

**ORTA ENERJİLİ GAMMA IŞINLARININ ÇOKLU  
SAÇILMALARININ MONTE CARLO BENZETİŞİMİ**

**Ürkiye AKAR TARIM**



T.C.  
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ORTA ENERJİLİ GAMMA IŞINLARININ ÇOKLU SAÇILMALARININ  
MONTE CARLO BENZETİŞİMİ**

**Ürkiye AKAR TARIM**

Prof. Dr. Orhan GÜRLER  
(Danışman)

DOKTORA TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI

BURSA – 2014

## TEZ ONAYI

Ürkiye AKAR TARIM tarafından hazırlanan “Orta Enerjili Gamma Işınlarnının Çoklu Saçılmalarının Monte Carlo Benzetişimi” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliğı/oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

**Danışman** : Prof. Dr. Orhan GÜRLER

**Başkan** : Prof. Dr. Orhan GÜRLER  
Uludağ Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi,  
Fizik Anabilim Dalı

**Üye** : Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU  
Uludağ Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi,  
Fizik Anabilim Dalı

**Üye** : Doç. Dr. Basri ÇELİK  
Uludağ Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi,  
Matematik Anabilim Dalı

**Üye** : Prof. Dr. Sezai YALÇIN  
Bitlis Eren Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi,  
Fizik Anabilim Dalı

**Üye** : Prof. Dr. Özcan GÜNDOĞDU  
Kocaeli Ü. Teknoloji Fakültesi,  
Biyomalzeme Anabilim Dalı

**Yukarıdaki sonucu onaylarım**

**Prof. Dr. Ali Osman DEMİR**  
**Enstitü Müdürü**  
**.../01/2014**

**U.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;**

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

**beyan ederim.**

**29/01/2014**

**İmza**

**Ürkiye AKAR TARIM**

## ÖZET

Doktora Tezi

### ORTA ENERJİLİ GAMMA IŞINLARININ ÇOKLU SAÇILMALARININ MONTE CARLO BENZETİŞİMİ

Ürkiye AKAR TARIM

Uludağ Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı

**Danışman:** Prof. Dr. Orhan GÜRLER

Radyasyon dozimetri, radyasyon zırhlama ve radyasyon soğurma gibi gamma ışınlarının madde ile etkileşmelerinin ele alındığı alanlarda, gammaların gerçekleştirdiği çoklu saçılmalar, üzerinde durulması gereken önemli bir süreçtir. Bu nedenle, bu çalışmada deneysel veya analitik olarak elde edilmesi mümkün olmayan, 5.08 cm × 5.08 cm'lik bir NaI kristaline ulaşmadan önce kristali çevreleyen kılıf materyali içinde çoklu saçılma yapan orta enerjili gamma ışınlarının enerji dağılımı, Monte Carlo benzetişim yöntemi kullanılarak elde edilmiş ve bu dağılımın analizi gerçekleştirilmiştir. Böylece detektör cevap fonksiyonuna kristal kılıf materyalinin etkisi detaylı olarak incelenmiştir. Elde edilen enerji dağılımı sonuçlarının kabul edilebilirliği, aynı bilgisayar kodu kullanılarak, Cs-137 ve Co-60 radyoaktif kaynaklarından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonları ile kıyaslanması sonucu gözlenen uyuma dayandırılmıştır.

Çalışmada, radyoaktif kaynak ve NaI(Tl) detektöründen oluşan sistemde öncelikle kaynak ve detektör arasına, sonra da kaynağın arkasına sırasıyla beton ve karbon saçıcı ortamları yerleştirilerek bu saçıcı ortamlarda ardı ardına Compton saçılması yaptıktan sonra detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımları elde edilmiştir. Toplam enerji dağılımlarına tekli ve çoklu saçılmaların sağladığı katkılar incelenerek detektör cevap fonksiyonunda bu saçılmalardan kaynaklanan oluşumlar irdelenmiştir. Elde edilen benzetişim sonuçlarından deney veya analitik hesap ile ulaşılması mümkün olanlar, benzer sistemler için literatürde bulunan sonuçlar ile karşılaştırılmıştır ve sonuçların uyumlu olduğu gözlenmiştir. Bu tez çalışması kapsamında ilk olarak sunulan gamma ışını enerji dağılımı bulguları ile, ardı ardına Compton saçılmaları çalışmaları için faydalı bilgiler sağlanmış, geri saçılma spektrumlarına derinlemesine bir bakış gerçekleştirilmiştir.

**Anahtar Kelimeler:** Gamma ışını, çoklu Compton saçılması, geri saçılma, enerji dağılımı, Monte Carlo benzetişimi

**2014, ix + 93 sayfa.**

## ABSTRACT

PhD Thesis

### MONTE CARLO SIMULATION OF MULTIPLE SCATTERING OF MEDIUM-ENERGY GAMMA RAYS

Ürkiye AKAR TARIM

Uludağ University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Physics

**Supervisor:** Prof. Dr. Orhan GÜRLER

Multiple scattering of gamma rays is an important process in the fields, such as radiation dosimetry, radiation shielding or absorption, focused on the gamma ray interactions with matter. Therefore, in this study, energy distribution of medium-energy gamma rays that scattered multiple times in the 5.08 cm × 5.08 cm NaI crystal housing before entering the crystal was obtained by Monte Carlo method and analysis of this distribution was carried out that cannot be produced by any current experimental or analytical method. Thus, the effect of the crystal housing material on the detector response function was investigated in detail. The reliable estimate of the energy distribution results was based on the agreement observed by comparison of experimental and the simulated response functions for the gamma rays emitted from Cs-137 and Co-60 radioactive sources.

In the study, the set up consist of radioactive source and NaI(Tl) detector was enhanced by placing two different scattering media, concrete and carbon, respectively, between source and the detector, and behind the source. Energy distributions of gamma rays reached the detector after successive Compton scatterings in these scatterers were obtained. The contributions of singly and multiply scatterings of gamma rays to total energy distribution were investigated and the formations resulting from these scatterings in detector response function were evaluated. Simulation results possible to obtain by experiment or calculation were compared with the results provided for similar systems and compatible results were observed. Findings on energy distribution of gamma rays presented in this thesis for the first time provide useful information for subsequent Compton scattering studies and insights into the backscattering energy spectrum of gamma photons that suffer successive Compton processes.

**Key words:** Gamma ray, multiple Compton scattering, backscattering, energy distribution, Monte Carlo simulation

**2014, ix + 93 pages.**

## ÖNSÖZ VE/VEYA TEŞEKKÜR

Yüksek lisans ve doktora eğitimim süresince bana yol gösteren, sabır ve özveri ile yardımlarını esirgemeyen, hem akademisyenlik mesleğine hem de hayata yaklaşımıyla her zaman örnek almaya çalıştığım değerli danışman hocam sayın Prof. Dr. Orhan GÜRLER'e, programlamayı öğrenmemde ve çalışmalarımda çok büyük emeği olan, bilgisini ve deneyimlerini her zaman cömertçe paylaşan saygıdeğer hocam Prof. Dr. Emin N. ÖZMUTLU'ya, tezimin yazımı sırasında verdikleri desteklerden dolayı arkadaşlarım Araş. Gör. Banu KUCUR ile Araş. Gör. Kağan ŞARLAR'a, tüm eğitim hayatım boyunca maddi manevi her türlü desteği veren, gelmiş olduğum noktada katkıları çok büyük olan canım aileme ve doktora eğitimim/çalışmalarım boyunca desteğini her an hissettiğim eşim Tayfun TARIM'a en içten teşekkürlerimi ve şükranlarımı sunarım.

Ürkiye AKAR TARIM  
29/01/2014

## İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ VE/VEYA TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	v
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	5
2.1. Gamma ışınlarının Madde ile Etkileşmeleri.....	5
2.1.1. Fotoelektrik etkileşme.....	7
2.1.2. Compton saçılması.....	9
2.1.3. Çift oluşumu.....	12
2.2. Detektör Sistemi.....	13
2.2.1. Sintilatör.....	15
2.2.2. Fotoçoğaltıcı tüp.....	16
2.2.3. Çok kanallı analizör.....	17
2.3. Detektör Cevap Fonksiyonu ve Detektör Kılıf Materyalinin Cevap Fonksiyonuna Etkisi.....	18
2.4. Monte Carlo Benzetişim Yöntemi.....	20
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	23
3.1. Deney.....	23
3.1.1. Deney düzeneği ve deneyin yapılışı.....	23
3.1.2. Enerji kalibrasyonu.....	24
3.2. Benzetişim.....	26
3.2.1. Detektör materyalleri ve soğurucu ortamlar için tesir kesiti hesapları.....	26
3.2.1.1. Detektör materyallerinin (NaI ve MgO) tesir kesitlerinin hesabı.....	26
3.2.1.2. Soğurucu beton ortamının tesir kesiti hesabı.....	28
3.2.1.3. Soğurucu karbon ortamının tesir kesiti hesabı.....	29
3.2.2. Temel Monte Carlo yöntemi ile örnekleme.....	30
3.2.3. Reddetme yöntemi ile örnekleme.....	33
3.2.4. Rasgele sayıların elde edilmesi.....	35
3.2.5. Gamma ışını takibinde Monte Carlo yönteminin uygulaması.....	36
3.2.5.1. Gamma ışını yayınlanma doğrultusunun örneklenmesi.....	36
3.2.5.2. Serbest yolun örneklenmesi.....	37
3.2.5.3. Etkileşme türünün örneklenmesi.....	39
3.2.5.4. Gamma ışını takibi.....	40
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	57
4.1. NaI Kristalini Çevreleyen Kılıf Materyalin Cevap Fonksiyonuna Etkisi.....	57
4.2. Tekli, İkili ve Çoklu Compton Saçılmalarının Enerji Spektrumuna Katkısı ve Enerji Dağılımları.....	67
4.3. Ardı Ardına Compton Saçılması Yapmış Gamma ışınlarının Geri Saçılma Spektrumları.....	75
5. SONUÇ.....	82
KAYNAKLAR.....	84
EK Koordinat Dönüşümleri.....	87
ÖZGEÇMİŞ.....	92



## SİMGELER DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
$c$	Işık hızı
$e$	Elektronun yükü
$E$	Gamma ışını enerjisi
$E_e$	Elektron enerjisi
$E_b$	Bağlanma enerjisi
$\phi$	Azimut açısı
$\theta$	Kutup açısı
$h$	Planck sabiti
$\nu$	Frekans
$l$	Serbest yol
$m_e$	Elektronun durgun kütlesi
$\mu$	Lineer zayıflama katsayısı
$q$	Düzgün dağılımlı gelişigüzel sayı
$r_e$	Klasik elektron yarıçapı
$Z$	Atom numarası
$T$	Dönüşüm matrisi
$\rho$	Yoğunluk ( $\text{g/cm}^3$ )
$\Omega$	Katı açısı
$\mu_{fe}$	Fotoelektrik etkileşme için lineer zayıflama katsayısı
$\mu_{cs}$	Compton saçılması için lineer zayıflama katsayısı
$\varepsilon$	Verim
$^\circ$	Derece
"	Inch
$\pi$	Pi sayısı
$\sigma_{fe}$	Fotoelektrik etkileşme için mikroskobik tesir kesiti
$\sigma_{cs}$	Compton saçılması için mikroskobik tesir kesiti

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
Şekil 2.1. Fotoelektrik etkileşme sürecinin şematik gösterimi (Knoll 1999).....	7
Şekil 2.2. Kurşun ortamında gamma ışını etkileşmeleri için tesir kesitleri (Berger ve ark. 2010) .....	8
Şekil 2.3. Compton saçılması sürecinin şematik gösterimi (Knoll 1999).....	9
Şekil 2.4. Herhangi bir gamma ışını enerjisi için elektron enerji dağılımının genel biçimi (Knoll 1999) .....	11
Şekil 2.5. Çift oluşumu sürecinde, gelen gamma ışını tarafından oluşturulan yüklü parçacıkların spektruma katkıları (Knoll 1999).....	13
Şekil 2.6. Bir sintilasyon detektörünün şematik gösterimi (Cengiz, 1986) .....	14
Şekil 2.7. Bir fotoçoğaltıcı tüpün temel bileşenleri (Knoll 1999).....	17
Şekil 2.8. Monte Carlo yönteminin temel bilimlerin uygulamalarındaki rolü.....	22
Şekil 2.9. Monte Carlo yönteminin uygulamalı bilimlerdeki rolü .....	22
Şekil 3.1. NaI(Tl) detektörü ile <sup>137</sup> Cs ve <sup>60</sup> Co nokta kaynaklarına ait cevap fonksiyonlarının elde edilmesinde kullanılan deneysel sistem .....	24
Şekil 3.2. <sup>241</sup> Am, <sup>22</sup> Na, <sup>137</sup> Cs ve <sup>60</sup> Co kaynakları kullanılarak elde edilmiş enerji kalibrasyon eğrisi .....	25
Şekil 3.3. NaI(Tl) sintilasyon detektörünün iç yapısı .....	27
Şekil 3.4. Karakteristik bir olasılık dağılım fonksiyonu .....	30
Şekil 3.5. Şekil 3.4'teki olasılık dağılım fonksiyonunun integre edilmesiyle elde edilen toplam olasılık dağılım fonksiyonu .....	31
Şekil 3.6. Şekil 3.5'teki toplam olasılık dağılım fonksiyonunun tersine çözümü ile elde edilmiş olasılık dağılım fonksiyonu.....	32
Şekil 3.7. Maksimum değeri ile oranlanarak yeni bir dağılım fonksiyonu elde etmede kullanılan karakteristik bir olasılık dağılım fonksiyonu.....	34
Şekil 3.8. Şekil 3.7'nin reddetme yöntemi için bölünmüş olasılık dağılım fonksiyonu.....	34
Şekil 3.9. Gelişigüzel sayı eksenine etkileşme sonuç bölgelerinin yerleştirilmesi	39
Şekil 3.10. MgO kılıf materyali ile çevrilmiş 5.08cm×5.08cm'lik NaI kristalinin cevap fonksiyonunun elde edilmesi için gerçekleştirilen benzetişim çalışmasında kullanılan geometri.....	45
Şekil 3.11. Detektöre girmeden önce kaynak ve detektör arasına yerleştirilmiş beton ortamı içinde tekli veya çoklu saçılma yapan gamma ışınlarına ait spektrumların benzetişim yoluyla elde edilmesinde kullanılan geometri.....	53
Şekil 3.12. Cevap fonksiyonunda gözlenen geri saçılma pikini oluşturan gamma ışınlarının enerji dağılımlarının analizinde ele alınan geometri.....	56
Şekil 4.1. (a) <sup>137</sup> Cs ve (b) <sup>60</sup> Co kaynaklarından yayınlanan gamma ışınları için NaI(Tl) detektörü ile elde edilmiş deneysel cevap fonksiyonları .....	58
Şekil 4.2. (a) <sup>137</sup> Cs ve (b) <sup>60</sup> Co kaynaklarından yayınlanan gamma ışınları için çıplak NaI kristalinin cevap fonksiyonlarının benzetişim sonuçları .....	59
Şekil 4.3. 0.21 cm kalınlıklı (a) 1.7, (b) 2.5 ve (c) 3.58 g/cm <sup>3</sup> yoğunluk değerlerine sahip MgO kılıf ile kaplı NaI kristali kullanılarak <sup>137</sup> Cs kaynağından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonu ile karşılaştırılması .....	60

Şekil 4.4. 0.315 cm kalınlıklı (a) 1.7, (b) 2.5 ve (c) 3.58 g/cm <sup>3</sup> yoğunluk değerlerine sahip MgO kılıf ile kaplı NaI kristali kullanılarak <sup>137</sup> Cs kaynağından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonu ile karşılaştırılması .....	61
Şekil 4.5. 0.21 cm kalınlıklı (a) 1.7, (b) 2.5 ve (c) 3.58 g/cm <sup>3</sup> yoğunluk değerlerine sahip MgO kılıf ile kaplı NaI kristali kullanılarak <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonu ile karşılaştırılması .....	62
Şekil 4.6. 0.315 cm kalınlıklı (a) 1.7, (b) 2.5 ve (c) 3.58 g/cm <sup>3</sup> yoğunluk değerlerine sahip MgO kılıf ile kaplı NaI kristali kullanılarak <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonu ile karşılaştırılması .....	63
Şekil 4.7. <sup>137</sup> Cs kaynağından yayınlanıp 0.315 cm kalınlık ve 2.5 g/cm <sup>3</sup> yoğunluk değerine sahip MgO tabakada saçılma yaptıktan sonra kristale ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımları; (a) Toplam dağılım, (b) tek bir saçılmadan sonrası, (c) iki saçılma sonrası, (d) çoklu saçılma sonrası.....	65
Şekil 4.8. <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanıp 0.315 cm kalınlık ve 2.5 g/cm <sup>3</sup> yoğunluk değerine sahip MgO tabakada saçılma yaptıktan sonra kristale ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımları; (a) Toplam dağılım, (b) tek bir saçılmadan sonrası, (c) iki saçılma sonrası, (d) çoklu saçılma sonrası.....	66
Şekil 4.9. <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanıp 2 cm kalınlığındaki beton ortamından saçılan gammalar için (a) 5.08cm × 5.08cm 'lik NaI(Tl) detektörünün benzetişim yoluyla elde edilen cevap fonksiyonu (b) 7.62 cm × 7.62 cm 'lik NaI(Tl) detektörü ile elde edilmiş deneysel cevap fonksiyonu .....	68
Şekil 4.10. <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanıp (a) 2, (b) 5, (c) 7 ve (d) 10 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamından saçılan gamma ışınları için NaI(Tl) detektörünün benzetişim yoluyla edilmiş cevap fonksiyonları .....	69
Şekil 4.11. <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanıp 2 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamında (a) saçıldıktan sonra, (b) tek bir saçılma yaptıktan sonra, (c) iki saçılma yaptıktan sonra, (d) çoklu saçılma yaptıktan sonra, detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımı .....	71
Şekil 4.12. <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanıp 5 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamında (a) saçıldıktan sonra, (b) tek bir saçılma yaptıktan sonra, (c) iki saçılma yaptıktan sonra, (d) çoklu saçılma yaptıktan sonra, detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımı .....	72
Şekil 4.13. <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanıp 7 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamında (a) saçıldıktan sonra, (b) tek bir saçılma yaptıktan sonra, (c) iki saçılma yaptıktan sonra, (d) çoklu saçılma yaptıktan sonra, detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımı .....	73
Şekil 4.14. <sup>60</sup> Co kaynağından yayınlanıp 10 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamında (a) saçıldıktan sonra, (b) tek bir saçılma yaptıktan sonra, (c) iki saçılma yaptıktan sonra, (d) çoklu saçılma yaptıktan sonra, detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımı .....	74

Şekil 4.15. $^{203}\text{Hg}$ kaynağından yayınlanan 279 keV enerjili gamma ışınları için $5.08\text{ cm} \times 5.08\text{ cm}$ 'lik NaI(Tl) detektörünün (a) 3 cm kalınlığında soğurucu karbon ortamı var iken (b) soğurucu yok iken Monte Carlo yöntemiyle elde edilmiş cevap fonksiyonları.....	76
Şekil 4.16. $^{203}\text{Hg}$ kaynağından yayınlanan 279 keV enerjili gamma ışınları için $5.08\text{ cm} \times 5.08\text{ cm}$ 'lik NaI(Tl) detektörünün (a) 3 cm kalınlığında soğurucu karbon ortamı var iken (b) soğurucu yok iken Monte Carlo yöntemiyle elde edilen cevap fonksiyonlarına ait Compton bölgeleri.....	76
Şekil 4.17. (a) Karbon ortamından geri saçılan, (b) çoklu saçılma sonrası geriye saçılan, (c) tek bir saçılma sonrası geriye saçılan, gamma ışınlarının Monte Carlo yöntemi ile elde edilmiş enerji dağılımı .....	77
Şekil 4.18. Çoklu geri saçılma spektrumunun analizi: (a) iki, (b) üç, (c) dört, (d) beş, (e) altı, (f) yedi, (g) sekiz, (h) dokuz, (i) on ve (j) daha fazla Compton saçılması yaptıktan sonra detektöre giren gammaların enerji dağılımı .....	78
Şekil 4.19. Tekli geri saçılma yapmış gamma ışınlarının enerji dağılımlarının (a) gamma ışını enerjisine, (b) soğurucu kalınlığına ve (c) soğurucu yüzey alanına bağlı değişimi .....	80
Şekil 4.20. 279, 320, 511 ve 662 keV'lik gamma ışınlarının çoklu geri saçılmalarının sayısının karbon hedef kalınlığına bağlı değişiminin Monte Carlo yöntemiyle incelenmesi .....	81
Şekil EK 1. Gamma ışını takibinde koordinat sistemi seçimi.....	87

## ÇİZELGELER DİZİNİ

	<b>Sayfa</b>
Çizelge 3.1. Kullanılan nokta kaynaklardan yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarında fotopik konumları.....	25
Çizelge 3.2. NaI kristaline ait fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması tesir kesitleri için fit parametreleri .....	26
Çizelge 3.3. MgO kılıf materyaline ait fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması tesir kesitleri için fit parametreleri .....	28
Çizelge 3.4. Saçıcı olarak ele alınan beton örneğinin kimyasal bileşimi (Hubbell 1969) .....	28
Çizelge 3.5. Saçıcı beton ortamına ait fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması tesir kesitleri için fit parametreleri .....	29
Çizelge 3.6. Saçıcı karbon ortamına ait fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması tesir kesitleri için fit parametreleri .....	29

## 1. GİRİŞ

Radyasyon, elektromanyetik dalga veya parçacık formunda uzayda yayılan enerjidir. Evren çeşitli enerji düzeylerinde radyasyon ile kaplıdır, fakat dünya atmosferi bizi zararlı radyasyonun çoğundan koruyan bir kalkan görevi görmektedir. Böyle bir koruyucu olmadan insan yaşamının mümkün olmadığı bilinmektedir. İnsanların maddeyi, atomik veya nükleer süreçlerle doğrudan enerjiye dönüştürebilmesiyle veya radyasyon ve radyoaktif izotopların artan kullanımlarıyla, bulunulan ortamlarda aşırı radyoaktiviteye maruz kalınmaktadır (Anonim 1984).

19. yüzyılın sonlarında radyoaktivitenin keşfi ile bilimdeki ilerlemeler sayesinde, çeşitli amaçlar için önemli miktarlarda radyoaktif madde üretimi mümkün olmuştur. Bu radyoaktif maddeler tıpta tanı ve tedavi yöntemlerinde kullanılmıştır. 1938 yılında nükleer fisyon ilk tanımlandığında bilimin bu alanındaki gelişmeler önemli ölçüde hızlanmıştır. İlk zincir reaksiyonu 1942 yılında elde edilmiş, ilk atom bombası denemeleri ikinci dünya savaşının son aylarında yapılmıştır. O zamanlardan günümüze, nükleer fisyon sivil ve askeri çalışmalarda araç olarak kullanılmaktadır. Herhangi bir alanda, herhangi bir radyoaktif maddenin kullanımı radyoaktif kirliliğe neden olmaktadır. Tıbbi kullanımda bu kirlilik az miktarda iken nükleer patlamada çok daha büyüktür. Ortaya çıkan serpinti çok uzak mesafelerde ve uzun süreler boyunca detekte edilebilir. Atom bombasının yeryüzü denemelerinin kirliliğin büyük bir kaynağı olması açısından 1963 yılından sonra kısmen yasaklanması ve 1980 yılında sona erdirilmesine rağmen diğer denemeler ve nükleer santrallerde gerçekleşebilecek kazalar büyük emisyonlar yaratabilir. Böylece iki nedenden dolayı radyoaktif maddelerin neden olduğu kirliliğin belirlenmesine yönelik ilgi artmıştır. Bunlardan ilki, kirliliğin büyüklüğünün belirlenmesi ve doğa ile atmosfer üzerinde uzun vadede görülebilecek etkilerin gözlenmesidir. İkincisi ise 1986 yılında Çernobil santralindeki benzer büyük bir kazadan sonra kirliliğin hızlı bir şekilde tespit edilebilmesidir (Seitz 2007).

Radyasyonun çeşitli türleri esas olarak maddeye nüfuz etme veya maddeyi iyonize etme yetenekleriyle birbirinden ayrılır. Alfa parçacığı, bir parça kağıt veya 8-10 cm'lik bir hava tabakası tarafından tamamen durdurulabilir pozitif yüklü bir helyum çekirdeğidir. Beta parçacıkları, çeşitli enerjilerde yüksek hızlı elektronlardır. Genelde alfa

parçacıklarına göre daha az iyonizasyona neden olurlar fakat daha giricidirler. Yaklaşık 3 cm'lik bir tahta parçasıyla beta ışınları tamamen soğurulabilmektedir. Gamma radyasyonu ise oldukça büyük bir giriciliğe sahiptir. Düşük enerji değerlerine sahip olanlar 0.5 cm kalınlığında kurşun ile durdurulabilirken, yüksek enerjili gamma radyasyonları ise 30 cm'lik bir kurşun tarafından bile tamamen durdurulamaz. Nötronlar belli bir malzemeyi dolaylı olarak iyonize eden yüksüz parçacıklardır ve sahip oldukları enerji değerlerine göre gruplandırılırlar. X-ışınları, hızlandırılmış elektronların yüksek gerilim altında hedef bir materyale çarptırılmasıyla üretilebilirler. Uygulanan gerilimin bilinmesiyle x-ışınlarına karşı koruyucu tasarlanabilir. Yukarıda belirtilenlerin dışında farklı tipte çeşitli radyasyonların var olmasına rağmen, sağlık açısından en çok üstünde durulanlar gamma ışınları, x-ışınları ve nötronlardır. Bu radyasyon türleri için yeterli koruma sağlandığı durumda diğerlerinin etkilerinin ihmal edilebileceği yaygın olarak kabul edilmektedir (Anonim 1984).

Radyasyondan koruyucu bir zırh tasarımı, radyasyon kaynağının türü ve karakteristikleri gibi etkenlerin yanında zırhlama malzemesinin özelliklerine ve kurulum şekline de bağlıdır. Teorik olarak, bütün maddeler radyasyon şiddetini güvenli bir limite düşürebilecek bir kalınlıkta ele alınmaları durumunda radyasyon zırhlamada kullanılabilir. Zırh malzemesi seçimi, istenilen zayıflatılmış radyasyon seviyesi, radyasyon hasarına karşı direnci, istenilen kalınlık ve ağırlık, koruma kapasitesinin uygunluğu, koruma özelliğinin ve kullanılabilirliğinin sürekliliği gibi pek çok faktöre bağlıdır. Yukarıda değinilen bazı özellikler nedeniyle kurşun ve beton yaygın olarak kullanılan malzemeler arasında yer almaktadır. Gamma ışınlarının zayıflatılması zırh malzemesinin yoğunluğuna bağlıdır. Yüksek atom numaralı yoğun bir zırh malzemesinin daha iyi bir zayıflatıcı olduğu görülebilir (Anonim 1984).

Nükleer fiziğin uygulamaları ile ilgili olarak büyük bir öneme sahip gamma ışını deteksiyonunun ve zayıflatılmasının anlaşılması için gammaların madde ile etkileşmelerinin bilinmesi çok önemlidir (Nelson ve Reilly 1991). Gamma ışınlarının madde ile etkileşme süreçlerinin geçmişte ele alındığı pek çok deneysel ve teorik çalışma mevcuttur. Örneğin, Pozdneev (1965) izotropik nokta kaynaklardan 0.145–0.765 MeV enerji aralığında yayınlanan ve çeşitli yarı sonsuz ortamlardan geri saçılan

gamma radyasyonlarının açısız ve spektral dağılımları için deneysel bir çalışma gerçekleştirmiştir. Mizukami ve ark. (1967) bir spektrometre kullanarak polietilen, alüminyum ve kurşun malzemelerinden yapılmış sonsuz kalın levhalardan geri saçılan radyasyonların spektrumunu elde etmişlerdir. Pitkanen ve ark. (1986) Monte Carlo yöntemini kullanarak çoklu saçılmaları incelemiş, 662, 159 ve 60 keV enerjili fotonların ikili ve üçlü saçılmalarının spektral dağılımlarını elde etmişlerdir. Bhandal ve ark. (1994) saçıcı ortam kalınlığından ve gelen gamma ışını enerjisinden bağımsız olarak su, beton ve kum ortamları için 60, 90 ve 100 keV enerjilerde çoklu saçılma pikleri gözlemlemişlerdir. Shi ve ark. (2002), Berger-Seltzer metodu ile genel ve özel Monte Carlo programları kullanarak NaI(Tl) detektörünün cevap fonksiyonunu hesaplamış, bu yöntemlerle elde ettikleri sonuçları, çeşitli gamma ışını kaynakları kullanarak 3"×3" lik bir NaI(Tl) detektörüyle ölçtükleri puls yükseklik dağılımı ile karşılaştırmalı olarak vermişlerdir. Ashrafi ve ark. (2006) GEANT simülasyon kodunu kullanarak bir NaI(Tl) sintilasyon detektörü tasarlamış, ölçülmüş ve simüle edilmiş cevap fonksiyonlarını karşılaştırmışlardır. Sidhu ve ark. (2006) soğurucu ortam kalınlığındaki değişimlerin çoklu saçılma pikinin şiddeti üzerindeki etkisini araştırmışlardır. Singh ve ark. (2006) kaynak kolimatörünü, kaynak-saçıcı mesafesini ve saçıcı-detektör mesafesini sabit tutarak, 90°'lik saçılma açısında konumlandırılmış silindirik alüminyum saçıcıda çoklu Compton saçılması yapan 0.662 MeV enerjili gamma ışınları üzerindeki detektör kolimatörü (katı aç) ve saçıcı boyutu gibi geometrik parametrelerin etkisini incelemişlerdir. Yine, Singh ve ark. (2007) fotopik altındaki tekli saçılma olaylarını analitik olarak elde etmişlerdir. Hakimabad ve ark. (2007) MCNP-4C kodunu kullanarak 3"×3" boyutlarıdaki bir NaI detektörünün cevap fonksiyonunu hesaplamış ve sonuçlarının doğruluğunu kontrol etmek için standart gamma ışını kaynaklarını kullanarak gerçekleştirdikleri ölçüm verileri ile karşılaştırmışlardır. Cortes ve Cristancho (2007) farklı kalınlıklardaki toprak numuneleri için geri saçılma ve geçiş spektrumlarını elde etmişlerdir. Cengiz (2008) 1.5 MeV'in altındaki enerjilerde gamma ışını yayınlayan, sintilatörün ön yüzünden 10 cm uzaklıktaki nokta kaynaklar için Monte Carlo yöntemini kullanarak 7.62 cm×7.62 cm'lik NaI(Tl) sintilasyon detektörünün cevap fonksiyonunu elde etmiştir. Tavakoli-Anbaran ve ark. (2009) MCNP kodunu kullanarak 2"×2", 3"×3" ve 5"×5" kristal boyutlarıdaki NaI(Tl) detektörlerinin <sup>241</sup>Am, <sup>137</sup>Cs ve <sup>60</sup>Co kaynaklarından yayınlanan gamma ışınları için



cevap fonksiyonlarını elde etmiş, elde ettikleri spektrumları deneysel spektrumlarla karşılaştırmalı olarak vermişlerdir. Sabharwal ve ark. (2011) farklı elementlerden oluşan hedeflere 279, 320, 511 ve 662 keV enerjili gamma fotonlarını göndererek çoklu geri saçılmaların enerji ve yoğunluk dağılımlarını hedef kalınlığının bir fonksiyonu olarak elde etmişlerdir.

Bu tezin amacı, Monte Carlo uygulamaları kullanılarak orta enerjili gamma ışınlarının madde ile etkileşmelerinin ele alınması ile yazılan bilgisayar kodu yardımıyla, deneysel veya analitik olarak elde edilmesi mümkün olmayan ancak etkileşme süreçlerinin daha iyi anlaşılmasına katkı sağlayacak sonuçların ortaya koyulmasıdır. Bunu gerçekleştirebilmek için çalışma üç aşamada ele alınmıştır. Birinci aşama, NaI kristalini çevreleyen kılıf materyalin cevap fonksiyonuna katkısının araştırılması ve cevap fonksiyonunda geri saçılma pikini oluşturan gammaların enerji dağılımlarının elde edilerek bu dağılıma tekli ve çoklu saçılmaların katkısının incelenmesidir. İkinci aşamada, Monte Carlo yöntemiyle tekli, ikili ve çoklu Compton saçılmalarının enerji spektrumuna katkısı ve enerji dağılımları araştırılmıştır. Son aşamada ise ardı ardına Compton saçılması yapmış gammaların geri saçılma spektrumları ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

## 2. KURAMSAL TEMELLER

Gamma ışını deteksiyonunda kullanılan NaI(Tl) detektörü cevap fonksiyonlarının nasıl ortaya çıktığını anlamak için hem fiziksel ilkelere hem de detektör sisteminin işleyişine dikkat edilmesi gerekmektedir. Bu bölümde öncelikle gamma ışınlarının madde ile etkileşmelerinde önem teşkil eden süreçler ele alınmış ve bu etkileşmelerin spektruma farklı yollarla katkıları yorumlanmıştır. Bunlara ek olarak, NaI(Tl) sintilasyon detektör sistemlerinin özellikleri ele alınarak bölüm sonunda, çalışmanın gerçekleştirilmesinde kullanılan Monte Carlo benzetişim yöntemi üzerine açıklama yapılmıştır.

