

T.C.
GÜMÜŞHANE ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DEDEKTÖR KRİSTAL BOYUTUNUN COMPTON BASTIRMA FAKTÖRLERİ
ÜZERİNDEKİ ETKİSİ



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Abdulkadir GÖK

MAYIS-2023
GÜMÜŞHANE



**T.C.
GÜMÜŞHANE ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**DEDEKTÖR KRİSTAL BOYUTUNUN COMPTON BASTIRMA FAKTÖRLERİ
ÜZERİNDEKİ ETKİSİ**

**EFFECT OF DETECTOR CRYSTAL SIZE ON COMPTON SUPPRESSION
FACTORS**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Abdulkadir GÖK

**MAYIS-2023
GÜMÜŞHANE**



**T.C.
GÜMÜŞHANE ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

**DEDEKTÖR KRİSTAL BOYUTUNUN COMPTON BASTIRMA FAKTÖRLERİ
ÜZERİNDEKİ ETKİSİ**

**EFFECT OF DETECTOR CRYSTAL SIZE ON COMPTON SUPPRESSION
FACTORS**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Abdulkadir GÖK

DANIŞMAN

Dr. Öğr. Üyesi Selim KAYA

MAYIS-2023

GÜMÜŞHANE

BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK BEYANI

Yüksek Lisans Tezi olarak hazırlamış olduğum “**Dedektör Kristal Boyutunun Compton Bastırma Faktörleri Üzerindeki Etkisi**” isimli bu tezimin, tamamen kendi çalışmam olduğunu, her alıntıya kaynak gösterdiğimi, alıntı yaptığım tüm çalışmalarını kaynakçada belirttiğimi ve Gümüşhane Üniversitesi'nin lisanslı kullanıcısı olduğum intihal yazılım programı ile Lisansüstü Eğitim Enstitüsü'nün belirlediği kıstaslara uygun olarak raporladığımı taahhüt ederim. Tezimin kâğıt ve elektronik kopyalarının Gümüşhane Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü arşivinde saklanmasına izin verdiğimi onaylarım.

Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği'nin ilgili maddeleri uyarınca gereğinin yapılmasını arz ederim.

25/ 05 / 2023

Abdulkadir GÖK

TEŞEKKÜR

Bu alıŐma, Gümüşhane Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak hazırlanmıştır.

ÇalıŐmalarım sırasında bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım danışman hocam Dr. Öğr. Üyesi Selim KAYA'ya sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Araştırma sürecinde desteklerinden ve yardımlarından dolayı Prof. Dr. Necati ÇELİK hocama teşekkürlerimi sunarım.

Tüm çalıŐmalarım aşamasında yanımda olan ve her an yardımına koŐan, sıkıntılarımı ve mutluluğumu paylaŐtığım, yol arkadaşım, can yoldaŐım, sevgili eŐim Hava GÖK'e ve canım kızım Aden Gülce GÖK'e teşekkür ederim. Hayatım boyunca maddi manevi desteğini esirgemeyip yanımda olan değerli annem ve babamın ellerinden öpüyorum. Yüksek lisans öğrenimimde ve tez aşamasında destek olan tüm sevdiklerime teşekkürlerimi sunarım.

Abdulkadir GÖK
GÜMÜŞHANE-2023

ÖZET

Bir HPGe-NaI için bastırma faktörünü etkileyen geometrik parametreler Compton bastırma spektrometresi, EGS4 ile Monte Carlo simülasyonları tarafından incelenmiştir. Spektrumlar, 200 keV ile 2 MeV arasında değişen 5 enerji değeri için sandıklanmıştır. Compton bastırma faktörleri (CSF'ler), sistem performansını karakterize eden parametreler, farklı HPGe kristal parametreleri için hesaplanmıştır. Laboratuvar eldesi 400 keV'a kadar olan gama enerji değerleri için daha iyi Compton bastırılmış faktörler elde etmesi için mümkün olduğunca küçük HPGe kristali seçiminin gerektiği gözlemlendi. Ancak, 2 MeV'e kadar olan daha yüksek enerjiler için daha büyük HPGe kristallerin Compton bastırması açısından daha etkin olduğu ortaya çıkarıldı.

