtado vd., 2004; Helmer vd., 2003; Helmer vd., 2004; Vargas ve Guerra, 2006; Rodenas vd., 2007; Sima ve Arnold, 2009; Maidana vd., 2010; Andreotti vd., 2014; Blank vd., 2014; Chham vd., 2015; Östlund vd., 2015; Maidana vd., 2016). Yapılan çalışmaların çoğunda dedektör kristalindeki ölü tabakasının kalınlığı, simülasyon sonuçları ile deneysel sonuçlar kıyaslanarak belirlenmektedir (Ewa vd., 2001; Elanique vd., 2012, Santo vd., 2012; Tomarchio, 2013).

Tezin son kısmında ise HPGe dedektörlerin kristal kalınlığını belirlemek için yarı-deneysel model kullanıldı. Kullanılan modelin geçerliliğinin sağlanması için verim eğrileri deneysel olarak ve Monte Carlo simülasyon yöntemi ile belirlendi.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Kullanılan Dedektörler

Tez çalışmaları, HPGe yarıiletken dedektörler kullanılarak gerçekleştirildi. Bunlar sırasıyla, % 25' lik relatif verime ve 1,33 MeV' de 1,70 keV' lik ayırma gücüne sahip ORTEC marka GEM25P4-76 model; % 55' lik relatif verime ve 1,33 MeV' de 1,74 keV' lik ayırma gücüne sahip ORTEC marka GEM55P4 model yarıiletken gama dedektörleridir. Dedektörlerin her ikisinde koaksiyel geometriye sahip olup kesitsel görünüşleri Şekil 2.1' deki gibidir.



Şekil 2.1. Koaksiyel HPGe dedektörlerin şematik gösterimi

Burada verilen dedektörün aktif bölgesinin alanı, boyu, kıvrımlı bölgelerin eğrilik yarıçapları ve ölü tabaka kalınlığı gibi parametreler verimi etkileyen en önemli geometrik parametrelerdir. Bundan dolayı geometrik parametrelerin üretici firma tarafından

sağlanması analitik hesaplamalar ve Monte Carlo uygulamalar açısından oldukça önemlidir. Deneysel çalışmalarda kullanılan dedektörlerin geometrik parametrelerinin, üretici firma tarafından verilen katalog değerleri Tablo 2.1’ de görülmektedir.

Tablo 2.1. Dedektörlerin geometrik parametreleri

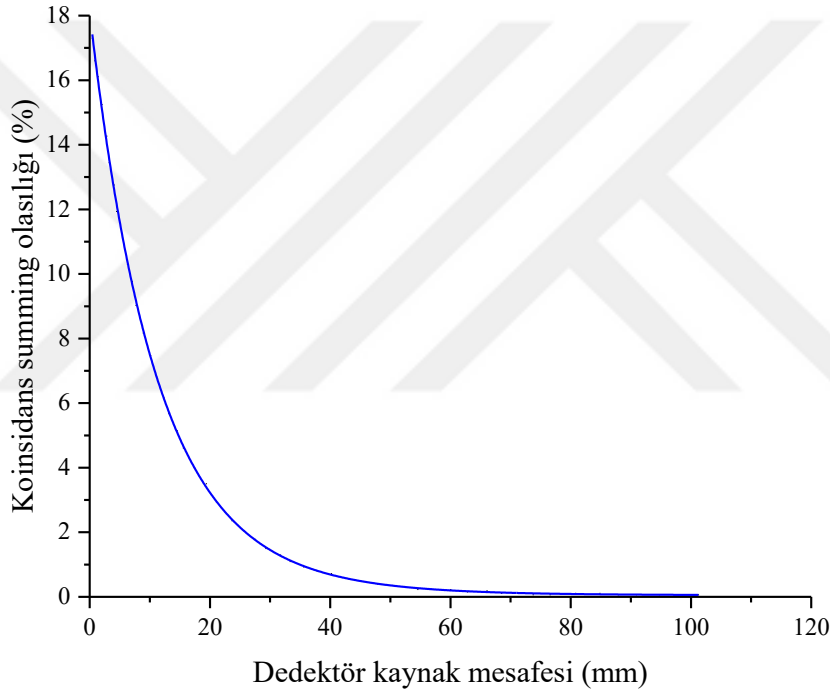
Simge	Geometrik Parametre	Boyutu (mm)	
		GEM25P4-76	GEM55P4
A	Kristal çapı	62,70	75,50
B	Kristal uzunluğu	43,60	47,60
C	Kristal boşluğunun çapı	10,30	-
D	Kristal boşluğunun uzunluğu	30,70	-
E	Kristal boşluğunun eğrilik yarıçapı	5,00	-
F	Kristal haznesinin uzunluğu	105,00	-
G	Kristal ile Al yüzey arasındaki boşluğun genişliği	4,00	4,00
H	İç Al koruyucunun kalınlığı	0,03	-
I	Dış Al koruyucunun kalınlığı	1,00	1,00
J	Kristalin dış yüzeyinin eğrilik yarıçapı	8,00	-
K	İç Al koruyucunun yan çeperinin kalınlığı	0,80	-
L	Dış Al koruyucunun yan çeperinin kalınlığı	1,00	-
M	Kristalin dış yüzeyindeki ölü tabaka kalınlığı	0,70	0,70
N	Kristal boşluğundaki ölü tabaka kalınlığı (μm)	0,30	-
O	İç Al koruyucunun alt çeperinin kalınlığı	3,00	-
- Üretici firma tarafından bu değerlere katalogta yer verilmedi.			

2.2. Enerji ve Verim Kalibrasyonu

Radyasyon dedektörleri ile çalışmaya başlamadan önce sistemlerin enerji kalibrasyonlarının yapılması gerekmektedir. Çünkü sayım işleminde çok kanallı analizörde toplanan sayısal verilerin analiz edilebilmesi için, hangi kanalın hangi enerjiye karşılık geldiğinin bilinmesi gerekir. Yani her kanal bir enerji değerine karşı gelmektedir. Böylece numunede bulunan radyoaktif çekirdeklerin türleri bulunabilir. Enerji kalibrasyonunun yapılabilmesi için yayınladığı gama fotonlarının enerjileri tam olarak bilinen çekirdeklerden oluşan standart kaynak setlerine ihtiyaç duyulur.

Verim kalibrasyonu ise herhangi bir numunedeki radyoizotopların aktivitelerinin belirlenmesinde kullanılan çok önemli bir parametredir. Burada, kullanılan standart kaynakların enerjilerinin yanı sıra üretim tarihleri ve aktiviteleri bilinmesi gerekir. Verim kalibrasyonu yapılırken kullanılacak olan standart kaynaklar ölçülecek numune ile aynı

kimyasal yapıya ve geometrik özelliklere (dedektör kaynak mesafesine ve numune-standart kaynak şekline) sahip olmalıdır. Verim eğrisinin oluşturulmasında dikkat edilmesi gereken bir başka nicelik ise özellikle yüksek sayım oranlarında ve çoklu enerjilerde gama ışını yayınlayan kaynaklarla çalışırken gözlemlenen koincidans-summing etkileridir. Bu durumda fotonlar dedektöre o kadar kısa sürede ulaşır ki dedektörün ayırma zamanı (resolving time) bu fotonları bir birinden ayırt edemez. Ardışık olarak gelen bu fotonların dedektör için aynı zaman içinde kaydedilmesi, tam enerji pikinde (FEP) sayım kayıplarına neden olur. Bu sorun katı açılı ile birbirine sıkıca bağlı olduğu için yapılan deneysel ölçümlerde dedektör kaynak mesafesinin 10 cm' den daha büyük seçilmesine özen gösterildi (Şekil 2.2).



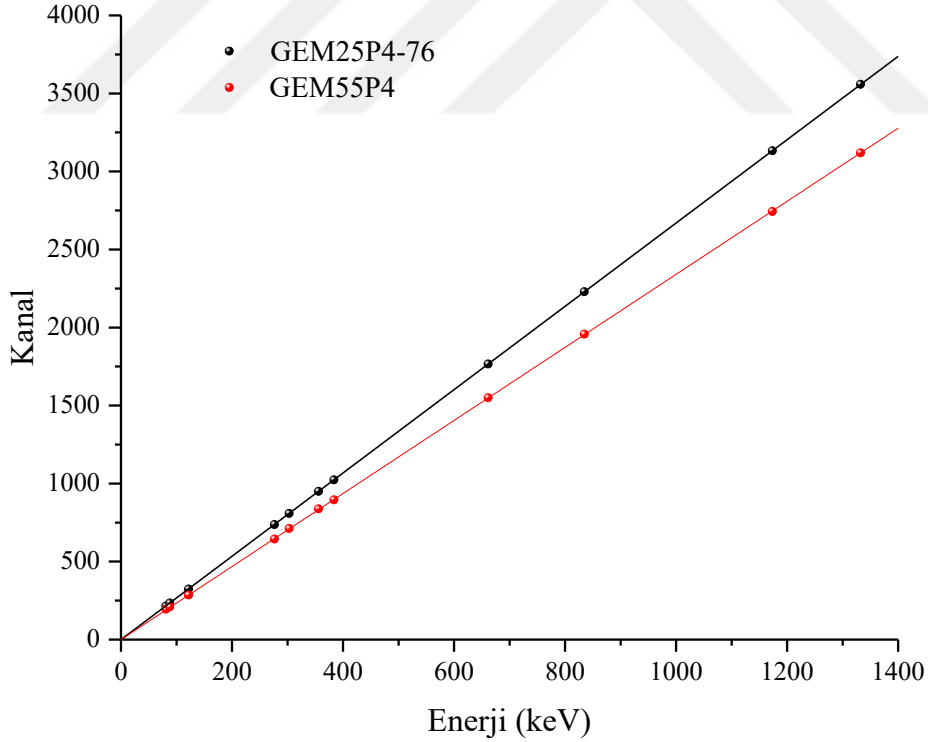
Şekil 2.2. Dedektör-kaynak mesafesi ile koincidans summing olasılığının değişimi (Gilmore, 2008)

Enerji ve verim kalibrasyonu için enerjileri 81 – 1332 keV arasında değişen ^{109}Cd , ^{57}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{54}Mn ve ^{60}Co 'ın piklerini içeren standart disk kaynaklar kullanıldı. Standart kaynaklar An Eckert & Ziegler Company firmasından satın alınmıştır. Tablo 2.2'de kalibrasyon için kullanılan standart kaynaklara ait bilgiler görülmektedir.

Tablo 2.2. Enerji ve verim kalibrasyonlarında kullanılan standart kaynaklar

Çekirdek	Enerjisi (keV)	Olasılığı	Yarı ömrü	Aktivitesi (kBq)	Ürün çekirdek
^{109}Cd	88,0	3,60	461,40 gün	372,20	^{109}Ag
^{57}Co	122,0	85,51	271,80 gün	387,40	^{57}Fe
	136,5	10,71	271,80 gün	387,40	
^{133}Ba	81,0	32,90	10,54 yıl	360,60	^{133}Cs
	276,4	7,16	10,54 yıl	360,60	
	302,8	18,39	10,54 yıl	360,60	
	356,0	62,05	10,54 yıl	360,60	
	383,8	8,94	10,54 yıl	360,60	
^{137}Cs	661,6	85,00	30,05 yıl	345,00	^{137}Ba
^{54}Mn	834,8	99,97	312,13 gün	351,40	^{54}Cr
					^{54}Fe
^{60}Co	1173,0	99,85	5,27 yıl	372,20	^{60}Ni
	1332,0	99,98	5,27 yıl	372,20	

DeneySEL çalışmalarda kullanılan dedektörlerin enerji kalibrasyon eğrileri Şekil 2.3'te görülmektedir.



Şekil 2.3. GEM25P4-76 ve GEM55P4 model gama dedektörlerinin enerji kalibrasyon eğrileri

2.3. Deneysel Ölçümler ve Hesaplamalar

2.3.1. Kolimatör Çapının Belirlenmesi

Bu kısımda, numune - dedektör arasına yerleştirilen kolimatörlerin çapının kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçümüne etkisi incelenmiştir. Kullanılan kolimatörler 2, 4, 6 ve 10 mm' lik çaplara sahip olacak şekilde kurşun malzemenen üretilmiştir (Şekil 2.4).



Şekil 2.4. Farklı çaplardaki kurşun kolimatörler

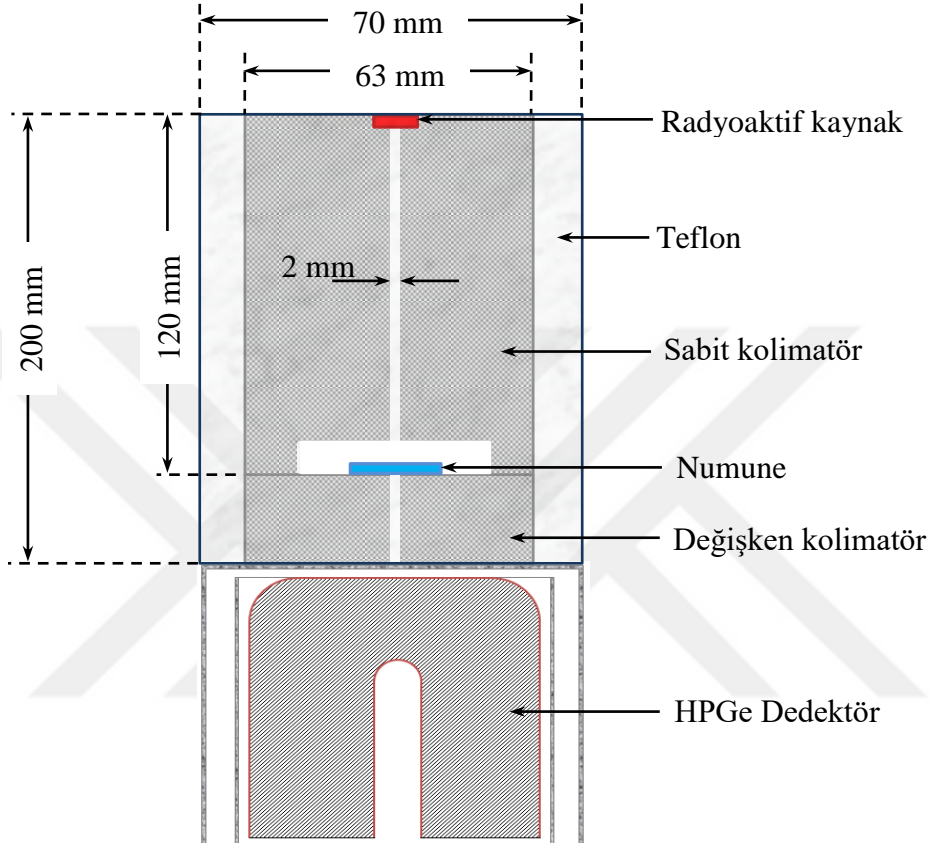
Şekil 2.5'te kütle soğurma katsayılarını ölçmek için kullanılan deney geometrisi gösterilmektedir. Şekilde de belirtildiği gibi yapılan deneyler boyunca kaynak-numune arasındaki kolimatör sabit tutulurken, numune-dedektör arasındaki kolimatörler değiştirilmiştir. Kütle soğurma katsayılarının ölçerken numune değişimleri sırasında sistem geometrisindeki (kaynak konumundan kaynaklanabilecek) değişiklikler ölçüm sonuçlarını önemli boyutta etkilemektedir. Bu sorunu ortadan kaldırmak için sistem üzerinde özel bir pencere açılarak numune değiştirme işlemleri gerçekleştirildi.

Ölçümler, % 99,9 saflıkta, Alfa Aesar firmasından satın alınan toz halindeki Sc, Ni ve W elementleri için enerjileri 59,5 – 661,6 keV aralığında olan 7 farklı enerjide gerçekleştirildi. Toz halindeki numuneler 10 ton.cm^{-2} lik basınç altında preslenerek 13 mm çaplı pelletler haline getirildi. Daha sonra numunelerin kütleleri tartılarak yoğunlukları belirlendi. Numune kütlelerinin tartılması işlemi için hassasiyeti 10^{-4} g olan Sartorius Bp 110s marka terazi kullanıldı. Numunelerin hazırlama işleminde yoğunluklar, (Creagh, 1987) tarafından elde edilen,

$$2 \leq \ln(I_0/I) \leq 4$$

(60)

eşitliği sağlanacak şekilde ayarlanmıştır.

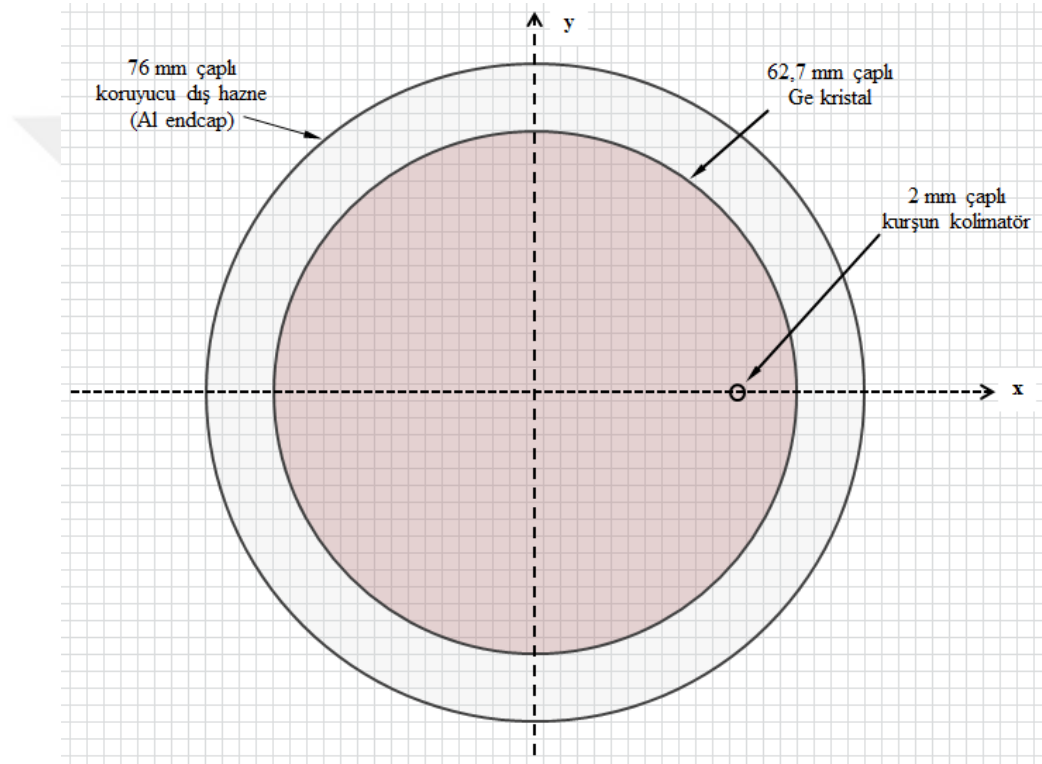


Şekil 2.5. Kütle soğurma katsayılarının ölçümünde kullanılan deney geometrisi

Kütle soğurma katsayısının ölçüldüğü enerjiler, ^{241}Am (59,5 keV), ^{57}Co (122 keV), ^{133}Ba (276,4; 302,8; 383,8 keV) ve ^{137}Cs (661,6 keV) radyoaktif kaynakları kullanılarak elde edildi. Ölçüm işlemi önce soğurucu numuneler sistem üzerine yerleştirilmeden gerçekleştirilerek gelen gama ışınlarının şiddeti (I_0) belirlendi. Daha sonra numuneler yerleştirilerek soğurulmadan geçen ışınların şiddeti (I) belirlendi. Bu parametreler elde edildikten sonra Denklem (29) ile verilen Lambert-Beer yasası kullanılarak kütle soğurma katsayıları deneysel olarak hesaplandı. Her bir numunenin soğurma parametrelerinin belirlenmesindeki istatistiksel hataları azaltmak için tüm ölçümler en az 2000 s'lik sürelerde üçer kez gerçekleştirildi.

2.3.2. Dedektör Yüzeyi Boyunca Kütle Soğurma Katsayısının Değişimi

Koaksiyel geometriye sahip bir gama dedektörü yüzeyinin ana eksenini boyunca kütle soğurma katsayısının değişimi Çinko (Zn) elementi kullanılarak incelendi. Kütle soğurma katsayılarının ölçümünde numune kalınlığının homojenliği hata oranını belirleyen en önemli etkidir. Bunun için ölçümlerde soğurucu olarak, Alfa Aesar firmasından satın alınan % 99,999 saflığa ve 2 mm kalınlığa sahip plaka halindeki Zn elementi kullanıldı.



Şekil 2.6. Deney düzeneğinde kullanılan dedektörün üstten şematik olarak gösterimi

Kütle soğurma katsayıları 81, 356, 661,6 ve 1332 keV enerjilerinde ölçüldü. Şekil 2.6' da, kullanılan düzeneğin üstten görünümü şematik olarak verilmiştir. Şekilden de görüleceği üzere ölçümler, 2 mm'lik kolimatör çapına sahip kurşun blok dedektör yüzeyinin eksenini boyunca (kristal merkezinden başlayarak) 2 mm'lik aralıklarla hareket ettirilerek gerçekleştirildi. Her bir konumdaki ölçümler en az 2000 s'lik süreler için üçer kez tekrarlanarak gerçekleştirildi.

2.3.3. Çalışma Voltajının Spektrum Parametrelerine Etkisi

Dedektör kristaline ulaşan gama fotonları enerjilerini, kristal boyunca çok sayıda yük taşıyıcısı oluşturarak tüketirler. Bu yük taşıyıcılarının dedektör boyunca uygulanan elektrik alan vasıtası ile toplanabilirliği spektrumda gözlenen piklerin karakterini belirleyen ana faktörlerden birisidir. Özellikle koaksiyel geometriye sahip bir dedektörde uygulanan besleme voltajı ile oluşturulan elektrik alanın şiddeti kristal boyunca farklılık göstermektedir. Bunun için dedektör yüzeyinin ana eksenine boyunca simetri merkezinden itibaren 7 farklı bölgesi için, ^{133}Ba , ^{137}Cs ve ^{60}Co kaynakları kullanılarak, 500 – 3900 V arasında değişen 10 farklı besleme voltajı uygulanarak ölçümler alındı. Elde edilen spektrumlarda 81, 356, 661 ve 1332 keV enerjili piklerin alanları ve yarı maksimumdaki tam genişlikleri analiz edildi.