### 2.1. Gamma ışınlarının Madde ile Etkileşmeleri

Gamma ışınlarının madde ile etkileşmelerinde, gamma ışını enerjisinin yanında etkileşmenin gerçekleşeceği ortamın atom numarası etkileşmelerin gerçekleşme olasılıkları üzerinde güçlü bir etkiye sahiptir (Knoll 1999).

Gamma ışınlarının saçılmasına veya soğurulmasına neden olabilecek pek çok süreç vardır. Madde ile etkileşime girebilecek gamma ışınlarının olası süreçlerinin bir listesi aşağıda sistematik olarak verilmiştir.

<u>Etkileşme türü</u>	<u>Etkileşme sonucu</u>
1. Atomik elektronlar ile etkileşme	(a) Soğurulma
2. Nükleonlar ile etkileşme	(b) Elastik saçılma
3. Çekirdek veya elektronları çevreleyen elektrik alan ile etkileşme	(c) İnelastik saçılma
4. Nükleonları çevreleyen mezon alanı ile etkileşme	

Birinci ve ikinci sütunlar kombine edildiğinde on iki farklı süreç oluşmaktadır; yani teoride gamma ışınlarının soğurulabileceği veya saçılabilmesi on iki farklı süreç vardır. Bu süreçlerin birçoğu nadiren gözlenir ve bazıları henüz gözlenmemiştir. Nükleer geçişlerde en sık karşılaşılan enerji aralığında, 0.01'den 10 MeV'e, çok küçük etkilerin

birkaçı dışında yukarıdaki on iki sürecin hepsi sadece üçü üzerinden açıklanabilir. Bunlar Compton saçılması (1c), fotoelektrik etkileşme (1a) ve çift oluşumu (3a)'dur. Bu üç etkileşme kısım 2.1.1., 2.1.2. ve 2.1.3'te detaylı olarak ele alınmıştır. Özel durumlarda ilgi çeken diğer küçük etkileşme süreçleri aşağıdaki gibidir:

*Rayleigh saçılması (1b)*: 0.1 MeV ve üzeri enerjilerde, sıkıca bağlı atomik elektronlardan elastik koherent saçılma önemli olabilir. İzinli Rayleigh saçılma açıları her zaman küçüktür. Yüksek enerji ve küçük atom numaraları ( $Z$ ) için Rayleigh saçılması Compton saçılması ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir. Düşük enerji ve büyük atom numaraları ( $Z$ ) için Rayleigh saçılması tesir kesitlerine G. R. White (1952) tarafından nümerik çizelgelerde yer verilmiştir.

*Çekirdekten Thomson Saçılması (2b)*: Thomson saçılması, Rayleigh saçılması ile tutarlı bir şekilde kombine edilebilir. Çekirdeğin büyük kütlesi nedeniyle etkisi küçüktür.

*Delbruck Saçılması (3b)*: Delbruck saçılması veya elastik "nükleer potansiyel saçılma" çekirdek alanındaki sezilgen elektron çifti oluşumu nedeniyledir.

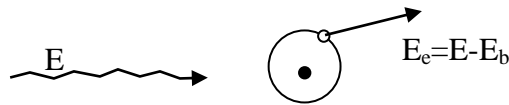
*Nükleer Rezonans Saçılma (2c)*: Bu tip saçılma, gelen foton tarafından nükleer düzeyde bir uyarma içerir, uyarılma enerjisinin yeniden yayınlanmasını gerektirir.

*Çekirdeğin Foto Parçalanması (2a)*: Foto parçalanma veya "foto nükleer etki" bir proton veya nötronun koparılma enerjisi aşıldığında, enerji bakımından mümkündür.  ${}^9\text{Be}$  ve  $\text{H}$  haricinde bu etki 8 MeV üzerindeki yüksek enerji bölgesiyle sınırlıdır. Foto parçalanma enerji bakımından mümkün olsa bile, tesir kesiti Compton saçılması ve çift oluşumu tesir kesitleri ile kıyaslandığında ihmal edilebilir.

*Mezon oluşumu (4a)*: 150 MeV'den daha büyük foton enerjisi gerektirir, o zaman bile diğer etkileşme süreçleri ile kıyaslandığında tesir kesitleri ( $\approx 10^{-3}$  barn/atom) ihmal edilebilir (Evans 1955).

### 2.1.1. Fotoelektrik etkileşme

Fotoelektrik etkileşme 0.1 MeV'in altındaki enerjilerde, tüm ortamlarda ve atom numarası yüksek soğurucularda baskın olan etkileşme sürecidir (Evans 1955). Bu etkileşmede bir gamma ışını bir atom elektronu ile, genellikle atomun K kabuğundan bir fotoelektronun yayınlanması ile sonuçlanan bir etkileşme gerçekleştirir (Şekil 2.1). Gamma ışını enerjisi  $E$  ile elektron bağlanma enerjisi  $E_b$ 'nin farkı elektron ve geri tepen atom arasında paylaşılmasına rağmen, bu enerjinin hemen hemen tamamı, nispeten küçük elektron kütlesi nedeniyle fotoelektronun kinetik enerjisi olarak alınır ( $E_e = E - E_b$ ).



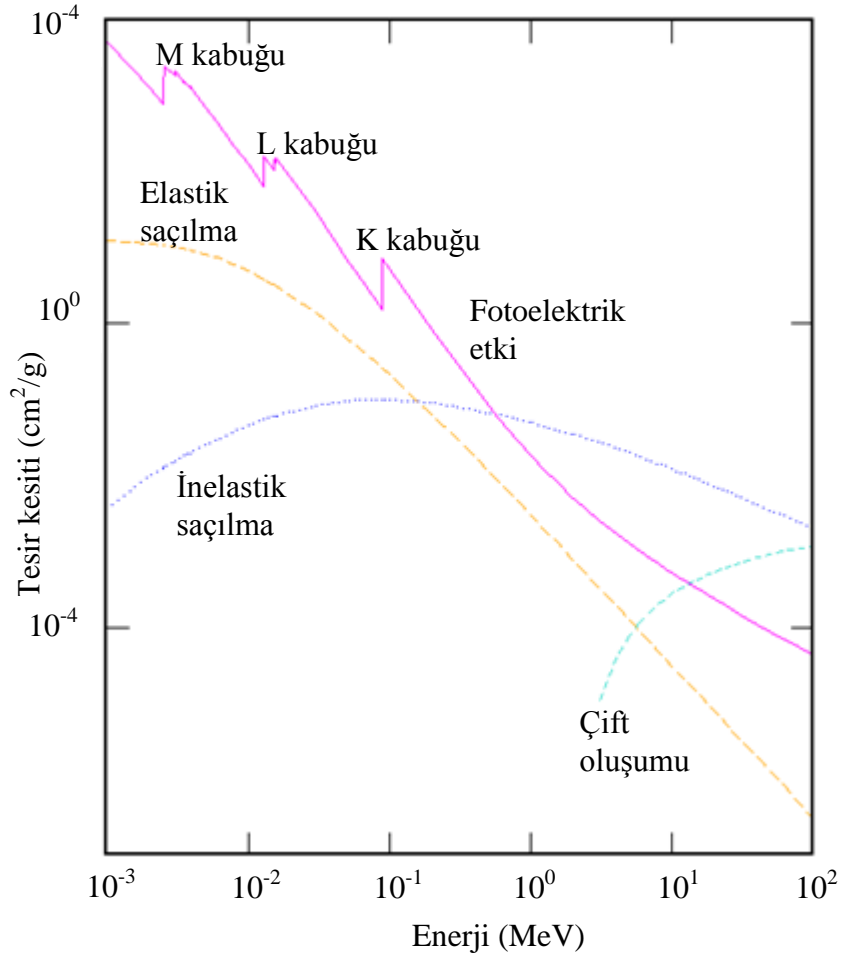
**Şekil 2.1.** Fotoelektrik etkileşme sürecinin şematik gösterimi (Knoll 1999)

K-kabuğu bağlanma enerjisi, hidrojen için 13.6 eV iken, bu değer demir için 7.11 keV, kurşun için 88 keV ve uranyum için 116 keV'dir. Gamma ışını enerjisi K kabuğu bağlanma enerjisinin altına düşerse, enerjideki azalmayla tesir kesiti kesikli olarak düşer ve ilk L ucuna kadar artış gösterir. Bu enerjide tesir kesiti tekrar düşer ve bir kez daha yükselir ve buna benzer şekilde diğer sınırlar için de devam eder. Kurşun için bu sınırlar Şekil 2.2'den kolaylıkla görülmektedir. Tesir kesiti  $E^{-n}$  ile orantılıdır. Burada  $n$ , 150 keV'den daha düşük enerjiler için yaklaşık olarak 3 iken, 5 MeV'den büyük enerjiler için ise yaklaşık olarak 1'dir. Fotoelektrik tesir kesitleri  $Z^m$  ile orantılıdır. Burada  $m$ , 100 keV'de 4 iken, 3 MeV'de 4.6 değerini alır. Fotoelektrik etkinin baskın olduğu enerji aralığında çok kaba bir yaklaşım olarak

$$\sigma_{fe}(E) \propto \frac{Z^4}{E^3} \quad (2.1)$$

verilebilir.

Hafif çekirdekler için fotoelektrik etkileşmelerin hemen hemen tümü K kabuğu elektronları ile gerçekleşir. Ağır çekirdekler için ise fotoelektrik etkileşmelerin %80'i bir K kabuğu elektronu koparılması ile sonuçlanır. Bu nedenle ağır çekirdekler için toplam fotoelektrik tesir kesitinin K kabuğu elektronları için tesir kesitinin 1.25 katı olduğu yaklaşımı yapılabilir (Shultis ve Faw 2002).

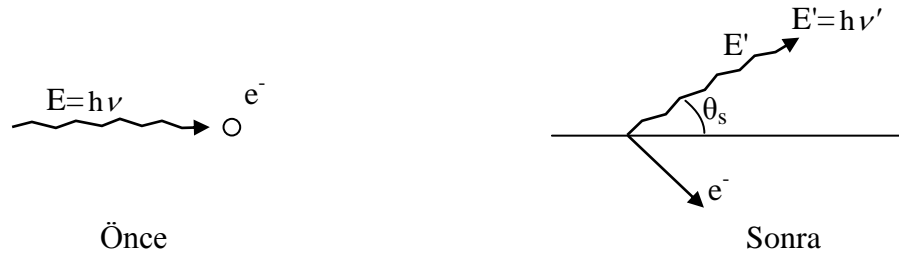


**Şekil 2.2.** Kurşun ortamında gamma ışını etkileşmeleri için tesir kesitleri (Berger ve ark. 2010)

Fotoelektron yayınlanması ile yörüngede oluşan boşluk, yeniden düzenleme ile hızlı şekilde doldurulur. Bu süreçte bağlanma enerjisi karakteristik bir x ışını veya Auger elektronu olarak yayınlanır. İyot içinde %88 ihtimalle karakteristik x ışını yayınlanır. Auger elektronları düşük enerjileri nedeniyle oldukça kısa menzile sahip iken, karakteristik x ışınları soğurucu ortam atomunun kabuklarından bir tanesine daha zayıf bağlı bir elektron ile etkileşme yapıp yeniden soğurulana kadar biraz daha uzun mesafe ilerleyebilirler (Knoll 1999). Zaman zaman x ışınlarının kaçması da önemli olabilir fakat bizim ele aldığımız modelde tamamen soğuruldukları kabul edilmiştir.

### 2.1.2. Compton saçılması

Compton saçılması olarak bilinen süreçte bir gamma ışını serbest bir elektron tarafından saçılır. Etkileşmenin şematik bir gösterimi aşağıda verilmiştir.



**Şekil 2.3.** Compton saçılması sürecinin şematik gösterimi (Knoll 1999)

Saçılan gamma ışınının  $E'$  enerjisi,

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_s)} \quad (2.2)$$

olarak verilir. Burada  $\cos \theta_s$  gamma ışını saçılma açısı ve  $m_e c^2$  elektronun durgun kütle enerjisi olmak üzere değeri 0.511 MeV'dir. Toplam tesir kesiti Z elektronlu atom başına, serbest elektron yaklaşımı üzerine kurulan, Klein-Nishina formülü ile verilir.

$$\sigma_{cs}(E) = \pi Z r_e^2 \lambda \left[ (1 - 2\lambda - 2\lambda^2) \ln \left( 1 + \frac{2}{\lambda} \right) + \frac{2(1 + 9\lambda + 8\lambda^2 + 2\lambda^3)}{(\lambda + 2)^2} \right] \quad (2.3)$$

Burada  $\lambda \equiv m_e c^2 / E$  boyutsuz bir büyüklüktür ve  $r_e$  klasik elektron yarıçapıdır.  $r_e$  değeri

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \quad (2.4)$$

ile verilir.  $e$  elektronun yükü  $1.6022 \times 10^{-19}$  C ve  $\epsilon_0$  boşluğun dielektrik sabiti  $8.8542 \times 10^{-12}$  F/m'dir. Buradan  $r_e = 2.8179 \times 10^{-15}$  m bulunur (Shultis ve Faw 2002).

Geri tepen elektronun kinetik enerjisi de dolayısıyla saçılan gamma ışını enerjisine bağlı olarak Eşitlik (2.5)'deki gibi ifade edilir.

$$E_{e^-} = h\nu - h\nu' = h\nu \left( \frac{\left( \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta_s)}{1 + \left( \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) (1 - \cos \theta_s)} \right) \quad (2.5)$$

Bu etkileşme sürecinde iki özel durum söz konusudur:

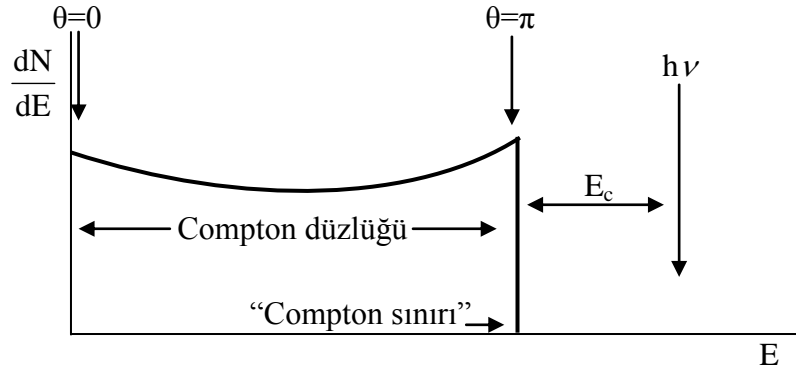
- 1.)  $\theta_s \cong 0$  durumunda, yukarıdaki eşitlikler  $E' \cong h\nu$  ve  $E_{e^-} \cong 0$  sonuçlarını verir. Bu noktada geri tepen Compton elektronu çok küçük bir enerjiye ve saçılan gamma ışını yaklaşık olarak gelen gamma ışınının enerjisine eşit bir enerjiye sahiptir.
- 2.)  $\theta_s = \pi$ 'de, elektron geliş doğrultusunda geri teperken, gelen gamma ışını hareket doğrultusu boyunca geri saçılır. Bu nokta, tek bir Compton saçılmasıyla

bir elektrona aktarılabilir maksimum enerjiyi verir. Bu durumda Eşitlik (2.2) ve (2.5), aşağıdaki eşitlikleri sağlar:

$$E' \Big|_{\theta_s = \pi} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_e c^2} \quad (2.6)$$

$$E_{e^-} \Big|_{\theta_s = \pi} = h\nu \left( \frac{2h\nu/m_e c^2}{1 + 2h\nu/m_e c^2} \right) \quad (2.7)$$

Normal şartlarda detektördeki saçılmalar bütün açılarda gerçekleşir. Bu nedenle, elektrona sıfırdan Eşitlik (2.7)'den bulunan maksimum bir değere kadar sürekli bir enerji aktarımı olur. Belirli bir gamma ışını enerjisi için, elektron enerji dağılımı aşağıdaki şematik gösterimdeki genel biçime sahiptir.



**Şekil 2.4.** Herhangi bir gamma ışını enerjisi için elektron enerji dağılımının genel biçimi (Knoll 1999)

Maksimum geri tepen Compton elektronu enerjisi ile gelen gamma ışını enerjisi arasındaki boşluk Eşitlik (2.8) ile verilir.

$$E_c \equiv h\nu - E_{e^-} \Big|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_e c^2} \quad (2.8)$$



Gelen gamma ışını enerjisinin  $h\nu \gg m_e c^2/2$  olduğunda bu enerji farkı Eşitlik (2.9)'da verilen sabit değere yaklaşır (Knoll 1999).

$$E_c \cong \frac{m_e c^2}{2} (= 0.256 \text{ MeV}) \quad (2.9)$$

### 2.1.3. Çift oluşumu

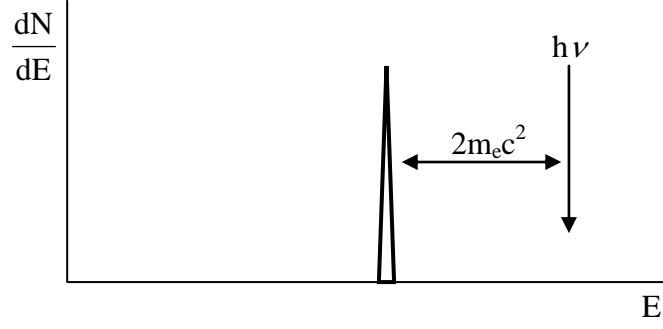
Diğer bir önemli gamma ışını etkileşmesi çift oluşumdur. Bu süreç, soğurucu madde çekirdeğindeki protonların kuvvetli elektrik alanı içinde gerçekleşir ve gelen gamma ışınının yok olduğu noktada bir elektron-pozitron çiftinin oluşmasına neden olur. Elektron-pozitron çiftinin oluşması için  $2m_e c^2$ 'lik bir enerji gerektiğinden sürecin gerçekleşebilmesi için en düşük gamma ışını enerjisi 1.02 MeV olmalıdır. Gelen gamma ışını enerjisi ( $E_\gamma$ ), bu değerden yüksekse fazla enerji elektron-pozitron çiftine kinetik enerji olarak aktarılır (Knoll 1999). Dolayısıyla, bu süreçte gelen gamma ışını enerjisi elektron ve pozitron kinetik enerjisine dönüşmektedir.

$$E_+ + E_- = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (2.10)$$

Toplam atomik çift oluşumu tesir kesiti  $Z^2$  ile orantılı olarak değişir. Tesir kesiti yüksek enerjide sabit bir değere kadar gamma ışını enerjisi ile artar. Elektron ve pozitron gamma ışını geliş doğrultusundan çok farklı bir doğrultuda hareket etmezler. Bu yaklaşıma göre, pozitron ve elektron açıları gelen fotonun doğrultusuna göre  $m_e c^2/E_\gamma$  radyan'dır (Shultis ve Faw 2002).

Karakteristik enerjiler için elektron ve pozitronun ikisi de tüm kinetik enerjilerini soğurucu ortam içinde kaybetmeden önce en fazla birkaç mm yol alabilirler. Gelen gamma ışını tarafından oluşturulan toplam yüklü parçacık kinetik enerjisinin değişimi bir delta fonksiyonudur, fakat Şekil 2.5'te şematik olarak da gösterildiği gibi gelen

gamma ışını enerjisinin  $2m_e c^2$  kadar altında yer alır. Bu enerji mevcut gamma ışını puls yükseklik spektrumunda çift kaçma piki konumuna karşılık gelir.



**Şekil 2.5.** Çift oluşumu sürecinde, gelen gamma ışını tarafından oluşturulan yüklü parçacıkların spektruma katkıları (Knoll 1999)

Çift oluşum süreci pozitronun kararlı bir parçacık olmaması nedeniyle karmaşıktır. Kinetik enerjisi çok düştüğünde (soğurucu ortam içindeki elektronların termal enerjileri ile kıyaslandığında), pozitron yok olacak veya soğurucu ortam içindeki bir elektron ile birleşecektir. Bu noktada ikisi de yok olacak ve  $m_e c^2$  (0.511 MeV) enerjili iki yok olma fotonu oluşacaktır. Pozitronun yavaşlatılması ve yok olması çok kısa bir süre içinde gerçekleşir, bu nedenle yok olma radyasyonları orijinal çift oluşum süreci ile hemen hemen çakışık olarak ortaya çıkar (Knoll 1999).

## 2.2. Detektör Sistemi

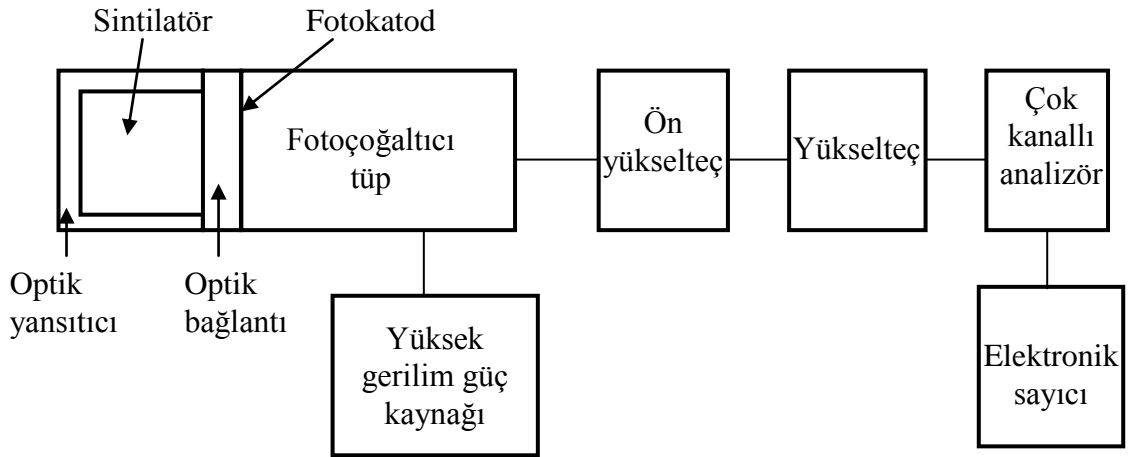
İyonlaştırıcı radyasyon nadiren doğrudan detekte edilebilir. Aslında, detektörler genellikle radyasyonun detektör materyali ile etkileşmelerinden doğan ikincil ürünleri ölçer. Dolaylı olarak iyonize eden radyasyonlardan gamma ışınlarının detekte edilebilmesi için, ilk olarak detektör materyalinde ikincil yüklü parçacıkların, geri tepilen atomların veya elektronların olduğu bir etkileşme gerçekleştirilmelidir.

Bir detektör hacmi içinde radyasyon tarafından oluşturulan iyonizasyonun toplanması bir parçacık radyasyonunun basit bir şekilde detekte edilmesi için kullanılabilir. Radyasyonun neden olduğu puls üretim hızı detektörden geçen parçacık radyasyonu

hızının ölçülmesinde kullanılmaktadır. Bu tip detektörler “radyasyon sayaçları” olarak adlandırılırlar.

Bazı detektörlerde radyasyonun neden olduğu pulsun büyüklüğü radyasyonun türüne ve enerjisine bağlıdır. Verilen bir radyasyon türünün neden olduğu puls sayısı ve puls büyüklük dağılımının ölçülmesiyle, gelen radyasyonun sayı ve enerji dağılımları belirlenebilir. Bu detektörler enerji spektrometresi olarak kullanılabilir (Shultis ve Faw 2002).

Bu bölümde, gamma ışını deteksiyonunda yaygın olarak kullanılan, yüksek verim sağlayan ve aynı zamanda çok enerjili gamma ışını kaynakları ile gerçekleştirilecek çalışmalar için kullanışlı, yeterince iyi enerji rezülasyonuna sahip, pratik talyum katkılı NaI sintilasyon detektörlerinin özellikleri ele alınmıştır. Tipik bir sintilasyon detektör sistemi, yalıtılmış ve fotoçoğaltıcı tüpün fotokatoduna bağlanmış bir sintilasyon materyalinden, fotoçoğaltıcı tüp içinde bulunan bir gerilim bölücü dizisinden ve son fotoçoğaltıcı tüp elektrodunda toplanan elektronlardan bir gerilim pulsu üretmek için bir ön yükselticiden oluşur. Bu bileşenler genellikle tek bir parça oluşturacak şekilde bağlanmıştır. Bu yapıdaki detektör sistemi fotoçoğaltıcı tüp için harici bir voltaj ve ön yükselteç için harici bir güç kaynağı gerektirir.



Şekil 2.6. Bir sintilasyon detektörünün şematik gösterimi (Cengiz 1986)

Çıkış gerilim pulslarının genlikleri, sintilasyon materyalinde üretilen yüklü parçacıklar tarafından depo edilen enerji ile orantılıdır.

Sintilasyon materyaline giren bir gamma ışını, bu materyale enerjisini fotoelektrik etkileşme, Compton saçılması ve çift oluşumu yoluyla bırakabilir. Gelen gamma ışını enerjisinin tamamı sintilasyon materyalinde depo edilirse üretilen ışık fotonlarının sayısı gelen gamma ışını enerjisi ile orantılı olur. Böylece sintilasyon detektörü ile elde edilen, ortama aktarılan enerji ile orantılı puls büyüklük dağılımı veya puls yükseklik dağılımının ölçülmesiyle gelen gamma ışınlarının enerji dağılımı elde edilebilir (Shultis ve Faw 2002).

### **2.2.1. Sintilatör**

NaI(Tl) detektörlerinde yüklü parçacıklar materyal içinden geçerken kaybettikleri enerji inorganik kristalin uyarılma enerjisine dönüşür. Uyarılma enerjisi ışık olarak yayınlanır. Herhangi bir durumda yayınlanan ışık fotonlarının sayısı, bu durumda gelen yüklü parçacığın bıraktığı enerji ile orantılıdır. Işık yayınlamasının zamanla değişimi ve bunun sonucu olan çıkış sinyalinin şekli maddenin türüne bağlıdır (Shultis ve Faw 2002).

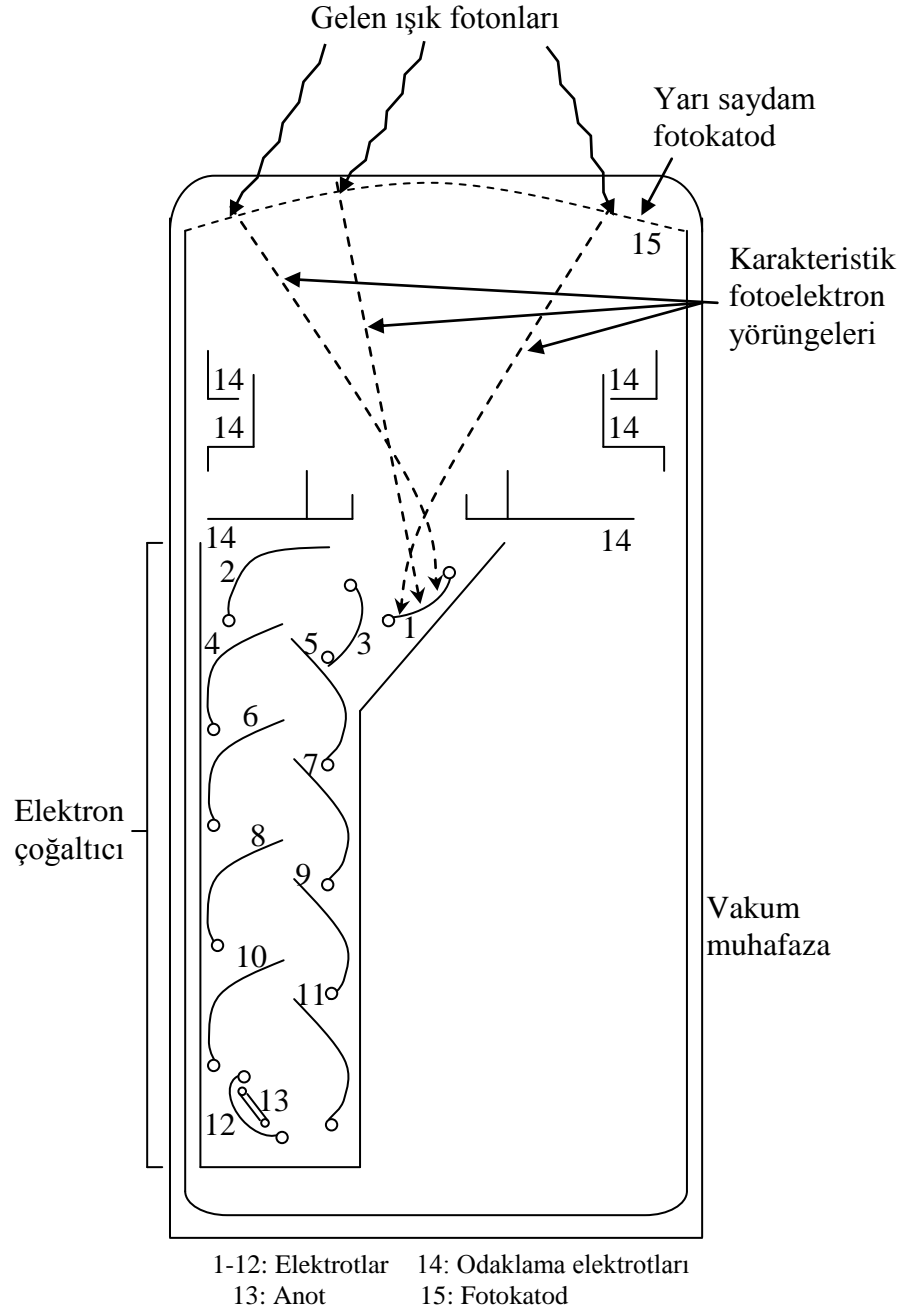
1948’de Robert Hofstadter talyum katkılı (eritilerek katılmış) sodyum iyodür kristalinin organik maddeler ile karşılaştırıldığında son derece büyük sintilasyon ışığı çıkışı elde edildiğini göstermiştir. Bu buluş her şeyden önce gamma radyasyonunun modern sintilasyon spektroskopisi çağını başlatmıştır. NaI(Tl) nem tutucu özelliğe sahiptir ve uzun süre atmosferde kalırsa su absorpsiyonu nedeniyle bozulacaktır. Bu nedenle kristaller normal kullanım için hava geçirmez bir kap içinde muhafaza edilmelidir.

NaI(Tl)’un en dikkat çeken özelliği üstün ışık verimidir. Diğer inorganik sintilatörlerle ortak olarak NaI(Tl) küçük fakat depo edilen elektron enerjisi ile orantılı olmayan, ölçülebilir bir sintilasyon cevabı gösterir. Rutin gamma ışını spektroskopisi için standart sintilasyon materyali olarak kabul edilir ve boyut ve şekil bakımından geniş bir çeşitlilikte üretilebilir. Kristal oldukça kırılmandır ve mekanik veya ısıl darbe ile kolaylıkla hasara uğrayabilir.

Sintilasyon pulsunun bozunma süresi genellikle, yaklaşık 230 ns'dir ki bu değer yüksek sayma oranlarında istenmeyen bir durumdur. Sintilasyon bozunma süresi sıcaklıkla değişmektedir. Yüksek sıcaklıklarda cevap daha hızlıdır (Schweitzer ve Ziehl 1983, Knoll 1999).