Anahtar Kelimeler: Compton bastırma faktörü, EGS4 kodu, HPGe detektörü

ABSTRACT

The geometrical parameters which affect the suppression factor for an HPGe-NaI Compton suppression spectrometer were studied by a Monte Carlo simulations with the EGS4 system. The spectrums were crated for 5 energy values ranging from 200 keV to 2 MeV. Compton suppression factors (CSFs), the parameters characterizing the system performance, were calculated for different HPGe crystal parameters. It was observed that in order to obtain better Compton suppressed factors, a laboratory must choose as small HPGe crystal as possible for energy values up to 400 keV. However, for higher energies up to 2 MeV, larger HPGe 1crystals provide better Compton suppression systems.

Key Words: Compton suppression factor, EGS4 code, HPGe detector

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY	III
BİLİMSEL ETİĞE UYGUNLUK BEYANI.....	IV
TEŞEKKÜR.....	V
ÖZET	VI
ABSTRACT.....	VII
İÇİNDEKİLER	VIII
TABLolar DİZİNİ	X
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	XI
KISALTMALAR VE SEMBOLLER DİZİNİ.....	XIII
1.GİRİŞ	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Özet	3
1.3. Tezin Amacı	3
2. GENEL BİLGİLER	4
2.1. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi	4
2.1.1. Fotoelektrik Olay	6
2.1.2. Çift Oluşumu	8
2.1.3. Compton Saçılması.....	9
2.1.3.1. Germanyum Dedektörleri.....	10
2.1.3.2. Germanyum Dedektörlerinin Uygulama Karakteristikleri.....	14
2.1.3.2.1. Enerji Çözünürlüğü.....	14
2.1.3.3. Germanyum Dedektörleri İle Gama-Işını Spektrometresi	16
2.1.3.3.1. Sürekliliği Azaltmak İçin Metotlar	18
2.1.3.3.1.1. Antikoinsidans ile Compton Reddi	18
2.1.3.3.1.2. Toplam-Koinsidans Modu	20
2.1.3.3.1.3. Çift Spektrometre	20
2.1.4. Compton Bastırma Teorisi.....	20
2.1.4.1. Compton Bastırma İlkeleri	21
2.1.4.2. Rastgele Çakışma	23
2.1.4.4. Bastırmanın Olumsuz Etkileri	26
3. YAPILAN ÇALIŞMALAR	28

3. 1. Monte Carlo Similasyonu	28
3.2. Hata Analizi	29
3.3. Compton Bastırma Faktörlerinin Belirlenmesi	30
4. BULGULAR	31
4.1. Dedektör Kristal Uzunluğunun Bastırma Faktörleri Üzerindeki Etkisi	33
4.2. Dedektörün Kristal Yarıçapının Bastırma Faktörleri Üzerindeki Etkisi	38
4.3. Dedektör Kristal Uzunluğu ve Yarıçapının Bastırma Faktörleri Üzerindeki Etkisi	43
5. SONUÇLAR VE YORUMLAR	48
KAYNAKÇA	50
ÖZGEÇMİŞ	55



TABLolar DİZİNİ

Tablo 1. Kristal uzunluğuna ve dedektör yarıçapına bağlı olarak Pik ve Toplam Compton Bastırma Faktörleri (CSF)	32
---	----