2.3.4. Kristal Kalınlığının Belirlenmesi

Bu kısımda HPGe gama dedektörünün kristal boyutlarının belirlenmesi için basit ve etkili bir yöntem kullanıldı.

Şekil 2.5' teki gibi kolime edilmiş bir kaynaktan (kaynak dedektör arasında soğurucu numune olmadığı) dedektöre ulaşan fotonların sayısı, kaynak tarafından yayınlanan fotonların sayısına ve katı açığa bağlıdır.

$$N'_0 \propto N_0 \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \quad (61)$$

Burada, N'_0 dedektöre ulaşan foton sayısı, N_0 kaynaktan yayınlanan foton sayısı ve $\frac{\Omega}{4\pi}$ ise katı açığı ifadeleridir. Dedektörde sayıma katkıda bulunan fotonların sayısını ise aktif haldeki Ge kristaline ulaşabilenler belirler. Bu durumda da yayınlanan fotonların sayısını, sistemde kristali çevreleyen Al tabakalar ve Ge kristalinde sayıma katkısı olmayan ölü tabaka azaltır. O halde aktif Ge kristaline ulaşan fotonların sayısı,

$$N'_0 = N_0 \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \cdot \exp\left(-\sum_{i=1}^3 \mu_i \cdot x_i\right) \quad (62)$$

ifadesi ile elde edilir. Burada μ_i , Al ve ölü tabakanın lineer soğurma katsayısı iken x_i ise bu tabakaların kalınlıklarıdır. Birinci kısımda da bahsedildiği gibi madde ile foton arasındaki temel etkileşimler fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşum olaylarıdır. Dolayısıyla Ge kristaline ulaşan fotonlardan bu etkileşimleri gerçekleştirenler fotopik sayımına katkıda bulunabilir. Diğerleri (N) ise soğrulmadan kristalin karşı tarafına geçerler. Bununla birlikte meydana gelen bu etkileşmeler sonucunda açığa çıkan fotonlar sayıma katkıda bulunmadan sistemden kaçabilirler. Sonuçta spektrumda oluşan fotopikin düşük enerji bölgesinde arkaplan artışına neden olur. Arkaplan bölgesine düşen fotonları da dikkate alacak olursak sayıma katkıda bulunan fotonların sayısı (N_{abs}) aşağıdaki gibi olur.

$$N_{abs} = N_{pp} + N_{esc} \quad (63)$$

Burada, N_{pp} tam enerji pik sayımına katkıda bulunan fotonları temsil ederken, N_{esc} ise arkaplana katkıda bulunan fotonları ifade etmektedir. O halde dedektörün toplam verimi (ϵ_{tot}) için aşağıdaki eşitliği yazmak mümkündür.

$$\epsilon_{tot} = \frac{N_{abs}}{N_0} \quad (64)$$

Burada Ge kristalinde etkileşime giren ya da soğrulan fotonların sayısı,

$$N_{abs} = N'_0 - N \quad (65)$$

şeklinde olur. Foton – madde etkileşimi dikate alındığında, d kalınlıklı bir kristalin karşı tarafına geçen fotonların sayısı (N) Lambert-Beer yasasına göre belirlenir.

$$N = N'_0 \cdot \exp(-\mu \cdot d) \quad (66)$$

Son dört denklem birlikte ele alınıp yeniden düzenlenirse, kristalin toplam verimi için aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$\epsilon_{tot} = \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \cdot \exp\left(-\sum_{i=1}^3 \mu_i \cdot x_i\right) \cdot [1 - \exp(-\mu \cdot d)] \quad (67)$$

Dedektörün toplam verimini hesaplamak için kullanılabilir bir başka yöntem, spektroskopik ölçümlerde yaygın bir şekilde kullanılan yarı-deneysel modeldir. Buradaki esas işlem aktiviteleri yüksek doğrulukla bilinen radyoizotopların gama spektroskopisi ile deneysel ölçümüne dayanır.

$$\epsilon_{\text{tot}}^{\text{SE}} = \frac{N_c}{AP_\gamma t} \quad (68)$$

Burada, A kullanılan radyoaktif kaynağın aktivitesi (Bq), N_c spektrumdaki ilgili pikin ve Compton bölgesinin altında kalan alan, P_γ ilgili gama fotonunun yayınlanma ihtimali veya bolluk oranı ve t ise sayım süresidir. Modelde dikkat edilmesi gereken önemli nokta, kullanılan kaynağının tek enerjili olup olmamasıdır. Çok enerjili bir kaynak ile yapılan ölçüm sonucu elde edilen spektrumda farklı enerjilerin Compton bölgeleri iç içe girerek birbirinden ayırt edilemez. Dolayısıyla kaynak tarafından herhangi bir enerjide yayınlanan fotonlardan dedektör kristaline ulaşanların sayısını deneysel olarak belirlenmesi imkansız hale gelir. Bundan dolayı ölçümler, gama spektroskopisi ve yayınlanma olasılıkları açısından bakıldığında, hemen hemen tek enerjili fotonlar yayınladığı için ^{137}Cs radyoaktif kaynağı kullanılarak gerçekleştirildi (Tablo 2.3).

Tablo 2.3. ^{137}Cs radyoizotopunun yayılım türleri ve özellikleri

Yayılım Türü		Enerjisi (keV)	Yayınlanma Olasılığı (%)	
Beta Parçacığı	$\beta^-_{0,2}$	514,0	94,360	
	$\beta^-_{0,1}$	892,1	0,001	
	$\beta^-_{0,0}$	1175,6	5,640	
X – Işını	XK (Ba)	$K\alpha_2$	31,8	1,950
		$K\alpha_1$	32,2	3,590
		$K\beta_3$	36,3	1,055
		$K\beta_1$	36,4	1,055
		$K\beta''_5$	36,7	1,055
		$K\beta_2$	37,3	0,266
		$K\beta_4$	37,3	0,266
		$KO_{2,3}$	37,4	0,266
	XL (Ba)	$L_{1,\gamma}$	3,9 – 5,8	0,900
Gama Işını	$\gamma_{1,0}$ (Ba)	283,5	0,001	
	$\gamma_{2,0}$ (Ba)	661,6	84,992	

Tablo 2.3' e bakıldığında ^{137}Cs radyoizotopu temelde beta bozunumu yaparak kararlı haldeki ^{56}Ba çekirdeğine dönüşür. Bu dönüşüm sırasında oluşan kararsız ara seviyelerde gerçekleşen gama ışınımları ile bozunum süreci tamamlanır. ^{137}Cs radyoizotopundan yayınlanan 283,5 keV enerjili gama fotonlarının olasılığı oldukça düşüktür. Bu durumda deney geometrisi ve ölçüm süreleri de dikkate alındığında kaynağın gama fotonları açısından tek enerjili olduğu söylenebilir.

Ölçümlerde karşılaşılan ikinci problem ^{137}Cs kaynağından yayınlanan x ışınlarının spektrumun düşük enerji bölgesinde oluşturacağı yüksek arkaplan seviyesidir. Bu sorun, soğurma kiyısı Ba tarafından yayınlanan x-ışınlarının enerjisine çok yakın olan 0,0025 mm kalınlığındaki Gd plakasının kaynak ile dedektör arasına yerleştirilmesi ile giderildi.



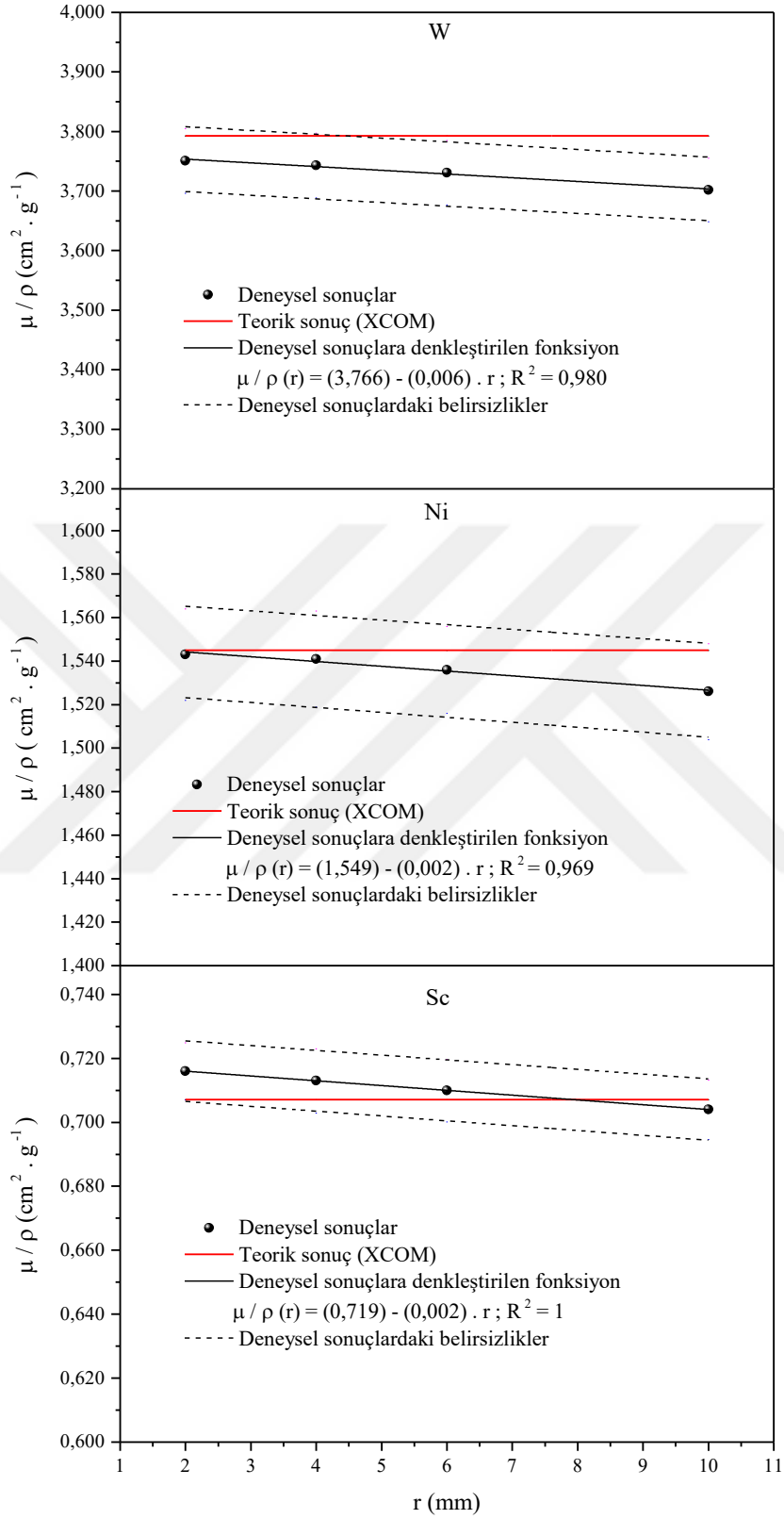
3. BULGULAR

3.1. Kolimatör Çapının Kütle Soğurma Katsayılarına Etkisi

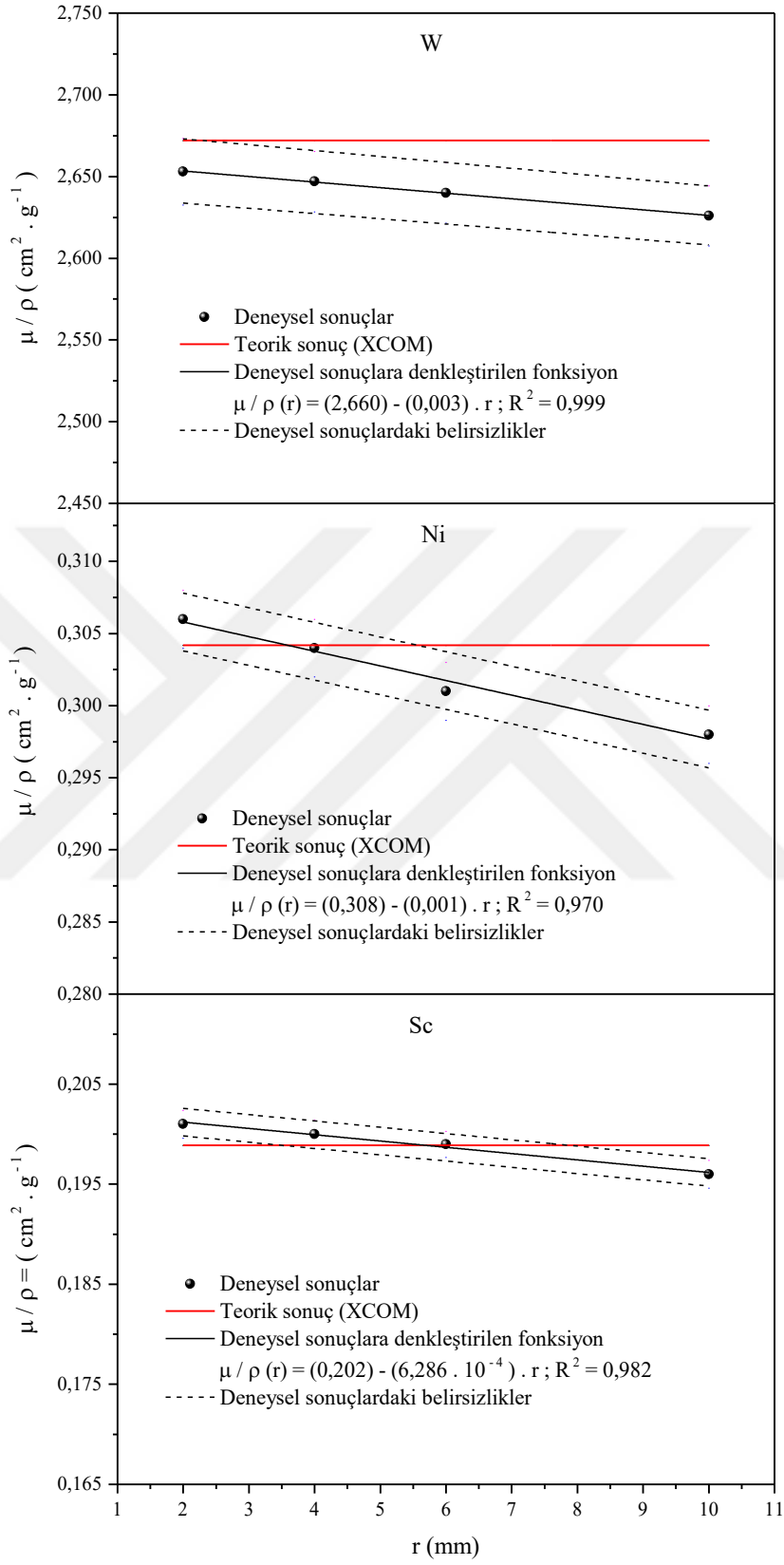
Kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçümlerinde, soğurucu ile dedektör arasındaki kolimatörün çapının sonuçlara etkisi incelendi. Elde edilen deneysel ve teorik sonuçlar ve enerji ile değişimleri Tablo 3.1 ve Şekil 3.(1-7)'de verilmiştir. Tabloda yer alan teorik sonuçlar (μ/ρ) Berger ve Hubbell tarafından geliştirilen XCOM adlı programdan elde edildi. Bu programda veri tabanı olarak, 1 – 100 GeV enerji aralığında herhangi bir element, bileşik veya karışım için tesir kesiti ve kütle soğurma katsayıları kullanılır.

Tablo 3.1. Farklı kolimatör çaplarında Sc, Ni ve W'in kütle soğurma katsayıları ($\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$)

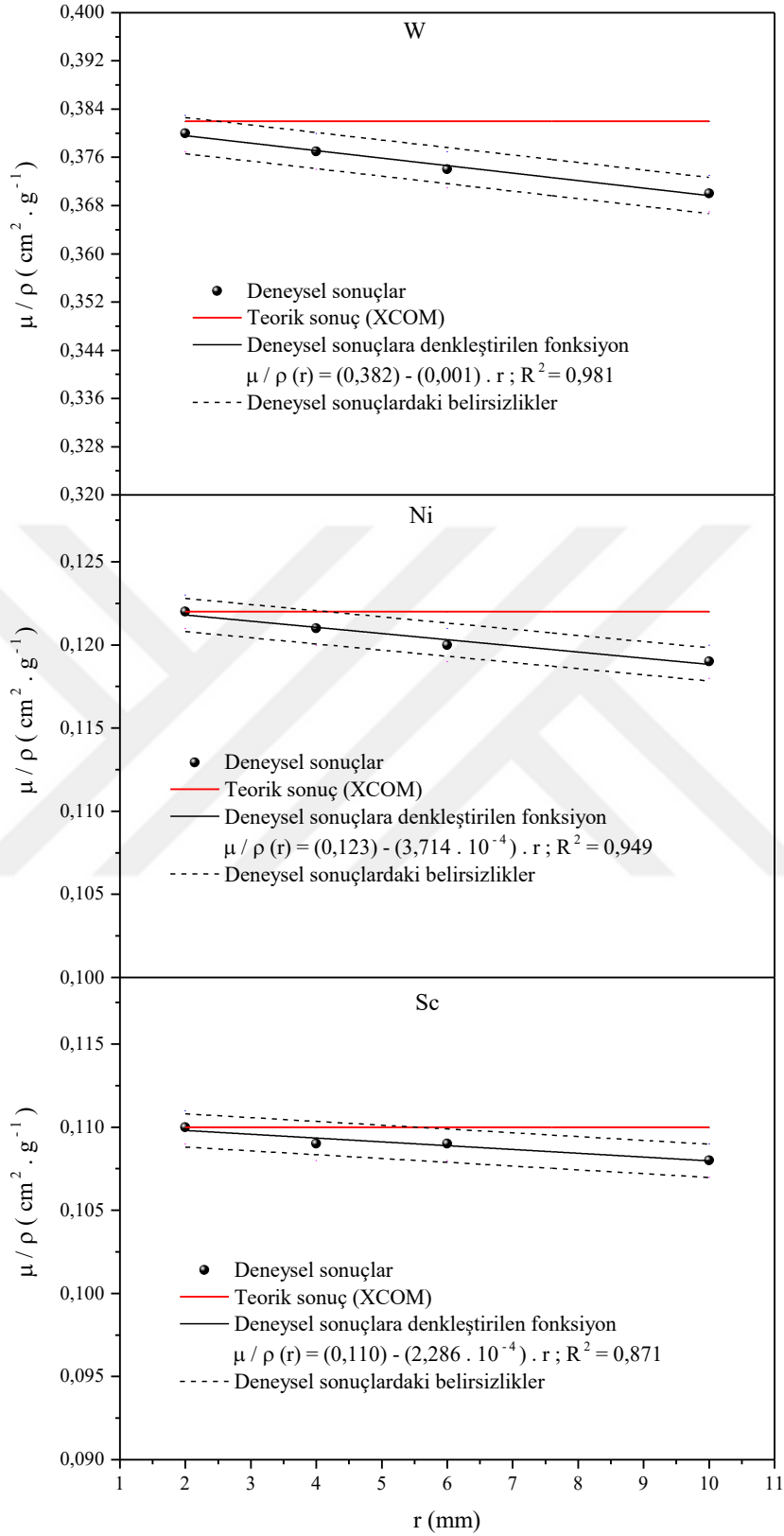
Element	Enerji (keV)	$(\mu / \rho)^d$				$(\mu / \rho)^t$ (XCOM)
		2 mm	4 mm	6 mm	10 mm	
Sc	59,5	0,716 ± 0,009	0,713 ± 0,010	0,710 ± 0,010	0,704 ± 0,009	0,707
	122	0,201 ± 0,002	0,200 ± 0,002	0,199 ± 0,002	0,196 ± 0,002	0,199
	276,4	0,110 ± 0,001	0,109 ± 0,001	0,109 ± 0,001	0,108 ± 0,001	0,110
	302,8	0,105 ± 0,001	0,104 ± 0,001	0,104 ± 0,001	0,103 ± 0,001	0,105
	356	0,097 ± 0,001	0,096 ± 0,001	0,096 ± 0,001	0,096 ± 0,001	0,097
	383,8	0,093 ± 0,001	0,093 ± 0,001	0,093 ± 0,001	0,092 ± 0,001	0,094
	661,6	0,073 ± 0,001	0,073 ± 0,001	0,072 ± 0,001	0,072 ± 0,001	0,073
Ni	59,5	1,543 ± 0,021	1,541 ± 0,022	1,536 ± 0,020	1,526 ± 0,022	1,545
	122	0,306 ± 0,002	0,304 ± 0,002	0,301 ± 0,002	0,298 ± 0,002	0,304
	276,4	0,122 ± 0,001	0,121 ± 0,001	0,120 ± 0,001	0,119 ± 0,001	0,122
	302,8	0,115 ± 0,001	0,114 ± 0,001	0,113 ± 0,001	0,112 ± 0,001	0,115
	356	0,104 ± 0,001	0,104 ± 0,001	0,103 ± 0,001	0,102 ± 0,001	0,104
	383,8	0,100 ± 0,001	0,099 ± 0,001	0,098 ± 0,001	0,098 ± 0,001	0,100
	661,6	0,076 ± 0,001	0,075 ± 0,001	0,075 ± 0,001	0,075 ± 0,001	0,076
W	59,5	3,751 ± 0,054	3,743 ± 0,054	3,731 ± 0,054	3,702 ± 0,053	3,793
	122	2,653 ± 0,020	2,647 ± 0,019	2,640 ± 0,019	2,626 ± 0,018	2,672
	276,4	0,380 ± 0,003	0,377 ± 0,003	0,374 ± 0,003	0,370 ± 0,003	0,382
	302,8	0,316 ± 0,002	0,313 ± 0,002	0,310 ± 0,002	0,306 ± 0,002	0,318
	356	0,233 ± 0,002	0,231 ± 0,002	0,228 ± 0,002	0,226 ± 0,002	0,235
	383,8	0,204 ± 0,001	0,201 ± 0,001	0,200 ± 0,001	0,198 ± 0,001	0,207
	661,6	0,096 ± 0,001	0,095 ± 0,001	0,095 ± 0,001	0,094 ± 0,001	0,098