### **2.2.2. Fotoçoğaltıcı tüp**

Sintilasyon materyali iyonize edici radyasyonun deteksiyonu için yaklaşık 100 yıldır kullanılmasına rağmen, yaygın olarak kullanımı fotoçoğaltıcı tüpün geliştirilmesi ile başlamıştır. Bu vakumlu tüp ışığın oldukça düşük seviyelerinin ölçümüne imkan sağlar. Gelen fotonlar bir fotoçoğaltıcı tüp içinde bir fotokatoda çarpar böylece fotoelektronlar salınır. Bu fotoelektronlar daha yüksek potansiyeldeki başka bir elektrota doğru hızlandırılır, elektrota çarpan enerjik elektronlar daha fazla elektron yayınlanmasına neden olurlar. Bu elektron çoğaltma süreci bir seri elektrot boyunca devam eder. Sonuçta son elektrotta toplanan elektron sayısı başlangıçtaki elektron sayısından milyonlarca kez daha fazladır (Shultis ve Faw 2002). Şekil 2.7'de, bir fotoçoğaltıcı tüpe ait temel bileşenler ayrıntılı olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.7. Bir fotoçoğaltıcı tüpün temel bileşenleri (Knoll 1999)

### 2.2.3. Çok kanallı analizör

Bir çok kanallı analizörün merkezi bileşeni bir analog-dijital dönüştürücüdür ve elde edilen gerilimi bir dijital sinyale dönüştürür. Bir değer hangi sıklıkla ortaya çıktığı sayılır. İlgili kanal üzerindeki olay sayısını gösteren bir histograma çevrilebilmektedir.

Her kanal, sintilatörden yayınlanan fotonun belli bir enerjisine karşılık geldiğinden histogram enerji spektrumunu temsil etmektedir.

Elektronik bir cihaz olarak analog-dijital dönüştürücünün gelen sinyali işlemesi için ölü zaman olarak adlandırılan belli bir zaman gerekir. Bu süre zarfında başka bir sinyal analiz edilemez, başka bir sinyal gelirse de kaybolur. Detektörün yeni sinyalleri işlemek için hazır duruma gelmesi için zamana ihtiyaç vardır. Ölü zamanın ihmal edilebilmesi için analiz edilen radyasyon kaynaklarının çok güçlü olmaması gerekir (Seitz 2007).

Bu tez çalışmasında ölçümler için kullanılan çok kanallı analizör Canberra detektör firması tarafından üretilmiş 40. seri ürünü olup 2048 kanala sahiptir. Buna ek olarak, fotoçoğaltıcı tüp çıkışına belli bir kazanç uygulayacak bir yükseltici içerir. Bu, 2048 kanal içine sığacak enerji aralığının ayarlanmasını sağlar.

### **2.3. Detektör Cevap Fonksiyonu ve Detektör Kılıf Materyalinin Cevap Fonksiyonuna Etkisi**

Düşükten orta enerjilere kadar olan aralıkta herhangi bir enerji değerine sahip gamma ışınları için elde edilecek spektrumlar bir Compton bölgesinden ve fotopikten oluşur (çift oluşum etkisi gözlenmez). Çok küçük detektörler için alan ile kıyaslandığında fotopike çoklu saçılma olaylarının katkısının eklenmesiyle, fotopikin altındaki alanın, Compton bölgesi altındaki alana oranı önemli ölçüde artar.

Gelen gamma ışını enerjisinin düşmesiyle Compton saçılması yapan gamma ışınının ortalama enerjisi ve enerjiye karşın ortalama hareket mesafesi düşer. Bu nedenle makul detektör boyutu geniş olarak belirlenir ve fotopikin altındaki alan foton enerjisinin azalmasıyla artar. Çok küçük enerjilerde (<100 keV) Compton düzlüğü etkili bir şekilde yokolabilir.

Orta enerjilerde, sonunda fotonun ortamı terk ettiği çoklu Compton saçılmalarının ihtimali, tekli saçılma için Eşitlik (2.7)'den elde edilen maksimum enerjiden daha büyük bir enerjinin depo edilmesine neden olabilir. Bu çoklu saçılma olayları böylece

Compton sınırı ile fotopik arasındaki boşluğu kısmen doldurabilir ve bunun yanı sıra tekli saçılma için öngörülen düzlüğün şeklini bozar.

Gamma ışını enerjisi çift oluşumun gerçekleşebileceği kadar büyük ise, daha karmaşık bir durum oluşur. Yok olma fotonları kaçabilir veya detektör içinde etkileşme gerçekleştirebilir. Bu ek etkileşmeler yok olma fotonlarının birinin veya ikisinin de kısmen veya tüm enerjilerinin soğurulmalarına neden olabilmektedir.

Yok olma fotonlarının ikisi de etkileşme yapmadan kaçarsa, daha önce tartışılan çift kaçma piklerinin katkısı gözlenir. Bir diğer olasılık da yok olma fotonlarından birisinin kaçtığı ve diğerinin tamamen soğurulduğu durumdur. Bu olay spektrumda fotopikin  $m_e c^2$  kadar altında bir enerjide gözlenen tekli kaçma pikine katkı sağlar. Diğer ihtimaller de yok olma fotonlarının birisinin veya her ikisinin de Compton saçılması yaparak enerjilerini elektrona aktarmaları ve saçılan fotonun kaçmasıdır. Bu olaylar puls yükseklik dağılımında fotopik ile çift kaçma piki arasında geniş bir düzlükte toplanır.

Gerçek bir gamma ışını detektörü için beklenen cevap fonksiyonu detektörün boyutu, şekli ve bileşiminin yanı sıra deney düzeneğinin geometrik detaylarına da bağlıdır. Örneğin, bir nokta kaynağın detektöre olan uzaklığı değiştirildiğinde cevap fonksiyonu da değişecektir. Çeşitlilik kaynak geometrisinin değiştirilmesiyle detektörde gerçekleşen birincil etkileşmelerin bölgesel dağılımındaki farklılıklar ile ilgilidir. Cevap fonksiyonu aynı boyut ve bileşime sahip detektör içinde gerçekleşen olayların taklit edilebildiği Monte Carlo hesaplamaları haricindeki bir yöntemle elde edilebilmesi için oldukça karmaşıktır (Knoll 1999).

Herhangi bir pratik uygulamada, gamma ışını spektroskopisinde kullanılan bir detektör, cevap fonksiyonu üzerindeki etkisinin ölçülebileceği materyallerle kaplanır. En azından, nem ve ışığa karşı engel temin etmek için etrafı kapsül ile çevrilir veya bir vakum çevrimi içine yerleştirilir.

Doğal fon etkisini azaltmak için birçok gamma ışını detektörü ayrıca zırhlanmış bir çevrim içinde kullanılır. Bu maddeler kaynaktan yayınlanan gamma ışınlarının



etkileşmelerinden oluşabilecek ikincil radyasyonlar için olası kaynaklardır. Eğer ikincil radyasyonlar detektöre ulaşırsa, kaydedilen spektrum şeklini fark edilebilir büyüklükte etkiler.

Gamma ışını detektörlerinden elde edilen cevap fonksiyonu çoğunlukla 0.2-0.25 MeV civarında, geri saçılma piki olarak adlandırılan bir pik gösterir. Bu pik detektörü çevreleyen materyallerin herhangi birisinde Compton saçılması yaptıktan sonra detektöre gelen fotonlardan kaynaklanmaktadır. Bu saçılmış gamma ışınlarının enerji değişimleri, saçılma açısının bir fonksiyonu olarak ele alındığında,  $110-120^\circ$  'den daha büyük herhangi bir saçılma açısında sonuç aynı enerji değerini vermektedir. Bundan dolayı, tek enerjili kaynak, enerjisi bu minimum değere yakın, birçok saçılmış gamma ışını meydana getirecektir ve kaydedilen spektrumda bir pik belirecektir. Geri saçılma piki enerjisi Eşitlik (2.6)'ya uymaktadır.

Gelen gamma ışını enerjisi için  $h\nu \gg m_e c^2 / 2$  durumunda (2.6) eşitliği, (2.11) eşitliğine indirgenir.

$$h\nu'_{\theta=\pi} \cong \frac{m_e c^2}{2} \quad (2.11)$$

Bu nedenle geri saçılma piki her zaman 0.25 MeV veya daha düşük enerjilerde oluşur (Knoll 1999).

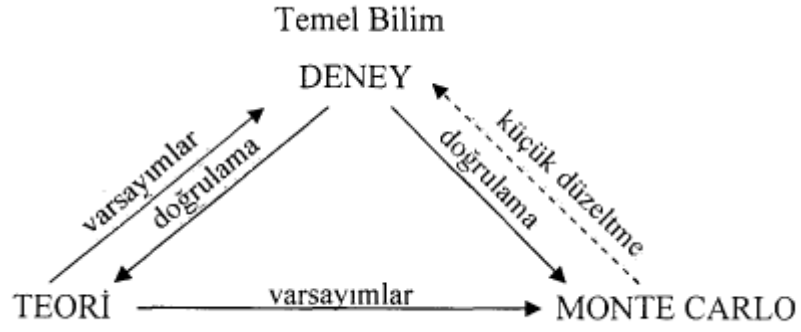
#### **2.4. Monte Carlo Benzetişim Yöntemi**

Monte Carlo, zaman alıcı veya analitik olarak çözülmesi zor herhangi bir sayısal problemin veya çok karmaşık bir modellemenin ele alınmasında kullanılabilecek bir yöntemdir. Monte Carlo yöntemi sayısal problemi doğrudan ele almak yerine, araştırmacılara istatistiksel bir örnekleme deneyi kurma yoluyla çözüm için yaklaşık bir sonuç elde etme imkanı sağlar.

Adından da anlaşılacağı gibi, yöntem ismini Monaco'nun Monte Carlo şehrinin meşhur oyun salonlarında oynanan şans oyunlarından alır. Monte Carlo yöntemine ilk referans genellikle çizgili bir levha üzerine bir iğnenin isabet ettirilme ihtimalinin değerlendirilmesi için Monte Carlo benzeri bir yöntem öneren Comte de Buffon'dur. Bu referans 1777'lere, otomatik hesaplama makinelerinin kullanımından çok öncelere dayanır (Bielajew 2001). Monte Carlo yönteminin resmi gelişimi 2. Dünya savaşı sırasında, fizikçilerin bölünebilir materyal içinde nötron transportu analizini gerektiren Manhattan projesinde atom bombası üzerine çalıştıkları dönemde gerçekleşmiştir. Bu çok boyutlu problemler analitik olarak çözmek için çok karmaşık olduğundan, John von Neumann ve Stanislaw Ulam, gelişigüzel örneklerin kullanıldığı ve yeni mevcut bilgisayarlarda yürütülen deneylerle istenilen çözümlere yeterince doğru yaklaşımların sağlanabileceğini önermişlerdir. 17. ve 18. yüzyılda matematikçiler şans oyunlarını gözlemleyerek ve ilgili deneyleri tekrarlayarak benzer fikirler geliştirmişlerdir. Bu bağlamda, Ulam ve von Neumann gelişigüzel olayların analizinin ele alındığı uzun zamandır var olan, matematiksel bir ifadeye dayanan araştırma aracını ortaya koymuşlardır (Ratick ve Schwarz 2009).

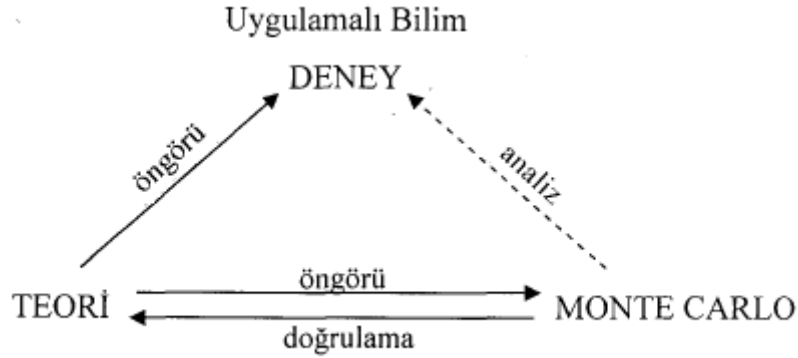
Monte Carlo yöntemi, objelerin diğer objelerle veya buldukları ortamla etkileşmelerinin modellemelerinin ele alındığı problemler için sayısal bir çözümdür. Söz konusu sistemin temel dinamiklerinin benzetişim yoluyla modellenmesi için bir uygulama belirtir. Bu anlamda Monte Carlo mikroskopik etkileşmelerin simülasyonu ile makroskopik bir sistemin çözümüne ulaşılabilecek basit bir yöntemdir.

Monte Carlo yönteminin kullanımıyla ilgili olan sosyal bilimler, trafik akışı, nüfus artışı, finans, genetik, kuantum kimyası, radyasyon bilimi, radyoterapi ve radyasyon dozimetri gibi pek çok örnek alan vardır. Şekil 2.8'de Monte Carlo yöntemlerinin temel bilimlerin uygulamalarındaki önemli rolü resmedilmiştir. Deneysel veya teorik çalışmanın mümkün olmadığı durumda, Monte Carlo benzetişimi kullanışlı bir yöntemdir ve iki amaca hizmet eder. Başka bir teoriye küçük düzeltmeler sağlayabilir veya mikroskopik etkileşmelerin teorisini doğrulamak veya çürütmek için kullanılır.



**Şekil 2.8.** Monte Carlo yönteminin temel bilimlerin uygulamalarındaki rolü

Teori, mikroskopik ve makroskopik fizik için yeterince kesinlik ve tam bir matematiksel tanım sağlayamaz ancak ölçüm tasarımı için öngörü sağlayabilir. Monte Carlo yöntemleri deney analizinde ve tasarımın doğrulanması veya geçersiz kılınması için yardımcı bir süreçtir. Bu yöntemin uygulamalı bilimlerdeki rolü temsili olarak Şekil 2.9'da gösterilmiştir (Bielajew 2001).



**Şekil 2.9.** Monte Carlo yönteminin uygulamalı bilimlerdeki rolü

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1. Deney

Bu bölümde gamma ışını spektrumu için deneysel verilerin elde edildiği donanım, kalibrasyon yöntemi ve deneyde kullanılan teknik tanımlanmıştır. Tezde benzetişim yoluyla elde edilen sonuçların kıyaslanabilmesi ve deneysel veya teorik olarak ulaşılması mümkün olmayan bazı sonuçların doğruluklarının öngörülebilmesi için ilk olarak laboratuarda mevcut bulunan, orta enerjili gamma ışını yayınlayan kaynaklar kullanılarak gamma ışını deteksiyonu gerçekleştirilmiştir.

##### 3.1.1. Deney düzeneği ve deneyin yapılışı

Çalışma boyunca bütün değerlendirmeler ve hesaplamalar için  $^{137}\text{Cs}$  ve  $^{60}\text{Co}$  nokta kaynaklarına ait, 5.08 cm'lik bir çap ve 5.08 cm kalınlığa sahip silindirik NaI(Tl) detektörü ile 3600 saniye ölçüm süresiyle elde edilen spektrumlar rol model olmuştur. Bu seçim gelişigüzel değil, kaynaklara ait spektrumların bilinen özellikleri sebebiyle yapılmıştır. Bu kaynaklar Amersham tarafından 1977 yılında üretilmiş standart kaynaklardır ve bazı temel özellikleri şöyledir:

$^{137}\text{Cs}$ : Cs-137 kaynağı 30.07 yıllık bir yarı ömre sahiptir ve kararlı  $^{137}\text{Ba}$ 'ye bozunur. Cs-137'nin en büyük avantajlarından bir tanesi, 661.6 keV'de tek enerjili gamma ışını yayınlamasıdır. Bu gamma ışını enerjisi çift oluşum süreci için gerekli enerji eşiği değerinin altında olduğundan bu süreçten etkilenmemiş tek enerjili gamma ışını spektrumu ile çalışma imkanı sağlar.

$^{60}\text{Co}$ : Co-60 kaynağı 5.2714 yıllık bir yarı ömre sahiptir. Kararlı  $^{60}\text{Ni}$ 'a bozunur ve 1173.2 ile 1332.5 keV'de gamma ışınları yayınlamaktadır. Başka önemli bir gamma ışını salınımı olmadığından spektrumu modellenmeye elverişlidir (Seitz 2007).

Deneysel veriler Canberra serisinin 2048 kanallı, 40 MCA çok kanallı analizör sistemi ile elde edilmiştir. Ölçümlerin gerçekleştirildiği sistem Şekil 3.1’de verilmiştir.



**Şekil 3.1.** NaI(Tl) detektörü ile  $^{137}\text{Cs}$  ve  $^{60}\text{Co}$  nokta kaynaklarına ait cevap fonksiyonlarının elde edilmesinde kullanılan deneysel sistem

### 3.1.2. Enerji kalibrasyonu

Deneyde kullanılacak radyoaktif kaynaklardan yayınlanan gamma ışınlarının ilgili enerji aralıklarını karşılamak için, yaklaşık 1500 keV gözlenecek şekilde detektör kazanç ayarı gerçekleştirilmiştir. Ölçümler süresince bu ayarlama herhangi bir değişiklik yapılmamıştır.

NaI(Tl) detektörü ile elde edilen spektrumun her bir kanalı belirli bir enerjiye karşılık gelmektedir ve bu enerji değerleri belirlenebilmelidir. Ölçüm sisteminde birim olarak kanal kullanılıyor olsa da kanalı enerjiye ve tersine, enerjiyi kanala dönüştürmek için güvenilir bir yol gereklidir. Bu nedenle laboratuarda bulunan dört farklı radyoaktif kaynak ile ölçüm yapılmış ve daha sonra bu ölçüm sonuçları kalibrasyon için kullanılmıştır. Çizelge 3.1’de kalibrasyon için kullanılan kaynaklardan yayınlanan gamma ışınlarının enerjileri ve bu kaynaklar için elde edilen spektrumlarda fotopike karşılık gelen kanal numaraları gösterilmiştir.

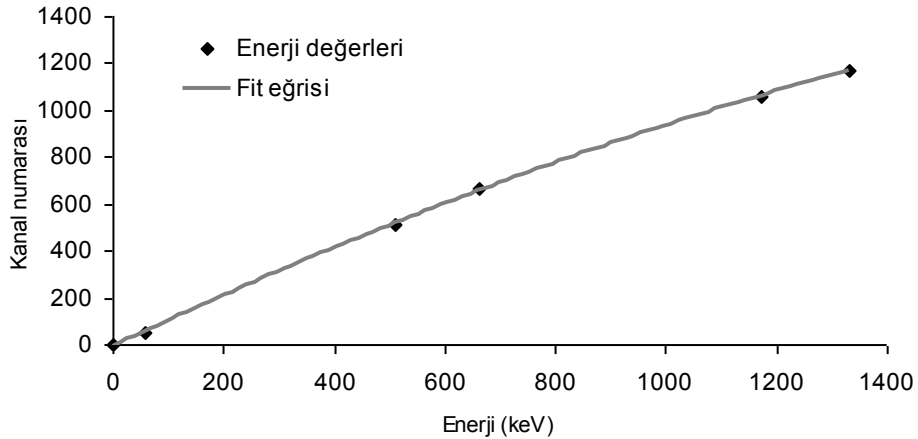
**Çizelge 3.1.** Kullanılan nokta kaynaklardan yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarında gözlenen fotopik konumları

İzotop	<sup>241</sup> Am	<sup>22</sup> Na	<sup>137</sup> Cs	<sup>60</sup> Co	
Pik enerjisi (keV)	59.5	511	661.6	1173.2	1332.5
Kanal Numarası	48	515	664	1059	1172

Her bir pik enerjisine karşılık deneysel olarak gözlenen kanal numaralarının yerleştirilmesiyle Şekil 3.2’de sunulan enerji kalibrasyon eğrisi elde edilmiştir. Şekildeki değişimde doğrusala yakın bir ilişki görünüyor olsa da sayılar dikkatli incelendiğinde bu yorumun doğru olmadığı sonucuna varılır. Doğrusal olarak kurulacak ilişki, gerçek değerlerden birkaç keV farklı sonuçlara yol açacaktır. Daha iyi bir yaklaşım için ikinci dereceden bir polinom kullanılmıştır. Fit sonucunda E enerji, E<sub>bin</sub> kanal numarası ve aynı zamanda benzetişimde enerjiye karşılık gelen kutu numarası olmak üzere

$$E_{bin} = 1.10181806 \cdot E - 0.000167426469 \cdot E^2 \quad (3.1)$$

bağıntısı elde edilmiştir. Şekil 3.2’den, daha yüksek enerjilerde daha hassas yaklaşımda bulunduğu açıktır.



**Şekil 3.2.** <sup>241</sup>Am, <sup>22</sup>Na, <sup>137</sup>Cs ve <sup>60</sup>Co kaynakları kullanılarak elde edilmiş enerji kalibrasyon eğrisi

## 3.2. Benzetişim

### 3.2.1. Detektör materyalleri ve soğurucu ortamlar için tesir kesiti hesapları

Belirli bir etkileşme sürecinin gerçekleşme olasılığı pratikte tesir kesiti olarak ifade edilir (Burcham 1973). Gamma ışınlarının saçılması ve soğurulmasıyla ilgili bu veriler birçok bilimsel, mühendislik ve tıbbi uygulamalar için gereklidir. Berger ve ark. (2010) tarafından geliştirilmiş XCOM programı ile 1 keV-100 GeV enerji aralığındaki herhangi bir enerjide herhangi bir element, bileşik veya karışım için tesir kesitlerinin üretilmesi mümkündür. Bu bölümde, gamma ışını takibi çalışmalarında gerekli olan tesir kesiti hesaplamalarına yer verilmiştir.

#### 3.2.1.1. Detektör materyallerinin (NaI ve MgO) tesir kesitlerinin hesabı

Nokta kaynaklardan yayınlanan gamma ışınları için detektör cevap fonksiyonunun elde edilmesi çalışmasında kullanılan NaI kristaline ait tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi için öncelikle XCOM programı kullanılarak 10-2000 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayıları elde edilmiştir. Bu değerler ortam yoğunluğu,  $3.67 \text{ g/cm}^3$ , ile çarpılarak lineer zayıflama katsayısına dönüştürülmüştür ve bu değgerlere Prof. Dr. Emin N. Özmütlu tarafından geliştirilmiş olan bilgisayar programı kullanılarak fit yapılmıştır. Fit fonksiyonu parametreleri her iki etkileşme için izelge 3.2’de verilmiştir.

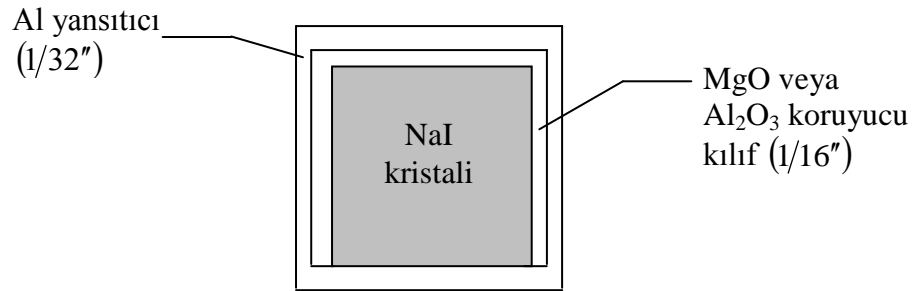
**Çizelge 3.2.** NaI kristaline ait fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması tesir kesitleri için fit parametreleri

Etkileşme Türü		Parametreler				
		P <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	P <sub>3</sub>	P <sub>4</sub>	P <sub>5</sub>
Compton saçılması		-3.96523	+1.64978	-0.250130	+7.14354x10 <sup>-3</sup>	+2.33147x10 <sup>-4</sup>
Fotoelektrik etkileşme	E<33.17 (keV)	+11.8250	-2.12057	-0.161496	+1.12886x10 <sup>-2</sup>	----
	E≥ 33.17 (keV)	+7.07810	+1.93729	-0.984440	+6.71850x10 <sup>-2</sup>	----

Compton saçılması ve fotoelektrik etkileşme için ayrı ayrı elde ettiğimiz parametreler ( $p_1, p_2, p_3, p_4$  ve  $p_5$ ) ve ele alınan enerji değerinin doğal logaritması ( $x = \ln e$ ) Eşitlik (3.2)'de yerine yazılarak o enerji için tesir kesiti hesaplanmıştır.

$$\mu = e^{(p_1 + p_2x + p_3x^2 + p_4x^3 + p_5x^4)} \quad (3.2)$$

NaI kristalini çevreleyen iki kat tabaka vardır. Bu tabakalar ve kalınlıkları Şekil 3.3'de şematik olarak gösterilmiştir. Bu tez çalışmasındaki hesaplamalarda, alüminyumun MgO tabakaya göre çok daha küçük kalınlıklı olması nedeniyle kılıf materyalin MgO olduğu kabulü yapılmıştır. Bu kabulün bir diğer nedeni de Grinev ve ark.'nın (1991) da belirttiği gibi ışığı yansıtması, elektrik yükü derecesi, sıkıştırılabilirliği ve ısıtma yoluyla dehidrasyonu gibi pek çok parametre nedeniyle MgO kullanımının önerilmesidir. MgO bileşik materyalinin Compton saçılması ve fotoelektrik etkileşme için kütle soğurma katsayıları XCOM programından elde edilerek bu değerlere fit yapılmıştır. Fit sonucu elde edilen parametreler Çizelge 3.3'de verilmiştir.



**Şekil 3.3.** NaI(Tl) sintilasyon detektörünün iç yapısı

Çizelgedeki parametreler ile ele alınan enerji değerinin doğal logaritması ( $x$ ) ve materyal yoğunluğu ( $\rho$ ) Eşitlik (3.3)'de yerine yazılarak o enerji için tesir kesiti hesaplanmıştır.

$$\mu = \rho e^{(p_1 + p_2x + p_3x^2 + p_4x^3 + p_5x^4)} \quad (3.3)$$



**Çizelge 3.3.** MgO kılıf materyaline ait fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması tesir kesitleri için fit parametreleri

Etkileşme Türü	Parametreler				
	p <sub>1</sub>	p <sub>2</sub>	p <sub>3</sub>	p <sub>4</sub>	p <sub>5</sub>
Compton saçılması	-4.42772	+1.66526	-0.346569	+0.0260086	-8.23465x10 <sup>-4</sup>
Fotoelektrik etkileşme	+9.79554	-3.42367	+0.297961	-0.0830137	+6.92742x10 <sup>-3</sup>

### 3.2.1.2. Soğurucu beton ortamının tesir kesiti hesabı

Tez çalışması kapsamında gamma ışınlarının takibinin gerçekleştirildiği ortamlardan birisi olan ve kimyasal bileşimi Çizelge 3.4’te verilen beton örneğine ait tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi için öncelikle XCOM programı kullanılarak 10-1500 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayıları elde edilmiştir. Bu değerler ortam yoğunluğu, 2.3 g/cm<sup>3</sup>, ile çarpılarak lineer zayıflama katsayısına dönüştürülmüştür ve Prof. Dr. Emin N. Özmutlu tarafından geliştirilmiş olan bilgisayar programı kullanılarak bu değerlere fit yapılmıştır. Fit fonksiyonu parametreleri her iki etkileşme için Çizelge 3.5’te verilmiştir.

**Çizelge 3.4.** Saçıcı olarak ele alınan beton örneğinin kimyasal bileşimi (Hubbell 1969)

Element	H	O	Na	Mg	Al	Si	S	K	Ca	Fe
Bileşim oranı	0.0056	0.4983	0.0171	0.0024	0.0456	0.3158	0.0012	0.0192	0.0826	0.0122

Ele alınan beton örneğinin kimyasal bileşimi White-Cradstein (1957) tarafından kabul edilmiş ve sunulmuş olup, Mc Cinnies (1959) tarafından oranların toplamını 1’e eşitlemek için yeniden düzenlenmiştir (Hubbell 1969).

**Çizelge 3.5.** Saıcı beton ortamına ait fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması tesir kesitleri için fit parametreleri

Etkileşme Türü	Parametreler				
	p <sub>1</sub>	p <sub>2</sub>	p <sub>3</sub>	p <sub>4</sub>	p <sub>5</sub>
Compton saçılması	-1.10622	+0.236197	-0.0479806	-4.67141x10 <sup>-4</sup>	----
Fotoelektrik etkileşme	+9.80260	-2.10000	-0.156622	-0.0110612	+2.80491x10 <sup>-3</sup>

Compton saçılması ve fotoelektrik etkileşme için ayrı ayrı elde ettiğimiz parametreler (p<sub>1</sub>, p<sub>2</sub>, p<sub>3</sub>, p<sub>4</sub> ve p<sub>5</sub>) ve ele alınan enerji değerinin doğal logaritması (x) Eşitlik (3.2)'de yerine yazılarak o enerji için tesir kesiti hesaplanmıştır.

### 3.2.1.3. Soğurucu karbon ortamının tesir kesiti hesabı

Tez çalışması kapsamında gamma ışınlarının takibinin gerçekleştirildiği bir diğer ortam olan karbon örneğine ait tesir kesitlerinin hesaplanabilmesi için öncelikle XCOM programı kullanılarak 10-1500 keV enerji aralığında kütle soğurma katsayıları elde edilmiştir. Bu değerler ortam yoğunluğu, 2.25 g/cm<sup>3</sup>, ile çarpılarak lineer zayıflama katsayısına dönüştürülmüştür ve bu değerlere Prof. Dr. Emin N. Özmutlu tarafından geliştirilmiş olan bilgisayar programı kullanılarak fit yapılmıştır. Fit fonksiyonu parametreleri her iki etkileşme için Çizelge 3.6'da verilmiştir.

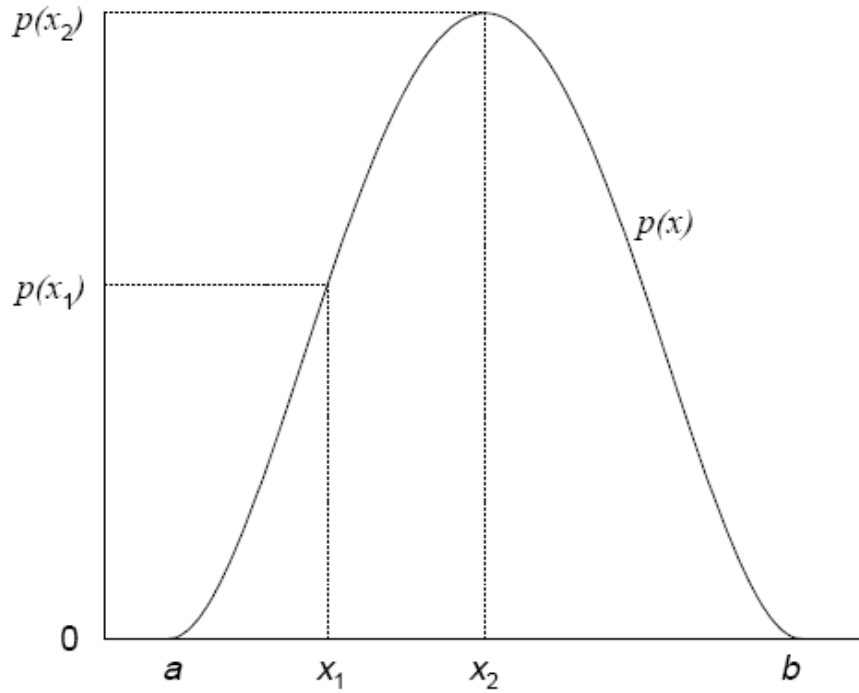
**Çizelge 3.6.** Saıcı karbon ortamına ait fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması tesir kesitleri için fit parametreleri

Etkileşme Türü	Parametreler				
	p <sub>1</sub>	p <sub>2</sub>	p <sub>3</sub>	p <sub>4</sub>	p <sub>5</sub>
Compton saçılması	-3.16633	+1.46931	-0.31864	+2.48606x10 <sup>-2</sup>	-8.42646x10 <sup>-4</sup>
Fotoelektrik etkileşme	+9.31160	-3.78941	+0.335715	+8.30119x10 <sup>-2</sup>	+6.78998x10 <sup>-3</sup>

Compton saçılması ve fotoelektrik etkileşme için ayrı ayrı elde ettiğimiz parametreler ( $p_1, p_2, p_3, p_4$  ve  $p_5$ ) ve ele alınan enerji değerinin doğal logaritması ( $x$ ) Eşitlik (3.2)'de yerine yazılarak o enerji için tesir kesiti hesaplanmıştır.

### 3.2.2. Temel Monte Carlo yöntemi ile örnekleme

$[a,b]$ 'da tanımlı karakteristik bir olasılık dağılım fonksiyonu Şekil 3.4'de görülmektedir. Böyle bir olasılık dağılım fonksiyonu tüm aralık üzerinden integre edilerek normalize edilebilecek olmalıdır ve negatif olasılık dağılımları tersine çözüm için zor olduğundan negatif olmamalıdır.