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1. Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşimi	4
Şekil 2. İyi geometri koşulları altında ölçülen gama ışınları için üstel iletim eğrisi.....	5
Şekil 3. Fotoelektrik olay (kaya, 2007).....	7
Şekil 4. Çift oluşumu etkileşimi.....	9
şekil 5. Compton saçılması	10
Şekil 6. Düzlemsel bir hpge dedektörünün konfigürasyonu	12
Şekil 7. En üstte, büyük hacimli koaksiyel seçicilerin üç ortak şekli gösterilmektedir. her biri, silindirik bir kristalin ekseni boyunca enine kesitsel bir görünümü temsil eder. dış elektrot, her iki kapalı uçlu durumda da düz ön (sol) yüzey üzerine uzatılmıştır. kristalin silindirik eksenine dik olan çapraz kesitler, altta gösterilmiştir. hpge malzemesi, yüksek saflıkta p veya n tipi olabilir	13
Şekil 8. Bir sodyum iyodür sintilatörü ve bir ge(li) dedektörü. ^{108m}ag ve ^{110m}ag bozunumundan kaynaklanan gama radyasyonu.	14
Şekil 9. %110 Bağlı verimlilikle p tipi bir hpge dedektörü ile alınan darbe yüksekliği spektrumları (a) ^{137}cs kaynağı tarafından yayılan 662 keV gama ışınlarından kaydedilen spektrum, dedektörde fotoelektrik absorpsiyon ve compton saçılmasının etkilerini gösterir. b) 40k tarafından yayılan 1460 keV gama ışınlarından gelen ve artık çift üretiminin ek etkilerini gösteren spektrum dedektör ve çevresindeki malzemelerde yer almaktadır.....	17
Şekil 10. Bir ge (li) detektöründen gözlemlenen bir tepe noktasının ayrıntılı gösterimi	19
Şekil 11. Birincil ve ikincil dedektörün geometrik düzeni	21
Şekil 12. Compton suppression içeren ve içermeyen bir gama spektrumu örneği. ^{125}sb gama emisyonları yalnızca compton bastırma uygulandığında ortaya çıkar...	22
Şekil 13. Normal gelişte iki olası foton yolunu gösteren sintilatör detektör konfigürasyonunun şematik yandan görünüşü.	22
Şekil 14. Yaygın olarak kullanılan bir kompton bastırma kurulumu örneği	24
Şekil 15. Tru atıklarını izlemek için kullanılan compton bastırma tasarımı.....	25
Şekil 16. Ortec tarafından oluşturulan standart compton bastırma sistemi.....	26
Şekil 17. Kademeli geçişi gösteren örnek bir gama bozunma şeması	27
Şekil 18. Monte carlo simülasyonunda kullanılan dedektör modeli.....	28

Şekil 19. Compton bastırma sisteminin şematik çizimi.....	29
Şekil 20. (a-f). Dedektör kristal uzunluğuna bağlı olarak ^{137}Cs radyoaktif nokta kaynağından gelen 662 keV enerji spektrumları.....	36
Şekil 21 (a-b). Pik ve toplam Compton bastırma faktörlerinin (CSF) kristal uzunluğuna bağlı olarak yüzde değişim (%).....	37
Şekil 22 (a-f). Dedektör kristal yarıçapına bağlı olarak ^{137}Cs radyoaktif nokta kaynağından gelen 662 keV enerji spektrumları.....	41
Şekil 23 (a-b). Dedektör yarıçapına bağlı olarak pik ve toplam Compton bastırma faktörlerinin (CSF) yüzde değişimi (%)	42
Şekil 24 (a-f). Dedektörün kristal uzunluğuna ve yarıçapına bağlı olarak ^{137}Cs radyoaktif nokta kaynağından gelen 662 keV enerji spektrumları.....	46
Şekil 25 (a-b). Kristal uzunluğuna ve dedektör yarıçapına bağlı olarak pik ve toplam Compton bastırma faktörlerinin (CSF) yüzde değişim (%).....	47