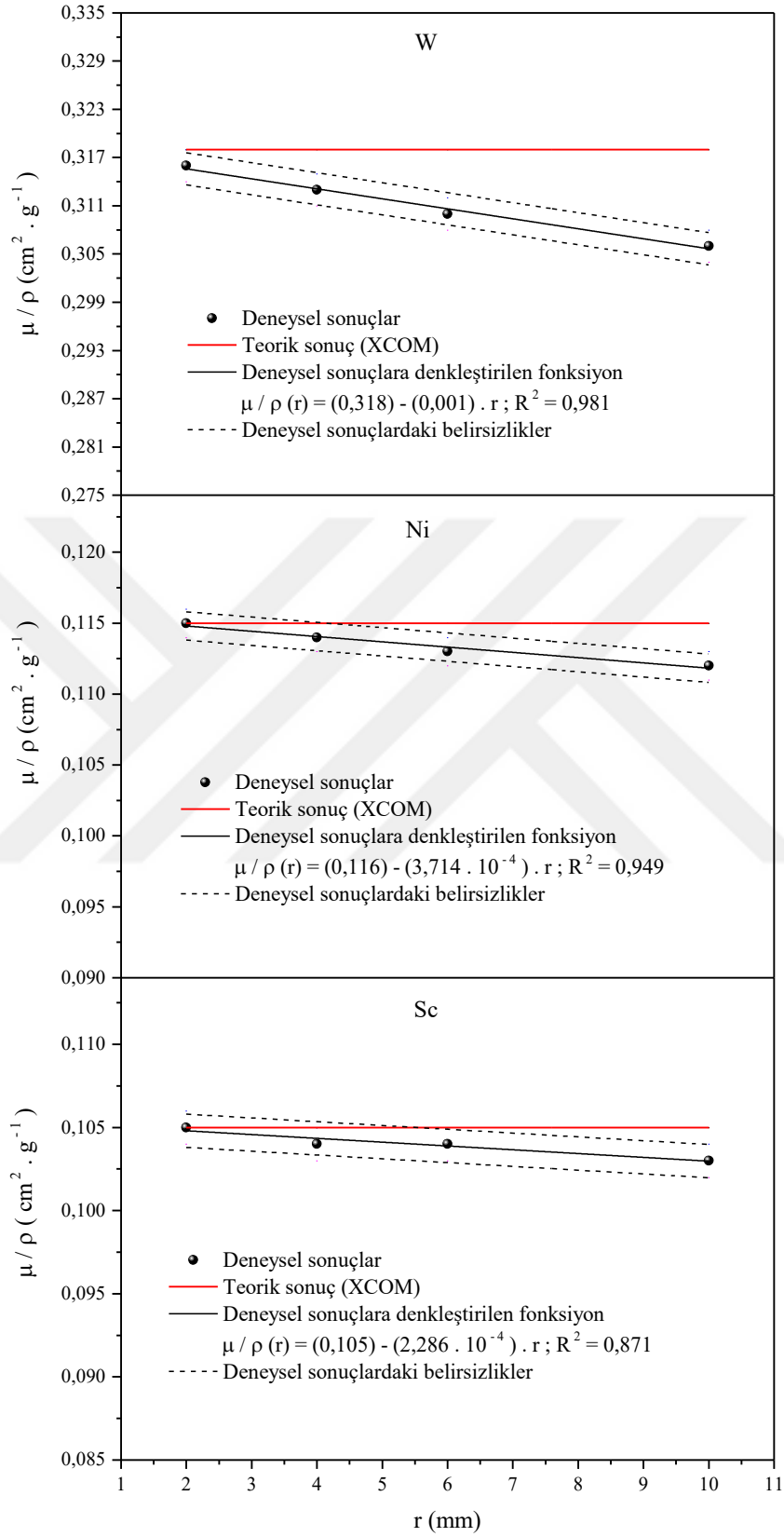
Şekil 3.1. 59,5 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi



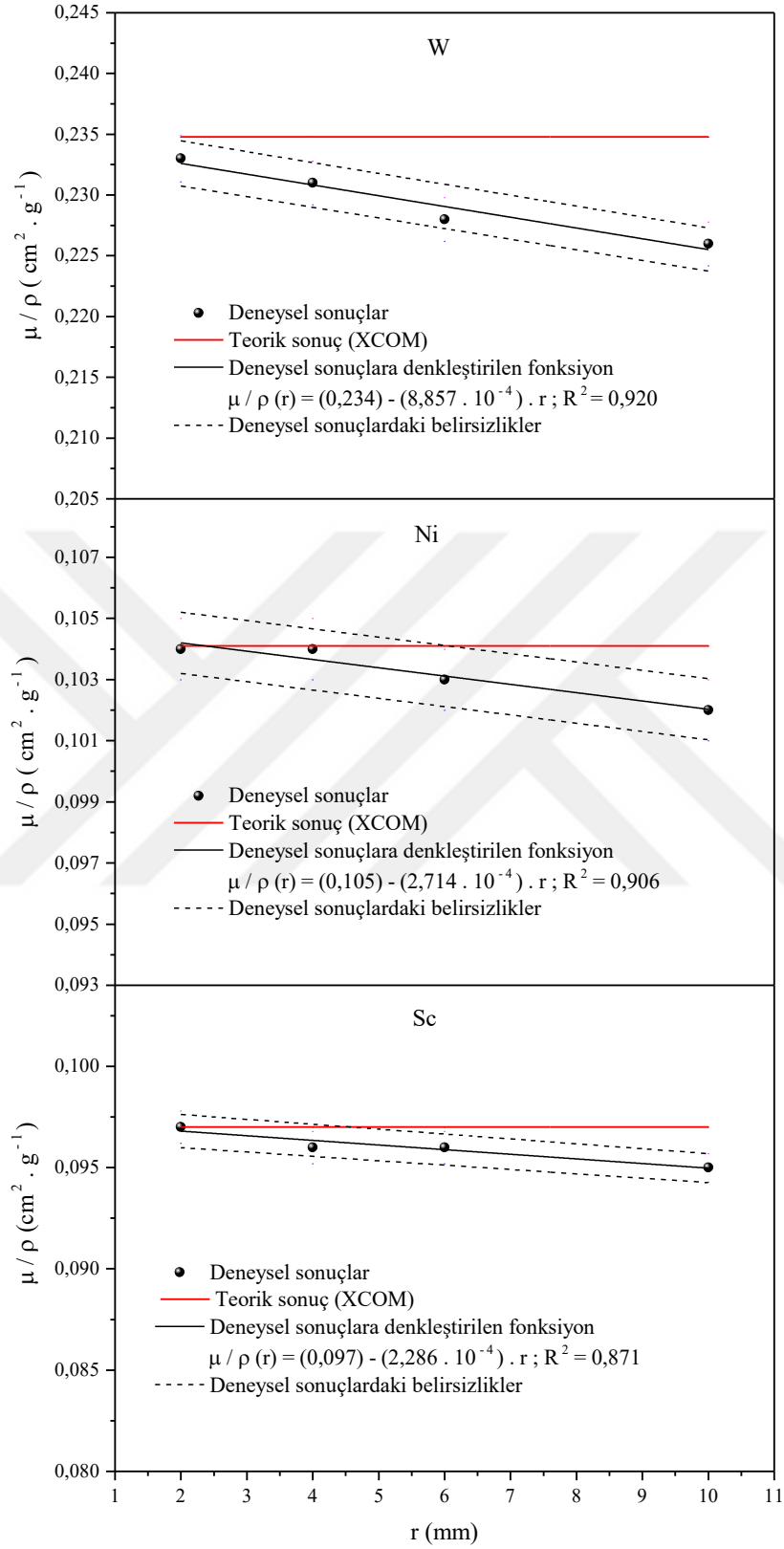
Şekil 3.2. 122 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi



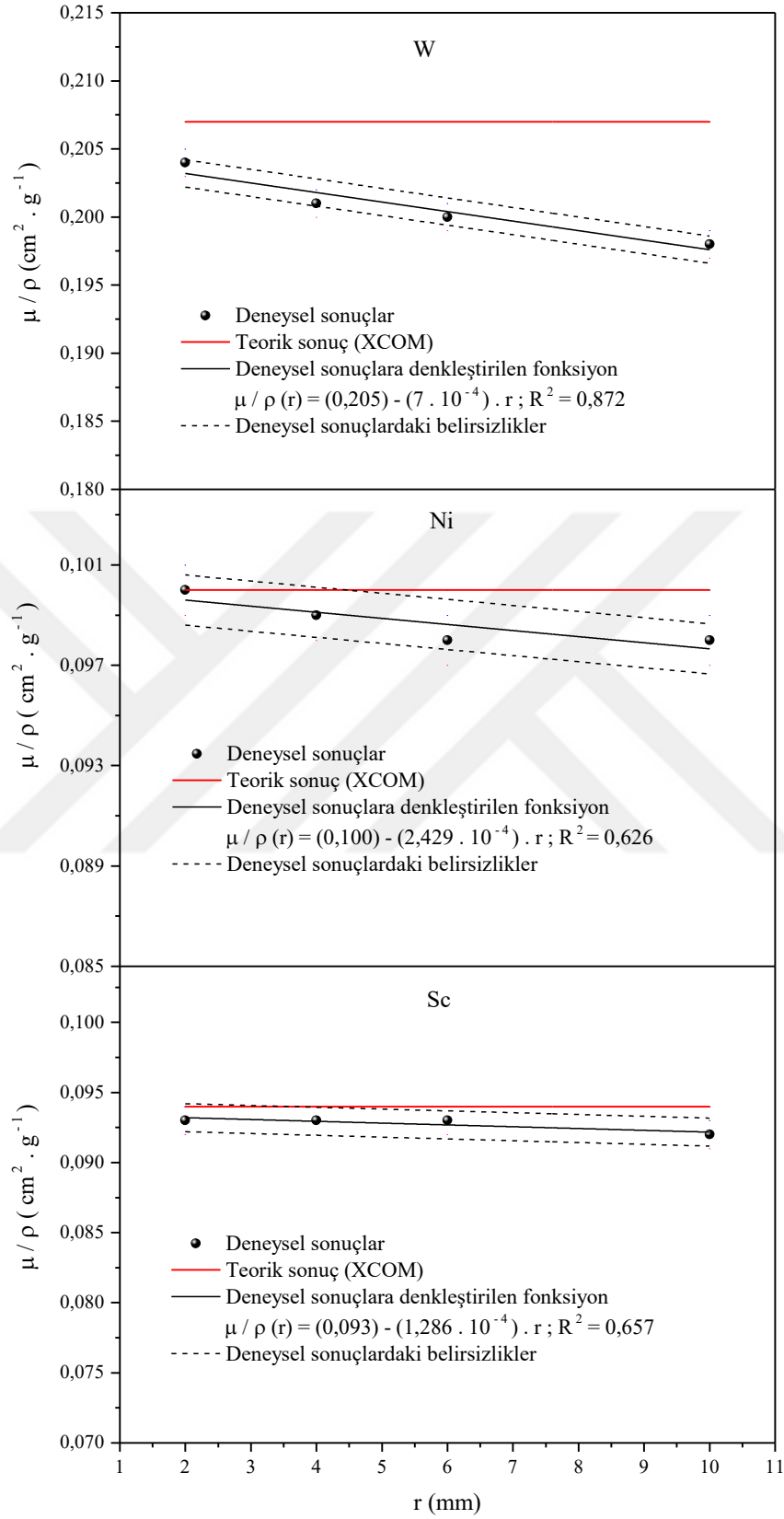
Şekil 3.3. 276,4 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi



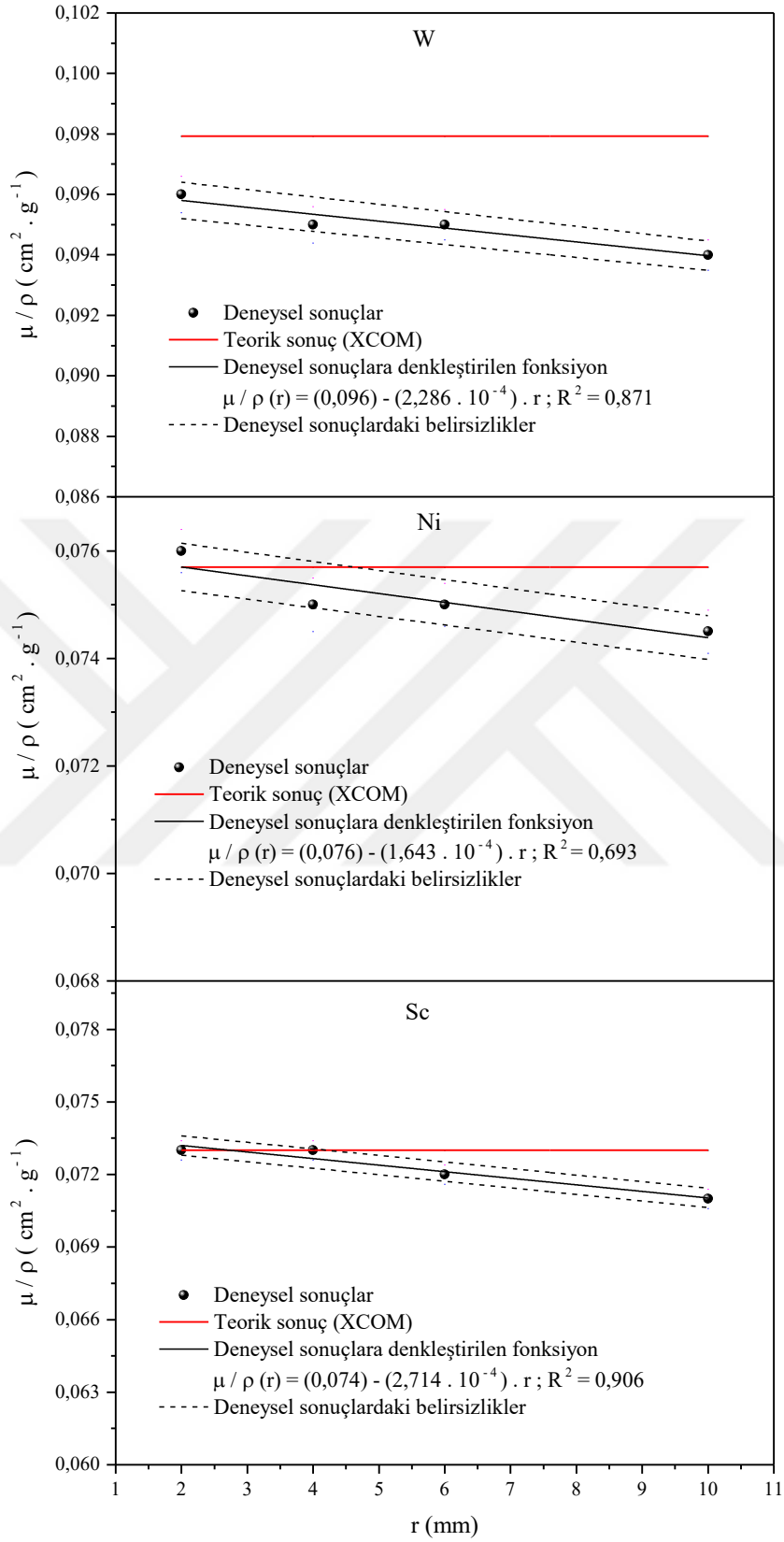
Şekil 3.4. 302,8 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi



Şekil 3.5. 356 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi



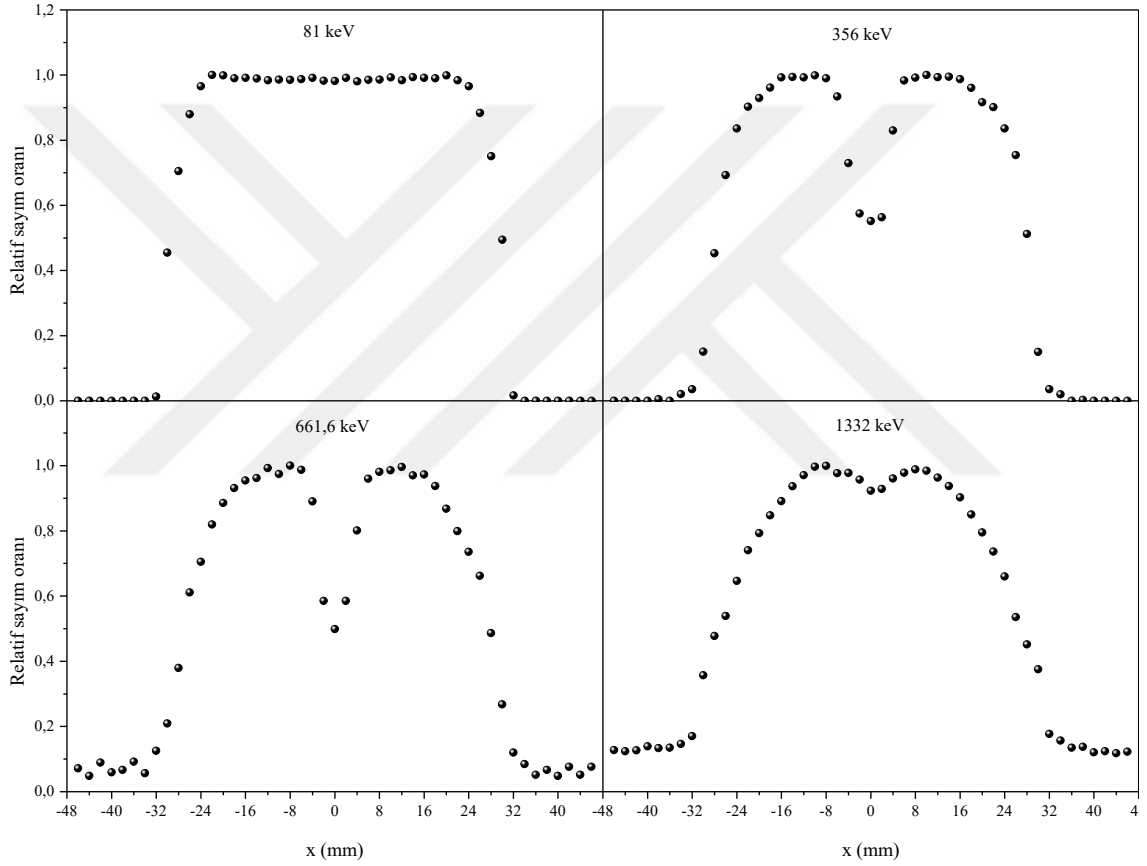
Şekil 3.6. 383,8 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi



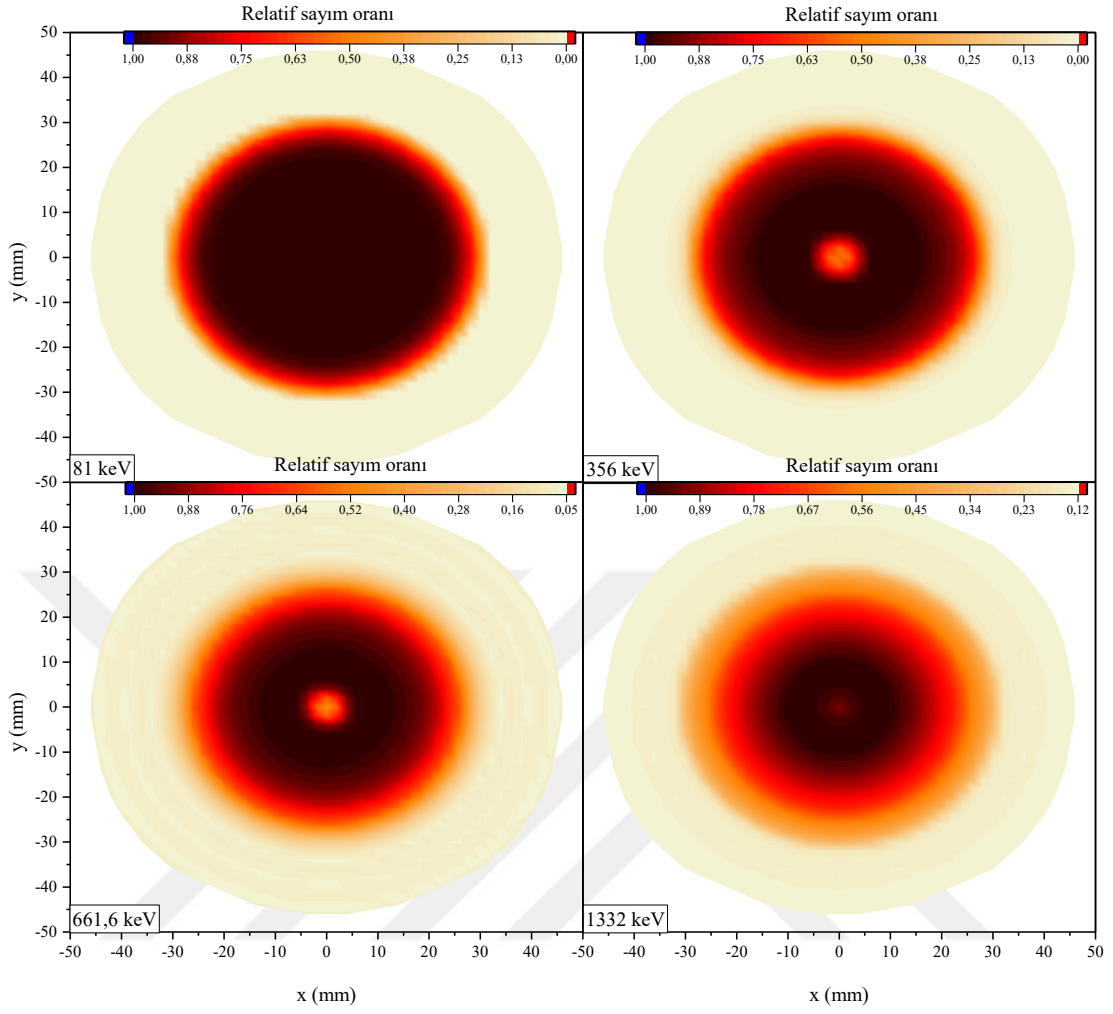
Şekil 3.7. 661,6 keV enerjisi için kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimi