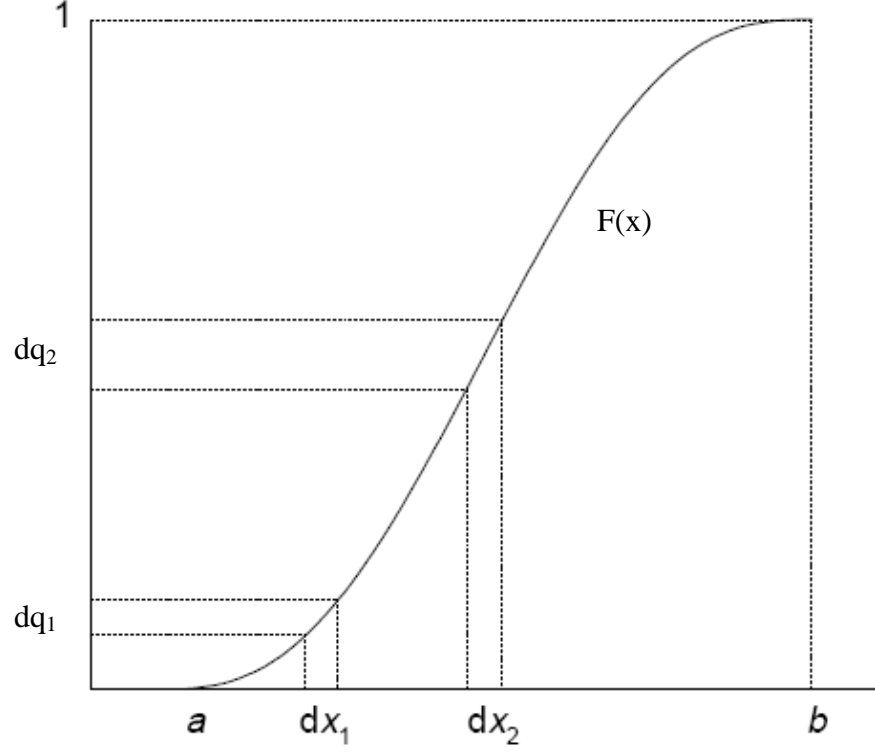


Şekil 3.4. Karakteristik bir olasılık dağılım fonksiyonu

$p(x)$  olasılık dağılım fonksiyonu olmak üzere, toplam olasılık dağılım fonksiyonu,  $F(x)$  oluşturulursa,

$$F(x) = \int_0^x dx' p(x') \quad (3.4)$$

olur ve normalize edildiği kabul edilirse, yani  $F(b)=1$  alınrsa, uygun toplam olasılık dağılım fonksiyonu ele alınan örnek için Şekil 3.5’de gösterildiği gibi olur.



**Şekil 3.5.** Şekil 3.4’teki olasılık dağılım fonksiyonunun integre edilmesiyle elde edilen toplam olasılık dağılım fonksiyonu

Toplam olasılık dağılım fonksiyonunun tanımlanmasıyla, toplam olasılık dağılım fonksiyonunu rasgele değişkenler ( $q$ ) aralığı üzerine eşleyebiliriz. Burada  $q$  düzgün dağılımlıdır ve  $0 \leq q \leq 1$  şartını sağlar. Böylelikle  $q = F(x)$  alınabilir.

$x_1$  ve  $x_2$  dolaylarında  $x$ ’de türevli  $dx_1$  ve  $dx_2$  gibi eşit olarak bölünmüş iki aralık ele alındığında Eşitlik (3.5) elde edilir.

$$\frac{dq_1}{dq_2} = \frac{(d/dx)F(x)|_{x=x_1}}{(d/dx)F(x)|_{x=x_2}} = \frac{p(x_1)}{p(x_2)} \quad (3.5)$$

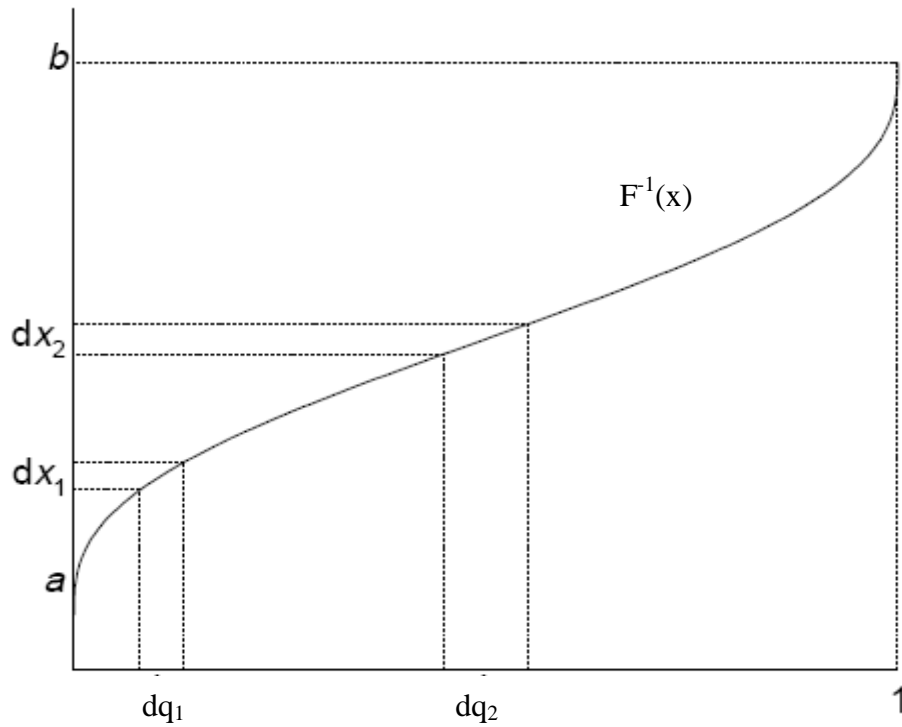
Bu ifade şöyle yorumlanabilir; eğer  $[0,1]$ 'da birçok rasgele değişken seçilirse  $dq_1$  içine düşen sayının  $dq_2$  içine düşen sayıya bölümü,  $x_1$ 'deki olasılık dağılımının  $x_2$ 'deki olasılık dağılımına oranına eşittir.

Toplam olasılık dağılım fonksiyonu üzerinde rasgele sayılar eşleştirilerek,  $x$ 'i vermek için denklem tersine çözülebilir:

$$x = F^{-1}(q) \quad (3.6)$$

Uygun bir şekilde tanımlanmış olasılık dağılım fonksiyonlarından ileri gelen tüm toplam olasılık dağılım fonksiyonları tersi alınabilir, analitik olarak değilse de nümerik olarak tersine çözüm yapılabilir.

Düzenli dağılıma sahip rasgele  $q$  sayılarından yapılan seçimle ve bu sayıların yukarıdaki denklemde yerine konulmasıyla uygun olasılık dağılım fonksiyonuna göre  $x$  değerleri Şekil 3.6'da da şematik olarak gösterildiği gibi elde edilir (Bielajew, 2001).



**Şekil 3.6.** Şekil 3.5'teki toplam olasılık dağılım fonksiyonunun tersine çözümü ile elde edilmiş olasılık dağılım fonksiyonu

### 3.2.3. Reddetme yöntemi ile örnekleme

Toplam olasılık dağılım fonksiyonunun tersine çözümü yöntemi her zaman mümkün olsa da en azından prensipte  $F(\cdot)^{-1}$  i hesaplamak genellikle pratik değildir. Çünkü, fonksiyon matematiksel olarak son derece karmaşık yapı içerebilir. Bu gibi durumlarda bir diğer yaklaşım reddetme yöntemini kullanmaktır.

Yöntemin uygulanış biçimi temel olarak şöyledir:

1) Olasılık dağılım fonksiyonu, onun maksimum değeri ile oranlanarak yeni bir dağılım fonksiyonu elde edilir.

$$f(x) = p(x)/p(x_{\max}) \quad (3.7)$$

$x = x_{\max}$  'da bu dağılım fonksiyonu Şekil 3.7 ve 3.8'de görüldüğü gibi 1 değerini alır. Bu yöntem sadece, olasılık dağılım fonksiyonu herhangi bir yerde sonsuz değilse ve maksimum değer konumunun belirlenmesinin zor olmadığıda kullanılır.

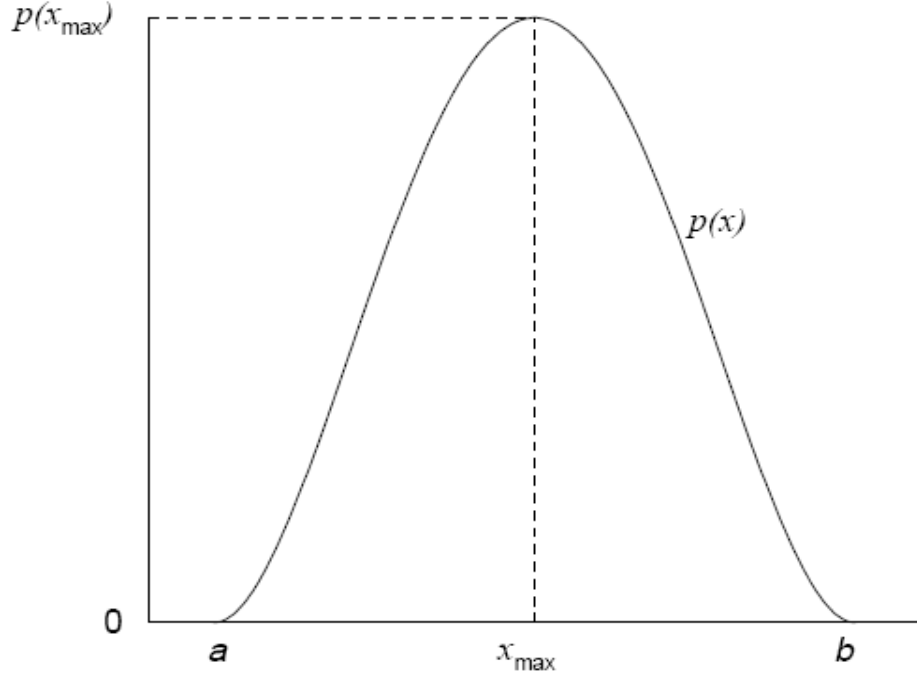
2)  $[0,1]$ 'da düzgün dağılımlı  $q_1$  gibi rasgele bir sayı seçilir ve bu, olasılık dağılım fonksiyonunun  $[a,b]$ 'da düzgün dağılımlı bir  $x$  elde etmek için kullanılır. Bunu yapmak için  $x = a + (b - a)q_1$  hesaplanır.

3) İkinci bir rasgele  $q_2$  sayısı seçilir. Eğer  $q_2 < p(x)/p(x_{\max})$  ise  $x$  değeri kabul edilir (Şekil 3.8'de  $p(x)/p(x_{\max})$  altındaki bölge), değilse  $x$  değeri reddedilir (Şekil 3.8'de  $p(x)/p(x_{\max})$  üzerindeki gölgelendirilmiş bölge) ve 2. adıma geri dönülür.

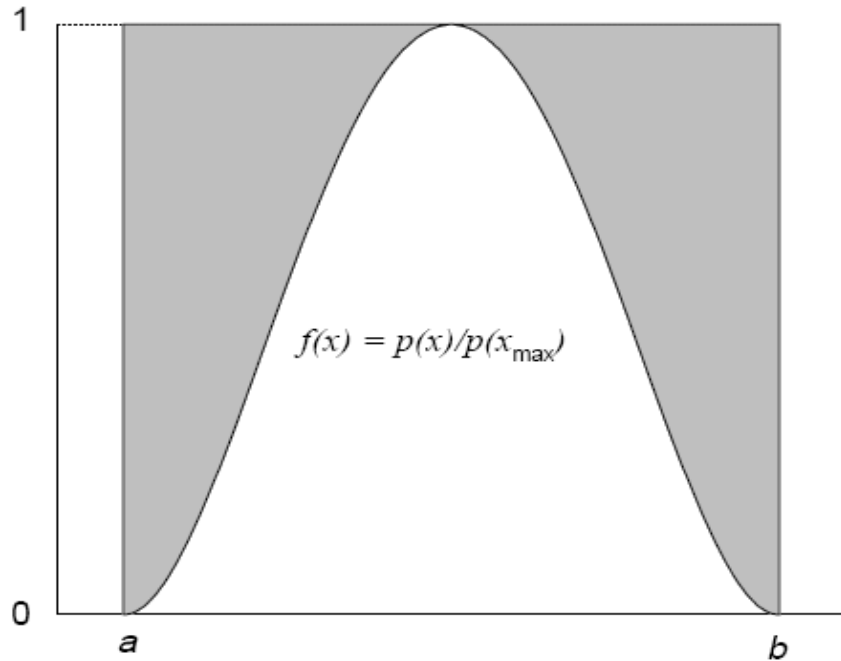
Reddetme yönteminin verimi aşağıdaki gibi tanımlanır;

$$\varepsilon = \frac{1}{p(x_{\max})} \int_a^b dx p(x) \quad (3.8)$$

Bu, kabul edilen rasgele sayı çiftlerinin beklenen sayısının, kullanılan çiftlerin toplam sayısına oranıdır.



**Şekil 3.7.** Maksimum değeri ile oranlanarak yeni bir dağılım fonksiyonu elde etmede kullanılan karakteristik bir olasılık dağılım fonksiyonu



**Şekil 3.8.** Şekil 3.7'nin reddetme yöntemi için bölünmüş olasılık dağılım fonksiyonu

Bu yöntem ile olasılık dağılım fonksiyonuna göre  $x$  seçilmiş olur. Bu yöntem ilkel, kaba olarak değerlendirilebilir. Çünkü rasgele sayılar Temel Monte Carlo yönteminin tersine boşa gitmiştir. Bu, özellikle uzun olasılık dağılım fonksiyonları için geçerlidir. Bununla birlikte,  $F^{-1}$  çok karmaşık ise bu işlem zaman kazandırabilir (Bielajew 2001).

#### 3.2.4. Rasgele sayıların elde edilmesi

“Sözde” rasgele sayı üretici Monte Carlo simülasyonunun soluğu veya kalp atışı olarak nitelendirilebilir. Parçacık etkileşmelerinin gerçek stokastik veya rasgele doğası taklit edilerek Monte Carlo simülasyonları için sözde rasgele durum oluşturulur.

Bazen, Monte Carlo kodlarının “gerçek” bir rasgele sayılar kaynağına bir şekilde bağlanması gerektiği fikri duyulur. Böyle gerçek rasgele sayılar, elektronik bir devrede gürültü tarafından veya radyoaktif bir maddenin bozunmaları arasındaki zaman aralıkları ile üretilebilir. Rasgele sayılar üreten donanım parçası bir bilgisayara arabirim olmalı veya yeterince rasgele sayı içeren bir dizi yüklenmelidir. Bununla beraber, matematiksel olarak elde edilen sözde rasgele sayıların kullanımı için en önemli sebep kodda hata ayıklamakta gerekli olan tekrarlanabilirliktir.

Tam olarak gelişmiş bir Monte Carlo kodunda hata bulma daha az sıklıkla olur, hatalar daha zor göze çarpar ve simülasyonun uzun bir süre çalışmasından sonra ortaya çıkar. Hataya neden olan olayların dizisinin tekrarlanması gereklidir (Bielajew 2001).

Tez kapsamında rasgele sayı üretimi  $rnd$  ( ) adı verilmiş özel bir fonksiyon içinde yapılmıştır. Bu fonksiyonda,  $randomize$  ( ) makrosu ile rasgele sayı üreticisine, rasgele bir değerle ilk atama yapılmıştır.  $random$  ( ) makrosu kullanılarak, 0 ile tamsayı veri tipindeki üst limite kadar olan aralıkta bir rasgele sayı döndürülmesi sağlanmıştır. Bu rasgele sayının tamsayı veri tipindeki üst limite bölünmesiyle  $[0,1]$ 'da rasgele sayılar üretilmiştir.



### 3.2.5. Gamma ışını takibinde Monte Carlo yönteminin uygulanması

#### 3.2.5.1. Gamma ışını yayınlanma doğrultusunun örneklenmesi

Radyoaktif bir kaynaktan izotropik olarak yayınlanan bir gamma ışınının hareket doğrultusu kutup açısı ( $\theta$ ) ve azimut açısı ( $\phi$ ) kullanılarak belirlenir. Bu nedenle kutup açısının ve azimut açısının örneklenmesi gerekmektedir. Kutup açısı örnekleme dağılım fonksiyonu olarak Eşitlik (3.9)'da verilen  $d\Omega$  gibi bir katı açı ifadesi alınarak, bu fonksiyona Temel Monte Carlo ilkesi uygulanırsa, olasılık dağılım fonksiyonu,  $P(\theta, \phi)$  Eşitlik (3.10)'daki gibi elde edilir.

$$h(\theta, \phi) = d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.9)$$

$$P(\theta, \phi) = \frac{h(\theta, \phi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} h(\theta, \phi)} = \frac{\sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta d\phi} = \frac{\sin \theta d\theta d\phi}{4\pi} \quad (3.10)$$

Buradan toplam olasılık dağılım fonksiyonu,  $F(\theta)$ 'ya,

$$F(\theta) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta} P(\theta', \phi) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta} \sin \theta' d\theta' d\phi = \frac{1}{4\pi} 2\pi \int_0^{\theta} \sin \theta' d\theta' = \frac{1}{2} \left[ -\cos \theta' \right]_0^{\theta} = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) \quad (3.11)$$

olarak ulaşılır. Tersine çözümle kutup açısının kosinüsü örneklenmiş olur:

$$F(\theta) = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) = q \quad (3.12)$$

$$\cos \theta = 1 - 2q \quad (3.13)$$

Hareket doğrultusu belirlenmesinde bir diğer bileşen olarak azimut açısının örnekleme, gamma ışınları azimut açısı olan  $\phi$ 'ye göre düzgün dağılımlı olduklarından, aşağıda verildiği gibi basit olarak yapılmaktadır.

$$\phi = 2\pi q \quad (3.14)$$

Üç aşamadan oluşan tez çalışmasının birinci ve ikinci aşamalarında ele alınan nokta kaynaklardan yayınlanan gamma ışınlarının tamamı, gamma takibinin gerçekleştirileceği materyallere yönlendirilmişlerdir. Bu nedenle kutup açısının kosinüsünün örnekleme Eşitlik (3.13)'den farklı olarak yapılmıştır. Bu örnekleme kısım 3.2.5.4'te ayrıntılı olarak verilmiştir.

### 3.2.5.2. Serbest yolun örnekleme

Herhangi bir saçıcı/soğurucu ortam içine giren  $I_0$  şiddetindeki gamma ışınlarının şiddetindeki azalma Eşitlik (3.15) ile verilir.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.15)$$

Bu eşitlikteki  $x$ , gamma ışınının etkileşme yapmadan önce aldığı serbest yolu temsil etmektedir. Böylece serbest yol örneklemeinde dağılım fonksiyonu,  $h(x)$ , olarak Eşitlik (3.16) ele alınabilir.

$$h(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.16)$$

Böylece olasılık dağılım fonksiyonu,  $P(x)$ ,

$$P(x) = \frac{h(x)}{\int_0^{\infty} h(x) dx} = \frac{I_0 e^{-\mu x}}{\int_0^{\infty} I_0 e^{-\mu x}} = \mu e^{-\mu x} \quad (3.17)$$

olarak elde edilir. Buradan toplam olasılık dağılım fonksiyonuna,  $F(x)$ , aşağıdaki şekilde ulaşılır.

$$F(x) = \int_0^{\ell} P(x') dx' = \int_0^{\ell} \mu e^{-\mu x'} dx' = -\left| e^{-\mu x'} \right|_0^{\ell} = 1 - e^{-\mu \ell} \quad (3.18)$$

Toplam olasılık dağılım fonksiyonu üzerinde rasgele sayılar Eşitlik (3.19)'da verildiği gibi eşleştirilerek,  $x'$ 'i vermek için denklem tersine çözülürse,

$$F(x) = 1 - e^{-\mu \ell} = q \quad (3.19)$$

$$e^{-\mu \ell} = 1 - q$$

olur.  $q$  gelişigüzel sayıları düzgün dağılımlı olduğundan  $1 - q = q$  alınabilir ve yukarıdaki eşitlik,

$$e^{-\mu \ell} = q \quad (3.20)$$

olarak daha basite indirgenir. Buradan  $\ell$ 'yi çekme yoluyla,

$$\ell = -\frac{\ln q}{\mu} \quad (3.21)$$

olarak gamma ışınının etkileşme yapmadan önce aldığı serbest yolu ( $\ell$ ) Temel Monte Carlo yöntemini kullanarak örneklemiş oluruz. Eşitlikteki  $\mu$ , fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması için kısım 3.2.1'de anlatıldığı şekilde elde edilen tesir kesitlerinin toplamıdır.

### 3.2.5.3. Etkileşme türünün örneklenmesi

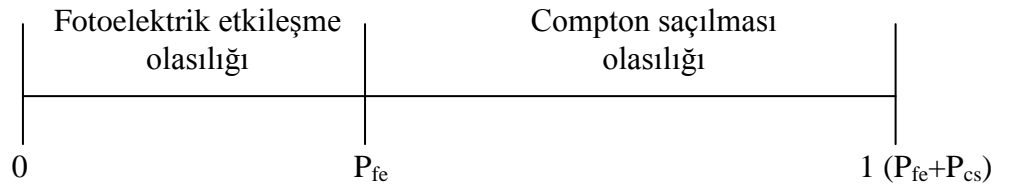
Detektör veya herhangi bir soğurucu/saçıcı ortam içindeki gamma ışınının aldığı serbest yolun örneklenmesinin ardından gammanın ele alınan ortamı terk edip etmediği kontrol edilir ve gammanın ortam içinde kaldığı tespit edilirse serbest yol sonunda gerçekleştirdiği etkileşme türü örneklenir. Bu çalışmada kullanılan gamma ışını enerjilerinin çok yüksek olmaması nedeniyle olarak gammanın gerçekleştirebileceği etkileşme süreçlerinden fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması ele alınmıştır.

Gamma ışınlarının takibinin yapıldığı materyalin fotoelektrik etkileşme tesir kesiti  $\mu_{fe}$ , Compton saçılması tesir kesiti  $\mu_{cs}$  ve toplam tesir kesiti  $\mu = \mu_{fe} + \mu_{cs}$  olmak üzere, bu iki etkileşmenin meydana gelme olasılıkları, fotoelektrik etkileşme için  $P_{fe}$  ve Compton saçılması için  $P_{cs}$  aşağıdaki gibi hesaplanabilir:

$$P_{fe} = \mu_{fe} / \mu$$

$$P_{cs} = \mu_{cs} / \mu$$

Hesaplanan olasılıklar 0 ile 1 arasında değer aldıklarından, 0 ile 1 arasında düzgün dağılımlı bir gelişigüzel sayı eksenini ele alınarak bu eksen fotoelektrik etkileşme ve Compton saçılması süreçleri için iki bölgeye ayrılabilir. Bu bölgelerin büyüklükleri elde edilen olasılık değerlerinin büyüklükleri kadar olmalıdır. Gelişigüzel sayı ekseninin sonuç bölgelerine ayrılması Şekil 3.9'da görülmektedir.



**Şekil 3.9.** Gelişigüzel sayı eksenine etkileşme sonuç bölgelerinin yerleştirilmesi

Kullanılan kodun gelişigüzel sayı üreten fonksiyonundan çağrılan bir gelişigüzel sayı, fotoelektrik etkileşme sürecinin olasılığından küçükse ( $q < \mu_{fe}/\mu$ ) etkileşme türünün fotoelektrik etkileşme olduğu, değilse ( $q \geq \mu_{fe}/\mu$ ) Compton saçılmasının gerçekleştiği kabul edilmiştir.

#### 3.2.5.4. Gamma ışını takibi

*NaI kristalini çevreleyen kılıf materyalin cevap fonksiyonuna etkisinin incelenmesi*

Herhangi bir nokta kaynaktan yayınlanan gamma ışınının takibi için, kutup açısı ve azimut açısı ile öncelikle hareket doğrultusu kısım 3.2.5.1’de ifade edildiği gibi belirlenir ve gamma ışınının takibinin gerçekleştirileceği ortama gammanın ulaşip ulaşmadığı test edilir. Şekil 3.10’da verilen geometri içinde gamma ışını takibinin gerçekleştirilmesi için hazırlanan kodda, NaI kristali ile kristalin alt ve yan yüzlerindeki MgO tabakalarda gamma takibinin gerçekleştirildiği üç alt program oluşturulmuştur. Bu alt programların isimleri sırasıyla “crystal”, “bottomcase” ve “sidecase”dir. Kaynaktan yayınlanan gamma ışınlarının tamamı detektöre yönlendirilmiş, kristalin alt yüzündeki MgO tabakadan giriş yaptığı kabul edilmiş ve “bottomcase” alt programı içinde gamma takibine başlanmıştır. Gamma ışınları yönlendirildiği için kutup açısının kosinüsü,  $\cos \theta$ ,

$$q = \frac{\int_0^\theta \sin \theta' d\theta'}{\int_0^{\theta_0} \sin \theta' d\theta'} = \frac{|-\cos \theta'|_0^\theta}{|-\cos \theta'|_0^{\theta_0}} \Rightarrow \cos \theta = 1 - q(1 - \cos \theta_0) \quad (3.22)$$

olarak örneklenir. Buradaki  $\cos \theta_0$ , kaynağın MgO alt tabakaya olan uzaklığı,  $d$  ve detektörün dış yarıçapı,  $R$  kullanılarak,

$$\cos \theta_0 = \frac{d}{\sqrt{d^2 + R^2}} \quad (3.23)$$

ifadesinden elde edilmiştir. Azimut açısı  $\phi$  de Eşitlik (3.14)'ten örneklenecek doğrultman kosinüsleri,  $\alpha$ ,  $\beta$  ve  $\gamma$  elde edilmiş ve gamma ışını hareket doğrultusu belirlenmiştir.

$$\alpha = \cos \phi \sin \theta \quad (3.24a)$$

$$\beta = \sin \phi \sin \theta \quad (3.24b)$$

$$\gamma = \cos \theta \quad (3.24c)$$

MgO tabakaya giriş noktasının koordinatları,

$$x = \frac{\alpha}{\gamma} d, \quad y = \frac{\beta}{\gamma} d, \quad z = d \quad (3.25)$$

olarak belirlenmiş ve bu koordinatlar  $x_0 = x$ ,  $y_0 = y$ ,  $z_0 = z$  olarak saklanmıştır. Gamma ışınının sahip olduğu enerjiye (E) karşılık elde edilen tesir kesitleri kullanılarak, kısım 3.2.5.2'de anlatıldığı gibi serbest yol örneklenmiş, gamma ışınının serbest yol sonundaki konumunu belirleyen yeni koordinatlar,

$$x = x_0 + \ell \alpha, \quad y = y_0 + \ell \beta, \quad z = z_0 + \ell \gamma \quad (3.26)$$

olarak belirlenmiştir. Serbest yol sonunda gammanın kristalin altındaki MgO tabaka içinde kalıp kalmadığı kontrol edilmiştir. Bu kontroller için x, y ve z koordinatları ile,

$$x^2 + y^2 \leq R^2 \quad (3.27a)$$

$$d < z < d_{alt} \quad (3.27b)$$

şartlarının sağlanıp sağlanmadığına bakılmıştır. Şartların sağlanması durumunda gamma ışınının yaptığı etkileşme türü kısım 3.2.5.3'de anlatıldığı gibi örneklenmiştir. Etkileşme

sürecinin fotoelektrik etkileşme olması durumunda yeni bir gamma ışını takibine geçilmiştir. Sürecin Compton saçılması olarak belirlenmesi durumunda ise, etkileşmenin gerçekleştiği noktanın koordinatları  $x_0 = x$ ,  $y_0 = y$ ,  $z_0 = z$  olarak saklanmış, saçılma açısının kosinüsü ( $\cos \theta'$ ) ve azimut açısı örneklenmiş ve gammanın etkileşme sonrası yeni enerji değeri ( $E'$ ) ve yeni doğrultusu belirlenmiştir ( $\alpha', \beta', \gamma'$ ). Saçılma sonrası kutup açısının kosinüsünün örneklenmesi Özmanlı (1992) tarafından Klein-Nishina diferansiyel tesir kesiti ifadesi temel alınarak geliştirilen algoritma ile yapılmıştır.

$$k = \frac{E \text{ (keV)}}{m_e c^2 \text{ (keV)}} = \frac{E}{511} \quad (3.28)$$

olarak alınıp gamma ışınının geliş doğrultusu ile yapılan saçılma açısının kosinüsü  $\cos \theta'$  ve azimut açısı ( $\phi'$ ) örneklenmiştir.

$$\cos \theta' = b(k) - [b(k) + 1](c/2)^q \quad (3.29)$$

Burada,

$$\frac{c}{2} = 0.25 \frac{(k^2 + k + 0.5)}{(k + 0.5)^3} \quad (3.30)$$

ve

$$b = \frac{\left(1 + \frac{c}{2}\right)}{\left(1 - \frac{c}{2}\right)} \quad (3.31)$$

eşitliklerinden hesaplanmıştır.

Gamma ışınının saçılmadan önceki ilerleme doğrultusu, serbest yolun sonlanma noktası başlangıç kabul edilerek oluşturulan üslü koordinat sisteminin  $z'$  doğrultusu olarak

alınmıştır. Üslü koordinat sisteminde örneklenen saçılma açısının kosinüsü ( $\cos \theta'$ ) ve azimut açısı ( $\phi'$ ) ile doğrultman kosinüsleri,  $\alpha', \beta', \gamma'$ , EK'te detaylı olarak verildiği şekilde dönüşüm matrisi kullanılarak başlangıçtaki koordinat sistemine taşınmıştır. Yeni doğrultman kosinüsleri  $\alpha, \beta, \gamma$  bulunmuş ve saçılma sonrası gammanın sahip olduğu yeni enerji değeri  $E'$ ,

$$k' = 1/(1 - \cos \theta' + 1/k) \quad (3.32)$$

eşitliğinden bulunan değer kullanılarak,

$$E' = 511k' \quad (3.33)$$

ifadesiyle hesaplanmıştır.

Saçılma sonrası enerjisi  $E'$  için, tesir kesiti hesaplamalarında kullanılan en küçük enerji değeri olan  $E_{\min} = 10$  keV ile kıyaslama yapılmıştır. Eğer,

$$E' < E_{\min} \quad (3.34)$$

koşulu sağlanıyorsa gamma ışınının tüm enerjisini ortama bıraktığı kabul edilerek bu gammanın takibinden vazgeçilmiştir ve kaynaktan yayınlanan yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır. Şayet bu koşul sağlanmıyorsa gammanın bu yeni enerjisine ait tesir kesitleri kısım 3.2.1.1'de anlatıldığı gibi hesaplanmış, serbest yol örnekleme yapılmıştır. Yukarıda anlatılan ve gamma ışınının serbest yol sonundaki konumunu belirlenmesini takip eden aşamalar tekrar edilmiştir. Böylece gamma ışını soğurucu ortam içinde soğuruluncaya, soğurucu ortamdan çıkıp diğer katmanlara ulaşuncaya veya enerjisi  $E_{\min}$ 'den daha küçük değer oluncaya kadar takip edilmiştir.