KISALTMALAR ve SEMBOLLER DİZİNİ

CSS	:Compton bastırma spektrometresi
FEP	:Enerjinin tamamen depolandığı alan
HPGe	:Yüksek saflıkta germanyum dedektörü
γ	:Gama ışını
CSF	:Kompton bastırma faktörleri
X	:Levhanın kalınlığı
I	:Soğurulup geçen fotonun şiddeti
I_0	:Gelen fotonun şiddeti
μ	:Lineer soğurma katsayısı
τ (fotoelektrik)	:Fotoelektrik olma olasılığı
τ (compton)	:Kompton olma olasılığı
τ (çift oluşum)	:Çift oluşum olma olasılığı
t	:Zaman
λ	:Soğurucuda katedilen ortalama mesafe
σ	:Ortam yoğunluğu
E_e	:Fotoelektronun enerjisi
h	:Planck sabiti
ν	:Frekans
E_b	:Fotonun bağlanma enerjisi
$\frac{\mu}{\sigma}$:Kütle soğurma katsayısı
E_γ	:Gama ışını enerjisi
Z	:Atom numarası
n	:Atom sayısı
E_{e^+}	:Pozitronun enerjisi
E_{e^-}	:Elektronun enerjisi
c	:Işık hızı
m_0	:Elektronun durgun kütlesi
ν'	:Saçılan fotonun frekansı
θ	:Fotonun saçılma açısı
Φ	:Elektronun saçılma açısı
DE	:Çift kaçış tepe noktası

SE	:Tek kaçış tepe noktası
BGO	:Yüksek atom numaralı parıldayıcı
FWHM	:Bir pikin yarı maksimumdaki tam genişliği
K	:Kelvin sıcaklık
R	:Dedektör yarıçapı
P	:Düzlem



1.GİRİŞ

1.1. Giriş

Gama ışınları madde ile fotoelektrik absorpsiyon, Compton saçılması ve çift üretimi olmak üzere üç ana etkileşim mekanizması aracılığıyla etkileşir. Tüm bu etkileşimlerde, gama ışını fotonun enerjisi kısmen veya tamamen bir elektrona aktarır. Compton saçılmasında, gelen gama ışını fotonu bir değerlik elektronu ile etkileşir ve orijinal yoluna göre bir açıyla yansıtılır. Bu etkileşim, daha sonra soğurucu boyunca devam edebilen ve tekrar etkileşime girebilen veya soğurucu malzemeden kaçabilen bir gama ışını foton emisyonu ile sonuçlanır. Compton saçılımındaki saçılan fotonların büyük çoğunluğu dedektörden kaçar, bu nedenle gelen fotonun enerjisi dedektöre tam olarak aktarılamaz. Kısmen biriken enerji, Compton sürekliliği olarak bilinen gama enerji spektrumunda arka plan olarak kaydedilir. Bu süreklilik, Compton kenarı olarak bilinen maksimum aktarılabilir enerjiye karşılık gelen bir enerjiye kadar uzanır.

Compton bastırma, Compton saçılan fotonların gama enerji spektrumuna katkısını azaltmak için yaygın olarak kullanılan bir tekniktir. Compton bastırma tekniği, birden fazla dedektörde algılanan gama ışını fotonlarını ortadan kaldırmak için çakışma önleyici kapıya dayanır. Kaynağın gerçek spektrumunu elde etmek için bir birincil dedektör kullanılır. Birincil dedektör, bir Compton saçılmasından sonra birincil dedektörden kaçan gama ışını fotonlarını yakalamak için ikincil dedektörlerle çevrilidir. İkincil dedektörler, kaçan gama ışını fotonun algılama olasılığını en üst düzeye çıkaracak şekilde yapılandırılır. Birincil ve ikincil dedektörler, önceden ayarlanmış bir zaman penceresi içinde birincil dedektörde ve ikincil dedektörlerden herhangi birinde bir gama ışını 2 fotonun tespit edilmesi durumunda birincil dedektörde meydana gelen bir sayım olayını ortadan kaldıran anti-tesadüfte çalıştırılır. Birincil dedektör, çevreleyen ikincil dedektörler ve ölçüm elektronığının kombinasyonuna Compton Bastırma Spektrometresi (CSS) adı verilir. Bilindiği gibi, gama ışını spektroskopisinde bir pik oluşumu, gama ışınlarının dedektör kristali ile bir dizi etkileşimi oluşturarak kristalde enerji depolaması sonucunda oluşur. Bu etkileşimler, gama ışını yeterli enerjiye sahipse fotoelektrik absorpsiyon, Compton saçılması ve çift oluşumu (en az 1022 keV) olarak adlandırılabilir. Bir gama ışını, birçok etkileşim sonucunda enerjisinin tamamını kristalde depoluyorsa bunun sonucunda FEP oluşur, enerjisinin tamamını