3.2. Dedektör Yüzeyi Boyunca Kütle Soğurma Katsayılarının Değişimi

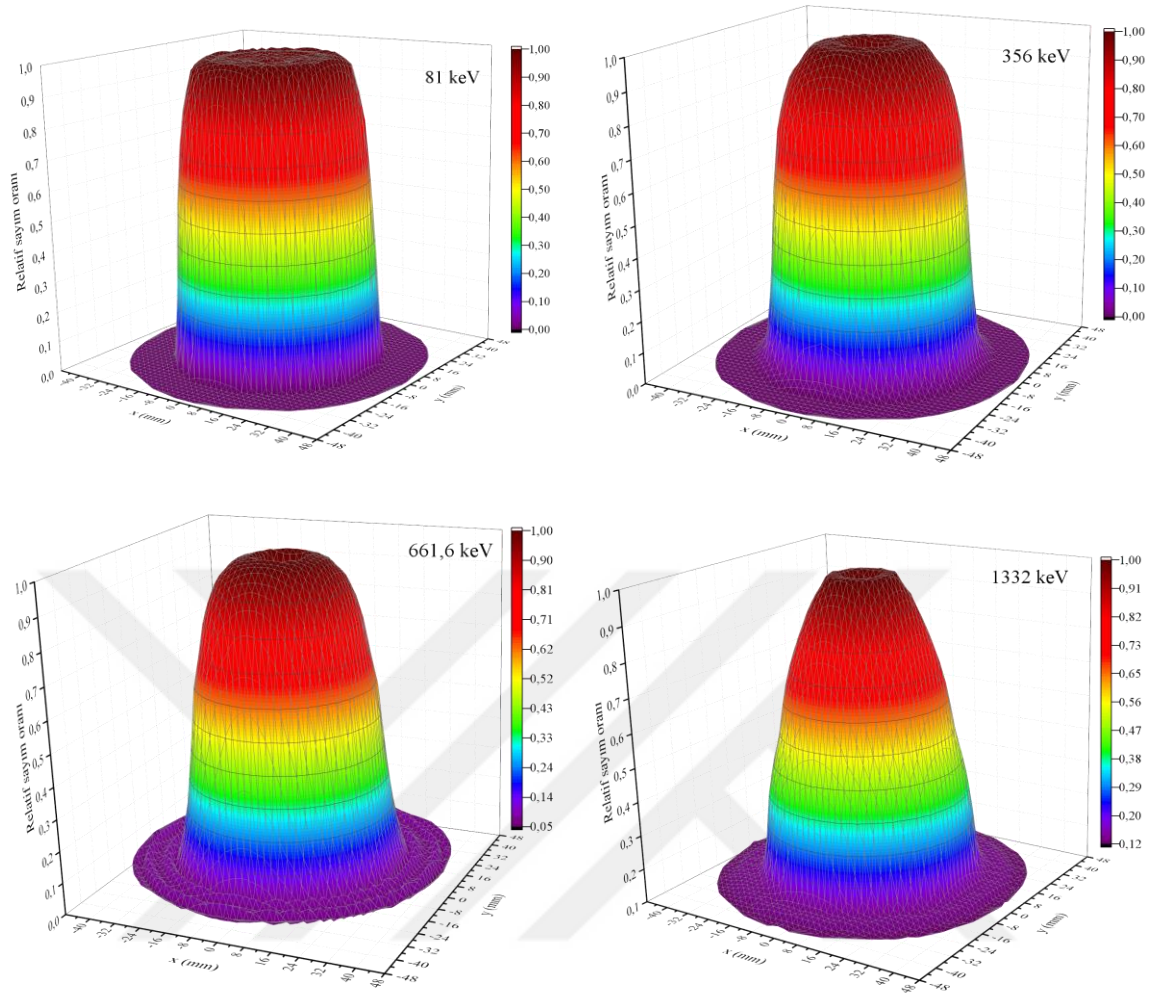
Bu bölümde öncelikle dedektör yüzeyinin sayım oranı açısından homojenliği ve kristalin dedektör içerisindeki konumu araştırıldı. Bunun için dedektör yüzeyinin tamamı ^{133}Ba , ^{137}Cs ve ^{60}Co radyoaktif kaynakları ile taranarak relatif sayım oranları elde edildi. Relatif sayım oranlarının dedektör yüzeyinin merkez eksenı boyunca değişimi Şekil 3.8’de ve yüzeyin tamamındaki değişimleri ise Şekil 3.(9-10)’da verildi.



Şekil 3.8. Dedektör yüzeyinin merkez eksenı boyunca farklı enerjilerdeki relatif sayım oranları



Şekil 3.9. Farklı enerjilerde relatif sayım oranlarının dedektör yüzeyi boyunca değişimi

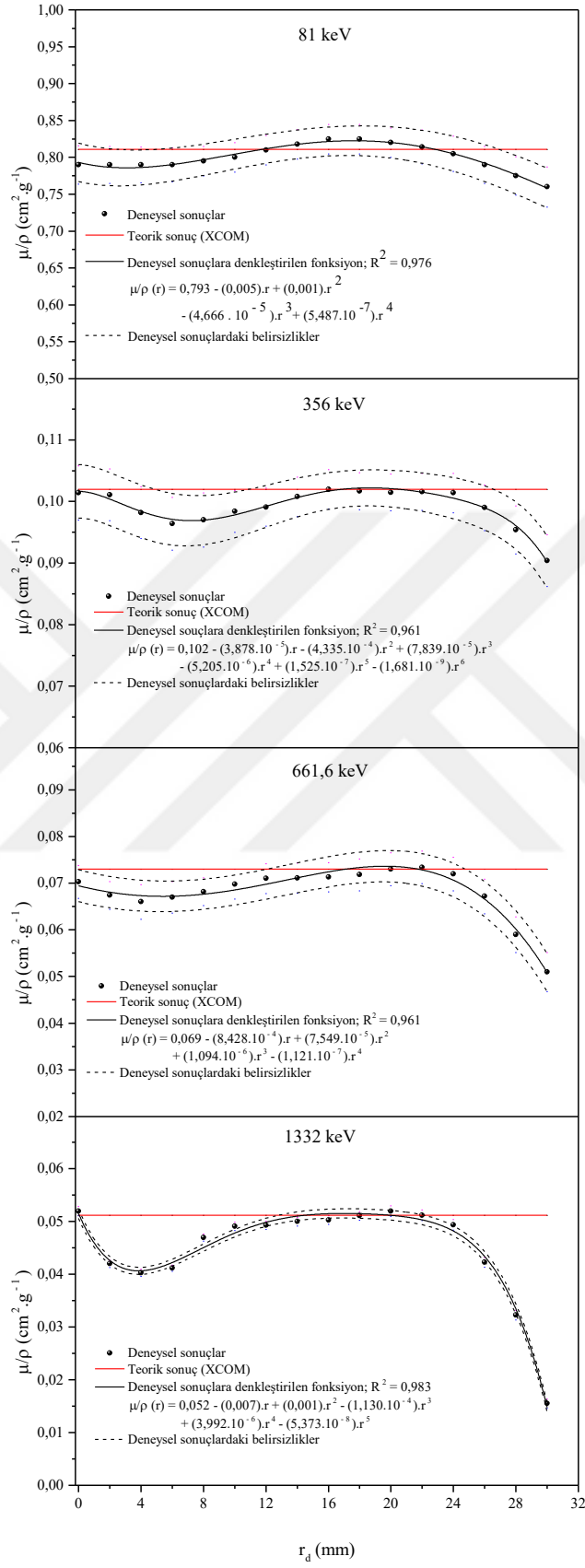


Şekil 3.10. Farklı enerjilerde relatif sayım oranlarının dedektör yüzeyi boyunca değişiminin üç boyutlu gösterimi

Tablo 3.2. Zn elementinin kristal boyunca kütle soğurma katsayıları ($\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$)

Konum (mm)	$(\mu / \rho)^d$			
	81 keV	356 keV	661,6 keV	1332 keV
0	$0,790 \pm 0,026$	$0,101 \pm 0,004$	$0,070 \pm 0,004$	$0,052 \pm 0,001$
2	$0,790 \pm 0,025$	$0,101 \pm 0,004$	$0,067 \pm 0,003$	$0,042 \pm 0,001$
4	$0,790 \pm 0,024$	$0,098 \pm 0,004$	$0,066 \pm 0,004$	$0,040 \pm 0,001$
6	$0,790 \pm 0,023$	$0,096 \pm 0,004$	$0,067 \pm 0,003$	$0,041 \pm 0,001$
8	$0,795 \pm 0,020$	$0,097 \pm 0,004$	$0,068 \pm 0,003$	$0,047 \pm 0,001$
10	$0,800 \pm 0,020$	$0,098 \pm 0,003$	$0,070 \pm 0,003$	$0,049 \pm 0,001$
12	$0,810 \pm 0,020$	$0,099 \pm 0,003$	$0,071 \pm 0,003$	$0,049 \pm 0,001$
14	$0,818 \pm 0,020$	$0,101 \pm 0,003$	$0,071 \pm 0,003$	$0,050 \pm 0,001$
16	$0,825 \pm 0,020$	$0,102 \pm 0,003$	$0,071 \pm 0,003$	$0,050 \pm 0,001$
18	$0,825 \pm 0,020$	$0,102 \pm 0,003$	$0,072 \pm 0,003$	$0,051 \pm 0,001$
20	$0,820 \pm 0,020$	$0,102 \pm 0,003$	$0,073 \pm 0,004$	$0,052 \pm 0,001$
22	$0,814 \pm 0,023$	$0,102 \pm 0,003$	$0,073 \pm 0,004$	$0,051 \pm 0,001$
24	$0,805 \pm 0,024$	$0,101 \pm 0,003$	$0,072 \pm 0,004$	$0,049 \pm 0,001$
26	$0,790 \pm 0,025$	$0,099 \pm 0,004$	$0,067 \pm 0,004$	$0,042 \pm 0,001$
28	$0,775 \pm 0,026$	$0,095 \pm 0,004$	$0,059 \pm 0,004$	$0,032 \pm 0,001$
30	$0,760 \pm 0,027$	$0,090 \pm 0,004$	$0,051 \pm 0,004$	$0,016 \pm 0,001$
$(\mu / \rho)^t$	0,811	0,102	0,073	0,051

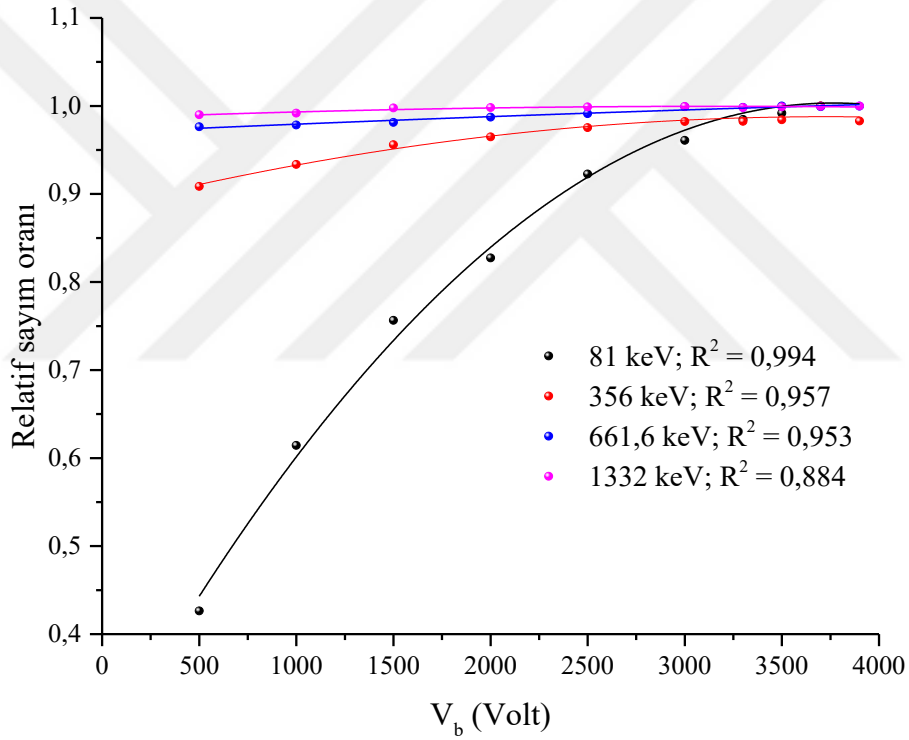
HPGe kristalinin koruyucu hazne içerisindeki konumu ve sayım oranları açısından homojenliği test edildikten sonra kütle soğurma katsayılarının dedektör yüzeyine göre değişiminin incelenmesine yönelik deneyler gerçekleştirildi. Elde edilen sonuçlar Tablo 3.2 ve Şekil 3.11’de verilmiştir.



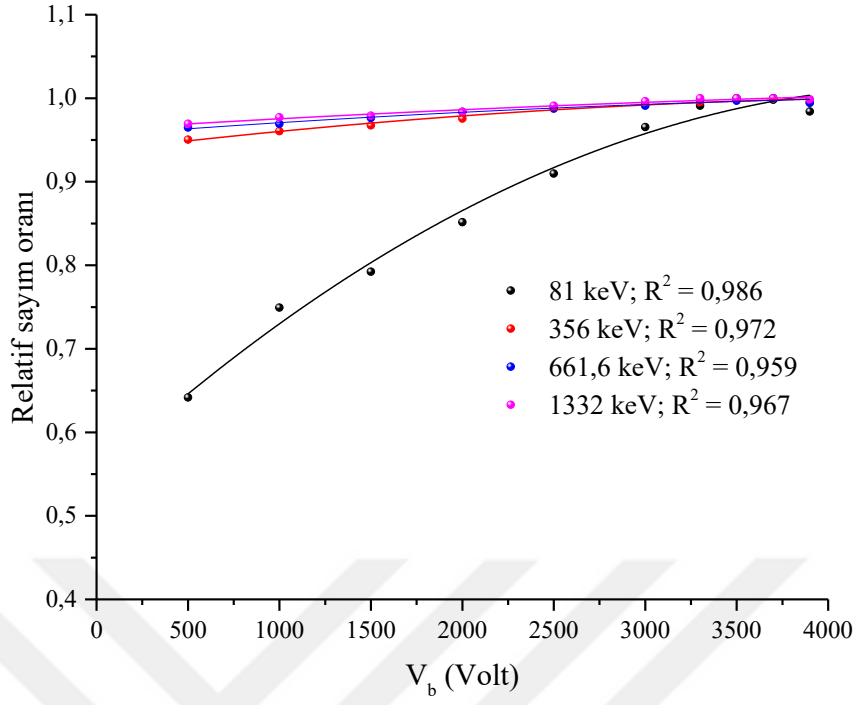
Şekil 3.11. Kütle soğurma katsayılarının kristalin yarıçapı boyunca değişimi

3.3. Besleme Voltajının Pik Parametrelerine Etkisi

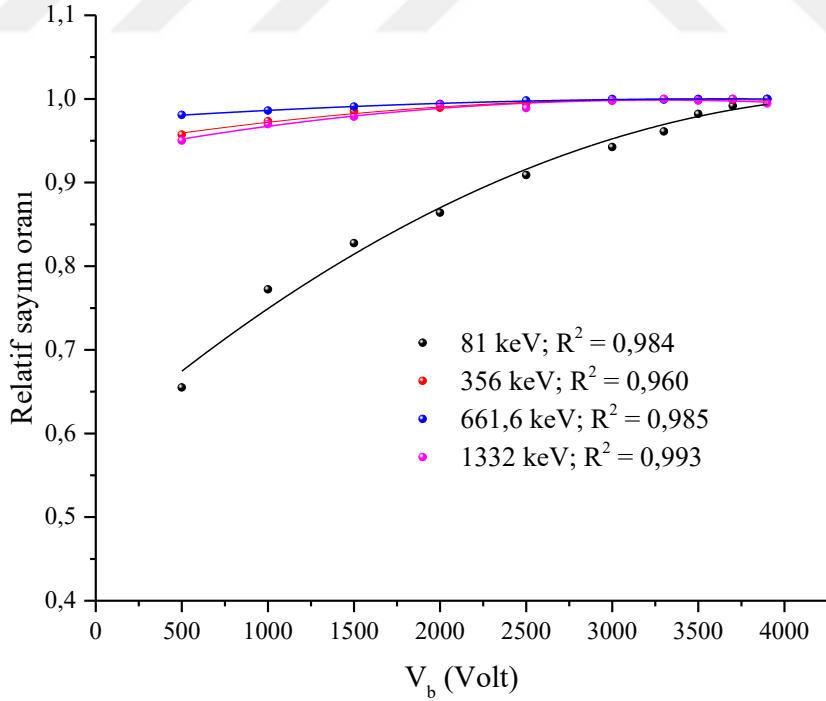
Ortec marka GEM25P4_76 model HPGe dedektörün simetri merkezinden itibaren 7 farklı noktada besleme voltajının pik parametrelerine etkisi 500 – 3900 Volt aralığında araştırıldı. Başlangıç olarak tam enerji pikinin altında kalan alanlar belirlendi. Kolimatörün dedektör üzerinde konumlandırıldığı her durumda elde edilen pik alanları, o konumda gözlemlenen en büyük pik alanına bölünerek relatif sayım oranları belirlendi. Her konum için relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimini gösteren grafikler Şekil 3.(12-19)'da verilmiştir.



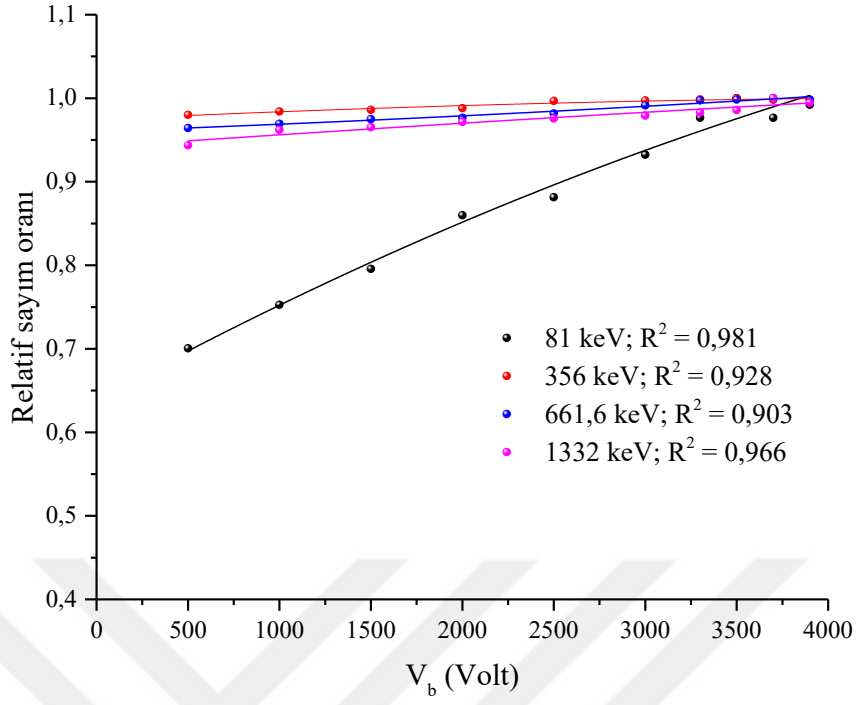
Şekil 3.12. Simetri merkezinde relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi



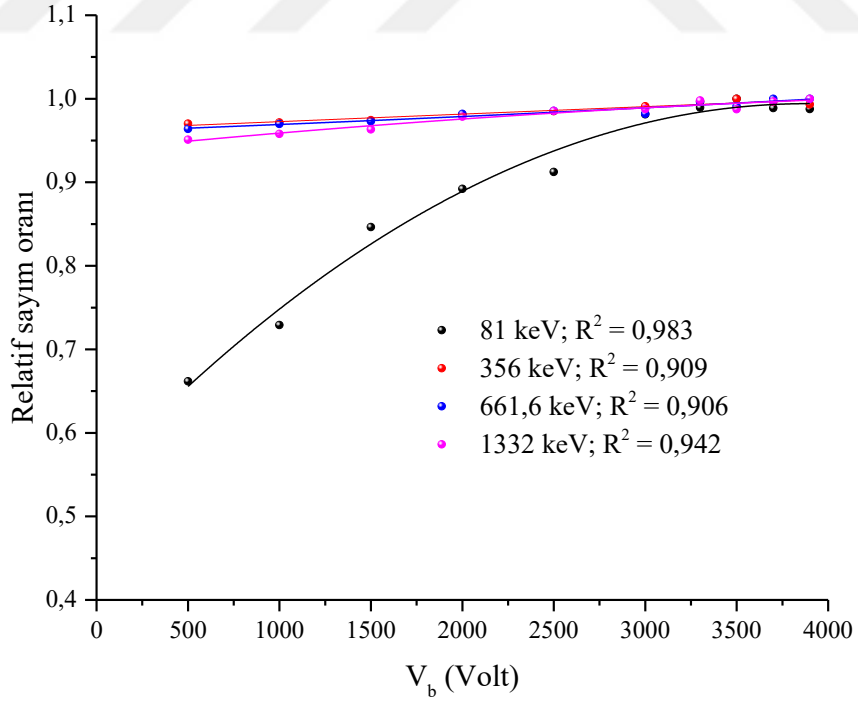
Şekil 3.13. Simetri merkezinden 4 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi



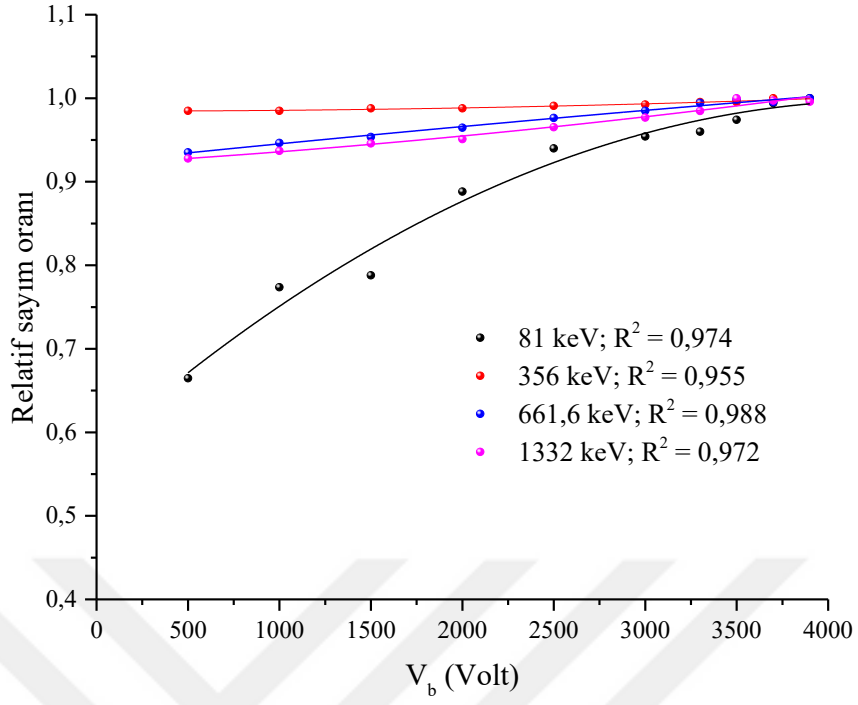
Şekil 3.14. Simetri merkezinden 8 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi



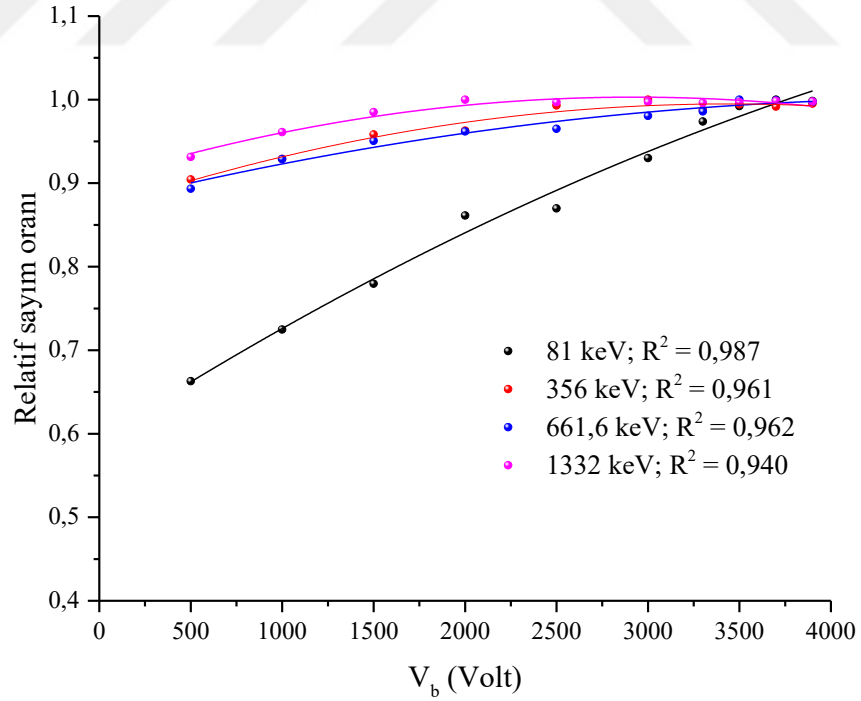
Şekil 3.15. Simetri merkezinden 12 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi



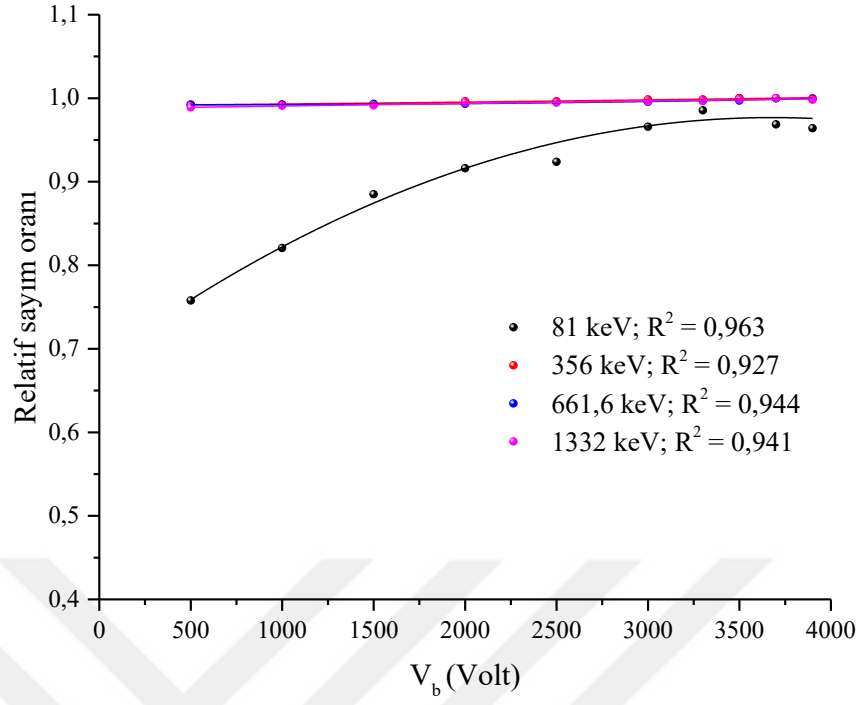
Şekil 3.16. Simetri merkezinden 16 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi



Şekil 3.17. Simetri merkezinden 22 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi

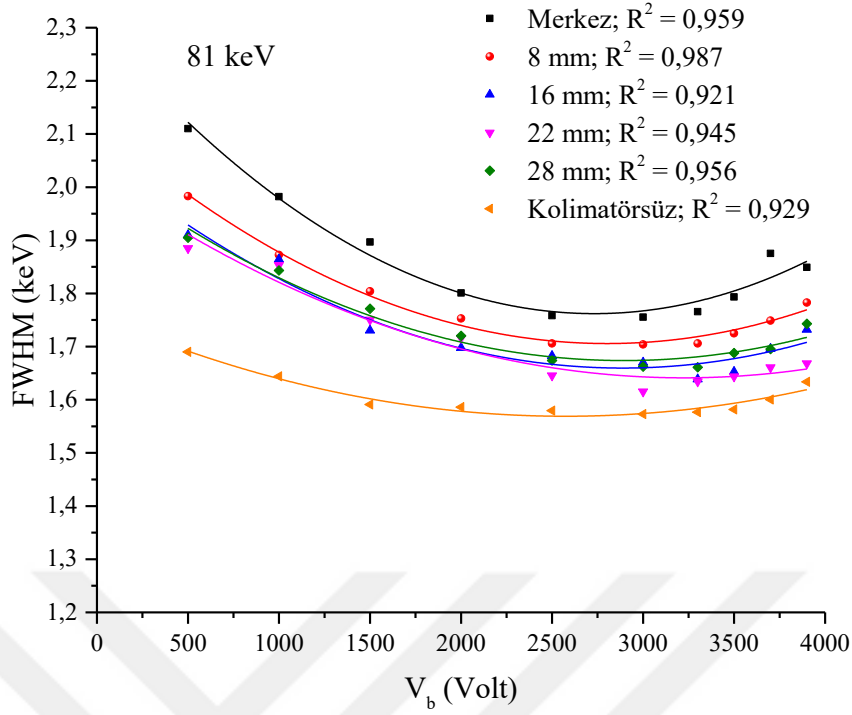


Şekil 3.18. Simetri merkezinden 28 mm uzaklıkta relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi

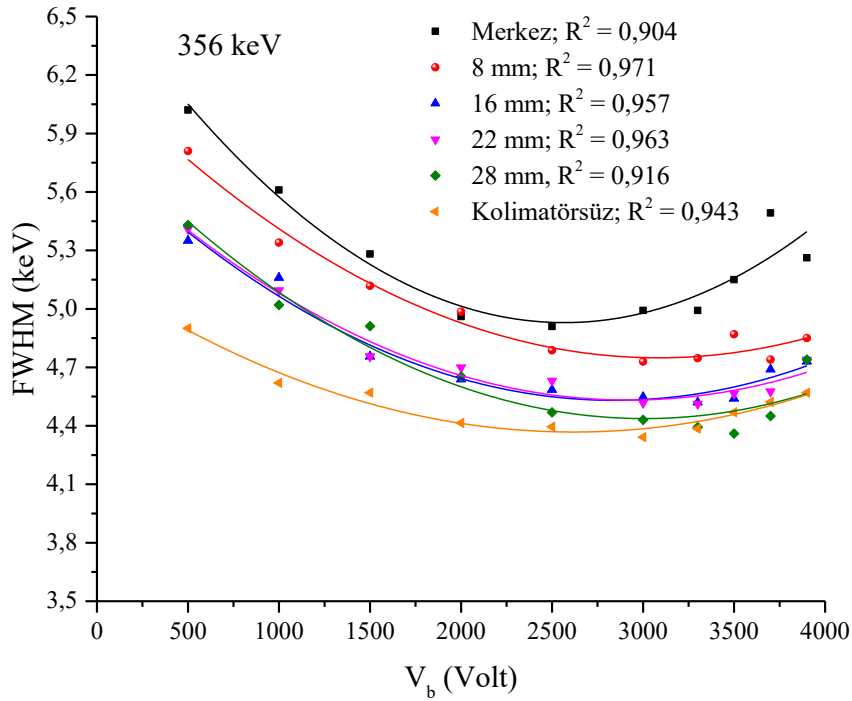


Şekil 3.19. Kolimatör kullanılmadığı durumda relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimi

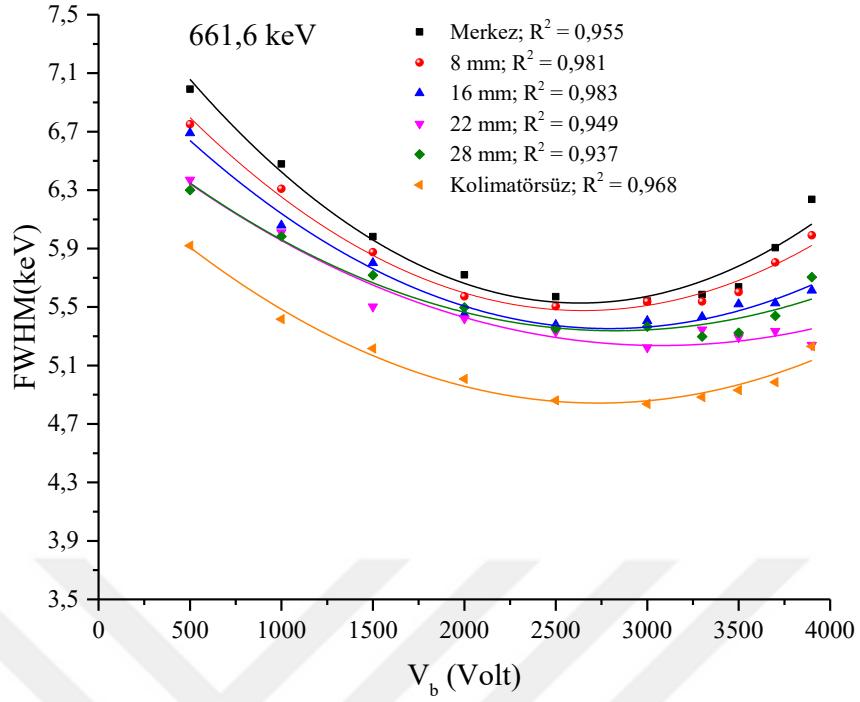
Gama spektroskopisinde elde edilen spektrumları için önemli parametrelerden birisi de gözlemlenen piklerin yarı maksimumlarındaki tam genişlikleridir (FWHM). Bundan dolayı yukarıda verilen tam enerji pik alanlarının besleme voltajı ile değişimine ek olarak FWHM parametresindeki değişimler de incelendi. Elde edilen sonuçlar Şekil 3.(20-23)'te verilmiştir.



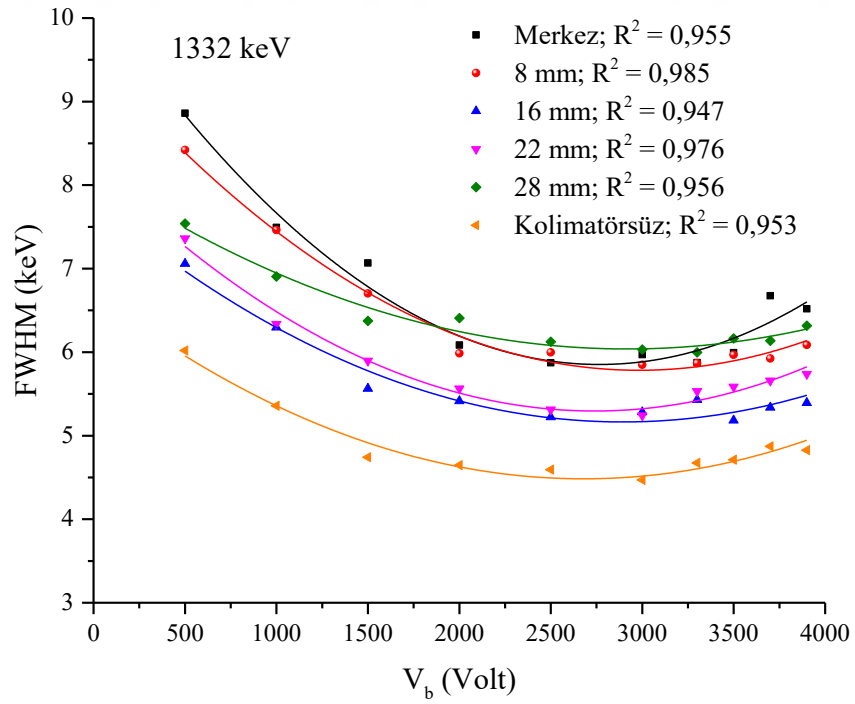
Şekil 3.20. Farklı kolimatör konumlarında 81 keV enerjili pikin yarı maksimumdaki tam genişliğinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimi



Şekil 3.21. Farklı kolimatör konumlarında 356 keV enerjili pikin yarı maksimumdaki tam genişliğinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimi



Şekil 3.22. Farklı kolimatör konumlarında 661,6 keV enerjili pikin yarı maksimumdaki tam genişliğinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimi



Şekil 3.23. Farklı kolimatör konumlarında 1332 keV enerjili pikin yarı maksimumdaki tam genişliğinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimi

3.4. HPGe Kristalinin Kalınlığının Belirlenmesi

ORTEC marka GEM25P4-76 model gama dedektörü için yarı deneysel model kullanılarak hesaplanan kristal kalınlıkları Tablo 3.3'te verilmiştir.

Tablo 3.3. HPGe kristalinin yarı deneysel olarak hesaplanan kalınlık değerleri

Konum (mm)	Kalınlık (mm)	Konum (mm)	Kalınlık (mm)
0 – 1	15,1 ± 0,7	15 – 17	43,1 ± 1,4
1 – 3	25,5 ± 1,1	17 – 19	43,1 ± 1,6
3 – 5	34,7 ± 1,4	19 – 21	43,1 ± 1,5
5 – 7	42,0 ± 1,6	21 – 23	43,1 ± 1,6
7 – 9	43,1 ± 1,5	23 – 25	42,8 ± 1,7
9 – 11	43,1 ± 1,4	25 – 27	41,2 ± 1,5
11 – 13	43,1 ± 1,5	27 – 29	36,0 ± 1,3
13 – 15	43,1 ± 1,5	29 – 31	32,5 ± 1,4

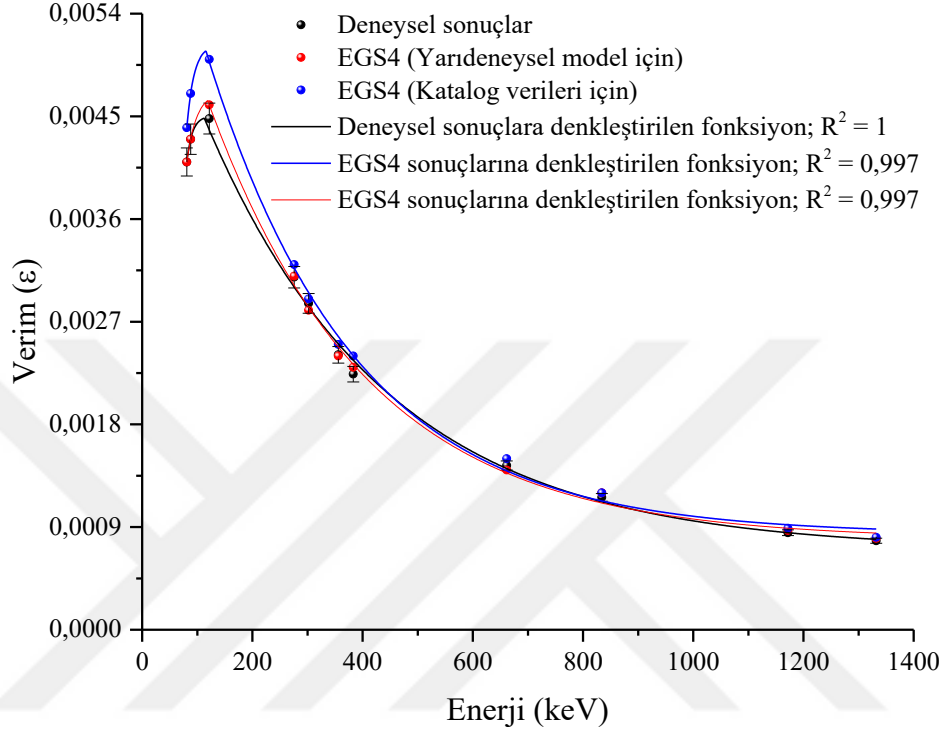
Yarı deneysel olarak belirlenen HPGe kristalinin boyutlarının geçerliliğini sağlamak için deneysel ölçümler ve Monte Carlo simülasyonlar gerçekleştirildi. Öncelikle 18 cm'lik dedektör kaynak mesafesi için Tablo 2.2'de verilen standart kaynaklar kullanılarak 81 – 1332 keV enerji aralığında verim eğrisi deneysel olarak oluşturuldu. Daha sonra katalog değerleri ve yarı deneysel veriler kullanılarak Monte Carlo simülasyonlar için dedektör modelleri oluşturularak dedektör verimi hesaplandı. Simülasyonlar Nelson ve Hirayama tarafından 1985 yılında geliştirilen EGS4 (Electron Gamma Shower) kodu kullanılarak gerçekleştirildi. Şekil 3.24'te yarı deneysel model için oluşturulan dedektör modeli görülmektedir. Simülasyonlarda deneysel düzenekler, z eksenine göre silindirik simetriye sahip olacak şekilde 625 bölgeye ayrılarak modellendi. Şekil 3.24'teki model z eksenini etrafında 180° döndürüldüğünde iç içe geçmiş silindirik kabuklar elde edilir. Modelde gösterilen R değerleri her bir silindirik kabuğun yarıçapını, P değerleri ise uzunluğunu ifade etmektedir. Programda rastgele sayıları üretmek için 800 Milyona kadar farklı sayı üretme gücüne sahip RANLUX (Gasparro vd., 2008) sayı üretici kullanıldı. Verim değerleri elde etmek için 10010 tane kanal seçildi ve her bir kanalın genişliği 0,3 keV olarak seçildi. Simülasyonlar kozmik ışınlar veya çevreden gelen ve arkaplane katkıda bulunan kaynakları dikkate almamaktadır. Ayrıca elektronik gürültü ve elektron-boşluk çiftlerindeki istatistiksel dalgalanmalar da hesaba katılmamıştır.