Şayet,

$$x^2 + y^2 \leq R^2 \quad (3.35a)$$



$$d < z < d_{alt} \quad (3.35b)$$

koşulları sağlanmıyorsa gamma ışınının E' enerjisi ile ortamdan kaçtığı kabul edilmiş, kristale ulaşp ulaşmadığı kontrol edilmiştir.

$$z < d \text{ (aşağıya doğru yönelme)} \quad (3.36a)$$

veya

$$x^2 + y^2 > R^2 \text{ (yanlardan kaçma)} \quad (3.36b)$$

durumlarından herhangi birisine ulaşıldığında gammanın detektör sistemini terk ettiği ve bir daha geri dönmeyeceği kabul edilerek yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır. Gamma ışınının yukarıya yöneldiği,

$$z > d_{alt} \quad (3.36c)$$

durumunda ise gammanın hareket doğrultusu ile  $z = d_{alt}$  düzleminin kesişme noktasının koordinatları,

$$x = (d_{alt} - z_0)\alpha/\gamma + x_0 \quad (3.37a)$$

$$y = (d_{alt} - z_0)\beta/\gamma + y_0 \quad (3.37b)$$

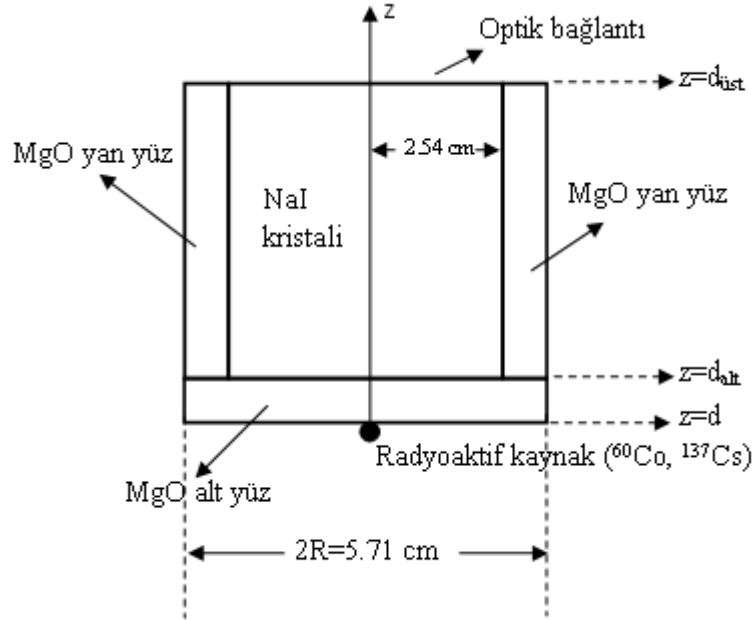
$$z = d_{alt} \quad (3.37c)$$

olarak hesaplanmıştır. Bu koordinatlardan x ve y kullanılarak gamma ışınının kristale ulaşp ulaşmadığını belirlemek için kristal yarıçapı (2.54 cm), r'ye bağlı,

$$x^2 + y^2 < r^2 \quad (3.38)$$

şartı kontrol edilmiştir. Şartın sağlanmadığı sonucuna ulaşıldığında yeni gamma ışını takibine geçilmiş, sağlandığında ise gammanın kristale girdiği kabul edilmiş, bu kesişme noktasının koordinatları  $x_0 = x$ ,  $y_0 = y$ ,  $z_0 = z$  olarak saklanmış ve “crystal”

altprogramına geçilerek NaI kristali içinde gamma takibine başlanmıştır. Kristale giren gammanın enerjisi ( $E'$ ), MgO'ten saçılarak kristale giren gamma ışınlarına ait enerji dağılımlarının elde edilebilmesi için kutulanmıştır.



**Şekil 3.10.** MgO kılıf materyali ile çevrilmiş  $5.08\text{cm} \times 5.08\text{cm}$  'lik NaI kristalinin cevap fonksiyonunun elde edilmesi için gerçekleştirilen benzetişim çalışmasında kullanılan geometri

“crystal” altprogramı içinde öncelikle kristale ulaşan gamma ışınının sahip olduğu enerjiye ( $E'$ ) karşılık tesir kesitleri hesaplanmış ve serbest yol örneklenmiştir. Gammanın kristale geliş doğrultusunda aldığı serbest yol sonunda ulaşacağı noktanın koordinatları  $x$ ,  $y$ ,  $z$ , saklanmış olan kesişme noktasının koordinatları  $x_0$ ,  $y_0$  ve  $z_0$  da kullanılarak Eşitlik (3.26)'da verildiği şekilde elde edilmiştir. Bulunan koordinatlar ile gammanın kristal içinde kalışı veya kristali çevreleyen MgO ortamlarına geçişi aşağıda belirtilen üç durumun kontrolü ile takip edilmiştir. Bu durumlardan birincisi olarak,

$$d_{\text{alt}} < z < d_{\text{üst}} \quad (3.39a)$$

ve

$$x^2 + y^2 < r^2 \quad (3.39b)$$

şartları sağlandığında gammanın kristal içinde kaldığı kabul edilmiş, etkileşme türü örneklenmiştir. Fotoelektrik etkileşmenin gerçekleştiği veya gammanın enerjisinin  $E_{\min}$ 'den daha düşük bir değere sahip olduğu sonucuna ulaşıldığında gamma ışınının tüm enerjisini ortama aktardığı kabul edilerek gamma tarafından detektöre bırakılan enerji Gauss'a dağıtılarak kutulanmış, yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır. Gamma ışınları tarafından kristale bırakılan enerjinin Gauss'a dağıtılmasında Almaz (2007) tarafından rezülasyon ( $\Delta E/E$ ) için verilmiş olan,

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.6436e^{-0.063791E} + 1.0265E^{-0.4089} \quad (3.40)$$

eşitliği kullanılmış, standart sapma ( $\sigma$ ),

$$\sigma = \frac{\Delta E}{2\sqrt{2 \ln 2}} \quad (3.41)$$

eşitliğinden hesaplanmış ve sayılacak enerji ( $E_s$ ) üretilen iki gelişigüzel sayı ( $q_1$  ve  $q_2$ ) kullanılarak,

$$E_s = E + \sigma \sin(2\pi q_1) \sqrt{-2 \ln q_2} \quad (3.42)$$

ifadesinden elde edilmiş (Particle Data Group, Beringer ve ark. 2012) ve kutulanmıştır.

Örneklemede Compton saçılmasının gerçekleştiği sonucuna ulaşıldığında ise, elektrona aktarılan enerjinin lokal olarak soğurulduğu kabul edilmiş, bu enerji de Gauss'a yukarıda anlatıldığı şekilde dağıtılarak kutulanmıştır. Saçılma açısının kosinüsü ve azimut açısı örneklenerek, saçılma sonrası enerjisi ve yeni doğrultusu "bottomcase" altprogramında izlenen şekilde belirlenmiş, NaI kristali içinde gamma ışını takibine devam edilmiştir.

İkinci durum olarak,

$$x^2 + y^2 \geq r^2 \quad (3.43a)$$

ve

$$d_{alt} < z < d_{üst} \quad (3.43b)$$

sonucuna ulaşıldığında ise “sidecase” altprogramında takibe geçilmiştir.

Üçüncü son durumda,

$$z < d_{alt} \quad (3.44)$$

olduğunda ise gamma ışınının kristalin ön yüzünü çevreleyen MgO’e (seçilen geometride MgO alt tabakaya) yöneldiği kabul edilmiş, gamma ışınının hareket doğrultusu ile  $z = d_{alt}$  düzleminin kesişme noktasının koordinatları,

$$x = (d_{alt} - z_0)\alpha/\gamma + x_0 \quad (3.45a)$$

$$y = (d_{alt} - z_0)\beta/\gamma + y_0 \quad (3.45b)$$

$$z = d_{alt} \quad (3.45c)$$

belirlenmiştir. Böylece, “bottomcase” altprogramında yukarıda anlatıldığı şekilde yeniden gamma ışını takibine başlanmıştır.

“sidecase” altprogramı içinde kristalden yan yüze saçılan gammanın hareket doğrultusuyla silindir denkleminin kesişim noktası koordinatları, yani kristalin yan yüzeyini çevreleyen MgO tabakaya giriş noktasının koordinatları,

$$x = \alpha k + x_0, \quad y = \beta k + y_0, \quad z = \gamma k + z_0 \quad (3.46)$$

ifadelerinden elde edilmiştir. Bu ifadelerde,

$$k = \frac{-b + \sqrt{b^2 - ac}}{a} \quad (3.47)$$

olarak alınmıştır. k değerinin hesabında kullanılan a, b ve c,

$$a = \alpha^2 + \beta^2$$

$$b = \alpha x_0 + \beta y_0$$

$$c = x_0^2 + y_0^2 - r^2$$

dir. MgO kaplı yan yüze giren gammanın sahip olduğu enerjiye bağlı olarak tesir kesitleri hesaplanmış ve serbest yolu örneklenmiştir. Gamma ışınının yan yüze geliş doğrultusunda aldığı serbest yol sonunda ulaşacağı noktanın koordinatları x, y ve z, saklanmış olan giriş noktasının koordinatları  $x_0$ ,  $y_0$  ve  $z_0$  da kullanılarak (3.26) eşitliğinden elde edilmiştir. Bulunan koordinatlar ile gamma ışını için, MgO tabaka içinde kalma, detektör sistemini terk etme veya kristale geri dönme durumları kontrol edilmiştir.

$$x^2 + y^2 > R^2 \quad (3.48a)$$

veya

$$z > d_{\text{üst}} \quad (3.48b)$$

veya

$$z < d \quad (3.48c)$$

durumlarından herhangi birisine ulaşıldığında gammanın detektör sistemini tamamen terk ettiği kabul edilmiş, yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır.

$$x^2 + y^2 < r^2 \quad (3.49)$$

durumunda ise gamma ışınının kristale yöneldiğine karar verilmiş, gammanın hareket doğrultusuyla silindir denkleminin kesişim noktası koordinatları, x, y ve z, (3.46)

eşitliğinde verildiği şekilde hesaplanarak gammanın kristal içinde kalıp kalmadığı kontrol edilmiştir.

$$z > d_{\text{üst}} \quad (3.50a)$$

veya

$$z < d_{\text{alt}} \quad (3.50b)$$

sonuçlarından herhangi birisine ulaşıldığı durumda gamma ışınının kristal ortamını da terk ettiği kabul edilmiş ve yeni bir gamma takibine başlanmıştır. z koordinatı için verilen koşullar sağlanmadığında gamma ışınının kristal içinde kaldığı kabul edilmiş, kristale giren gammanın enerjisi, MgO'ten saçılarak kristale giren gammalara ait enerji dağılımlarının elde edilebilmesi için kutulanmıştır. Bu durumda "crystal" altprogramı ile gamma ışını takibine devam edilmiştir. Detektör sistemini terk etme veya kristale geri dönme koşullarından hiçbiri sağlanmadığında gammanın MgO tabaka içinde olduğuna karar verilmiş, etkileşme türü örneklenerek diğer ortamlarda olduğu gibi, gamma ışını takibinin yapıldığı ortam içinde soğuruluncaya, bu ortamdan çıkıp diğer katmanlara ulaşuncaya veya enerjisi  $E_{\text{min}}$ 'den daha küçük değer oluncaya kadar takip edilmiştir.

*Tekli, ikili ve çoklu Compton saçılmalarının enerji spektrumuna katkısının ve enerji dağılımlarının incelenmesi*

Şekil 3.11'de verilen geometriye uygun olarak, detektöre girmeden önce kaynak ve detektör arasına yerleştirilmiş beton ortamı içinde bir kez, iki kez veya daha çok saçılma yapan gammalara ait spektrumların elde edilmesi ve deney yoluyla ulaşılması mümkün olmayan spektrumların yorumlanabilmesi için detaylı bir Monte Carlo kodu yazılmıştır.  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanan 1173.2 ve 1332.5 keV'lik gammaların saçıcı beton ortamı ve detektör içindeki takipleri gerçekleştirilmiştir. Gamma ışınları ile saçıcı ve detektör materyali arasında sadece Compton saçılması ve fotoelektrik etkileşme süreçleri ele alınmıştır. Beton ortamı ve NaI(Tl) detektöründen oluşan sistemi terk eden gamma ışınının sisteme yeniden dönmeyeceği kabul edilmiş, takibinden vazgeçilmiştir.

Benzetişimde nokta  $^{60}\text{Co}$  kaynağı, kimyasal bileşimi Çizelge 3.4’de verilen 5 cm yarıçaplı silindirik beton soğurucudan 0.4 cm (d) uzakta konumlandırılmış, gamma ışınlarının yayınlanma koordinatları,

$$x = 0, \quad y = 0, \quad z = 0 \quad (3.51)$$

olarak alınmıştır. Yayınlanan gamma ışınının enerjisi, 1173.2 ve 1332.5 keV’lik gammaların yayınlanma olasılıkları birbirine çok yakın olduğundan, olasılıklar eşit kabul edilerek örneklenmiştir. Gamma ışınlarının tümü beton saçıcıya yönlendirilmiş, kutup açısının kosinüsü,  $\cos \theta$ , Eşitlik (3.22)’de belirtildiği şekilde örneklenmiştir. Azimut açısı da daha önceki bölümlerde yapıldığı gibi Eşitlik (3.14)’ten örneklenmiştir. Örneklenen saçılma ve azimut açıları kullanılarak, gammanın beton ortamına giriş noktasının koordinatlarının belirlenmesi için doğrultman kosinüsleri Eşitlik (3.24)’deki gibi elde edilmiş, beton ortamına giriş noktasının koordinatları,

$$x = \frac{\alpha}{\gamma} d, \quad y = \frac{\beta}{\gamma} d, \quad z = d \quad (3.52)$$

olarak alınmıştır. Her bir gamma ışınının beton ortamında gerçekleştirdiği saçılma sayısını kontrol etmek üzere “compno” adı verilen bir değişken tanımlanmış, değişkene başlangıç değeri olarak sıfır atanmıştır. Beton ortamına koordinatları yukarıdaki gibi belirlenen noktadan giriş yapan gammanın beton içinde aldığı serbest yol kısım 2.3.3.2’de verildiği gibi sahip olduğu enerjiye karşılık hesaplanan toplam tesir kesiti kullanılarak örneklenmiştir. Serbest yol sonunda gammanın bulunduğu konumu belirleyecek noktanın koordinatları Eşitlik (3.26)’da verildiği gibi belirlenmiş, bu noktanın beton ortamı içinde olup olmadığı kontrol edilmiştir. Gamma ışınının beton saçıcı içinde olduğu sonucuna ulaşıldığında, etkileşme süreci ile devam edilmiş, etkileşme türü bölüm 3.2.5.3’te anlatıldığı şekilde örneklenmiştir. Gamma ışını tüm enerjisini ortama aktarana veya beton ortamını terk edene kadar, “*NaI kristalini çevreleyen kılıf materyalin cevap fonksiyonuna etkisinin incelenmesi*” alt başlığı altında detaylı olarak anlatıldığı şekilde takip edilmiştir. Saçıcı içinde bir, iki veya daha fazla saçılma yaptıktan sonra detektöre giren gammaların enerji dağılımlarını ayrı ayrı elde

etmek için her bir gammanın beton içinde yaptığı Compton saçılması sayısı belirlenmiştir.

Beton saçıcıyı terk eden gamma ışınının detektör kristaline ulaşip ulaşmadığı belirlenmiştir. Bunun için gammanın hareket doğrultusuna ait eşitlikler, beton ortamı içindeki son etkileşme noktasının koordinatları  $x_0$ ,  $y_0$  ve  $z_0$  kullanılarak,

$$\frac{x - x_0}{\alpha} = \frac{y - y_0}{\beta} = \frac{z - z_0}{\gamma} = k \quad (3.53)$$

olarak alınmış,  $z = (d + h)$  düzlemi ile gammanın hareket doğrultusunun kesiştiği nokta hesaplanmıştır. Bu kesişim noktası kullanılarak, gamma ışınının konumunu belirleyen  $x$  ve  $y$  koordinatları,

$$x = \frac{(d + h - z_0)\alpha}{\gamma} + x_0, \quad y = \frac{(d + h - z_0)\beta}{\gamma} + y_0 \quad (3.54)$$

olarak elde edilmiş, bu koordinatlar ile

$$x^2 + y^2 < r_d^2 \quad (3.55)$$

şartının sağlanıp sağlanmadığı kontrol edilmiştir. Burada,  $r_d$  silindirik detektörün yarıçapı, 2.54 cm'dir. Şartın sağlanması durumunda gammanın kristale ulaştığı kabul edilmiş, yaptığı Compton saçılması sayısı göz önünde bulundurularak enerjisi kutulanmış ve detektör içinde takibe başlanmıştır. Şartın sağlanmadığı durumda ise gammanın tasarlanan geometriyi tamamen terk ettiği, bir daha geri dönmeyeceği kabul edilerek, takibinden vazgeçilmiş ve yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır.

Detektör içindeki takibin başlangıcında, detektöre ulaştığındaki mevcut enerjisine karşılık fotoelektrik etkileşme, Compton saçılması ve toplam tesir kesiti değerleri elde edilerek, detektör içindeki serbest yol örneklenmiştir. Serbest yol sonunda gamma ışını

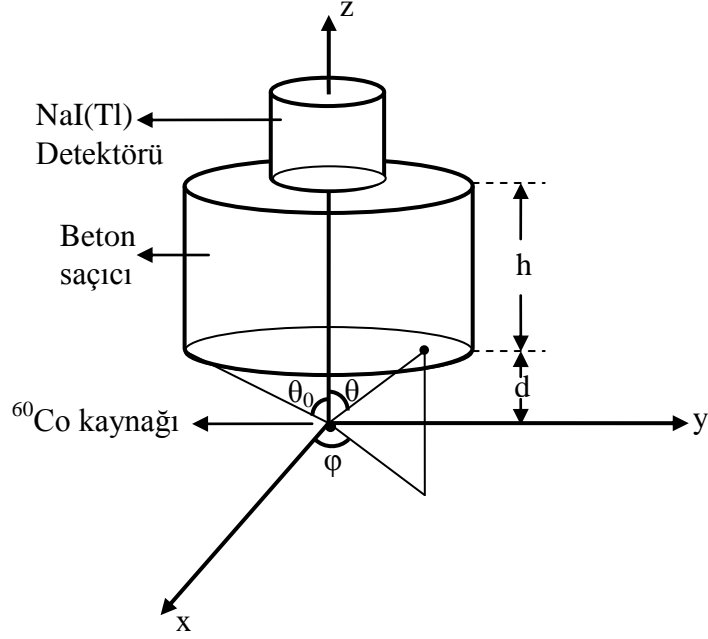


konumunu belirleyen koordinatlar Eşitlik (3.26)'daki gibi belirlenmiş, bu koordinatların belirttiği noktanın detektör içinde bulunup bulunmadığına bakılmıştır. Bunun için,

$$(d + h) < z < (d + h + h_d) \quad (3.56a)$$

$$x^2 + y^2 < r_d^2 \quad (3.56b)$$

şartları kontrol edilmiştir. Burada,  $h_d$  (5.08 cm) detektörün yüksekliğidir. Bu şartlar sağlanmadığında detektöre giriş yapan gammanın detektörü terk ettiği kabul edilerek, yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır. Şartlar sağlandığında ise, gammanın detektör içinde bulunduğu karar verilmiş, daha önce ele alınan ortamlardakine benzer şekilde etkileşme türü örneklenmiştir. Süreç fotoelektrik etkileşme olarak belirlendiğinde gammanın tüm enerjisini detektöre bıraktığı kabul edilerek, enerjisi “*NaI kristalini çevreleyen kılıf materyalin cevap fonksiyonuna etkisinin incelenmesi*” alt başlığı altında detaylı olarak ele alındığı şekilde Gauss’a dağıtılmış ve yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır. Etkileşmenin Compton saçılması olması durumunda ise saçılma sonrası gamma ışını takip sürecine önceki kısımlarda sunulduğu şekilde devam edilmiştir. Compton saçılmasında gammanın elektrona aktardığı enerjinin lokal olarak soğurulduğu kabul edilmiş, bu enerji de Gauss’a dağıtılarak depo edilmiştir. Böylece, detektörde depo edilen enerjilerin Gauss’a dağıtılmasıyla detektör cevap fonksiyonu elde edilmiştir.



**Şekil 3.11.** Detektöre girmeden önce kaynak ve detektör arasında yerleştirilmiş beton ortamı içinde tekli veya çoklu saçılma yapan gamma ışınlarına ait spektrumların benzetişim yoluyla elde edilmesinde kullanılan geometri

*Ardı ardına Compton saçılması yapmış gamma ışınlarının geri saçılma spektrumlarının incelenmesi*

Şekil 3.12’de verilmiş olan geometri için bir Monte Carlo kodu yazılmış, bu kod ile detektör cevap fonksiyonu elde edilerek geri saçılma pikini oluşturan gamma ışınlarının enerji dağılımları analiz edilmiştir. İzotropik gamma ışını kaynağı, saçıcı olarak seçilen  $4 \times 8 \text{ cm}^2$  yüzey alanına sahip karbon ortamın üzerine yerleştirilmiştir. Takip edilen 279 keV enerjiye sahip gammaların  $^{203}\text{Hg}$  kaynağından izotropik olarak yayınlandıkları kabul edilmiştir. Gamma ışınlarının öncelikle saçılma açısı, azimut açısı ve hareket doğrultusu kısım 3.2.5.1’de ifade edildiği gibi belirlenerek, hemen altındaki karbon ortama veya 5 cm ( $d_d$ ) uzakta konumlandırılmış NaI(Tl) detektörüne ulaşip ulaşmadığı test edilmiştir. Bu test saçılma açısının kosinüsü yani doğrultman kosinüslerinden “ $\gamma$ ” ile gerçekleştirilmiştir.

$$\gamma > \frac{d_d}{\sqrt{d_d^2 + R^2}} \quad (3.57)$$

şartı sağlandığında gammanın detektöre giriş yaptığı kabul edilmiş, giriş noktasının koordinatları belirlenmiştir. Detektör sistemi içindeki takip “*NaI kristalini çevreleyen kılıf materyalin cevap fonksiyonuna etkisinin incelenmesi*” başlığı altında detaylı olarak ele alındığı gibi gerçekleştirilmiştir.

$$\gamma < 0 \quad (3.58)$$

durumunda ise, gamma ışınının aşağıya doğru yöneldiğine karar verilmiş ve karbon saçıcıya ulaşip ulaşmadığı kontrol edilmiştir. Bu kontrol için gammanın hareket doğrultusu ile  $z = d_t$  düzleminin kesişme noktasının koordinatları,

$$x = d_t \alpha/\gamma, \quad y = d_t \beta/\gamma, \quad z = d_t \quad (3.59)$$

belirlenmiş, bu koordinatlardan x ve y için,

$$-2 < x < 2 \quad (3.60a)$$

ve

$$-4 < y < 4 \quad (3.60b)$$

koşulları kontrol edilmiştir. Koordinatlar belirtilen sınırlar dışında bulunduğu gammanın karbon ortama girmediği ve kaçtığı kabul edilerek takibinden vazgeçilmiştir. Koordinat değerlerinin sınırlar içinde olması durumunda gamma ışınının karbon saçıcıya girdiği kabul edilerek giriş noktasının koordinatları belirlenmiş ve karbon içinde takibine başlanmıştır. Karbon saçıcıya giren gammalardan saçılarak detektöre ulaşan ve cevap fonksiyonunda geri saçılma pikini oluşturan gamma ışınlarının enerji dağılımlarının analizinin gerçekleştirilebilmesi için her bir gammanın gerçekleştirdiği Compton saçılması sayısını belirlemek üzere “compno” isimli bir değişken tanımlanmıştır. Bu değişkene ilk değer olarak sıfır atanmış, her bir saçılma sonunda bu değer bir arttırılmıştır. Karbon saçıcıya gelen gammanın sahip olduğu enerjiye karşılık fotoelektrik etkileşme, Compton saçılması ve toplam tesir kesiti değerleri bölüm

3.2.1.3'de anlatıldığı gibi hesaplanarak serbest yol örneklenmiştir. Serbest yol sonunda gammanın bulunduğu noktanın koordinatları belirlenmiş, bu koordinatların,

$$t_{alt} \leq z < d_t \quad (3.61)$$

ile Eşitlik (3.60a) ve Eşitlik (3.60b)'deki koşulları sağlayıp sağlamadığı kontrol edilmiştir. Koşulların sağlanması durumunda gamma ışınının karbon içinde bulunduğu karar verilmiş, etkileşme türü örneklenmiştir. Gerçekleşen etkileşme fotoelektrik etkileşme ise gammanın soğurulduğuna karar verilerek yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır. Etkileşme Compton saçılması olarak belirlendiğinde ise, saçılma açısı, saçılma sonrası enerjisi ve yeni hareket doğrultusunun belirlenmesiyle saçıcı ortam içinde takibe devam edilmiştir. Koşullardan herhangi birisinin sağlanmaması durumunda gammanın saçıcıyı terk ettiği kabul edilmiş, bu gammanın detektör sistemine ulaşip ulaşmayacağı kontrol edilmiştir. Bunun için, gamma ışınının doğrultman kosinüslerinden  $\gamma$  ve koordinatlarından  $z$  için,

$$\gamma > 0 \quad (3.62a)$$

ve

$$z > d_t \quad (3.62b)$$

koşullarının kontrolü yapılmıştır. Koşulların sağlanması durumunda  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordinatları  $x_0$ ,  $y_0$  ve  $z_0$  olarak saklanmış, gammanın hareket doğrultusuyla  $z=d_d$  düzleminin kesişme noktasının koordinatları,

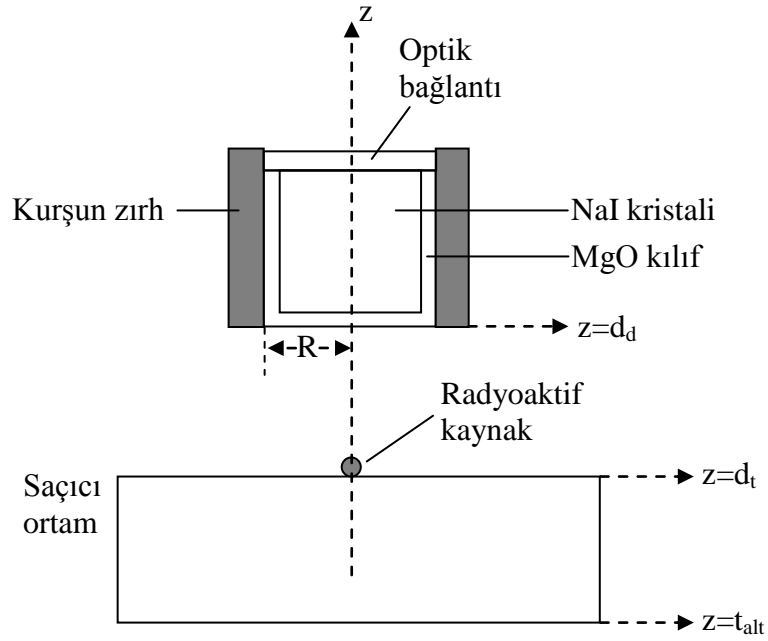
$$x = \frac{(d_d - z_0)\alpha}{\gamma} + x_0, \quad y = \frac{(d_d - z_0)\beta}{\gamma} + y_0, \quad z = d_d \quad (3.63)$$

olarak belirlenmiştir. Bu koordinatların,

$$x^2 + y^2 < R^2 \quad (3.64)$$

şartını sağladığı sonucuna ulaşıldığında gamma'nın detektöre giriş yapacağına karar verilerek, Compton saçılması sayısına ve enerjisine göre sayılmış ve detektör sistemi içinde takibine geçilmiştir. Şart sağlanmadığında ise, gamma'nın detektör sistemine ulaşmadığına karar verilerek, yeni bir gamma ışını takibine geçilmiştir.

Detektör veya karbon ortamlarından herhangi birisine ulaşmayan gamma ışınının boşluğa kaçtığı kabul edilerek, takibinden vazgeçilmiş ve yeni bir gamma ışını takibine başlanmıştır.



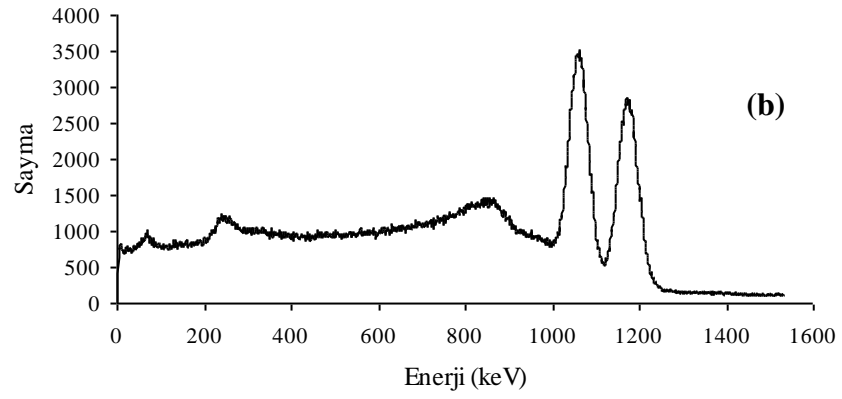
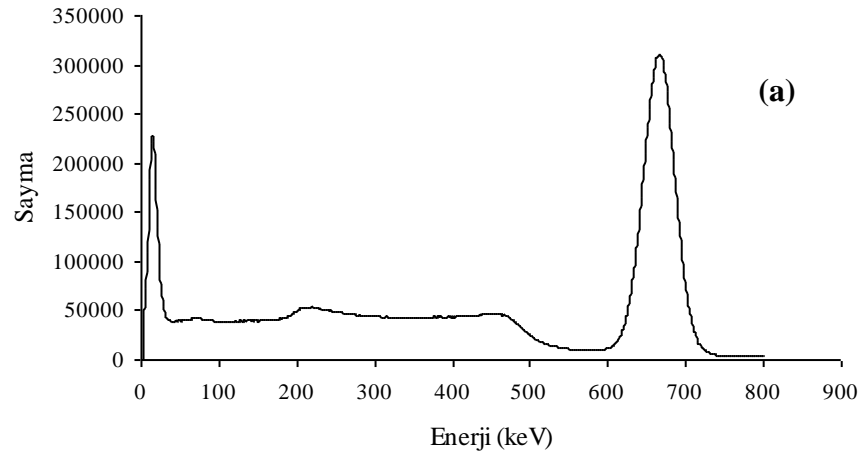
**Şekil 3.12.** Cevap fonksiyonunda gözlenen geri saçılma pikini oluşturan gamma ışınlarının enerji dağılımlarının analizinde ele alınan geometri

## 4. BULGULAR VE TARTIŞMA

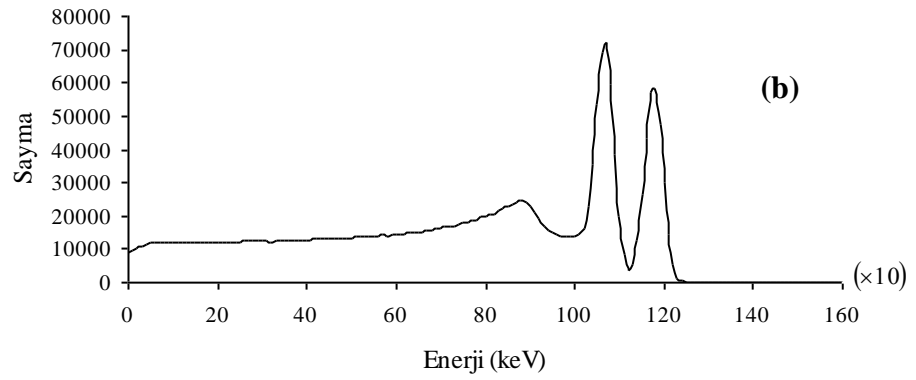
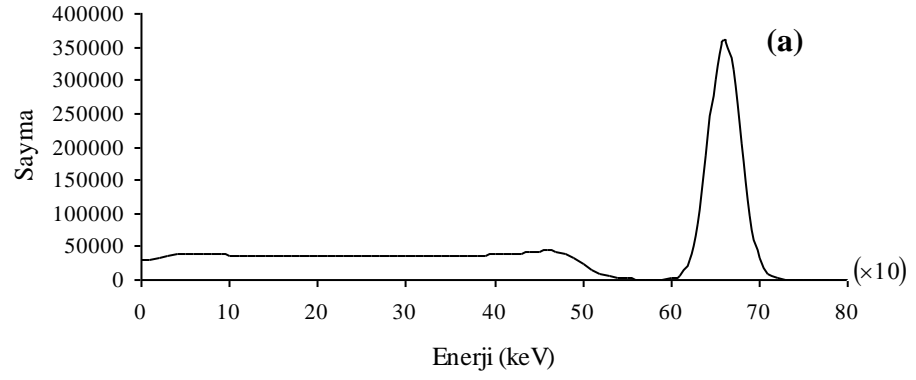
Tezde elde edilen sonuçlar üç bölüm olarak sunulmuştur. Birinci bölümde, NaI kristalini çevreleyen MgO kılıf materyalinin cevap fonksiyonuna katkısı irdelenmiştir ve cevap fonksiyonunda geri saçılma pikini oluşturan gamma ışınlarının enerji dağılımları ile bu dağılıma tekli ve çoklu saçılmaların katkısı araştırılmıştır. İkinci bölümde, tekli, ikili ve çoklu Compton saçılmalarının enerji spektrumuna katkısı ve enerji dağılımları sunulmuştur. Son bölümde ise, ardı ardına Compton saçılması yapmış gammaların geri saçılma spektrumları ayrıntılı olarak ele alınmıştır.