kristalde depolayan her bir gama ışını FEP bölgesine katkı sağlar. Öte yandan, ışın, etkileşim sayısına ve açığa bağlı olarak bir veya daha fazla etkileşimden sonra kristalden kaçarsa, enerjisinin yalnızca bir kısmını kristalde depolar ve Compton saçılma bölgesine katkıda bulunur. Bu, Compton dağıtım bölgesini artırır. Sonuç olarak, baskın enerji Compton dağılımı zirvesi, düşük enerji ve düşük aktivite tepe enerjisinin analizini zorlaştırır. Bazı durumlarda numunede mevcut olsa bile aktivitesi düşük olduğu için pik hiç görülmez. Bu tür pikleri analiz etmek için, istenmeyen Compton dağılım bölgesi mümkün olduğunca bastırılmalıdır. Compton bastırma sistemi, istenmeyen bu Compton bölgesini aşağı çekerek küçük tepe noktalarını analiz etmeyi mümkün kılan bir sistemdir (Knoll, 2010). Tipik bir Compton bastırma sisteminde ana dedektör olan Yüksek Safılıkta Germanyum (HPGe) dedektörleri, γ -ışını spektrometrisinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Badawi, vd., 2012; Khan vd., 2018; Huy, 2010). Radyonüklidleri tanımlamak ve çevresel numunelerdeki konsantrasyonlarını belirlemek ve karanlık madde aramak gibi diğer birçok alan (Yang, vd., 2019) nötrinoların yeni özelliklerini (Agostini, vd., 2019; Aalseth vd., 2018) ve insansız hava araçları (Jakovlevs, vd., 2018) vb. NaI (Savva, vd., 2014), LaBr₃Ce (Wang vd., 2022), GAGG:Ce-Si-Si dizi dedektörleri (Gray, vd., 2022), Compton bastırma sisteminin başka bir parçasıdır. Tespit sistemi, ikincil detektörden ve birincil detektörden aynı anda üretilen sinyalleri ortadan kaldırmak için çakışma önleme modunda çalıştırılır. Şimdiye kadar, ana HPGe detektörünün kristal boyutunun Compton bastırma faktörleri üzerindeki etkisi hiç araştırılmadı. Bir laboratuvar, belirli bir amaç için çeşitli kristal boyutlarında bulunabilen bir ana HPGe dedektörü seçmek zorunda kalabilir. Belirli bir gama enerji aralığı için belirli bir kristal boyutu uygun olabilir. Bir laboratuvarın çeşitli kristal boyutlarına sahip birkaç HPGe dedektörüne ihtiyacı olabileceğinden, bunun deneysel olarak araştırılması oldukça maliyetli olabilir. Monte Carlo hesaplamaları, bu soruşturmayı ele almak için mükemmel bir yaklaşım olabilir. Fotonların ve elektronların madde ile çeşitli etkileşim mekanizmalarının simülasyonunu ve ölçüm düzeneği modeli aracılığıyla parçacıkları izlemenin gelişmiş yollarını içeren gelişmiş kodlar mevcuttur. Bu çalışmanın temel amacı, ana HPGe detektörünün kristal boyutunun (kristal uzunluğu, kristal yarıçapı) Compton bastırma faktörleri üzerindeki etkisini EGS4 sistemi (Nelson ve Hirayama, 1985). 200 keV ile 2000 keV arasındaki toplam 5 enerji değeri için Compton bastırma faktörleri (CSF) hesaplanmış ve sonuçlar tartışılmıştır.