Düzlemler	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅	P ₆	P ₇	P ₈	P ₉	P ₁₀	P ₁₁	P ₁₂	P ₁₃	P ₁₄	P ₁₅	P ₁₆	P ₁₇	P ₁₈	P ₁₉	P ₂₀	P ₂₁	P ₂₂	P ₂₃	P ₂₄	
	2	4	0,001	18	0,1	0,4	0,003	0,07	0,03	0,16	0,52	0,35	0,45	1,04	0,92	0,73	0,11	5,84	0,3	1	2	3	2	1	
Yarıçaplar																									
R ₂₅	10,8	602	603	604	605	606	607	608	609	610	611	612	613	614	615	616	617	618	619	620	621	622	623	624	625
R ₂₄	8,8	578	579	580	581	582	583	584	585	586	587	588	589	590	591	592	593	594	595	596	597	598	599	600	601
R ₂₃	3,8	554	555	556	557	558	559	560	561	562	563	564	565	566	567	568	569	570	571	572	573	574	575	576	577
R ₂₂	3,7	530	531	532	533	534	535	536	537	538	539	540	541	542	543	544	545	546	547	548	549	550	551	552	553
R ₂₁	3,415	506	507	508	509	510	511	512	513	514	515	516	517	518	519	520	521	522	523	524	525	526	527	528	529
R ₂₀	3,335	482	483	484	485	486	487	488	489	490	491	492	493	494	495	496	497	498	499	500	501	502	503	504	505
R ₁₉	3,235	458	459	460	461	462	463	464	465	466	467	468	469	470	471	472	473	474	475	476	477	478	479	480	481
R ₁₈	3,135	434	435	436	437	438	439	440	441	442	443	444	445	446	447	448	449	450	451	452	453	454	455	456	457
R ₁₇	3,1	410	411	412	413	414	415	416	417	418	419	420	421	422	423	424	425	426	427	428	429	430	431	432	433
R ₁₆	2,9	386	387	388	389	390	391	392	393	394	395	396	397	398	399	400	401	402	403	404	405	406	407	408	409
R ₁₅	2,7	362	363	364	365	366	367	368	369	370	371	372	373	374	375	376	377	378	379	380	381	382	383	384	385
R ₁₄	2,5	338	339	340	341	342	343	344	345	346	347	348	349	350	351	352	353	354	355	356	357	358	359	360	361
R ₁₃	2,3	314	315	316	317	318	319	320	321	322	323	324	325	326	327	328	329	330	331	332	333	334	335	336	337
R ₁₂	2,1	290	291	292	293	294	295	296	297	298	299	300	301	302	303	304	305	306	307	308	309	310	311	312	313
R ₁₁	1,9	266	267	268	269	270	271	272	273	274	275	276	277	278	279	280	281	282	283	284	285	286	287	288	289
R ₁₀	1,7	242	243	244	245	246	247	248	249	250	251	252	253	254	255	256	257	258	259	260	261	262	263	264	265
R ₉	1,5	218	219	220	221	222	223	224	225	226	227	228	229	230	231	232	233	234	235	236	237	238	239	240	241
R ₈	1,3	194	195	196	197	198	199	200	201	202	203	204	205	206	207	208	209	210	211	212	213	214	215	216	217
R ₇	1,1	170	171	172	173	174	175	176	177	178	179	180	181	182	183	184	185	186	187	188	189	190	191	192	193
R ₆	0,9	146	147	148	149	150	151	152	153	154	155	156	157	158	159	160	161	162	163	164	165	166	167	168	169
R ₅	0,7	122	123	124	125	126	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	139	140	141	142	143	144	145
R ₄	0,5	98	99	100	101	102	103	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118	119	120	121
R ₃	0,3	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93	94	95	96	97
R ₂	0,15	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73
R ₁	0,1	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49
Z	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25

Germanyum (Ge)	Kurşun (Pb)	Alüminyum (Al)	Ölü tabaka (Ge)	Radyoaktif kaynak (Teflon)
----------------	-------------	----------------	-----------------	----------------------------

Şekil.3.24. Simülasyonda kullanılan yarı deneysel dedektör modeli

Yarı deneysel modelin geçerliliğini sağlamak için elde edilen verim eğrileri Şekil 3.25'te verilmiştir.



Şekil 3.25. Deneysel olarak ve Monte Carlo simülasyon ile elde edilen verim eğrileri

Şekil 3.25'teki verilere denkleştirilen fonksiyonların genel denklemleri ve katsayıları (Tablo 3.4) aşağıda verilmiştir.

$$E_Y < E_c \text{ için: } \epsilon(E_Y) = k_0 + k_1 \cdot \left(\exp\left(-\frac{E_c}{k_2}\right) - \exp\left(-\frac{E_Y}{k_2}\right) \right) \quad (69)$$

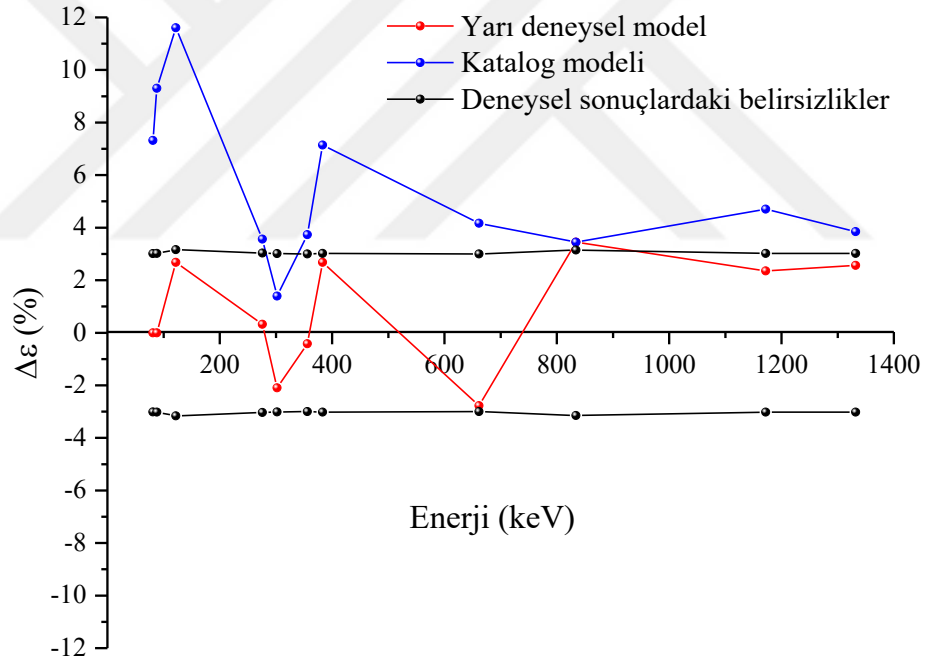
$$E_Y > E_c \text{ için: } \epsilon(E_Y) = k_3 + k_4 \cdot \left(\exp\left(-\frac{E_Y - E_c}{k_5}\right) \right) \quad (70)$$

Tablo 3.4. Verim eğrisi fonksiyonları için katsayılar

	k_0	k_1	k_2 (keV)	k_3	k_4	k_5 (keV)	E_c (keV)
DeneySEL	0,0045	1,171	10,153	0,0007	0,0038	328,869	112,674
Yarı deneySEL model	0,0046	0,061	17,606	0,0008	0,0038	287,436	118,944
Katalog modeli	0,0051	0,346	13,136	0,0008	0,0042	268,714	115,676

Burada k_0 , k_1 , k_3 ve k_4 sabitleri boyutsuz iken k_2 ve k_5 enerji boyutunda olan sabitlerdir. E_c ise verim eğrisinin artan ve azalan kısımları arasındaki sınır enerjisini ifade etmektedir.

Şekil 3.26'da Monte Carlo (EGS4) ile elde edilen sonuçların deneySEL sonuçlardan sapma yüzdeleri verilmiştir.



Şekil 3.26. Monte Carlo Simülasyon sonuçlarının deneySEL sonuçlardan sapma yüzdeleri

4. TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu tez çalışması, HPGe dedektörlerde kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçümü için uygun geometrinin, besleme voltajının sayım oranlarına ve piklerin yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM) gibi parametrelere etkilerini ve Ge kristalinin etkin kalınlığını yarıdeneysel bir model ile belirlemek amaçları doğrultusunda gerçekleştirildi.

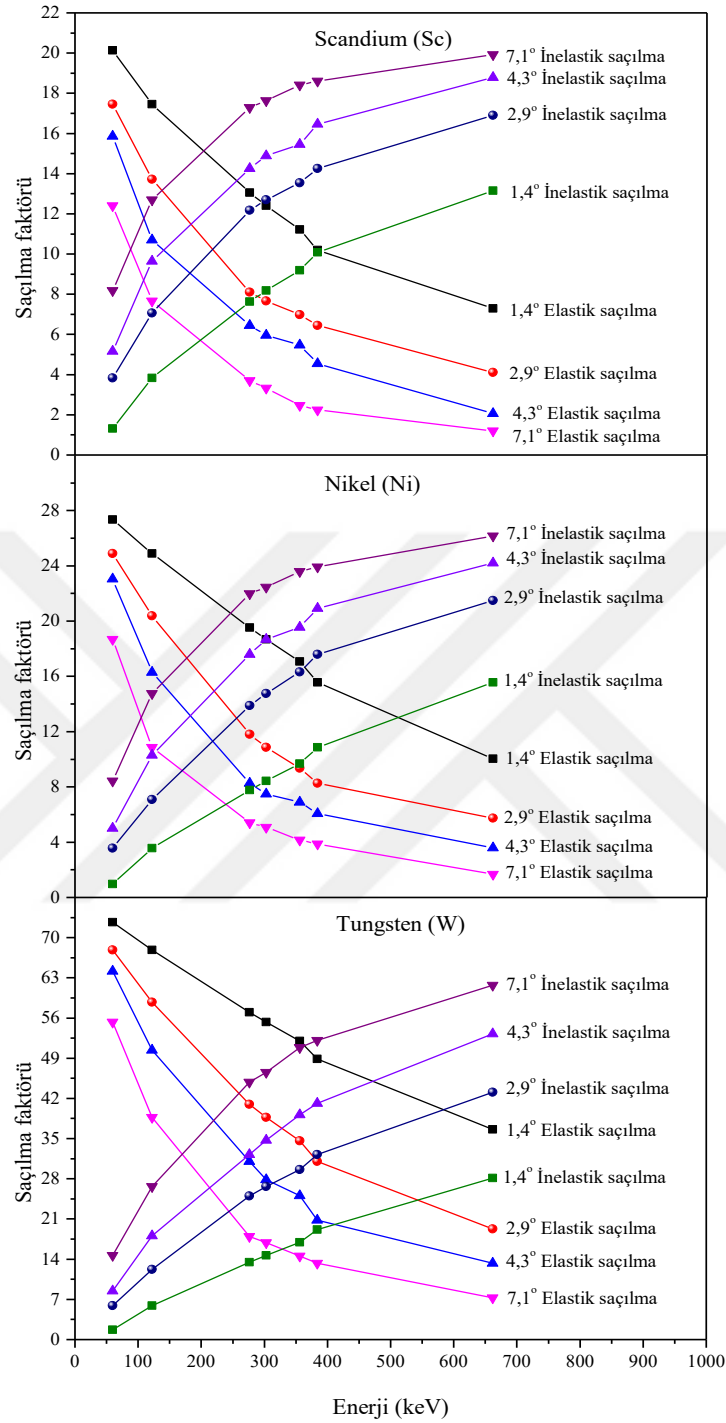
Kütle soğurma katsayılarının ölçümlerindeki uygun geometrik şartların belirlenmesinde ilk olarak soğurucu numune ile dedektör arasında kullanılan kolimatör çapının sonuçlara etkileri araştırıldı. Bu doğrultuda çapları 2, 4, 6 ve 10 mm olan kolimatörler kullanılarak Sc, Ni ve W elementlerinin kütle soğurma katsayıları 59,5 – 661,6 keV enerji aralığında 7 farklı enerji için ölçüldü. Kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapına göre değişimini gösteren grafikler Şekil 3. (1-7)'de verilmiştir. Grafikler kütle soğurma katsayılarının ölçüldüğü her enerji için çizilmiştir. Grafiklerde deneysel sonuçlarla birlikte, deneysel sonuçlardaki belirsizliklere (kesikli çizgiler ile gösterilen) ve teorik sonuçlara (XCOM programından elde edilen) yer verilmiştir. Deneysel sonuçlardaki belirsizlikler, herbir ölçümde hesaplanan belirsizliklere denkleştirilen fonksiyonlar (eğriler) halinde gösterilmiştir. Tablo 3.1 ve Şekil 3.(1-7) incelendiğinde, kütle soğurma katsayılarının artan kolimatör çapı ile lineer olarak azaldığı görülmektedir. Değişimlerin korelasyon katsayıları (R^2) incelendiğinde, gelen fotonun enerjisindeki artış lineer değişimlerden sapmalara neden olduğu görülmektedir. Bu durum enerji artışı ile birlikte etkileşim mekanizmalarının değişmesi ile açıklanabilir. Kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçümü, kaynaktan çıkıp enerjisini değiştirmeden dedektöre ulaşan fotonların algılanmasına bağlıdır. Bu ideal durum deney geometrisine bağlı olarak değişmektedir. Kolimatör çapının artması ile birlikte, sabit katı açısı içerisinde soğurucuya ulaşan fotonların saçılarak dedektöre ulaşma ihtimaliyetleri artmaktadır. Bu durum numuneden geçip dedektöre ulaşan fotonların sayısının ve dolayısıyla sayım oranının artmasına neden olur. Denklem (29) dikkate alındığında numuneyi geçip dedektöre ulaşan foton sayısındaki artış kütle soğurma katsayısının değerinde azalmaya neden olduğu görülmektedir. Kütle soğurma katsayılarının ölçümünde kullanılan düzenek (Şekil 2.5) ve kolimatör çapları dikkate alındığında, soğurucu numuneden esnek ve esnek olmayan saçılmaya uğrayan fotonlar maksimum $1,4^\circ$ (2 mm), $2,9^\circ$ (4 mm), $4,3^\circ$ (6 mm) ve $7,1^\circ$ (10

mm)'lik açı değerleri ile dedektöre ulaşır. Bu açılardan daha büyük açılarda gelen fotonlar kolimatör tarafından soğurularak dedektöre ulaşamaz ve sayıma herhangi bir katkısı olmaz. Bu açı değerlerine karşılık gelen saçılma faktörlerinin teorik olarak hesaplanan değerleri literatürde mevcuttur (Wang vd.,1993). Şekil 3.27'de W, Ni ve Sc elementleri için saçılma faktörlerinin enerji ile değişimleri görülmektedir. Şekilden de görüleceği gibi esnek saçılma faktörleri artan foton enerjisi ile azalırken esnek olmayan saçılma faktörleri artmaktadır. Bununla birlikte her iki saçılma türünün de artan atom numarası ile arttığı görülmektedir. Sc ve Ni atom numaraları birbirine yakın olduğu için esnek ve esnek olmayan saçılma faktörlerindeki değişimlerinin birbirine yakın olduğu görülmektedir. Soğurucu elementlere gelen fotonların maksimum açı değerlerinde esnek olmayan saçılma yapıları durumunda dedektöre ulaşan fotonların enerjilerindeki değişimler Tablo 4.1'de verilmiştir. Esnek olmayan saçılma yaparak gelen fotonların enerjileri ve dedektörün çözünürlüğü birlikte değerlendirildiğinde, saçılmaya uğrayan tüm fotonlar tam enerji pikine (FEP) katkıda bulunarak kütle soğurma katsayısında azalmaya neden olur. Bu durum dar ışın geometrisinden (narrow beam geometry) uzaklaşıldığını göstermektedir.

Tablo 4.1. Esnek olmayan saçılmaya uğrayan fotonların maksimum açı ile saçılmalarından sonra enerjilerindeki değişim (keV)

Saçılma Açısı	Gelen Foton Enerjisi (keV)						
	59,5	122	276,4	302,8	356	383,8	661,6
1,4°	0,002	0,009	0,045	0,054	0,074	0,086	0,257
2,9°	0,009	0,037	0,191	0,230	0,317	0,369	1,095
4,3°	0,019	0,082	0,420	0,504	0,697	0,810	2,402
7,1°	0,053	0,223	1,142	1,370	1,892	2,198	6,510

Kütle soğurma katsayılarının kolimatör çapı ile değişimlerinde deneysel sonuçların teorik sonuçlara göre sapma oranlarının Sc için %2,1'e, Ni için %2,6'ya ve W için %4,3' kadar çıktığı görülmektedir. Bu durum esnek ve esnek olmayan saçılma tesir kesitlerinin atom numarasına sıkıca bağlı olmasından kaynaklanır. Elde edilen veriler ışığında mevcut ölçüm geometrisinde kütle soğurma katsayılarının ölçümü için uygun kolimatör çapının 2 mm olduğu görülür. Sonuç olarak, bu tür ölçüm geometrilerinde kullanılacak olan kolimatörlerin çapları ve uzunlukları ölçüm yapılan foton enerjisi, soğurucunun atom numarası ve dedektörün çözünürlüğü dikkate alınarak belirlenmelidir.



Şekil 3.27. Esnek (elastik) ve esnek olmayan (inelastik) saçılma faktörleri (Wang vd., 1993)

Çalışmanın ikinci bölümünde, kütle soğurma katsayısının dedektör yüzeyi boyunca değişimi yüksek saflıkta ve homojen kalınlığa sahip Zn elementi için incelendi. Bu ölçümlere başlamadan önce kristalin homojenliğinin ve dedektör içerisindeki konumunun

belirlenmesine yönelik çalışmalar yapıldı. Dedektör yüzeyi boyunca yapılan ölçümler sonucunda, kristalin sayım oranları açısından simetrik bir yapıya olduğu gözlenmiştir. Bütün enerjilerde sayım oranları açısından kristalin simetrik bir yapıya sahip olması, kristaldeki kusurların düşük düzeylerde olması ile açıklanabilir. Şekil 3.(8-10) incelendiğinde 81 keV'de sayım oranlarının dedektör yüzeyi boyunca homojen olduğu görülmektedir. Bu sonuç, dedektör yüzeyine gelen 81 keV enerjili fotonların tamamına yakınının soğurulabilmesi için kristal kalınlığının bütün bölgelerde yeterli seviyede olduğunu göstermektedir. Bununla birlikte kristal yüzeyindeki ölü tabaka kalınlığının sabit bir değere sahip olduğunu ve bölgelere göre farklılık göstermediğini söylemek mümkündür. Enerji büyüdükçe sayım oranları açısından kristal yüzeyi farklılıklar göstermektedir. Özellikle kristalin orta ve kenar bölgelerinde sayım oranlarının belirgin bir şekilde azaldığı görülmektedir. Kenar bölgelerdeki sayım kayıpları, dedektörün bu bölgelerde yük toplamadaki eksikliğinden ve saçılmalardan kaynaklanmaktadır. Orta bölgede gözlemlenen düşük sayım oranları ise kristal boşluğunun varlığından kaynaklanmaktadır. 356 keV ve 661,6 keV enerjilerinde kristal boşluğunun etkisi sayım oranlarında belirgin bir şekilde iken, 1332 keV enerjisinde saçılmalardan dolayı bu etkinin azaldığı görülmektedir. Kristalin dedektör haznesi (endcap) içerisindeki konumunu belirlemedeki hassasiyet yüzey taramasında kullanılan kolimatör çapı boyutundadır. Bu durumda, Ge kristalinin simetri merkezi ile dedektör haznesinin merkezi 2 mm'lik hassasiyetle aynı yerde konumlandırıldığı söylenebilir.

HPGe kristalinin homojenliği ve dedektör haznesinin içerisindeki konumu belirlendikten sonra kristal merkezinden itibaren farklı konumlarda ve enerjilerde Zn elementinin kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçüldü. Kütle soğurma katsayılarının kristal boyunca değişimi Tablo 3.2 ve Şekil 3.11'de verilmiştir. Grafiklerde teorik ve deneysel sonuçlarla beraber deneysel sonuçlardaki belirsizlikler verildi. Deneysel sonuçlardaki belirsizlikler her bir konumdaki deneysel belirsizliklere denkleştirilen fonksiyonlara karşılık gelen eğriler şeklinde görülmektedir. Tablo 3.2 ve Şekil 3.11 incelendiğinde 81 keV enerjisi için ölçülen kütle soğurma katsayılarının, belirsizlikler dikkate alındığında kenar bölgesi hariç kristal boyunca teorik sonuçlar ile uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Bu enerji değerinde Zn elementinin kütle soğurma katsayısının teorik değeri 356, 661,6 ve 1332 keV enerjilerindeki değerlerinin yaklaşık olarak 8, 11 ve 16 katı büyüklüğündedir. 81 keV enerjisinde, soğurucu Zn elementinin 2 mm'lik sabit kalınlığı ve Ge kristalinin bütün bölgelerindeki kalınlığı dikkate alındığında kaynaktan

yayınlanan (I_0) ve soğurucudan geçen foton sayıları (I) arasındaki oranın (I_0/I) istatistiksel hataları düşük düzeylere çekecek kadar büyük olduğu görülmektedir. Bu oranlar yaklaşık olarak 81 keV için 3,18, 356 keV için 1,16, 661,6 keV için 1,11 ve 1332 keV için 1,08 değerlerine sahiptir. Düşük enerjilerde esnek olmayan saçılma olaylarının düşük ihtimale sahip olması ve I_0/I oranının yeteri kadar büyük olması kristal boyunca kütle soğurma katsayılarının ölçümü için kararlı sonuçlar vermesini sağlar. I_0/I oranları dikkate alındığında enerji arttıkça I_0 ve I değerlerinin birbirine yaklaştığı görülmektedir. Bu durum soğurucu numune kalınlığının ince olduğu durumlarda kütle soğurma katsayılarının deneysel ölçümlerinde sonuçların teorik sonuçlardan oldukça küçük çıkmasına neden olur. Bu etki kristal kalınlığının düşük olduğu kristal boşluğu bölgesinde açıkça görülmektedir. Çünkü kristal kalınlığının ince olduğu bölgelerde düşük sayım oranları gözlenir. Kristal kalınlığının büyük olduğu bölgeler yüksek sayım oranlarına sahip olduğu için bu bölgelerde I_0 ve I değerleri arasındaki farkı ölçüm sisteminin daha hassas ölçme imkanı vardır. Bunun için bu bölgelerde deneysel sonuçlar teorik sonuçlar ile uyum içerisindedir. Şekil 3.11 incelendiğinde kütle soğurma katsayılarının deneysel sonuçlarının teorik değerler ile uyum içerisinde olduğu bu bölgelerin genişliği enerji arttıkça azaldığı görülmektedir. Bunun nedeni olarak, kenar bölgelerde esnek ve esnek olmayan saçılmalar ve yük toplamadaki performans düşüklüğünden kaynaklanan sayım kayıpları söylenebilir.