### 4.1. NaI Kristalini Çevreleyen Kılıf Materyalin Cevap Fonksiyonuna Etkisi

Tezin birinci aşamasına ait sonuçların verildiği bu bölümde, standart  $^{137}\text{Cs}$  ve  $^{60}\text{Co}$  kaynakları kullanılarak  $5.08\text{cm} \times 5.08\text{cm}$  'lik NaI(Tl) detektörünün bu kaynaklardan yayınlanan gamma ışınları için cevap fonksiyonları deneysel olarak ve Monte Carlo yöntemi ile elde edilmiştir. Monte Carlo hesaplamalarında ele alınan geometride NaI kristali öncelikle çıplak olarak tasarlanmış ve bu şekilde her iki kaynak için de elde edilen Şekil 4.2'deki cevap fonksiyonları Şekil 4.1'de verilen deneysel cevap fonksiyonları ile karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmada cevap fonksiyonlarının Compton bölgelerinde belirgin bir farklılık gözlenmiştir. Bunun üzerine, tasarlanan geometriye kristali çevreleyen MgO kılıf materyali de eklenerek bu materyalin cevap fonksiyonuna etkisi incelenmiştir. MgO tabaka kristalin alt ve yan yüzlerinde iki farklı kalınlık değeri ile ele alınmıştır. Tabaka kalınlıkları için Canberra detektör firması tarafından hazırlanan katalogda 0.21 veya 0.315 cm olabileceği bilgisine ulaşılmıştır. Ayrıca MgO materyali için literatürde rastlanılan üç farklı yoğunluk değeri,  $1.7\text{ g/cm}^3$ ,  $2.5\text{ g/cm}^3$  (Cano-Ott ve ark. 1999) ve  $3.58\text{ g/cm}^3$  (McCune 1979) ele alınmıştır. Tüm yoğunluk değerleri ve mümkün her iki kalınlık değeri için benzetişim tekrarlanmıştır. Monte Carlo hesaplamalarında her iki kaynak için de  $2 \times 10^7$  gamma ışını takibi gerçekleştirilmiştir.



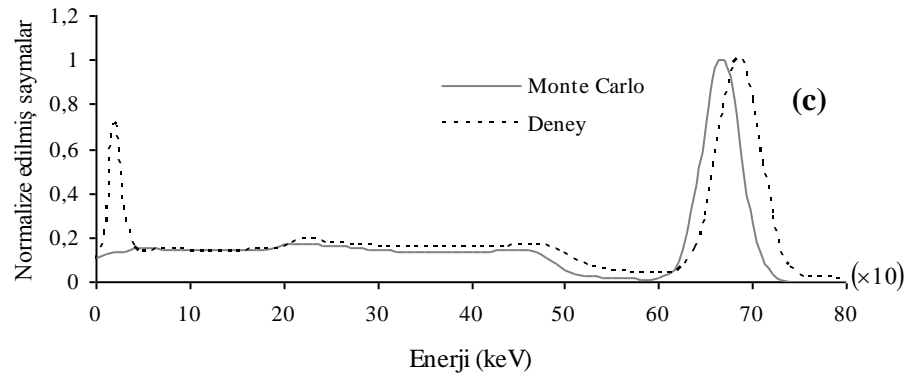
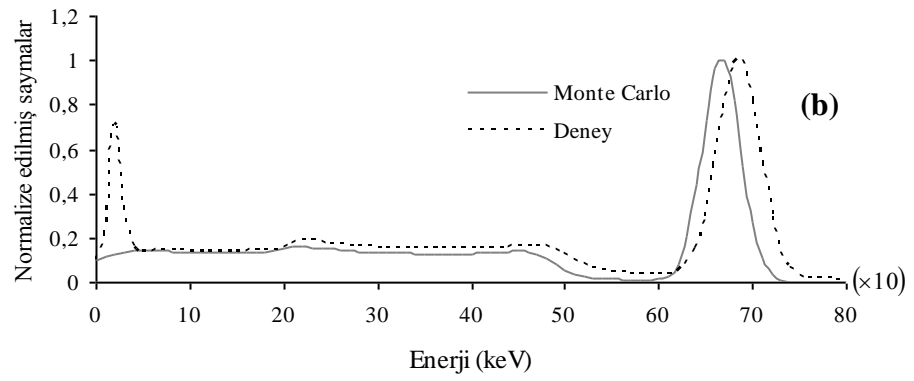
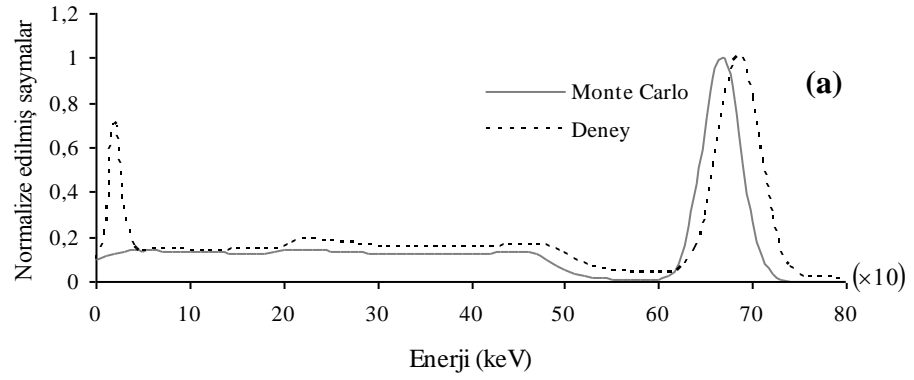
**Şekil 4.1.** (a)  $^{137}\text{Cs}$  ve (b)  $^{60}\text{Co}$  kaynaklarından yayınlanan gamma ışınları için NaI(Tl) detektörü ile elde edilmiş deneysel cevap fonksiyonları



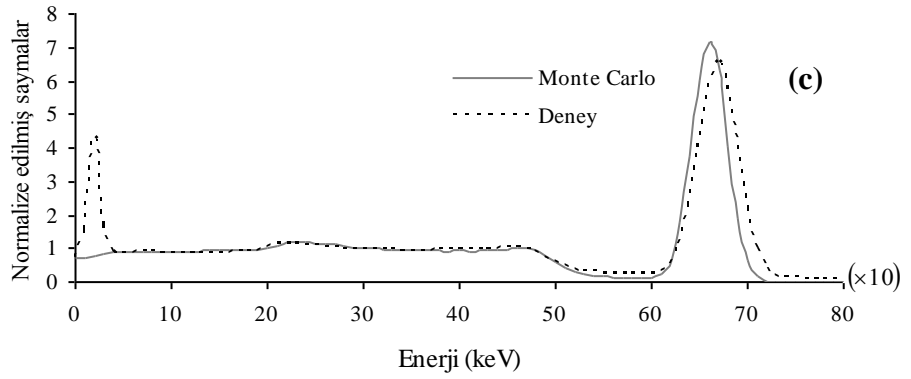
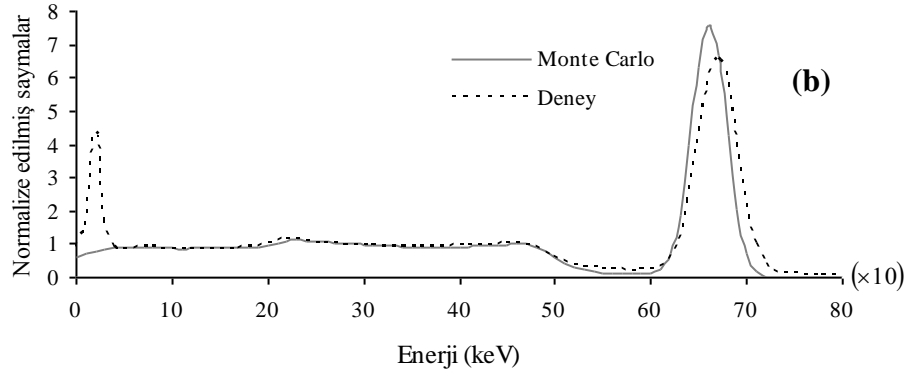
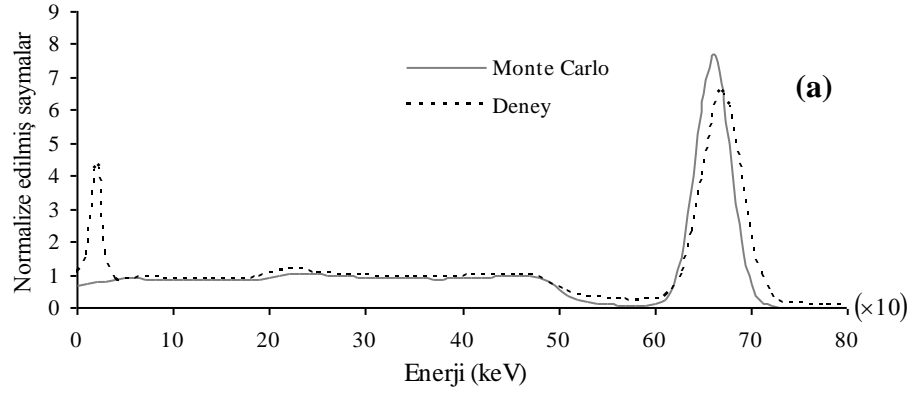
**Şekil 4.2. (a)**  $^{137}\text{Cs}$  ve **(b)**  $^{60}\text{Co}$  kaynaklarından yayınlanan gamma ışınları için çıplak NaI kristalinin cevap fonksiyonlarının benzetişim sonuçları

Her iki kaynak için benzetişim yoluyla elde edilen cevap fonksiyonları, yazılan kodun başarısının ve kullanılabilirliğinin kontrol edilmesi için deneysel cevap fonksiyonları ile karşılaştırılmıştır. Karşılaştırmalı sonuçların verildiği Şekil 4.3-4.6'dan,  $2.5 \text{ g/cm}^3$  yoğunluk değerine sahip 0.315 cm kalınlıklı MgO tabaka ile  $3.58 \text{ g/cm}^3$  yoğunluk değerine sahip 0.21 cm kalınlıklı tabakanın ele alındığındaki sonuçların deney ile çok daha uyumlu olduğu açıkça görülmektedir.

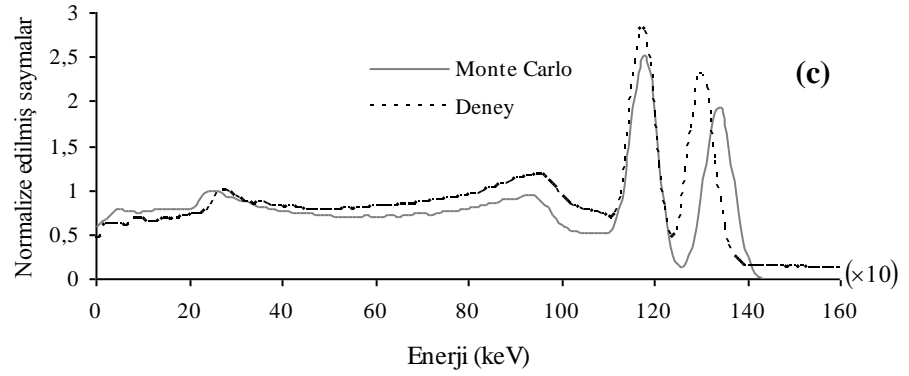
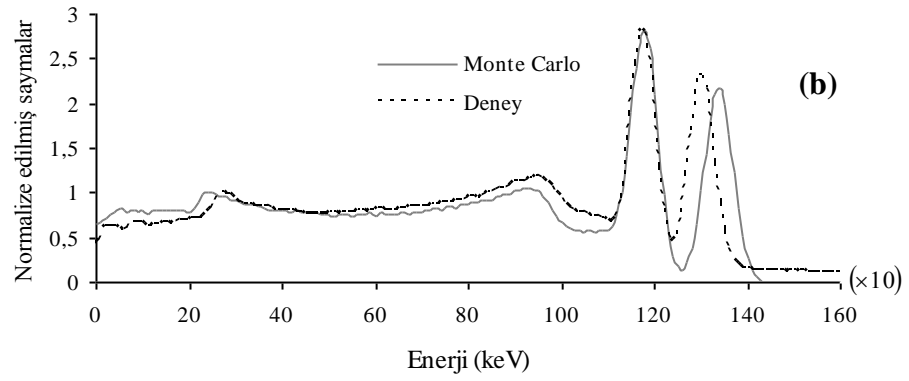
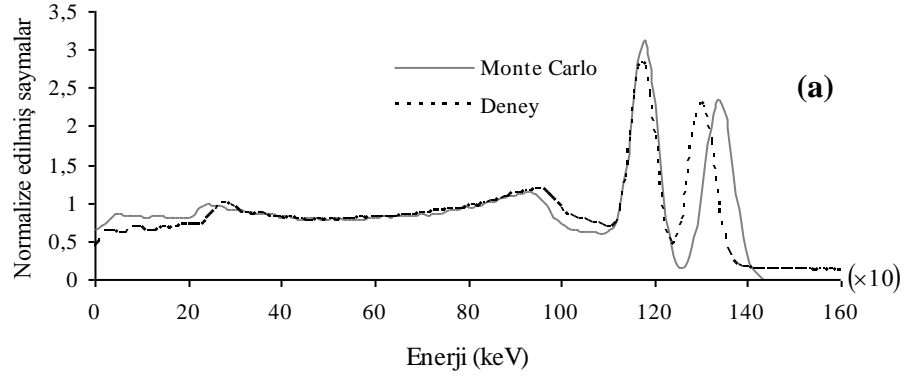




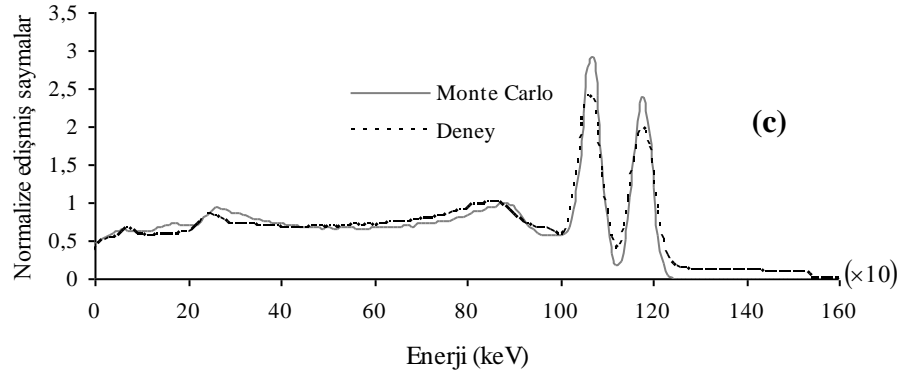
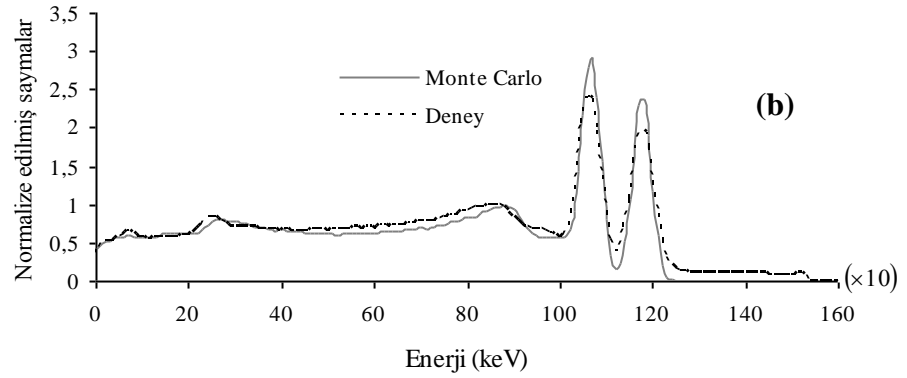
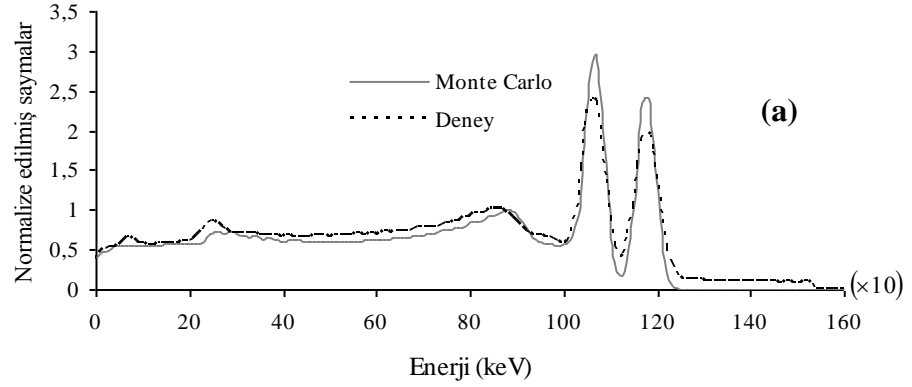
**Şekil 4.3.** 0.21 cm kalınlıklı (a) 1.7, (b) 2.5 ve (c) 3.58 g/cm<sup>3</sup> yoğunluk değerlerine sahip MgO kılıf ile kaplı NaI kristali kullanılarak <sup>137</sup>Cs kaynağından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonu ile karşılaştırılması



**Şekil 4.4.** 0.315 cm kalınlıklı **(a)** 1.7, **(b)** 2.5 ve **(c)** 3.58 g/cm<sup>3</sup> yoğunluk değerlerine sahip MgO kılıf ile kaplı NaI kristali kullanılarak <sup>137</sup>Cs kaynağından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonu ile karşılaştırılması



**Şekil 4.5.** 0.21 cm kalınlıklı **(a)** 1.7, **(b)** 2.5 ve **(c)** 3.58 g/cm<sup>3</sup> yoğunluk değerlerine sahip MgO kılıf ile kaplı NaI kristali kullanılarak <sup>60</sup>Co kaynağından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonu ile karşılaştırılması

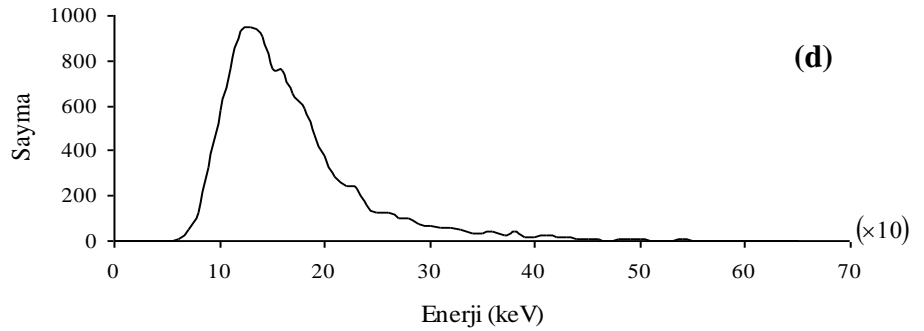
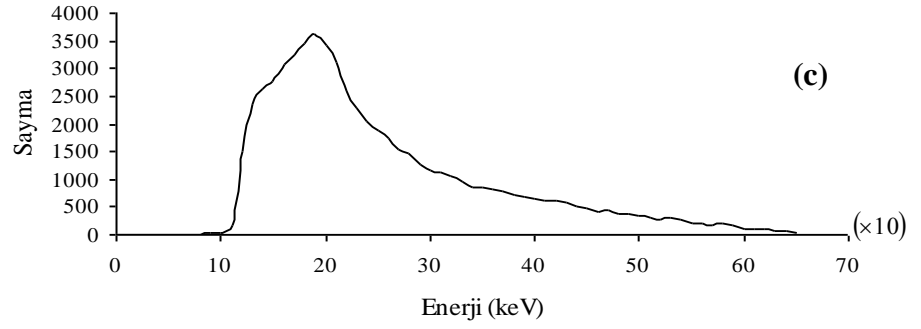
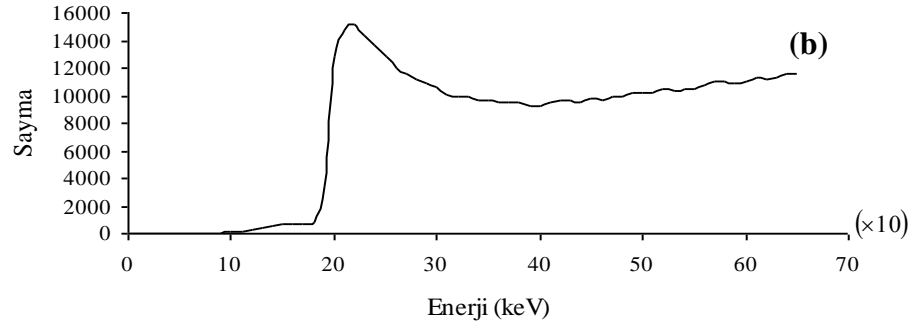
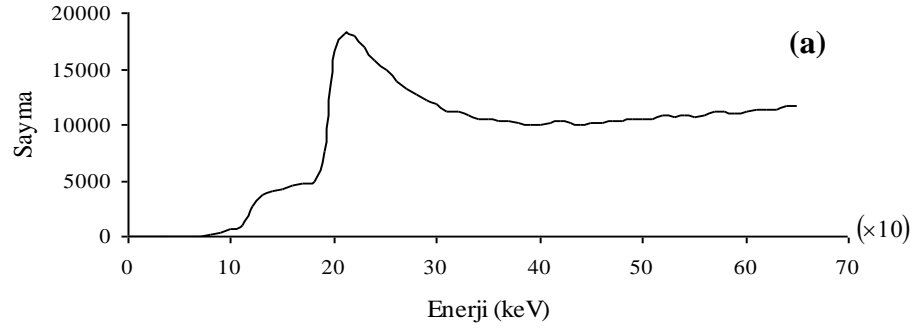


**Şekil 4.6.** 0.315 cm kalınlıklı (a) 1.7, (b) 2.5 ve (c) 3.58 g/cm<sup>3</sup> yoğunluk değerlerine sahip MgO kılıf ile kaplı NaI kristali kullanılarak <sup>60</sup>Co kaynağından yayınlanan gamma ışınları için elde edilen cevap fonksiyonlarının deneysel cevap fonksiyonu ile karşılaştırılması

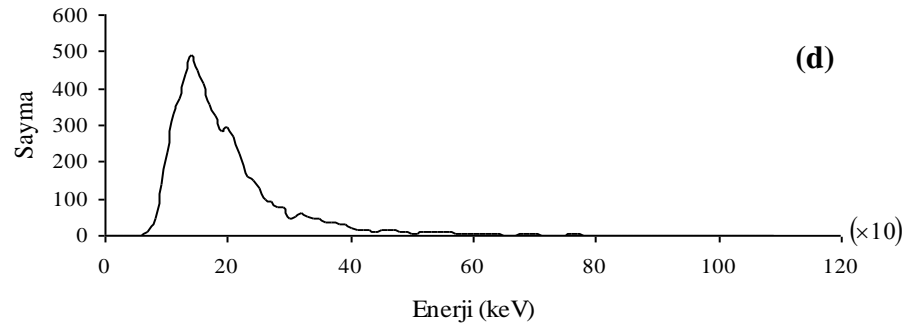
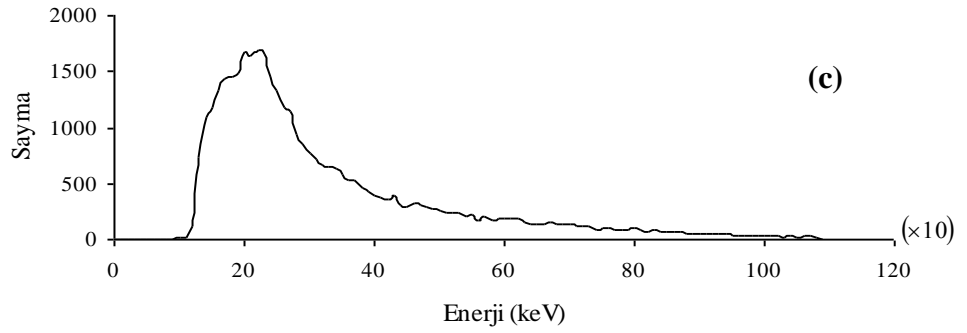
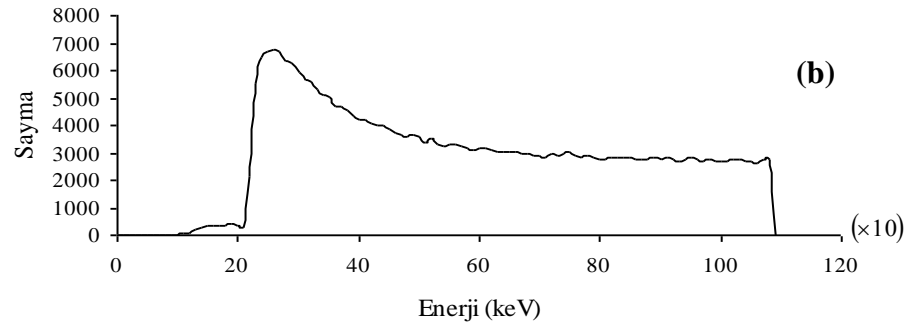
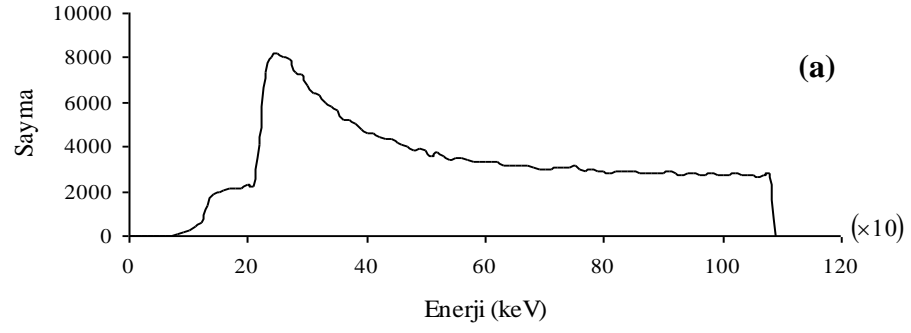
Şekil 4.3-4.6 dikkatlice incelendiğinde 2.5 g/cm<sup>3</sup> yoğunluk değerine sahip 0.315 cm kalınlıklı MgO tabakanın, bu detektör ile her iki kaynak da kullanılarak yapılacak çalışmalar için daha uygun olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Bu yoğunluk ve kalınlık

değeri kullanılarak elde edilen  $^{137}\text{Cs}$  ve  $^{60}\text{Co}$  spektrumlarında, Compton sınırı ve geri saçılma piki enerjilerinde iyi bir uyum gözlenmiştir.

NaI kristaliyle olduğu gibi kristal kılıf materyali MgO tabaka ile de etkileşme yapan gamma ışınlarının mümkün iki etkileşmesi (Compton saçılması ve fotoelektrik etkileşme) dikkate alınarak, MgO tabakadan geri saçılarak kristale giren gammaların enerji dağılımları elde edilmiştir. Deneysel ve simüle edilmiş cevap fonksiyonları arasındaki benzerlik, MgO tabakadan geriye saçılan gammaların enerji dağılımlarının elde edilmesinde kodun güvenilirliğini desteklemektedir. Elde edilen enerji dağılımlarında 210 ve 250 keV enerji değerlerinde görülen pikler cevap fonksiyonlarındaki geri saçılma piklerini oluşturmaktadır. Diğer taraftan, çalışmada enerji dağılımlarına tekli, ikili ve çoklu Compton saçılması olaylarının katkıları da incelenmiştir. Şekil 4.7 ve Şekil 4.8, sırasıyla  $^{137}\text{Cs}$  ve  $^{60}\text{Co}$  kaynaklarından yayınlanan ve MgO tabakada bir, iki veya daha çok kez saçılma yaptıktan sonra kristale ulaşan gamma ışınlarının, Monte Carlo hesaplamaları ile ayrı ayrı elde edilmiş olan enerji dağılımlarını göstermektedir.



**Şekil 4.7.**  $^{137}\text{Cs}$  kaynağından yayınlanıp 0.315 cm kalınlık ve  $2.5 \text{ g/cm}^3$  yoğunluk değerine sahip MgO tabakada saçılma yaptıktan sonra kristale ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımları; (a) Toplam dağılım, (b) tek bir saçılmadan sonrası, (c) iki saçılma sonrası, (d) çoklu saçılma sonrası



**Şekil 4.8.**  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanıp 0.315 cm kalınlık ve  $2.5 \text{ g/cm}^3$  yoğunluk değerine sahip MgO tabakada saçılma yaptıktan sonra kristale ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımları; **(a)** Toplam dağılım, **(b)** tek bir saçılmadan sonrası, **(c)** iki saçılma sonrası, **(d)** çoklu saçılma sonrası

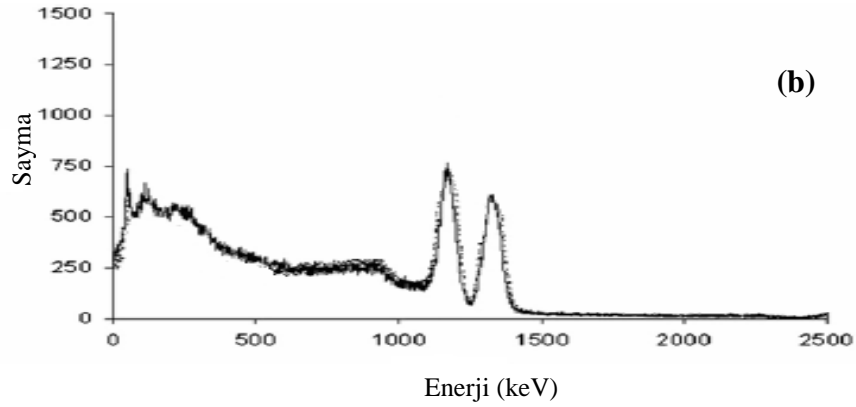
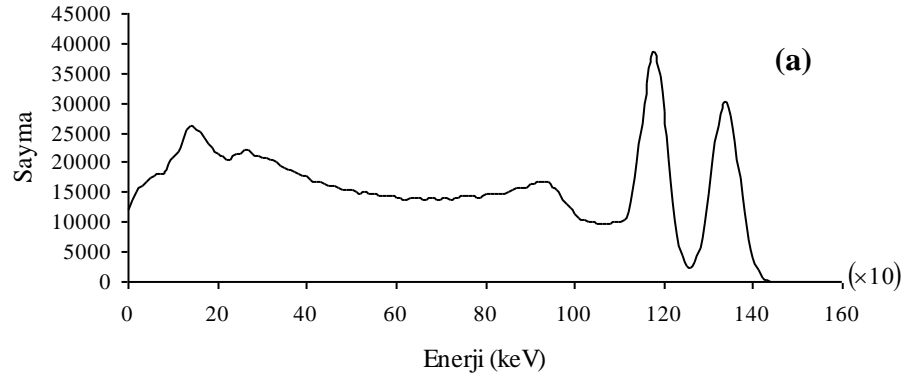
Şekil 4.7 ve 4.8'den de görülmektedir ki, toplam enerji dağılımına en büyük katkı tekli saçılma yapmış gammalar tarafından sağlanmıştır. Buradan, NaI kristaline gelen gammaların büyük bir bölümünün MgO tabaka içinde tek bir Compton saçılması yaptıktan sonra kristale ulaştığı yorumu yapılabilmektedir.

#### **4.2. Tekli, İkili ve Çoklu Compton Saçılmalarının Enerji Spektrumuna Katkısı ve Enerji Dağılımları**

Tezin ikinci kısmında, birinci aşamaya ek olarak, geometriye saçıcı eklenmesiyle  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanan ve soğurucu 2 cm kalınlıklı beton ortamından saçılarak detektöre gelen gamma ışınları için  $5.08\text{cm} \times 5.08\text{cm}$ 'lik bir NaI(Tl) detektörünün cevap fonksiyonu Monte Carlo hesaplamaları ile elde edilmiştir. Ele alınan geometri Şekil 3.11'de şematik olarak verilmiştir. Deneysel olarak gözlenmesi mümkün olmayan ve beton ortamı içinde saçılmalar yaptıktan sonra detektöre ulaşan gammaların enerji dağılımı bu kod kullanılarak elde edilmiş ve bu dağılımın analizi gerçekleştirilmiştir.

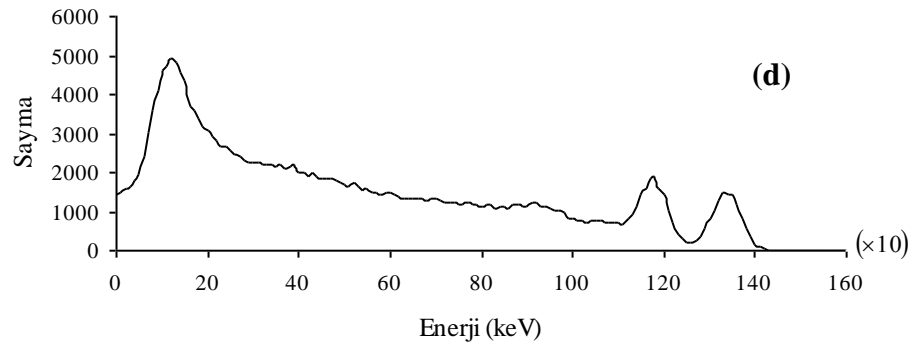
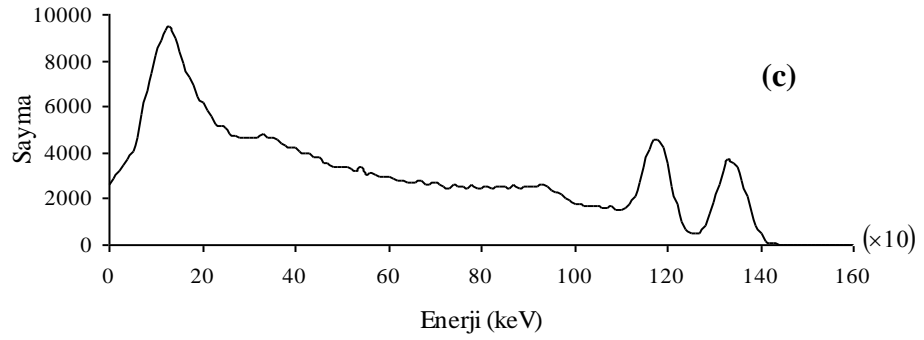
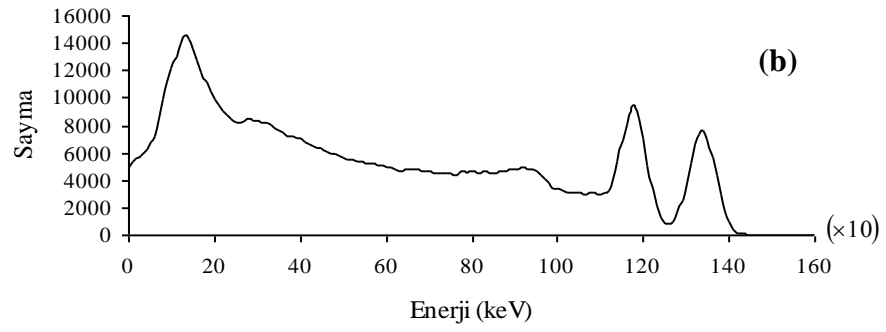
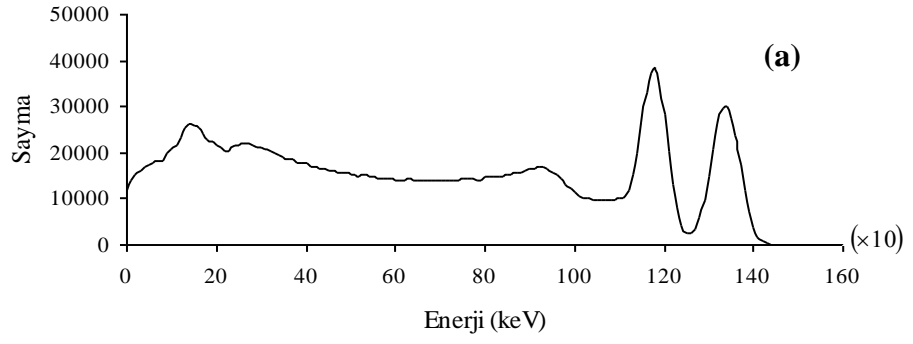
Simülasyon yoluyla elde edilen cevap fonksiyonu, Akkurt ve ark. (2010) tarafından benzer geometri için  $7.62\text{cm} \times 7.62\text{cm}$ 'lik bir NaI(Tl) detektörü ile gerçekleştirilmiş deneysel çalışmadan elde edilmiş cevap fonksiyonu ile karşılaştırılmış ve iki spektrum arasında Şekil 4.9'dan da görülebileceği gibi iyi bir uyum gözlenmiştir. Her iki cevap fonksiyonunda da 100 ile 340 keV enerji aralığında iki pik mevcuttur. Bu pikler, detektör ve kaynak arasına yerleştirilmiş olan saçıcı ortam içinde tekli ve çoklu Compton saçılmaları yaptıktan sonra detektöre giren gammalar tarafından oluşturulmaktadır. Saçıcı ortam materyalinin değiştirilmesi durumunda da NaI(Tl) detektör cevap fonksiyonunda bu pikler gözlenmektedir.





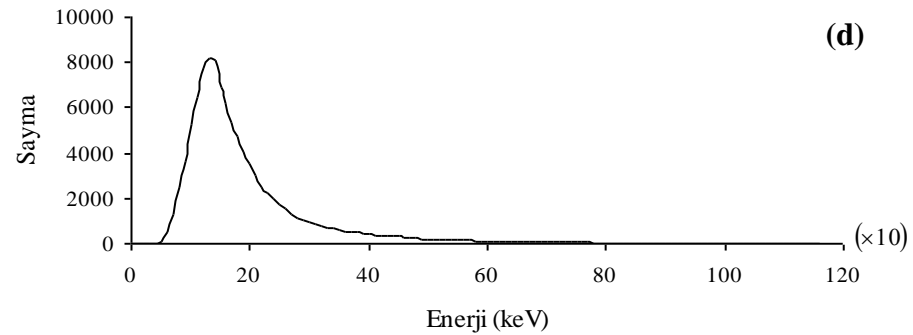
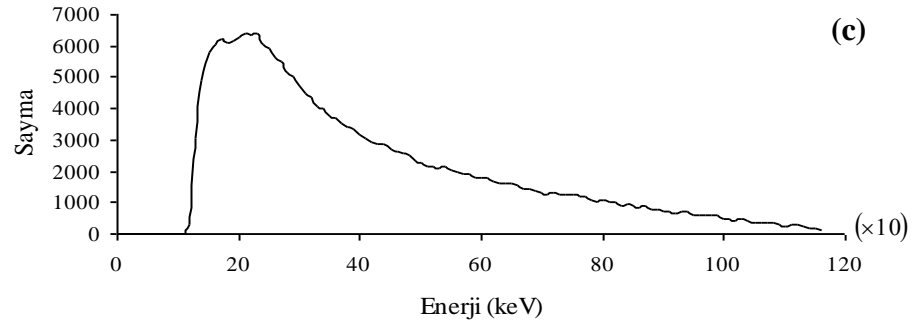
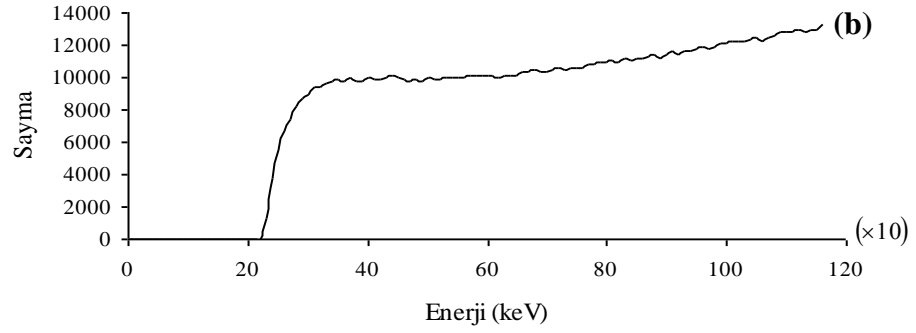
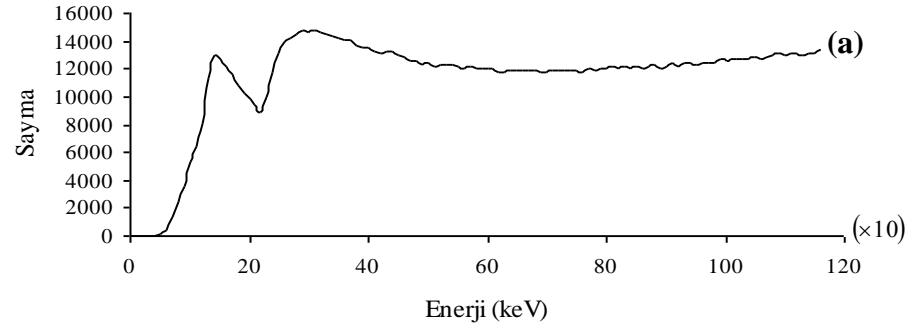
**Şekil 4.9.**  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanıp 2 cm kalınlığındaki beton ortamından saçılan gammalar için (a) 5.08cm×5.08cm 'lik NaI(Tl) detektörünün benzetişim yoluyla elde edilen cevap fonksiyonu (b) 7.62cm×7.62cm 'lik NaI(Tl) detektörü ile elde edilmiş deneysel cevap fonksiyonu

Saçılma piklerinin şiddetlerinin değişimini saçıcı ortam kalınlığına bağlı olarak incelemek için dört farklı kalınlık değeri ele alınmış ve ayrı ayrı cevap fonksiyonları elde edilmiştir. Beton ortamın kalınlığının artırılmasıyla saçılma piklerinin şiddetlerinde Şekil 4.10'dan açıkça görülebileceği gibi azalma saptanmıştır. Bhandal ve ark. (1994) tarafından su, beton ve toprak ortamları için, Sidhu ve ark. (2006) tarafından da yine toprak ortamı için sunulmuş çalışmalarda benzer bulgulara raslanmıştır.

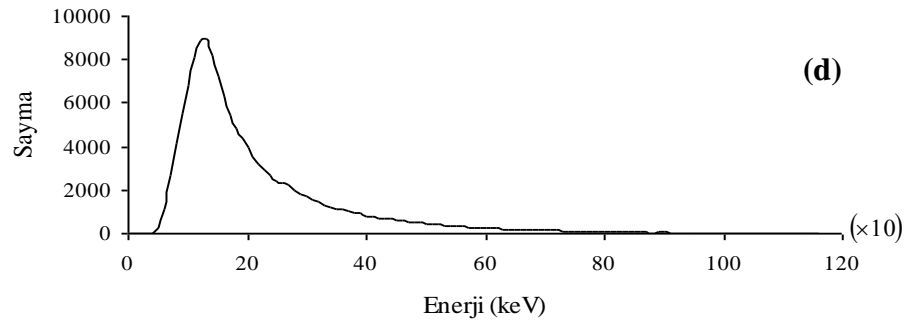
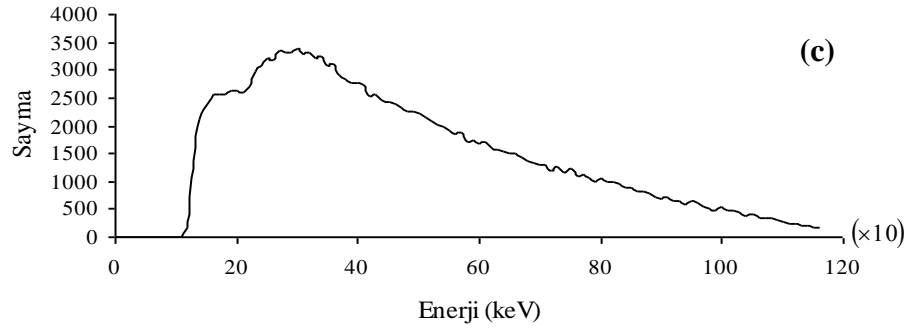
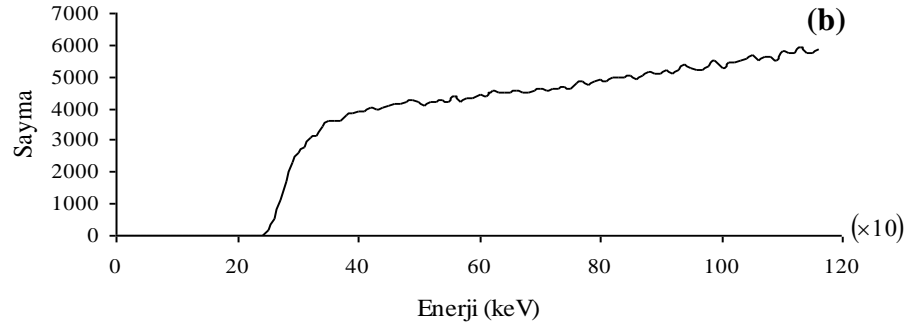
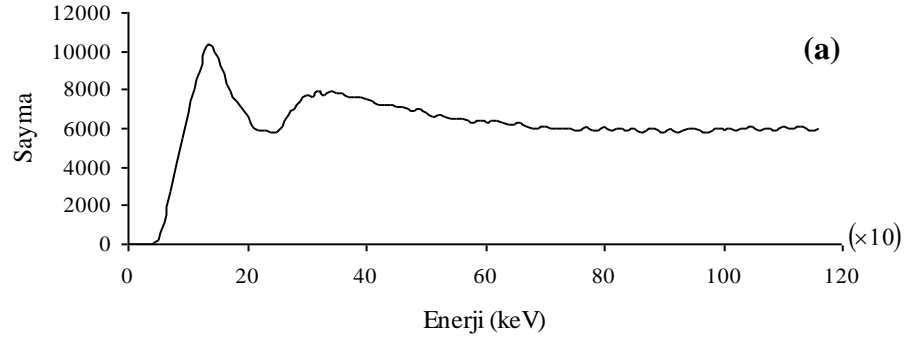


**Şekil 4.10.**  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanıp (a) 2, (b) 5, (c) 7 ve (d) 10 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamından saçılan gamma ışınları için NaI(Tl) detektörünün benzetişim yoluyla edilmiş cevap fonksiyonları

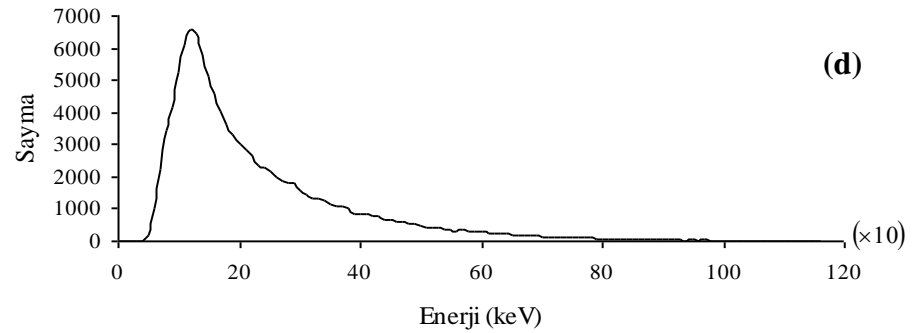
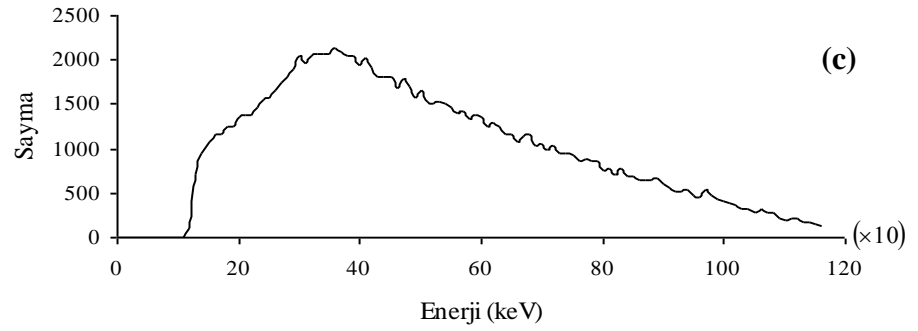
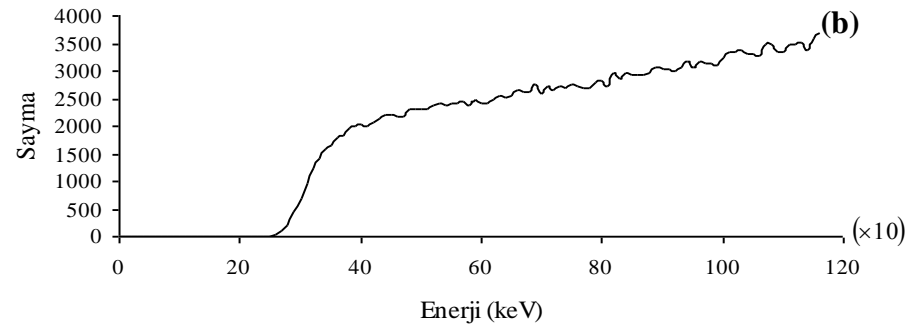
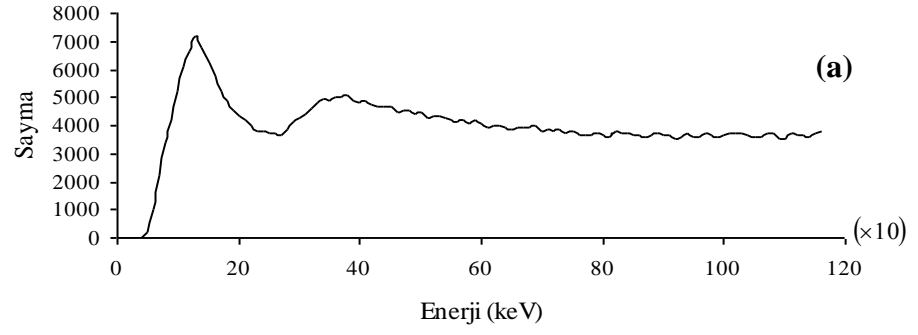
Tezde ve literatürden referans alınan çalışmada kullanılan detektörlerin boyutlarındaki farklılık ve kullanılan beton örneklerinin farklı bileşimlerine rağmen, deneysel ve simüle edilmiş cevap fonksiyonları arasında gözlenen uyum, yazılan kod yardımıyla, beton içinde saçıldıktan sonra detektöre giren gamma ışınlarının enerji dağılımlarına ait güvenilir sonuçlara ulaşılabileceğini göstermiştir. Cevap fonksiyonlarının elde edildiği her bir kalınlık değeri için (2, 5, 7 ve 10 cm), beton ortamında saçıldıktan sonra detektör sistemine ulaşan gammaların toplam enerji dağılımları elde edilmiş ve bu dağılımlara tekli ve çoklu saçılmaların katkısı incelenmiştir (Şekil 4.11-4.14).



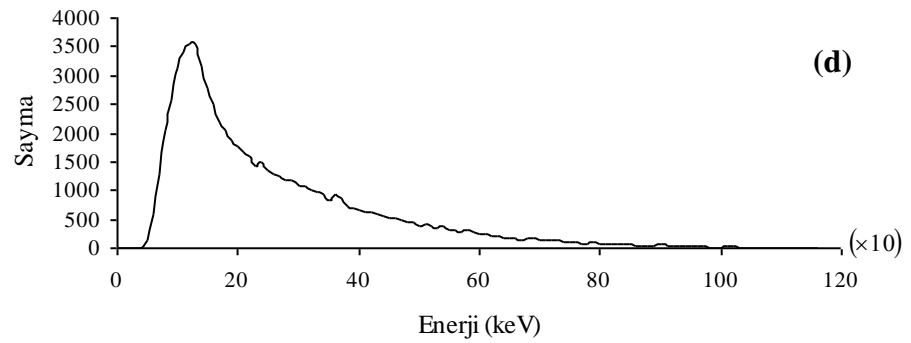
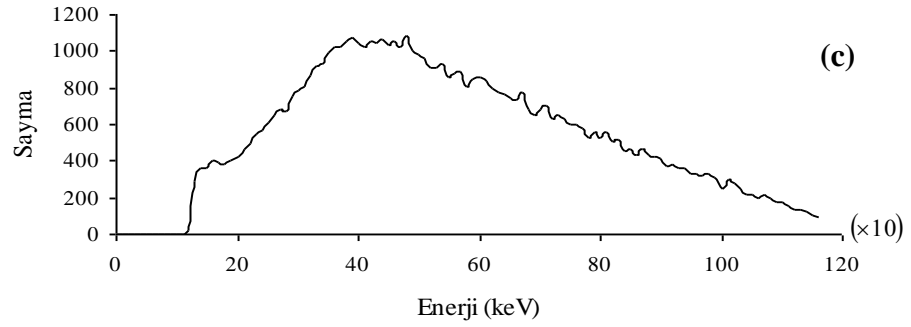
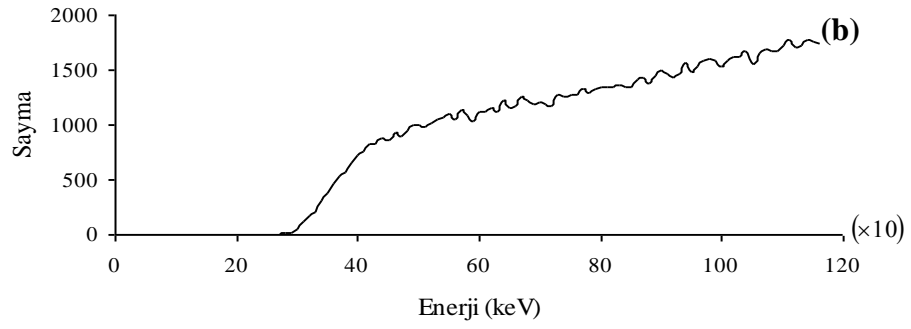
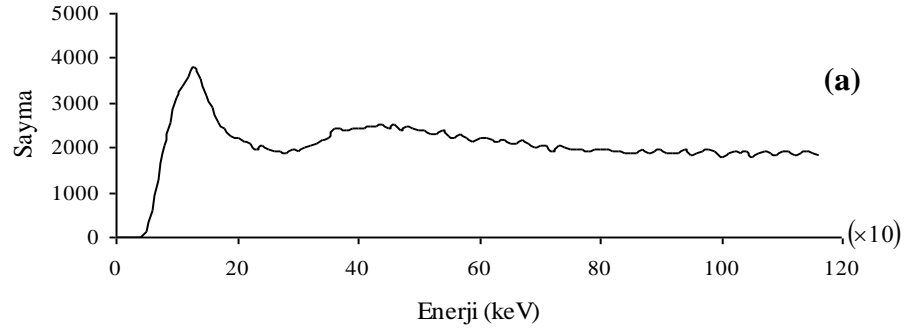
**Şekil 4.11.**  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanıp 2 cm kalınlığına sahip soğurucu beton ortamında (a) saçıldıktan sonra, (b) tek bir saçılma yaptıktan sonra, (c) iki saçılma yaptıktan sonra, (d) çoklu saçılma yaptıktan sonra, detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımı



**Şekil 4.12.**  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanıp 5 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamında **(a)** saçıldıktan sonra, **(b)** tek bir saçılma yaptıktan sonra, **(c)** iki saçılma yaptıktan sonra, **(d)** çoklu saçılma yaptıktan sonra, detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımı



**Şekil 4.13.**  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanıp 7 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamında **(a)** saçıldıktan sonra, **(b)** tek bir saçılma yaptıktan sonra, **(c)** iki saçılma yaptıktan sonra, **(d)** çoklu saçılma yaptıktan sonra, detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımı



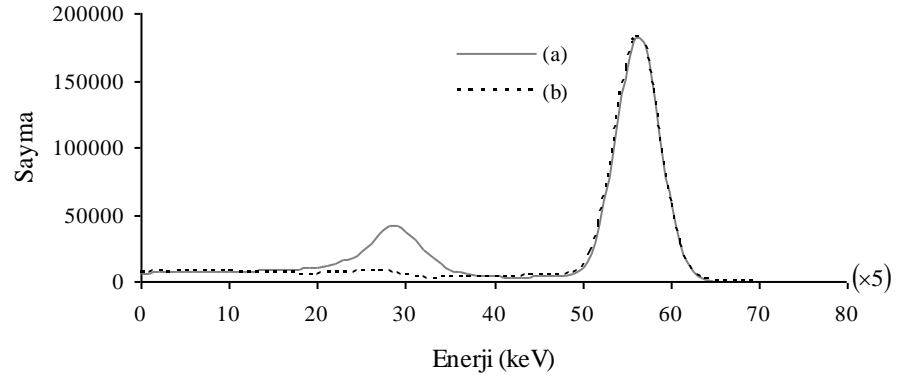
**Şekil 4.14.**  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanıp 10 cm kalınlığa sahip soğurucu beton ortamında (a) saçıldıktan sonra, (b) tek bir saçılma yaptıktan sonra, (c) iki saçılma yaptıktan sonra, (d) çoklu saçılma yaptıktan sonra, detektöre ulaşan gamma ışınlarının enerji dağılımı

Yukarıdaki şekillerde toplam spektrumlarda düşük enerji bölgesinde gözlenen piklerden ilkinin şiddetinin ikincinin şiddetine oranı ortam kalınlığı arttıkça artmaktadır. Diğer taraftan, detektöre girmeden önce bir ve iki kez saçılan gamma ışınlarının enerji dağılımlarındaki maksimumlar ortam kalınlığı arttıkça azalmaktadır. Küçük ortam kalınlıkları için, toplam spektrumdaki maksimumu oluşturanların tekli saçılma yapmış gammalar olduğu gözlenirken, kalınlık değeri arttıkça detektöre girmeden önce çoklu saçılma yapmış gammaların katkısının arttığı sonucuna ulaşılmıştır.

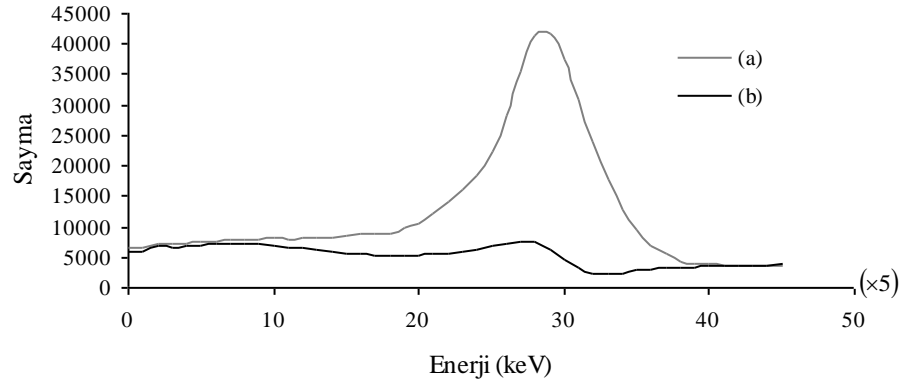
### **4.3. Ardı Ardına Compton Saçılması Yapmış Gamma ışınlarının Geri Saçılma Spektrumları**

Tezin bu aşamasında, saçıcı bir karbon ortamı kaynağın arkasına yerleştirilmiş ve Sabharwal ve ark. (2011) tarafından gerçekleştirilmiş bir deney simüle edilmiştir. Özellikle geri saçılmaların ele alındığı bu aşamada, yazılan Monte Carlo kodu yardımıyla,  $^{203}\text{Hg}$  kaynağından yayınlanan 279 keV enerjili  $1 \times 10^8$  gamma ışını takibi gerçekleştirilerek saçıcı ortam yok iken ve 3 cm kalınlıklı karbon bir saçıcı ortam var iken  $5.08\text{cm} \times 5.08\text{cm}$  'lik NaI(Tl) detektörünün cevap fonksiyonları Şekil 4.15'de verildiği gibi elde edilmiştir. Cevap fonksiyonlarının Compton bölgeleri Şekil 4.16'da gösterildiği gibi belirlenerek literatürdeki mevcut, deneysel veriler ve analitik hesaplar kullanılarak elde edilmiş Compton bölgeleri ile kıyaslanmıştır.



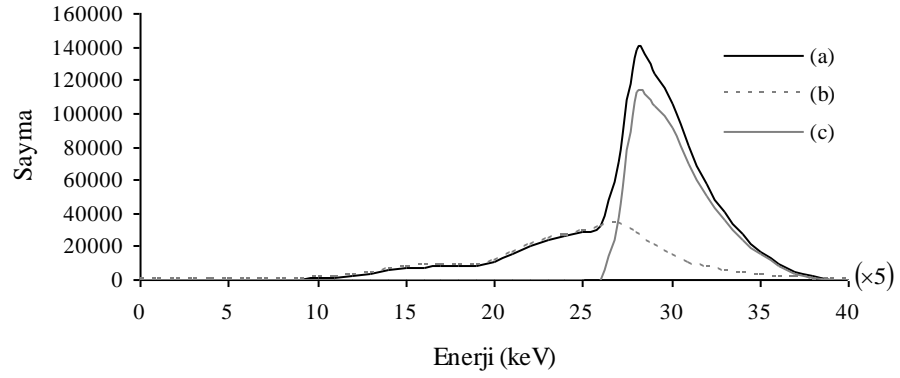


**Şekil 4.15.**  $^{203}\text{Hg}$  kaynağından yayınlanan 279 keV enerjili gamma ışınları için  $5.08\text{cm} \times 5.08\text{cm}$ 'lik NaI(Tl) detektörünün (a) 3 cm kalınlığında soğurucu karbon ortamı var iken (b) soğurucu yok iken Monte Carlo yöntemiyle elde edilmiş cevap fonksiyonları



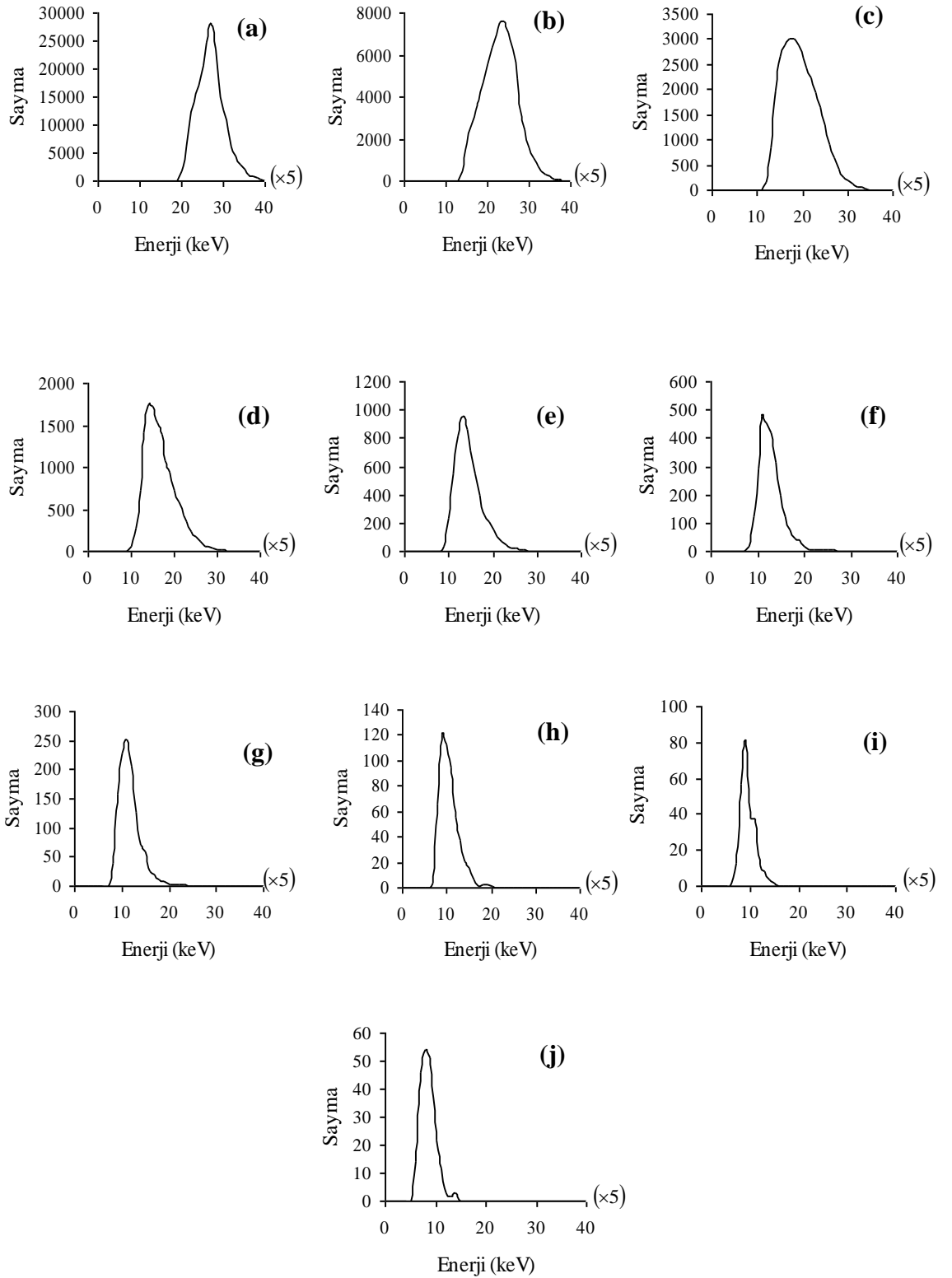
**Şekil 4.16.**  $^{203}\text{Hg}$  kaynağından yayınlanan 279 keV enerjili gamma ışınları için  $5.08\text{cm} \times 5.08\text{cm}$ 'lik NaI(Tl) detektörünün (a) 3 cm kalınlığında soğurucu karbon ortamı var iken (b) soğurucu yok iken Monte Carlo yöntemiyle elde edilen cevap fonksiyonlarına ait Compton bölgeleri

Compton bölgesindeki geri saçılma pikini oluşturan olaylar, hem tekli hem de çoklu saçılma yapmış gamma ışınlarının katkılarını içermektedir. Burada yazılan kod,  $4 \times 8 \text{ cm}^2$  yüzey alanı ve 3 cm kalınlığa sahip karbon hedeften geriye saçılan gammaların spektrumuna tekli ve çoklu saçılmaların katkısının belirlenmesi için kullanılmıştır. Elde edilen sonuçlar Şekil 4.17'de gösterilmiştir.