Üçüncü kısımda besleme voltajına bağlı olarak sayım oranlarındaki ve yarı maksimumların tam genişliklerindeki (FWHM) değişimler incelendi. Şekil 3.(12-18)'de dedektör yüzeyindeki bazı bölgeler için besleme voltajı ile relatif sayım oranlarındaki değişimler görülmektedir. İlk bakışta dedektör yüzeyindeki bütün bölgelerde enerji arttıkça relatif sayım oranlarındaki değişimlerin azaldığı görülmektedir. Bu durum, düşük enerjili bir fotonun az sayıda yük taşıyıcısı oluşturması ile açıklanabilir. Çünkü düşük sayıdaki yük taşıyıcılarının toplanmasındaki yetersizlikler sayım oranlarında büyük düşümlere neden olur. Şekil 3.18'de relatif sayım oranlarındaki değişimin arttığı görülmektedir. Kristalin kenar bölgesinde gerçekleştirilen bu ölçümün sonuçları ile bu bölgelerde zayıf elektrik alanların mevcut olduğu söylenebilir. Bu durum, kapalı uçlu koaksiyel dedektörlerinin uç bölgelerindeki zayıf alanların varlığını göstermektedir. Bu sorunu gidermek için üretici firmalar genellikle bu bölgelere yuvarlatma (bulletization) işlemi uygulamaktadır (Gilmore, 2008). Şekil 3.19 herhangi bir kolimatör kullanmadan gerçekleştirilen ölçümlerde relatif sayım oranlarının besleme voltajı ile değişimini göstermektedir.

Şekilden de görüleceği gibi 81 keV enerjisi hariç diğer enerjilerde besleme voltajının relatif sayım oranlarına herhangi bir etkisinin olmadığı söylenebilir. Şekil 3.(20-23)'te 81, 356, 661,6 ve 1332 keV enerjili piklerin yarı maksimumlardaki tam genişliklerinin (FWHM) besleme voltajı ile değişimleri görülmektedir. Şekiller incelendiğinde aşağıda belirtilen durumları gözlemlemek mümkündür.

1. Enerjiye bağlı olarak FWHM değerlerinde artış görülmektedir. Bu durum dedektör kataloğunda verilen değerlerde de görülmektedir.
2. FWHM değerleri, sayım oranlarının nispeten düşük olduğu kristal boşluğu (merkez) ve civarında (8 mm) yüksektir.
3. Enerji arttıkça, özellikle kristalin kenar bölgesinde (28 mm) yapılan ölçümlerde, FWHM'nin değerinde sistematik bir artış gözlenmektedir.
4. FWHM değerleri yaklaşık olarak 3500 V'tan sonra tekrar artış göstermektedir. Bu durumun sızıntı akımlarından kaynaklandığını söylemek mümkündür.
5. FWHM değerleri yaklaşık 2500 – 3500 V besleme voltajı aralığında en düşük ve en kararlı duruma sahiptir. Bu durum relatif sayım oranları ile birlikte değerlendirildiğinde, çalışmada kullanılan HPGe dedektör için uygun çalışma voltajı olarak 2500 – 3500 V arasındaki değerlerin seçilebileceğini göstermektedir.

Çalışmanın son kısmında HPGe dedektörünün etkin kristal kalınlığını belirlemek için yarı-deneysel model kullanıldı. Yapılan ölçümler ve hesaplamalar sonucunda Ge kristalinin kalınlığı için elde edilen sonuçlar Tablo 3.3'te görülmektedir. Özellikle kristal boşluğu ve kenar civarlar için elde edilen kalınlık değerleri katalog verileri ile uyuşmamaktadır. Ge kristalinin boşluğu dikkate alındığında uyuşmazlıklar, fotonların kristali geçtikten sonra yan yüzler tarafından soğrulmaları sonucunda ilave sayımlara neden olmasından kaynaklanmaktadır. Bu durum Şekil 3.8'de açık bir şekilde görülmektedir. Sonuç olarak kristal boşluğunun olduğu bölgelerde kalınlıklar katalog verilerine göre yüksek çıkmıştır. Kenar bölgelerde ise saçılma kayıplarından dolayı, kalınlıklar katalog verilerine oranla düşük çıkmıştır. Özellikle kristalin en uç bölgesi için yapılan ölçümde kristalin dış yan yüzeyindeki ölü tabakanın 0,35 mm'lik kısmı ölçümdeki katı açılı içerisine düştüğünden buradaki kalınlık değerindeki hata oranının yüksek olduğu görülmektedir. Yarı deneysel model kullanılarak elde edilen dedektör geometrisinin geçerliliğinin sağlanması için Monte Carlo yöntemi kullanıldı. Monte Carlo yönteminde dedektör geometrisi katalog verilerine ve yarı-deneysel model ile elde edilen verilere bağlı

olarak simülasyon programına tanıtılarak verim eğrileri oluşturuldu. Monte Carlo yöntemi ve deneysel yöntem kullanılarak elde edilen verim eğrileri Şekil 3.25'te görülmektedir. Elde edilen sonuçlar incelendiğinde, yarı-deneysel modelin deneysel sonuçlar ile uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Şekil 3.26'da katalog ve yarı-deneysel model sonuçlarının deneysel sonuçlardan sapma oranları görülmektedir. Düşük enerjilerde katalog model ile elde edilen sonuçlardaki sapma oranlarının yüksek olduğu görülmektedir. Bu durum, dedektörün ölü tabaka kalınlığının zamanla değişmesinden ve katalog modelinde yuvarlatılmış bölgelerin EGS4 programına tanıtılmasındaki zorluklardan kaynaklanmaktadır.



5. ÖNERİLER

Kütle soğurma katsayılarının dedektör yüzeyine ve kolimatör çapına bağımlılığı daha geniş enerji ve element aralığında incelenebilir. Böylece düşük kalınlığa sahip numunelerde karşılaşılan istatistiksel hataların önüne geçmek için deneysel yöntemler geliştirilebilir. Bununla birlikte kütle soğurma katsayılarının deneysel olarak ölçümlerinde soğurucu-dedektör ve kaynak-dedektör mesafelerinin kolimatör çaplarına bağılı olarak sonucu nasıl etkileyeceği de incelenebilir.

Bu çalışmada kütle soğurma katsayılarının dedektör yüzeyinde ölçüm bölgesine bağımlılığı koaksiyel p-tipi HPGe dedektörde gerçekleştirildi. Benzer araştırma n-tipi ve planar dedektörlerde gerçekleştirilerek gerekli kıyaslamalar yapılabilir.

Besleme voltajının bazı pik parametrelerine etkisi n-tipi ve planar dedektörlerde incelenebilir.

6. KAYNAKLAR

- Andreotti, E., Hult, M., Marissens, G., Lutter, G., Garfagnini, A., Hemmer, S. ve Sturm, K. V., 2014. Determination of Dead-Layer Variation in HPGe Detectors, Applied Radiation and Isotopes, 87, 331-335.
- Arns, R.G., Caldwell, S.E. ve Monahan, W.G., 1970. Geometrical Attenuation Factors for Directional Correlation Experiments, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 78, 295-299.
- Baltaş, H., Çelik, Ş., Çevik, U. ve Yanmaz, E., 2007. Measurement of Mass Attenuation Coefficients and Effective Atomic Numbers for MgB₂ Superconductor Using X-Ray Energies, Radiation Measurements, 42, 55-60.
- Berger, M.J. ve Hubbell, J.H., 1999. XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Computer. National Bureau of Standards Report NBSIR 87-3597, XCOM version 3.1.
- Berndt, R. ve Mortreau, P., 2012. Monte Carlo Modelling of a N-Type Coaxial High Purity Germanium Detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 694, 341-347.
- Blank, B., Souin, J., Ascher, P., Audirac, L., Cachel, G., Gerbaux, M., Greivy, S., Giovinazzo, J., Guerin, H., Nieto, T.K., Matea, I., Bouzomita, H., Delahaye, P., Grinyer, G.F. ve Thomas, J.C., 2015. High Precision Efficiency Calibration of a High Purity Coaxial Germanium Detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 776, 34-44.
- Bruijn, D.D. ve Lourens W., 1980. Determination of Solid Angle Corrections for Precise Gamma-Gamma Directional Correlation Experiments with Ge Detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 178, 269-275.
- Cengiz, A., 1991. Elektron ve β^- Parçacıklarının Menzil, Enerji ve Açılmal Dağılımlarının Monte Carlo Yöntemi ile İncelenmesi, Doktora Tezi, Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa.
- Chantler, C.T., 1995. Theoretical Form Factor, Attenuation, and Scattering Tabulation for $Z = 1-92$ from $E = 1-10$ eV to $E = 0.4-1.0$ MeV, Journal of Physical and Chemical Reference Data, 24, 71-643.
- Chham, E., Garcia, F.P., El-Bardouni, T., Ferro-Garcia, A., Azahra, M., Benaalilou, K., Krikiz, M., Elyaaakoubi, H., El-Bakkali, J. ve Kaddour, M., 2015. Monte Carlo Analysis of the Influence of Germanium Dead Layer Thickness on the HPGe Gamma Detector Experimental Efficiency Measured by Use of Extended Sources, Applied Radiation and Isotopes, 95, 30-35.

- Chitralekha, B.R., Lagare, M.T., Nathuram, R. ve Sharma, D.N., 2004. Mass Attenuation Coefficients of Saccharides for Low-Energy X-Rays, Radiation Physics and Chemistry, 72, 1-5.
- Creagh, D.C., 1987. The Resolution of Discrepancies in Tables of Photon Attenuation Coefficients, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 255, 1-16.
- Çevik, U., Baltaş, H., Çelik, A. ve Bacaksız, E., 2006. Determination of Attenuation Coefficients, Thickness and Effective Atomic Numbers for CuInSe₂ Semiconductor, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 247, 173-179.
- Debertin, K. ve Helmer, R., 1988. Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors. North Holland.
- Demtröder, W., 2005. Atoms Molecules and Photons. Springer.
- Elanique, A., Marzocchi, O., Leone, D., Hegenbart, L., Breustedt, B. ve Oufni, L., 2012. Dead Layer Thickness Characterization of an HPGe Detector by Measurements and Monte Carlo Simulations, Applied Radiation and Isotopes, 70, 538-542.
- El-Sayed, A.W., Fusco, M.A. ve Bourham, M.A., 2016. Gamma Ray Mass Attenuation Coefficient and Half Value Layer Factor of Some Oxide Glass Shielding Materials, Annals of Nuclear Energy, 96, 26-30.
- Ewa, I.O.B., Bodizs, D., Czifrus, S. ve Molnar, Z., 2001. Monte Carlo Determination of Full Energy Peak Efficiency for an HPGe Detector, Applied Radiation and Isotopes, 55, 103-108.
- Gamage, K.A.A. ve Joyce, M.J., 2011. An Analytical Approach to γ -Ray Self-Shielding Effects for Radioactive Bodies Encountered Nuclear Decommissioning Scenarios, Applied Radiation and Isotopes, 69, 1521-1532.
- Gasparro, J., Hult, M., Johnston, P. N. ve Tagziria, H., 2008. Monte Carlo Modelling of Germanium Crystals that Are Tilted and Have Rounded Front Edges, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 594, 196-201.
- Gilmore, G.R., 2008. Practical Gamma-ray Spectrometry. John Wiley & Sons.
- Helmer, R.G., Nica, N., Hardy, J.C. ve Iacob, V.E., 2004. Precise Efficiency Calibration of an HPGe Detector up to 3.5 MeV, with Measurements and Monte Carlo Calculations, Applied Radiation and Isotopes, 60, 173-177.
- Helmer, R.G., Hardy, J.C., Iacob, V.E., Vega, M. S., Neilson, R.G. ve Nelson, J., 2003. The Use of Monte Carlo Calculations in the Determination of a Ge Detector Efficiency Curve, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 511, 360-81.

- Henke, B.L., Gullikson, E.M. ve Davis, J.C., 1993. X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50 - 30.000 \text{ eV}$, $Z = 1-92$, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 54, 181-342.
- Hubbell, J.H., 1969. Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV. NSRDS-NBS Report 29, Washington D.C., USA.
- Hull, E.L. ve Pehl, R.H., 2005. Amorphous Germanium Contacts on Germanium Detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 538, 651-656.
- Hurtado, S., Garcia-Leon, R. ve Garcia-Tenorio, R., 2004. Monte Carlo Simulation of the Response of a Germanium Detector for Low-Level Spectrometry Measurements Using GEANT4, Applied Radiation and Isotopes, 61, 139-143.
- Huy, N. Q., 2010. The Influence of Dead Layer Thickness Increase on Efficiency Decrease for a Coaxial HPGe p-Type Detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 621, 390-394.
- Huy, N.Q., Binh, D.Q. ve An, V.X., 2007. Study on the Increase of Inactive Germanium Layer in a High-Purity Germanium Detector after a Long Time Operation Applying MCNP Code, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 573, 384-388.
- Karamanis, D., Lacoste, V., Andriamonje, S., Barreau, G. ve Petit, M., 2002. Experimental and Simulated Efficiency of a HPGe Detector with Point-Like and Extended Sources, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 487, 477-487.
- Karamanis, D., 2003. Efficiency Simulation of HPGe and Si(Li) Detectors in γ and X-Ray Spectroscopy, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 505, 282-285.
- Knoll, F., 2010. Radiation Detection and Measurements. John Wiley & Sons.
- Krane, S.K. (Edit: Şarer, B.), 2001 Nükleer Fizik 1. Cilt, Birinci Baskı, Palme Yayın Dağıtım LTD. ŞTİ., Ankara.
- L'Annunziata, M. F., 2012. Handbook of Radioactivity Analysis. Elsevier Inc.
- Maidana, N.L., Brualla, L., Vanin, V.R., Oliveira, J.R.P., Rizzutto, M.A., Nascimento, E. ve Fernandez-Varea, J.M., 2010. Triple and Quadruple Escape Peaks in HPGe Detectors: Experimental Observation and Monte Carlo Simulation, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 615, 285-294.
- Maidana, N.L., Vanin, V.R., Garcia-Alvarez, J.A., Hermida-Lopez, M. ve Brualla, L., 2016. Experimental HPGe Coaxial Detector Response and Efficiency Compared to Monte Carlo Simulations, Applied Radiation and Isotopes, 108, 64-74.

- Orlic, I., Bogdanovic, I., Zhou, S. ve Sanchez, J.L., 1999. Parametrization of the Total Photon Mass Attenuation Coefficients for Photon Energies between 100 eV and 1000 MeV, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 150, 40-45.
- Östlund, K., Samuelsson, C. ve Raaf, C.L., 2015. Experimentally Determined vs. Monte Carlo Simulated Peak-to-Valley Ratios for a Well-Characterised n-type HPGe Detector, Applied Radiation and Isotopes, 95, 94-100.
- Provina, P.P. ve Govind, K.B., 2013. Studies on Mass Attenuation Coefficient, Effective Atomic Number and Electron Density of Some Amino Acids in the Energy Range 0,122 – 1,330 MeV, Radiation Physics and Chemistry, 92, 22-27.
- Rodenas, J., Pascual, A., Zarza, I., Serradell, V., Ortiz, J. ve Ballesteros, L., 2003. Analysis of the Influence of Germanium Dead Layer on Detector Calibration Simulation for Environmental Radioactive Samples Using the Monte Carlo Method, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 496, 390-399.
- Rodenas, J., Gallardo, S., Ballester, S., Primault, V. ve Ortiz, J., 2007. Application of the Monte Carlo Method to the Analysis of Measurement Geometries for the Calibration of a HPGe Detector in an Environmental Radioactivity Laboratory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 263, 144-148.
- Salamon, E.B., Hubbell, J.H. ve Scofield, J.H., 1988. X-Ray Attenuation Cross Section for Energies 100 eV to 100 keV and Elements $Z = 1$ to $Z = 92$, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 38, 1-197.
- Santo, A.S.E., Wasserman, F.G. ve Conti, C.C., 2012. HPGe Well Detector Calibration Procedure by MCNP5 Monte Carlo Computer Code, Annals of Nuclear Energy, 46, 213-217.
- Sima, O. ve Arnold, D., 2009. On the Monte Carlo Simulation of HPGe Gamma Spectrometry Systems, Applied Radiation and Isotopes, 67, 701-705.
- Tsoufanidis, N., 1995. Measurement and Detection of Radiation, Taylor&Francis, Washington.
- Tomarchio, E., 2013. An Experimental Approach to Efficiency Calibration for Gamma-Ray Spectrometric Analysis of Large Air Particulate Filters, Radiation Physics and Chemistry, 85, 53-58.
- Vargas, M.J. ve Guerra, A.L., 2006. Application of PENELOPE Code to the Efficiency Calibration of Coaxial Germanium Detectors, Applied Radiation and Isotopes, 64, 1319-1322.
- Wang, D.C., Ping, L.A. ve Yang, H., 1995. Measurement of the Mass Attenuation Coefficients for SiH_4 and Si, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 95, 161-165.

7. EKLER

7.1. Yarı Deneysel Model için Monte Carlo (EGS4) Program Kodu

```
"VERSION FROM SLAC"
%L
%E
!INDENT M 4; "INDENT MORTRAN LISTING BY 4 PER NESTING LEVEL"
!INDENT F 2; "INDENT FORTRAN OUTPUT BY 2 PER NESTING LEVEL"
"*****"
" Model for Empirical Model for GEM25P4_76 "
" Model adaptaion by Ahmet Celik 03.26.2014 "

"*****"

"-----"
"STEP 1: USER-OVERRIDE-OF-EGS4-MACROS "
"-----"
REPLACE { $MXREG } WITH { 650 } "only 3 geometric regions (default 2000)"
REPLACE { $MXSTACK } WITH { 100 } "less than 15 particles on stack at once "
REPLACE { $EBIN } WITH { 100000 } "user parameter -# bins in energy spectrum"
REPLACE { $MXMED } WITH { 11 }
" USING RANLUX "

;COMIN/RANDOM/;
REPLACE { $DEFAULT-LL } WITH { 1 }

"DEFINE A COMMON FOR SCORING IN AUSGAB"
REPLACE { ;COMIN/SCORE/; } WITH { ;COMMON/SCORE/EHIST,EBIN($EBIN); }

;COMIN/CYLDTA,BOUNDS,MEDIA,MISC,PLADTA,SCORE,UPHIOT,THRESH/; " "
" THE ABOVE EXPANDS INTO A SERIES OF COMMON STATEMENTS "
" BOUNDS CONTAINS ECU T AND PCUT "
" PLADTA PASSES COORDINATE AND NORMAL VECTOR DATA OF EACH "
" PLANE INTO HOWFAR AND THE AUXILIARY GEOMETRY SUBPROGRAMS. "
" PLADTA IS DEFINED IN THE EGS4 MACROS AND CONTAINS: "
" PCOORD(I,J): I-TH COORDINATE OF A POINT ON PLANE J "
" PNORM(I,J): I-TH COORDINATE OF A UNIT VECTOR NORMAL "
" TO PLANE J "
" MEDIA CONTAINS THE ARRAY MEDIA "
" MISC CONTAINS MED "
" THRESH CONTAINS AE AND AP "

"DEFINE A COMMON FOR SCORING IN AUSGAB"
REPLACE { ;COMIN/SCORE/; } WITH { ;COMMON/SCORE/EHIST,EBIN($EBIN); }

COMMON/PASSIT/IRDISC($MXREG),NR,NZ;

;COMIN/EDGE/;
" REPLACE { ;COMIN/EDGE/; } WITH { "
" ;COMMON/EDGE/IEDGFL($MXREG),$LGN(EKALPH,EKBETA,BKR1,BKR2($MXMED)); } "

REAL CYRAD($MXCYLS);
```



```
DO I=4,28,24 [MED(I)=MEDTEFLON;];
DO I=9,417,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=418,426,1 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=10,298,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=11,323,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=12,348,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=13,373,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=14,398,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=39,399,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=88,400,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=113,401,24 [MED(I)=MEDGE;];
DO I=138,402,24 [MED(I)=MEDGE;];
```

```
DO I=2,578,24 [MED(I)=MEDPB;];
DO I=579,600,1 [MED(I)=MEDPB;];
DO I=24,576,24 [MED(I)=MEDPB;];
```

```
DO I=6,534,24 [MED(I)=MEDAL;];
DO I=535,550,1 [MED(I)=MEDAL;];
DO I=8,488,24 [MED(I)=MEDAL;];
DO I=489,500,1 [MED(I)=MEDAL;];
DO I=140,476,24 [MED(I)=MEDAL;];
```

```
"-----"
"STEP 3 HATCH-CALL"
```

```
;OUTPUT;('1START ES//' CALL HATCH TO GET CROSS-SECTION DATA');
CALL HATCH; "PICK UP CROSS SECTION DATA FOR NAI"
"DATA FILE MUST BE ASSIGNED TO UNIT 12"
```

```
;OUTPUT AE(1)-0.511, AP(1);
(' KNOCK-ON ELECTRONS CAN BE CREATED AND ANY ELECTRON FOLLOWED DOWN TO'
/T40,F8.3,' MeV KINETIC ENERGY'
' BREM PHOTONS CAN BE CREATED AND ANY PHOTON FOLLOWED DOWN TO',
/T40,F8.3,' MeV '); "NOTE, AE VALUES CAN OVER-RIDE ECU T VALUES"
```

```
"-----"
"STEP 4 INITIALIZATION-FOR-HOWFAR"
```

```
"-----"
"DEFINE THE COORDINATES AND THE NORMAL VECTORS FOR THE TWO PLANES. "
```

```
"INFORMATION REQUIRED BY HOWFAR (AND AUXILIARY GEOMETRY SUBPROGRAMS) "
```

```
"AND PASSED THROUGH COMMON/PLADTA/ "
```

```
"FIRST SET THE DEFAULT DISCARD AND SPLITTING FOR ALL REGIONS"
```

```
DO IRL=1,$MXREG,1 [IRDISC(IRL)=0;] "SET ALL REGIONS TO NO-DISCARD FIRST"
```

```
"NOW INDICATE WHICH REGIONS ARE DISCARD-REGIONS"
```

```
IRDISC(1)=1;
DO IRL=25,625,24 [IRDISC(IRL)=1;];
DO IRL=602,624,1 [IRDISC(IRL)=1;];
```

```
DO J=1,IPLAN [
PCOORD(1,J)=0.0; PCOORD(2,J)=0.0;
PNORM(1,J)=0.0; PNORM(2,J)=0.0; PNORM(3,J)=1.0;
```