**Şekil 4.17.** (a) Karbon ortamından geri saçılan, (b) çoklu saçılma sonrası geriye saçılan, (c) tek bir saçılma sonrası geriye saçılan, gamma ışınlarının Monte Carlo yöntemi ile elde edilmiş enerji dağılımı

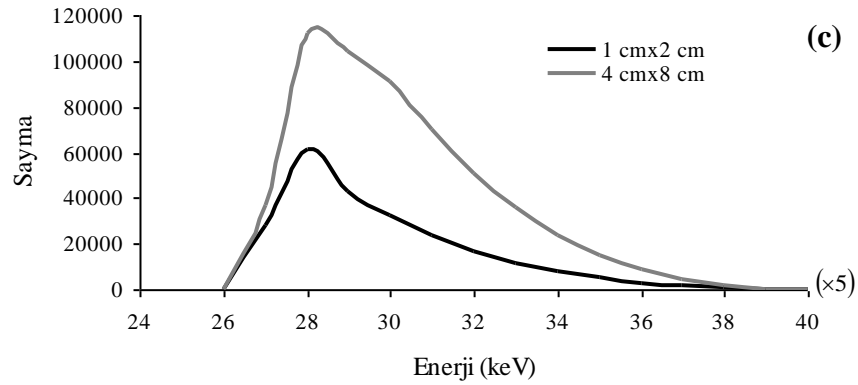
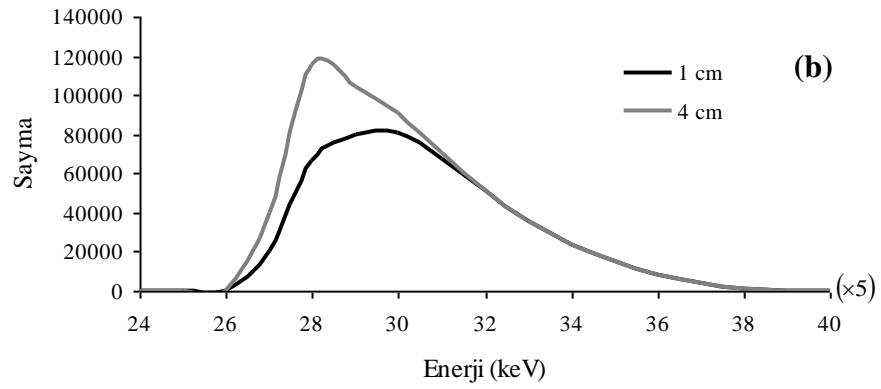
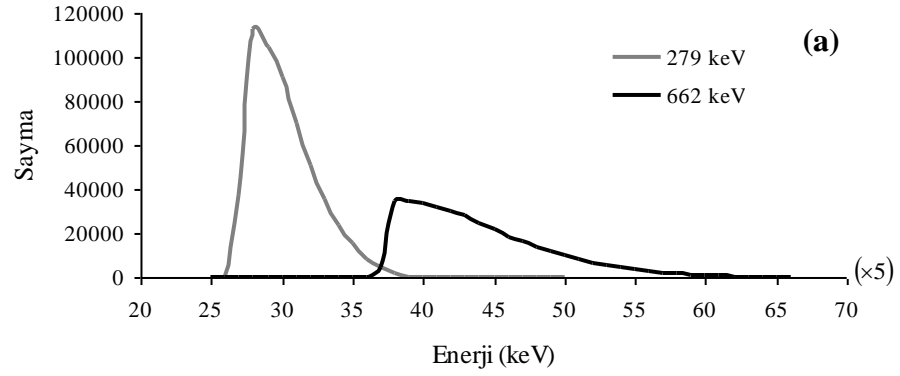
Kullanılan kod aynı zamanda çoklu geri saçılmaların analizi imkanını da sağlamaktadır. Bu analiz, geri saçılma spektrumunda en büyük şiddetin tekli saçılma gerçekleştirmiş gamma ışınları ile ilişkilendirilebileceğini göstermiştir. Detektöre ulaşmadan önce karbon hedef içinde iki, üç, dört, beş ve daha fazla saçılmış gammaların enerji dağılımları ayrı ayrı elde edilmiş ve Şekil 4.18’de sunulmuştur.



**Şekil 4.18.** Çoklu geri saçılma spektrumunun analizi: **(a)** iki, **(b)** üç, **(c)** dört, **(d)** beş, **(e)** altı, **(f)** yedi, **(g)** sekiz, **(h)** dokuz, **(i)** on ve **(j)** daha fazla Compton saçılması yaptıktan sonra detektöre giren gammaların enerji dağılımı

Şekil 4.18’de iki temel özellik göze çarpmaktadır. Bunlar, ardı ardına Compton saçılmalarının sayısındaki artışla birlikte dağılımdaki gamma ışını sayısının azaldığı ve dağılımdaki pikin daha düşük enerji değerlerine doğru kaydığıdır. Bunlar beklenen, tabii sonuçlardır. Dağılımların biçimlerindeki farklılıkları açıklamak biraz daha zordur. Çünkü bu dağılımlar gamma ışını enerjisi, hedef boyutları ve geometri gibi birçok parametreye bağlıdır.

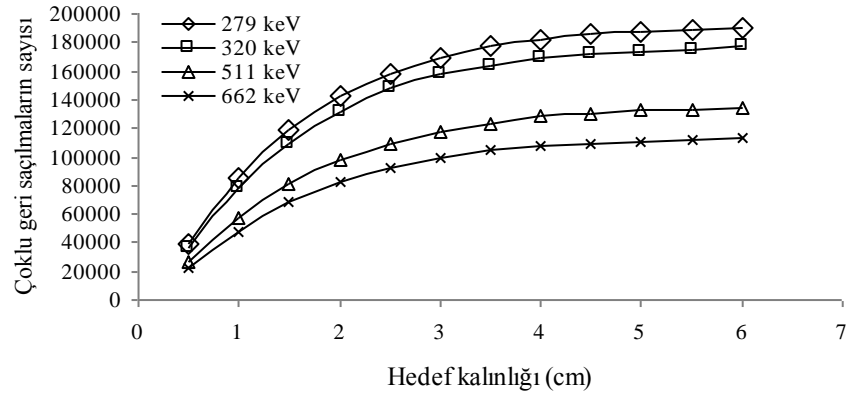
Şekil 4.17’den görüldüğü gibi, tek bir Compton saçılması yaptıktan sonra detektöre giren gamma ışınlarının enerji dağılımı ilginç bir biçime sahiptir. Bu dağılıma, gelen gamma ışını enerjisinin ve saçıcı ortam boyutlarının etkisi incelenmiş, sonuçlar Şekil 4.19’da verilmiştir. Şekil 4.19(a)’da gamma ışını enerjisinin dağılımdaki toplam gamma sayısını ve dağılımdaki pikin konumunu etkilediği görülmektedir. Buna karşın enerjiye bağlı olarak dağılım biçiminde önemli bir değişim gözlenmemiştir. Şekil 4.19(b)’den de görüldüğü gibi saçıcı ortam kalınlığı arttıkça dağılımın biçimi ve toplam gamma ışını sayısı değişmektedir. Hedefin yüzey boyutlarındaki değişimin enerji dağılımına etkisi incelendiğindeyse, Şekil 4.19(c)’den de görüldüğü gibi toplam gamma ışını sayısında belirgin bir farklılık elde edilmesine rağmen dağılımın biçiminde çok küçük bir etkisi olduğu sonucuna ulaşılmıştır.



**Şekil 4.19.** Tekli geri saçılma yapmış gamma ışınlarının enerji dağılımlarının (a) gamma ışını enerjisine, (b) soğurucu kalınlığına ve (c) soğurucu yüzey alanına bağlı değişimi

Diğer taraftan  $5 \times 10^7$  gamma ışını takibi gerçekleştirilerek çoklu geri saçılma olayları sayısının, hedef kalınlığına bağlı olarak değişimi de 279, 320, 511 ve 662 keV enerjili gamma ışınları için incelenmiştir. Gamma ışını enerjisi attıkça hedef içindeki serbest yol uzunluğu da artacağından geri saçılan gammaların sayısında bir azalma

beklenmektedir. Şekil 4.20'den de beklenen sonuca ulaşıldığı açıkça görülmektedir. Aynı zamanda, Şekil 4.20'de verilen bulgular, Sabharwal ve ark.'nın (2009a, 2009b) tezde yapılan paralel olarak gerçekleştirdikleri deneyin sonuçlarıyla benzerlik göstermektedir.



**Şekil 4.20.** 279, 320, 511 ve 662 keV'lik gamma ışınlarının çoklu geri saçılmalarının sayısının karbon hedef kalınlığına bağlı değişiminin Monte Carlo yöntemiyle incelenmesi

## 5. SONUÇ

Bu tez çalışmasının birinci bölümü içinde sunulan detektör cevap fonksiyonuna ait benzetişim sonuçları, deneyin yanında, literatürde Ashrafi ve ark.'nın (2006) sunduğu NaI(Tl) detektörüne ait olan ve Şahin ve Ünlü'nün (2009) sunduğu HPGe detektörüne ait simülasyon sonuçları ile de karşılaştırılmıştır. Bu araştırmacılar kullandıkları kodu kendileri yazmamış, GEANT paket programını kullanmışlardır. Araştırmacılar benzetişim yoluyla elde ettikleri cevap fonksiyonları ile karşılaştırma yaptıkları deneysel cevap fonksiyonları arasında, özellikle Compton bölgesinde belirgin bir farklılık gözlemlenmiştir. Bu farklılık, detektör kılıf materyali bu çalışmalarda dikkate alınmadığı için, geri saçılan gamma ışınlarının neden olduğu ve deneysel spektrumlarda her zaman gözlenen geri saçılma pikinin sonuçlarda gözlenmemesi şeklinde ortaya çıkmıştır. Bu tez çalışmasında, deney ve simülasyon yoluyla elde edilen cevap fonksiyonları arasındaki uyuma dayanarak, deneysel olarak elde edilmesi mümkün olmayan fakat gamma ışını etkileşmeleri için önem arz eden enerji dağılımları elde edilmiştir. Sonuçlar, simülasyon programının çeşitli geometrilere uyarlanarak NaI(Tl) detektörü için gerçekleştirilecek çalışmalarda güvenle kullanılabilceğini göstermiştir.

Tezin ikinci aşamasında ise, ilk aşamaya ek olarak kaynak ve detektör arasına saçıcı bir ortam eklenmiştir.  $^{60}\text{Co}$  kaynağından yayınlanıp beton bir ortamdan saçılan gamma ışınları için NaI(Tl) detektörünün cevap fonksiyonunun simülasyonu için bir Monte Carlo kodu geliştirilmiştir. Singh ve ark. (2007) tarafından çoklu saçılmaların Compton pikine katkısının değerlendirildiği çalışma, bu benzetişim çalışmasında ulaşılan, beklenen ve mantıklı sonuçları desteklemektedir. Böylece, yazılan kodun, herhangi bir zırh malzemesinden saçılan gammaların enerji dağılımlarının elde edilmesi için uygun olduğu gösterilmiştir. İlk kez bu tez çalışması kapsamında sunulan enerji dağılım bulguları, ardı ardına Compton saçılmaları çalışmaları için faydalı bilgiler sağlamıştır.

Son aşamada ise, ardı ardına Compton saçılması gerçekleştirmiş gamma ışınlarının geri saçılma spektrumlarına derinlemesine bir bakış gerçekleştirilmiştir. Deneysel veya analitik yöntemlerle ulaşılması mümkün olmayan fakat literatürde mevcut Hettlinger (1960) ve Pozdneev'in (1965) geri saçılma spektrumu için elde ettikleri sonuçları

destekleyen veriler sunulmuştur. Tez çalışması için geliştirilmiş kodlar, çift oluşum olayının dikkate alınmasının gerek olmadığı, düşük ve orta gamma ışını enerjileri için tasarlanmıştır ve bu kodlarda gammaların ortama bıraktığı enerjinin lokal olarak soğurulduğu kabul edilmiştir. Bu tez çalışmasında elde edilen sonuçların gelecekteki çalışmalara ışık tutacağı düşünülmektedir.



## KAYNAKLAR

- Abdul-Majid, S., Tayyeb, Z. 2005.** Use of gamma ray back scattering method for inspection of corrosion under insulation. 3rd Middle East Nondestructive Testing (MENDT) Conference and Exhibition, 27-30 November, 2005, Bahrain, Manama.
- Akkurt, I., Akyıldırım, H., Mavi, B., Kilincarslan, S., Basyigit, C. 2010.** Radiation shielding of concrete containing zeolite. *Radiat. Meas.*, 45: 827–830.
- Almaz, E. 2007.**  $\beta$  parçacıklarının internal Bremsstrahlung spektrumlarının analizi. *Doktora Tezi*, UÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Bursa.
- Anonim, 1984.** A guide to the use of lead for radiation shielding. Lead Industries Association Inc. New York, <http://www.canadametal.com/pdf/radiation-shielding.pdf>-(Erişim tarihi:17.08.2013).
- Ashrafi, S., Anvarian, S., Sobhanian, S. 2006.** Monte Carlo modeling of a NaI(Tl) scintillator. *J. Radio. Nucl. Chem.*, 269: 95–98.
- Berger, M.J., Hubbell, J.H., Seltzer, S.M., Chang, J., Coursey, J.S., Sukumar, R., Zucker, D.S., Olsen, K. 2010.** XCOM: photon cross sections database, NIST standard reference database 8 (XGAM). <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm/>.
- Beringer ve ark. ( Particle Data Group) 2012.** Review of particle physics. *Phys. Rev. D* 86, 010001, 1526 pp.
- Bhandal, G.S., Kumar, V., Rani, R., Deep, K., Singh, K. 1994.** Multiple scattering of gamma-rays in water, concrete and sand. *Pramana–J. Phys.*, 42(4): 365–374.
- Bielajew, A.F. 2001.** Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport. The University of Michigan, USA, 338 pp.
- Burcham, W.E. 1973.** Nuclear Physics. Longman Group Limited, London, 686 pp.
- Cano-Ott, D., Tain, J.L., Gadea, A., Rubio, B., Batist, L., Karny, M., Roeckl, E. 1999.** Monte Carlo simulation of the response of a large NaI(Tl) total absorption spectrometer for  $\beta$ -decay studies. *Nucl. Instrum. Methods A*, 430: 333-347.
- Cengiz, A. 1986.** NaI(Tl) dedektörleri için gamma cevap fonksiyonunun Monte Carlo metodu ile elde edilmesi. *Yüksek Lisans Tezi*, UÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı, Bursa.
- Cengiz, A. 2008.** An approximation for response function to  $\gamma$ -rays of NaI(Tl) detectors up to 1.5 MeV. *Appl. Radiat. Isot.*, 66: 1371–1376.
- Cortes, M.L., Cristancho, F. 2007.** Study of gamma backscattering in a multielemental medium. <http://www.gfnun.unal.edu.co/prodGrupo/LCortesTG07.pdf>-(Erişim tarihi:06.12.2011).
- Evans, R.D. 1955.** The Atomic Nucleus. McGraw-Hill Book Company Inc., New York, Toronto, London, 972 pp.
- Grinev, B.V., Nikulina, R.A., Bershina, S.P., Vinograd, E.L. 1991.** Investigation of the aging of scintillation detectors. *Soviet Atomic Energy*, 70(1): 66-68. <http://link.springer.com/article/10.1007/BF01129991#page-1>-(Erişim tarihi:18.08.2013)
- Hakimabad, H.M., Panjeh, H., Vejdani-Noghreiyani, A. 2007.** Response function of 3 9 3 in. NaI scintillation detector in the range of 0.081 to 4.438 MeV. *Asian J. Exp. Sci.*, 21: 233–237.
- Hettinger, G. 1960.** Angular and spectral distributions of backscatter radiation from slabs of water, brass, and lead irradiated by photons between 50 and 250 keV. *Acta Radiol.*, 54: 129-152.
- Hubbell, J.H. 1969.** Photon cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV. NSRDS-NBS 29

- Knoll, G.F. 1999.** Radiation Detection and Measurement. John Wiley&Sons Inc., New York, Chichester, Weinheim, Brisbane, Toronto, Singapore, 802 pp.
- McCune, R.C. 1979.** Synthesis of low energy ion scattering spectra for magnesium aluminate and magnesium silicate by an interactive computer program. *Anal. Chem.*, 51: 1249-1255.
- Mizukami, K., Matsumoto, T., Hyodo, T. 1967.** Backscattering of gamma rays from polyethylene, aluminum and lead slabs. *J. Nucl. Sci. Tech.*, 4: 607–613.
- Nelson, G., Reilly, D. 1991.** Gamma-ray interactions with matter. *Passive Nondestructive Analysis of Nuclear Materials*, Los Alamos National Laboratory, NUREG/CR-5550, LA-UR-90-732 , pp: 27-42.
- Özmutlu, E.N. 1992.** Sampling of angular distribution in Compton scattering. *Appl. Radiat. Isot.*, 43: 713–715.
- Pitkanen, T., Laundry, D., Holt, R.S., Cooper, M.J. 1986.** The multiple scattering profile in gamma-ray Compton studies. *Nucl. Instrum. Methods A*, 251: 536–544.
- Pozdneev, D.B. 1965.** Back scattering of low-energy gamma radiation. *At. Energ.*, 20: 317–323.
- Ratick, S., Schwarz, G. 2009.** Monte Carlo Simulation. International Encyclopedia of Human Geography, Elsevier, Oxford, 175-184.
- Sabharwal, A.D., Sandhu, B.S., Singh, B. 2009a.** Investigations of energy dependence of saturation thickness of multiply backscattered gamma photons in carbon. *Asian J. Chem.*, 21: 237–241.
- Sabharwal, A.D., Singh, M., Singh, B., Sandhu, B.S. 2009b.** Experimental evaluation of multiple Compton backscattering of gamma rays in copper. *Indian J. Phys.*, 83: 1141–1146.
- Sabharwal, A.D., Sandhu, B.S., Singh, B. 2011.** Multiple backscattering on monoelemental materials and albedo factors of 279, 320, 511 and 662 keV gamma photons. *Phys. Scr.*, doi:10.1088/0031-8949/83/02/025303.
- Schweitzer, J.S., Ziehl, W. 1983.** Temperature dependence of NaI(Tl) Decay Constant. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-30(1): 380-382.
- Seitz, F. 2007.** Mathematical Model of a NaI(Tl)-scintillator response function. *Master Thesis*, Kungliga Tekniska Högskolan, Sweden.
- Shi, H., Chen, B., Li, T., Yun, D. 2002.** Precise Monte Carlo simulation of gamma-ray response functions for an NaI(Tl) detector. *Appl. Radiat. Isot.*, 57: 517–524.
- Shultis, J.K., Faw, R.E. 2002.** Fundamentals of Nuclear Science and Engineering. Marcel Dekker Inc., New York, Basel.
- Sidhu, G.S., Singh, T., Muhadar, G.S., Singh, P.S. 2006.** Intensity of transmitted photon spectra as a function of transverse and longitudinal dimensions of soil medium using <sup>137</sup>Cs. *Radiat. Prot. Dosim.*, 121(3): 317–320.
- Singh, M., Singh, G., Sandhu, B.S., Singh, B. 2006.** Effect of detector collimator and sample thickness on 0.662 MeV multiply Compton-scattered gamma-rays. *Appl. Radiat. Isot.*, 64: 373–378.
- Singh, M., Singh, G., Singh, B., Sandhu, B.S. 2007.** Energy and intensity distributions of 0.279 MeV multiply Compton-scattered photons in soldering material. *Nucl. Instrum. Methods A*, 580: 54–57.
- Şahin, D., Ünlü, K. 2009.** Modeling a gamma spectroscopy system and predicting spectra with Geant-4. *J. Radio. Nucl. Chem.* 282: 167–172.

**Tavakoli-Anbaran, H., Izadi-Najafabadi, R., Miri-Hakimabad, H. 2009.** The effect of detector dimensions on the NaI(Tl) detector response function. *J. Appl. Sci.*, 9: 2168–2173.

**White, G.R. 1952.** X-ray attenuation coefficients from 10 keV to 100 MeV. Report 1003, National Bureau of Standards, U. S.

## EK Koordinat Dönüşümleri

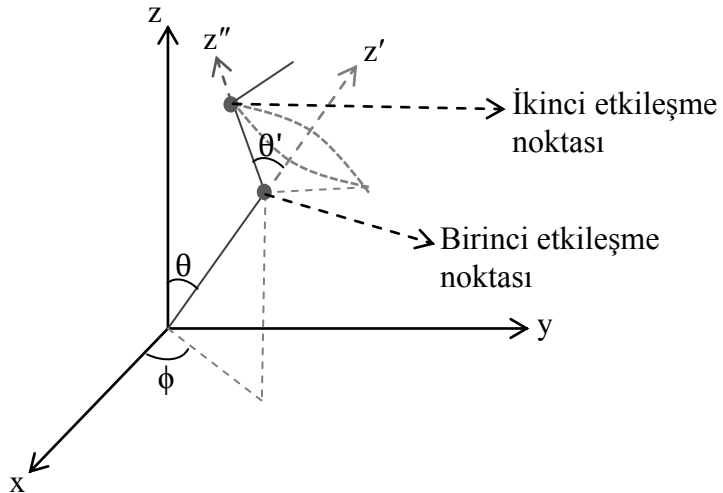
Gamma ışınlarının madde ile etkileşmelerinin ele alındığı bu tez çalışmasında gamma takibinin gerçekleştirildiği koordinat sistemi seçimi Şekil EK 1’de gösterildiği gibi yapılmıştır. Gamma ışınının Compton saçılması yaptıktan sonra seçilen bir üslü koordinat sistemine geçiş yaptığı kabul edilmiş, saçılma sonrası örneklenen kutup açısının kosinüsü,  $\cos \theta'$  (eşitlik (3.29)’dan) ve azimut açısı,  $\phi'$  (eşitlik (3.14)’ten) kullanılarak gamma ışınının yeni doğrultusunu belirleyecek olan doğrultman kosinüsleri ( $\alpha', \beta', \gamma'$ ) hesaplanmıştır.

$$\alpha' = \sin \theta' \cos \phi'$$

$$\beta' = \sin \theta' \sin \phi'$$

$$\gamma' = \cos \theta'$$

Üslü koordinat sisteminde elde edilen bu doğrultman kosinüslerini başlangıç koordinat sistemine taşımak için “T” adı verilen bir dönüşüm matrisi ile koordinat dönüşümü yapılmıştır.



**Şekil EK 1.** Gamma ışını takibinde koordinat sistemi seçimi

Üslü koordinat sisteminde k' çevresinde silindirik simetri vardır. Bu nedenle y' eksenini daima xy-düzlemine paralel seçilir. Burada,

$$\vec{k}' = \alpha \vec{i} + \beta \vec{j} + \gamma \vec{k}$$

$$\vec{j}' = a \vec{i} + b \vec{j}$$

gibidir ve  $\vec{j}' \perp \vec{k}'$  bilgisi kullanılarak a ile b belirlenir.

$$\vec{j}' \cdot \vec{k}' = 0$$

olması gerektiğinden,

$$\alpha = \cos \phi \sin \theta$$

$$\beta = \sin \phi \sin \theta$$

$$\gamma = \cos \theta$$

olmak üzere,

$$\alpha a + \beta b = 0$$

yani,

$$a \sin \theta \cos \phi + b \sin \theta \sin \phi = 0$$

olmalıdır. Bu eşitlikten,

$$a = -\frac{\sin \phi}{\cos \phi} b$$

sonucu elde edilir.  $a^2 + b^2 = 1$  olması gerektiği bilgisi kullanılarak da,

$$b = \cos \phi$$

$$a = -\sin \phi$$

sonucuna ulaşılır. Böylece,  $\vec{j}'$  bileşeni,

$$\vec{j}' = -\sin \phi \vec{i} + \cos \phi \vec{j}$$

olarak elde edilir.  $\vec{i}'$  bileşeni de aşağıdaki işlemler yapılarak belirlenir.

$$\vec{i}' = \vec{j}' \times \vec{k}' = (\cos \theta \cos \phi) \vec{i} + (\sin \phi \cos \theta) \vec{j} - \sin \theta \vec{k}$$

Elde edilen  $\vec{i}'$  ve  $\vec{j}'$  bileşenlerinin de  $\vec{k}'$  bileşeni gibi, başlangıçtaki doğrultman kosinüsleri  $(\alpha, \beta, \gamma)$  ile ifade edilmesi gerektiğinden aşağıda verilen dönüşümler yapılır:

$$\cos \theta = \gamma$$

$$\sin \theta = \sqrt{1 - \gamma^2}$$

$$\cos \phi = \frac{\alpha}{\sqrt{1 - \gamma^2}}$$

$$\sin \phi = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \gamma^2}}$$

Buradan,  $\vec{i}'$ ,  $\vec{j}'$  ve  $\vec{k}'$  bileşenleri yeniden düzenlenerek doğrultman kosinüslerine bağlı olarak elde edilir:

$$\vec{k}' = \alpha \vec{i} + \beta \vec{j} + \gamma \vec{k}$$

$$\vec{j}' = -\frac{\beta}{\sqrt{1 - \gamma^2}} \vec{i} + \frac{\alpha}{\sqrt{1 - \gamma^2}} \vec{j}$$

$$\vec{i}' = \frac{\alpha \gamma}{\sqrt{1 - \gamma^2}} \vec{i} + \frac{\beta \gamma}{\sqrt{1 - \gamma^2}} \vec{j} - \sqrt{1 - \gamma^2} \vec{k}$$

Bu sonuçlar kullanılarak,

$$\begin{pmatrix} \bar{i}' \\ \bar{j}' \\ \bar{k}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\alpha\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{\beta\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & -\sqrt{1-\gamma^2} \\ -\frac{\beta}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{\alpha}{\sqrt{1-\gamma^2}} & 0 \\ \alpha & \beta & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{i} \\ \bar{j} \\ \bar{k} \end{pmatrix}$$

olacağı bilgisine ulaşılır. Bu şekilde eşitliğin sağ tarafında elde edilmiş olan  $\alpha, \beta, \gamma$  'ya bağlı matris T dönüşüm matrisinin transpozunu ( $T^T$ ) vermiş olur. Transpozunu bilinen T dönüşüm matrisini elde edebilmek için  $T^T$  matrisinin satırları sütun, sütunları satır olarak değiştirilir. Böylece T dönüşüm matrisi aşağıda verildiği gibi elde edilmiş olur:

$$T = \begin{pmatrix} \frac{\alpha\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & -\frac{\beta}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \alpha \\ \frac{\beta\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \frac{\alpha}{\sqrt{1-\gamma^2}} & \beta \\ -\sqrt{1-\gamma^2} & 0 & \gamma \end{pmatrix}$$

Bu matris yardımıyla x'y'z' koordinat sistemindeki doğrultman kosinüsleri,

$$\begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} \alpha' \\ \beta' \\ \gamma' \end{pmatrix}$$

işlemi yapılarak başlangıç koordinat sistemine taşınmış olur. Bu doğrultman kosinüsleri ve gamma ışınının bir önceki etkileşme noktasının koordinatları ( $x_0, y_0$  ve  $z_0$ ) kullanılarak yeni etkileşme noktasının koordinatları (x, y ve z),

$$x = x_0 + 1\alpha$$

$$y = y_0 + 1\beta$$

$$z = z_0 + 1\gamma$$

olarak belirlenir.



## ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Ürkiye AKAR TARIM  
Doğum Yeri ve Tarihi : Karacabey 13/01/1985  
Yabancı Dili : İngilizce

### Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Karacabey Anadolu Lisesi, 1999 - 2003  
Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, 2003 - 2007  
Yüksek Lisans : Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik Bilim Dalı, 2008 - 2010

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl : Uludağ Üniversitesi, 2010 -  
İletişim (e-posta) : uakar@uludag.edu.tr  
Yayınları :

**Akar Tarim, U., Gurler, O., Ozmutlu, E.N., Yalcin, S. 2013.** Monte Carlo calculations for gamma-ray mass attenuation coefficients of some soil samples. *Annals of Nuclear Energy*, 58: 198-201.

**Demir, N., Akar Tarim, U., Popovici, M.A., Demirci, Z.N., Gurler, O., Akkurt İ. 2013.** Investigation of mass attenuation coefficients of water, concrete and bakelite at different energies using the FLUKA Monte Carlo code. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, DOI 10.1007/s10967-013-2494-y,

**Akar Tarim, U., Ozmutlu, E.N., Gurler, O., Yalcin, S., Gundogdu, O., Sharaf, J.M., Bradley, D.A. 2013.** Monte Carlo modelling of single and multiple Compton scattering profiles in a concrete material. *Radiation Physics and Chemistry*, 85: 12-17.

**Gurler, O., Akar Tarim, U., Yalcin, S. 2013.** Estimation of mean <sup>222</sup>Rn concentration in water and in indoor air of Karacabey, Bursa (Turkey), *Fresenius Environmental Bulletin*, 22: 247-251.

**Akar Tarim, U., Ozmutlu, E.N., Gurler, O., Yalcin, S. 2013.** Monte Carlo analyses of multiple backscattering of gamma rays, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 295: 901-905.

**Akar Tarim, U., Gurler, O., Ozmutlu, E.N., Yalcin, S., Gundogdu, O., Bradley, D.A., Sharaf, J.M. 2012.** The energy spectrum of 662 keV photons in a water equivalent phantom, *Radiation Physics and Chemistry*, 81: 745-748.

**Gurler, O., Akar Tarim, U. 2012.** An investigation on determination of attenuation coefficients for gamma-rays by Monte Carlo Method, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 293: 397-401.

**Akar Tarim, U., Ozmutlu, E.N., Gurler, O., Yalcin, S. 2012.** The effect of the housing material on the NaI(Tl) detector response function, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 293: 425-429.

**Akar, U., Gurler, O., Kahraman, A., Yalcin, S., Kaynak, G., Gundogdu, O. 2012.** Measurements of radium levels in bottled natural spring water of Marmara Region (Turkey), *Romanian Journal of Physics*, 57: 1204-1210.

**Akar Tarim, U., Gurler, O., Akkaya, G., Kilic, N., Yalcin, S., Kaynak, G., Gundogdu, O. 2012.** Evaluation of radon concentration in well and tap waters in Bursa, Turkey. *Radiation Protection Dosimetry*, 150: 207-212.

**Yalcin, S., Gurler, O., Akar Tarim, U., Incirci, F., Kaynak, G., Gundogdu, O. 2011.** Measurements of radon concentration in drinking water samples from Kastamonu City (Turkey). *Isotopes in Environmental and Health Studies*, 47(4): 438-445.

**Yalcin, S., Gurler, O., Gundogdu, O., Akar U. 2011.** Analytical investigation of energy spectrums of beta rays emitted from Sr-90 and Tl-204 radioisotopes. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 289(3): 923-926.

**Gurler, O., Akar, U., Kahraman, A., Yalcin, S., Kaynak, G., Gundogdu, O. 2010.** Measurements of radon levels in thermal waters of Bursa, Turkey. *Fresenius Environmental Bulletin*, 19(12): 3013-3017.