]

P1=2.0;
P2=4.0;
P3=0.001;
P4=18.0;
P5=0.1;
P6=0.4;
P7=0.003;
P8=0.07;
P9=0.03;
P10=0.16;
P11=0.52;
P12=0.35;
P13=0.45;
P14=1.04;
P15=0.92;
P16=0.73;
P17=0.11;
P18=5.84;
P19=0.3;
P20=1.0;
P21=2.0;
P22=3.0;
P23=2.0;
P24=1.0;

R1=0.10;
R2=0.15;
R3=0.30;
R4=0.50;
R5=0.70;
R6=0.90;
R7=1.10;
R8=1.30;
R9=1.50;
R10=1.70;
R11=1.90;
R12=2.10;
R13=2.30;
R14=2.50;
R15=2.70;
R16=2.90;
R17=3.10;
R18=3.135;
R19=3.235;
R20=3.335;
R21=3.415;
R22=3.70;
R23=3.80;
R24=8.80;
R25=10.80;

PCOORD(3,1)=0.0;
PCOORD(3,2)=PCOORD(3,1)+P1;

```

PCOORD(3,3)=PCOORD(3,2)+P2;
PCOORD(3,4)=PCOORD(3,3)+P3;
PCOORD(3,5)=PCOORD(3,4)+P4;
PCOORD(3,6)=PCOORD(3,5)+P5;
PCOORD(3,7)=PCOORD(3,6)+P6;
PCOORD(3,8)=PCOORD(3,7)+P7;
PCOORD(3,9)=PCOORD(3,8)+P8;
PCOORD(3,10)=PCOORD(3,9)+P9;
PCOORD(3,11)=PCOORD(3,10)+P10;
PCOORD(3,12)=PCOORD(3,11)+P11;
PCOORD(3,13)=PCOORD(3,12)+P12;
PCOORD(3,14)=PCOORD(3,13)+P13;
PCOORD(3,15)=PCOORD(3,14)+P14;
PCOORD(3,16)=PCOORD(3,15)+P15;
PCOORD(3,17)=PCOORD(3,16)+P16;
PCOORD(3,18)=PCOORD(3,17)+P17;
PCOORD(3,19)=PCOORD(3,18)+P18;
PCOORD(3,20)=PCOORD(3,19)+P19;
PCOORD(3,21)=PCOORD(3,20)+P20;
PCOORD(3,22)=PCOORD(3,21)+P21;
PCOORD(3,23)=PCOORD(3,22)+P22;
PCOORD(3,24)=PCOORD(3,23)+P23;

```

"GIVE THE CYLINDER RADII (IN CM)"

```

CYRAD(1)=R1;
CYRAD(2)=R2;
CYRAD(3)=R3;
CYRAD(4)=R4;
CYRAD(5)=R5;
CYRAD(6)=R6;
CYRAD(7)=R7;
CYRAD(8)=R8;
CYRAD(9)=R9;
CYRAD(10)=R10;
CYRAD(11)=R11;
CYRAD(12)=R12;
CYRAD(13)=R13;
CYRAD(14)=R14;
CYRAD(15)=R15;
CYRAD(16)=R16;
CYRAD(17)=R17;
CYRAD(18)=R18;
CYRAD(19)=R19;
CYRAD(20)=R20;
CYRAD(21)=R21;
CYRAD(22)=R22;
CYRAD(23)=R23;
CYRAD(24)=R24;
CYRAD(25)=R25;

```

OUTPUT; ('1CYLINDER RADII:',//);

DO I=1,IRADII ["SEE DATA INITIALIZATION FOR CYRAD-VALUES"]

```

CYRAD2(I)=CYRAD(I)*CYRAD(I);
OUTPUT I,CYRAD(I); (' CYRAD(',I2,')=',G15.7);

```

]

```

OUTPUT; ('PCOORD AND PNORM VALUES FOR EACH J-PLANE (I=1,3):',//);
DO J=1,IPLAN [
OUTPUT J,(PCOORD(I,J),I=1,3),(PNORM(I,J),I=1,3);
(15,6G15.7);]

```

```

"CALCULATE VOLUMES OF EACH REGION AND OUTPUT THEM."
" NOTE: VOL=-1.0 INDICATES INFINITE VOLUME."

```

```

OUTPUT; ('1 VOLUME (CM**3) OF EACH REGION:',//);

```

```

DO IRL=1,NREG ["START OF VOLUME CALCULATION"
IF(IRDISC(IRL).EQ.1) [VOL(IRL)=-1.0; GO TO :ENDVOL:;]
JR1=(IRL-2)/NZ;
JR=JR1+1; "CYLINDER INDEX (1 THRU IRADII)"
JZ=IRL-1-JR1*NZ; "LOWER PLANE INDEX (2 THRU NZ-1)"

```

```

BIGH=PCOORD(3,JZ+1)-PCOORD(3,JZ);

```

```

IF(JR.EQ.1) [CYRLO2=0.0; "INNER CYLINDER"]
ELSE [CYRLO2=CYRAD2(JR-1); "CYLINDRICAL SHELL"]
VOL(IRL)=PI*(CYRAD2(JR)-CYRLO2)*BIGH;

```

```

:ENDVOL:

```

```

OUTPUT IRL,MED(IRL),VOL(IRL),IRDISC(IRL);
(' IRL=',I3,5X,'MED=',I3,5X,'VOL=',G15.5,5X,'IRDISC=',I2);
"END OF VOLUME CALCULATION"]

```

```

"-----"
" Calculation for multiple gamma energies          "
"-----"

```

```

"initialisation of input-array "

```

```

XENER(1)=0.081;
XENER(2)=0.088;
XENER(3)=0.122;
XENER(4)=0.2764;
XENER(5)=0.30285;
XENER(6)=0.356;
XENER(7)=0.3838;
XENER(8)=0.6616;
XENER(9)=0.8348;
XENER(10)=1.1732;
XENER(11)=1.3325;

```

```

NCASE=10000000; "modified from here pnj 1.8.2000"

```

```

OUTPUT MEDAR1; (1X,15A1);
OUTPUT NCASE; (' NO. OF HISTORIES:',I9);
OUTPUT; (//T6,'ENERGY COUNTS/INCIDENT PHOTON');

```

```

"loop "
DO I2=11,11 [

```



```

"-----"
"STEP 5  INITIALIZATION-FOR-AUSGAB          "
"-----"
DO I=1,$EBIN [ EBIN(I) = 0.0;]  "ZERO SCORING ARRAY BEFORE STARTING"
BWIDTH = 0.0003;           "ENERGY SPECTRUM WILL HAVE 2 KEV WIDTH"

"-----"
"STEP 6  DETERMINATION-OF-INCIDENT-PARTICLE-PARAMETERS          "
"-----"
"DEFINE INITIAL VARIABLES FOR EIN MEV PHOTONS GENERATED IN THE SOURCE"

IQIN=0;           "INCIDENT CHARGE - PHOTONS"
EIN=XENER(I2);    "EIN MEV KINETIC ENERGY"
$RANDOMSET XX1;
WTIN=1.0;         "WEIGHT=1 SINCE NO VARIANCE REDUCTION USED"

DO I=1,NCASE [EHIST = 0.0;   "ZERO ENERGY DEPOSITED IN THIS HISTORY "

NEWDIR=0;
LOOP [
  $RANDOMSET XX1;
  $RANDOMSET XX2;
  $RANDOMSET XX3;
  XX1=2.0*XX1-1.0;   "NEW DIRECTION"
  XX2=2.0*XX2-1.0;
  XX3=2.0*XX3-1.0;
  XX12=XX1*XX1;XX22=XX2*XX2;XX32=XX3*XX3;XX42=XX12+XX22+XX32;
  "OUTPUT XX1,XX2,XX3,XX4; (G15.6,X,G15.6,X,G15.6,X,G15.6);"
  IF XX42<1.0 [NEWDIR=1;XX4=SQRT(XX42);]
] WHILE NEWDIR=0;

"OUTPUT NEWDIR; (' NEWDIR = ',I4); "
"UIN=0;"  UIN=XX1/XX4;  "isotropic source"
"VIN=0;"  VIN=XX2/XX4;  "isotropic source"
"WIN=1;"  WIN=XX3/XX4;

XIN=0.0; "DUE TO SYMMETRY IGNORE THIS DEGREE OF FREEDOM"
$RANDOMSET XX1;
YIN=0.0;
IF XX1.NE.0.0 [YIN= R2*SQRT(XX1);]
IRIN=4; "START IN THE SOURCE REGION FIRST GUESS"

IF (YIN.GT.R1) [IRIN=IRIN+IPLAN;]

  $RANDOMSET XX1;
  ZIN=PCOORD(3,3)+P3*XX1;

" OUTPUT IQIN,EIN,XIN,YIN,ZIN,UIN,VIN,WIN; "
" ('0 IN Q E X Y Z U V W',1X,I2,7(F7.4,1X)); "

CALL SHOWER(IQIN,EIN,XIN,YIN,ZIN,UIN,VIN,WIN,IRIN,WTIN);

"INCREMENT BIN CORRESPONDING TO ENERGY DEPOSITED IN THIS HISTORY "

```

```

IBIN= MIN0 (IFIX(EHIST/BWIDTH + 0.999), $EBIN);
IF(IBIN.NE.0) [EBIN(IBIN)=EBIN(IBIN)+1;]
]

"-----"
"STEP 8  OUTPUT-OF-RESULTS                               "
"-----"
I=XENER(I2)/BWIDTH;
I=I+1;
OUTPUT BWIDTH*I,EBIN(I)/FLOAT(NCASE);(F10.4,F12.8);
SUMMA=0.0;
DO ITSI=1,$EBIN [SUMMA=EBIN(ITSI)+SUMMA;]
OUTPUT SUMMA/FLOAT(NCASE);(F14.8);

"DO I3=1,4000 ["
"OUTPUT BWIDTH*I3,EBIN(I3)/FLOAT(NCASE);(F10.4,F12.8);"
"]"

DO I3=(I-3),(I+3) [
OUTPUT BWIDTH*I3,EBIN(I3)/FLOAT(NCASE);(F10.4,F12.8);
]

OUTPUT; ('-----');
OUTPUT; (' ');

] "calculation for multiple energies loop "

"-----"
" END of the program 60 % coaxial                               "
"-----"

STOP;END;

%E
"*****"
"
SUBROUTINE AUSGAB(IARG);
"
" In this AUSGAB routine, we score the energy deposited      "
" in the detector region, regions 7,15,16,23,24 , but not the  "
" source regions 2,10 or cryostat regions 4,12,20 or deadlayer 6,14,22"
"
" For IARG=0, an electron or photon step is about to occur and we "
" score the energy deposited, if any. Note that only electrons "
" deposit energy during a step, which only happens in some regions "
" so we must check "
" For IARG=1,2 and 4,particles have been discarded for falling below "
" various energy cutoffs and all their energy is deposited locally "
" (in fact EDEP = particles kinetic energy).                  "
" For IARG=3, the particle is                                "
" in a discard region, so we do not score its energy          "
"
" EHIST keeps track of the total energy deposited during each "
" history. In the main routine it is zeroed at the start of each "
" history and binned at the end of each history.              "
"
"*****"

;COMIN/EPCONT,SCORE/; "WE USE EDEP FROM EPCONT AND EHIST FROM SCORE "

```

COMIN/STACK/;

IRL=IR(NP);

" IQLL=IQ(NP); ELL=E(NP); XLL=X(NP); YLL=Y(NP); ZLL=Z(NP); "

" ULL=U(NP); VLL=V(NP); WLL=W(NP); "

" OUTPUT IARG, IRL; ('0 AUSGAB - IARG, IRL', I5,2X,I5); "

" OUTPUT IQLL,ELL,XLL,YLL,ZLL,ULL,VLL,WLL; "

" ('0Q E X Y Z U V W',1X,I2,7(F7.4,1X)); "

IF(IARG.LE.2 .OR. IARG.EQ.4) ["NOT A DISCARD REGION"

IF(IRL.GE.10.AND.IRL.LE.14) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.34.AND.IRL.LE.39) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.58.AND.IRL.LE.63) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.82.AND.IRL.LE.88) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.106.AND.IRL.LE.113) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.130.AND.IRL.LE.138) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.154.AND.IRL.LE.162) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.178.AND.IRL.LE.186) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.202.AND.IRL.LE.210) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.226.AND.IRL.LE.234) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.250.AND.IRL.LE.258) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.274.AND.IRL.LE.282) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.298.AND.IRL.LE.306) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.323.AND.IRL.LE.330) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.348.AND.IRL.LE.354) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.373.AND.IRL.LE.378) [EHIST=EHIST + EDEP;];

IF(IRL.GE.398.AND.IRL.LE.402) [EHIST=EHIST + EDEP;];

]

" OUTPUT EHIST, EDEP; ('0 REGION 7 EHIST, EDEP ', F8.4, 2X, F8.4); "

RETURN;END;"END OF AUSGAB"

" STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"

SUBROUTINE HOWFAR;

" EGS4 SUBPROGRAM - 29 NOV 1985/1700"

;COMIN/CYLDTA,DEBUG,EPCONT,PLADTA,STACK,USER/;

COMMON/PASSIT/IRDISC(\$MXREG),NR,NZ;

IRL=IR(NP); "SET LOCAL VARIABLE"

IF(IRDISC(IRL).EQ.1) [IDISC=1; "DISCARD REGIONS"]

ELSE ["GEOMETRY CHECKING REGIONS"

JR1=(IRL-2)/NZ;

JR=JR1+1; "CYLINDER INDEX NUMBER"

JZ=IRL-1-JR1*NZ; "SLAB INDEX NUMBER"

"CHECK THE PLANES FIRST"

IF(JZ.EQ.1) [IRBACK=1;] ELSE [IRBACK=IRL-1;]

\$PLAN2P(JZ+1,IRL+1,1,JZ,IRBACK,-1);

"NOW CHECK THE CYLINDERS LAST"

```

IF(JR.EQ.1) ["INNER CONE/CYLINDER"
  $CYLNDR(1,1,IHIT,TVAL);
  IF(IHIT.EQ.1) [$CHGTR(TVAL,IRL+NZ);]
"END OF INNER CONE/CYLINDER LOOP"]

```

```

ELSE ["CYLINDRICAL SHELL"
  $CYLNDR(JR1,0,IHIT,TVAL);
  IF(IHIT.EQ.1) [$CHGTR(TVAL,IRL-NZ);]
  ELSEIF(JR.NE.NR) [
    $CYLNDR(JR,1,IHIT,TVAL);
    IF(IHIT.EQ.1) [$CHGTR(TVAL,IRL+NZ);]
  ]
"END OF CYLINDRICAL SHELL LOOP"]

```

```
"END OF GEOMETRY CHECKING REGIONS LOOP"]
```

```
RETURN;
```

```
END; "END OF SUBROUTINE HOWFAR"
```

```
%E
```

```

*****
"
      STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"
SUBROUTINE PLAN2P(NPL1,NRG1,ISD1,NPL2,NRG2,ISD2);
"
      VERSION 4.XX -- 8 JUN 1985/1845"
*****
"AUXILIARY (GEOMETRY) SUBPROGRAM FOR USE WITH EGS4 CODE SYSTEM  "
"-----"
" DESCRIPTION - PLAN2P is generally called from subroutine HOWFAR "
" whenever a particle is in a region bounded by two planes that "
" ARE parallel. Both subroutines PLANE1 and CHGTR are called "
" by PLAN2P (the second PLANE1 call is not made if the first "
" plane is not hit, or if the trajectory is parallel). "
"-----"
" NPL1 = ID number assigned to plane called first (input) "
" NRG1 = ID number assigned to region particle trajectory "
" will lead into "
" ISD1 = 1 normal points towards current region (input) "
" = -1 normal points away from current region (input) "
" NPL2 = Same (but for plane called second) "
" NRG2 = Same (but for plane called second) "
" ISD2 = Same (but for plane called second) "
"-----"
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "
" EGS4 Code System (see file EGS4MAC). "
"-----"
;COMIN/DEBUG/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC "

```

```

CALL PLANE1(NPL1,ISD1,IHIT,TVAL);
IF(IHIT.EQ.1) ["HITS FIRST PLANE"
  CALL CHGTR(TVAL,NRG1); "CHANGE REGION IF NECESSARY"]
ELSEIF(IHIT.EQ.0) ["HEADING AWAY FROM FIRST PLANE, MAY HIT SECOND"
  CALL PLANE1(NPL2,ISD2,IHIT,TVAL);
  IF(IHIT.EQ.1) [CALL CHGTR(TVAL,NRG2); "CHANGE REGION IF NECESSARY"]]
ELSEIF(IHIT.NE.2) [OUTPUT NPL1,NRG1,NPL2,NRG2,IHIT;
  (' STOPPED IN SUBROUTINE PLAN2P WITH NPL1,NRG1,NPL2,NRG2=',
  4I6,/, ' AND WITH IHIT=',I6); STOP;]
"ELSE PARTICLE TRAVELING PARALLEL TO PLANES IN ORIGINAL REGION"

```

```
RETURN;
```

```

"END OF SUBROUTINE PLAN2P" END;
%E
"*****"
"          STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"
SUBROUTINE PLANE1(NPLAN,ISIDE,IHIT,TVAL);
"          VERSION 4.XX -- 8 JUN 1985/1845"
"*****"
" AUXILIARY (GEOMETRY) SUBPROGRAM FOR USE WITH EGS4 CODE SYSTEM  "
"-----"
" DESCRIPTION - A plane is defined relative to a coordinate system "
" by means of a point on its surface (PCOORD-array) and a unit "
" vector normal to its surface (PNORM-array). Both PCOORD and "
" PNORM are defined in COMMON/PLADTA/ by means of a macro in the "
" EGS4 Code System (see file EGS4MAC). The user must assign "
" appropriate values to PCOORD and PNORM in the User Code. "
"
" PLANE1 is called whenever the user wants to determine: "
" a) whether or not the straight trajectory of a particle at "
" (X,Y,Z) traveling with direction cosines (U,V,W) inter- "
" sects a plane, and (if it does) "
" b) what is the trajectory distance. "
"-----"
" NPLAN = ID number assigned to plane (input) "
" ISIDE = 1 normal points towards current region (input) "
"        = -1 normal points away from current region (input) "
" IHIT = 1 trajectory will strike plane (output) "
"        = 2 trajectory parallel to plane (output) "
"        = 0 trajectory moving away from plane (output) "
" TVAL = distance to plane (when IHIT=1) (output) "
"-----"
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "
" EGS4 Code System (see file EGS4MAC). "
"-----"
;COMIN/DEBUG,PLADTA,STACK/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC  "

UDOTA=PNORM(1,NPLAN)*U(NP)+PNORM(2,NPLAN)*V(NP)+PNORM(3,NPLAN)*W(NP);
UDOTAP=UDOTA*ISIDE;
IF(UDOTA.EQ.0.0) [IHIT=2; "TRAVELING PARALLEL TO PLANE"]
ELSEIF(UDOTAP.LT.0.0) [IHIT=0;"TRAVELING AWAY FROM PLANE"]
ELSE [
IHIT=1; "TRAVELING TOWARDS PLANE---DETERMINE DISTANCE"
TNUM=PNORM(1,NPLAN)*(PCOORD(1,NPLAN)-X(NP))
      +PNORM(2,NPLAN)*(PCOORD(2,NPLAN)-Y(NP))
      +PNORM(3,NPLAN)*(PCOORD(3,NPLAN)-Z(NP));
TVAL=TNUM/UDOTA;]

RETURN;
"END OF SUBROUTINE PLANE1" END;
%E
"*****"
"          STANFORD LINEAR ACCELERATOR CENTER"
SUBROUTINE CHGTR(TVALP,IRNEW);
"          VERSION 4.XX -- 8 JUN 1985/1845"
"*****"
" AUXILIARY (GEOMETRY) SUBPROGRAM FOR USE WITH EGS4 CODE SYSTEM  "
"-----"
" DESCRIPTION - The purpose of CHGTR is to change USTEP to TVALP "
" and IRNEW to IRNEWP if and when USTEP is larger than TVALP. "
" (Both USTEP and IRNEW are available in COMMON/EPCONT/). "

```

```
"-----"  
"  TVALP = Straight trajectory distance to a boundary surface "  
"  IRNEWP = New region that particle may possibly go into  "  
"-----"  
" NOTE: A macro-version of this subroutine is also defined in the "  
"   EGS4 Code System (see file EGS4MAC).  "  
"-----"  
;COMIN/DEBUG,EPCONT/; "SEE MACRO DEFINITION IN EGS4MAC  "  
  
IF(TVALP.LE.USTEP) [USTEP=TVALP; IRNEW=IRNEWP;]  
RETURN;  
  
"PROGRAM SONU"  END;  
%Q1  
%E
```



ÖZGEÇMİŞ

07.11.1978 tarihinde Trabzon ili Akçaabat ilçesinde doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Trabzon Ortahisar ilçesinde tamamladı. 1998 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde lisans eğitimine başladı. 2002 yılında lisans eğitimini tamamladıktan sonra aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans eğitimine başladı. Yüksek Lisans Eğitimini 2006 yılında tamamladıktan sonra aynı yıl doktora eğitimine başladı. 2006-2008 yılları arasında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak görev yaptı. 2008 yılından itibaren Giresun Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaya devam etmektedir. SCI indeksi kapsamında yer alan uluslararası dergilerde 20 makalesi ve ulusal ve uluslararası sempozyumlarda sunulmuş 15 bildirisi mevcuttur. Evli ve bir çocuk babası olan Ahmet ÇELİK İngilizce bilmektedir.