1.2. Özet

Bir HPGe-NaI için bastırma faktörünü etkileyen geometrik parametreler Compton bastırma spektrometresi, EGS4 ile Monte Carlo simülasyonları tarafından incelenmiştir. Spektrumlar, 200 keV ile 2 MeV arasında değişen 5 enerji değeri için kutulanmıştır. Sistem performansını karakterize eden parametreler olan Compton bastırma faktörleri (CSF'ler), farklı HPGe kristal parametreleri için hesaplandı. Bir laboratuvarın 400 keV'a kadar olan enerji değerleri için daha iyi Compton baskılanmış faktörler elde etmek için mümkün olduğunca küçük HPGe kristali seçmesi gerektiği gözlemlendi. Ancak, 2 MeV'ye kadar olan daha yüksek enerjiler için daha büyük HPGe kristaller daha iyi Compton bastırma sistemleri sağlar.

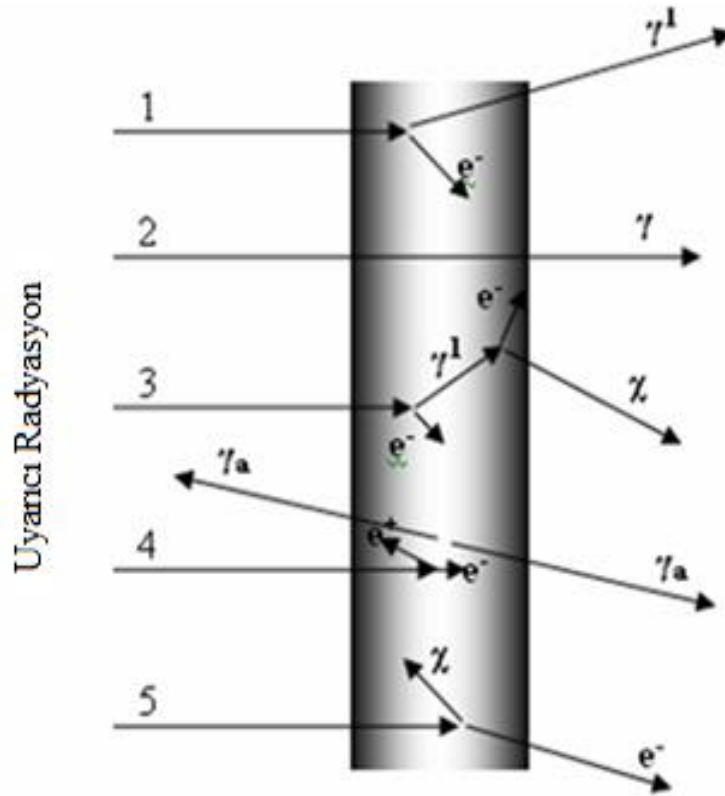
1.3. Tezin Amacı

Bu tezin amacı ana dedektör olarak kullanılan HPGe dedektörlerinin kristal uzunluğu ve kristal çapının Compton bastırma faktörü üzerindeki etkisini incelemektir. Compton bastırma faktörü, düşük aktiviteli radyonüklitlerin numunelerdeki analizlerinin mümkün kılınması için son derece önemlidir. Maksimum bastırma faktörü bu açıdan bakıldığında özenle belirlenmelidir. Maksimum bastırma faktörü için HPGe dedektör parametrelerinin optimum olarak belirlenmesi gerekmektedir. Compton bastırma faktörlerinin gamma ışını enerji aralığına bağlılığı düşünüldüğünde, HPGe dedektörünün parametrelerinin çalışılan enerji aralığına bağlı olarak maksimum bastırma faktörü üretmesi için seçilmesi gerekmektedir.

2.GENEL BİLGİLER

2.1. Elektromanyetik Radyasyonun Madde ile Etkileşmesi

Bir madde üzerine bir elektromanyetik radyasyon uygulandığında, madde içerisinde bulunan çekirdek elektron ve bunların oluşturdukları coulomb alanları maddeye uygulanan elektromanyetik radyasyon ile çeşitli etkileşimler yapar.



Şekil 1. Elektromanyetik radyasyonun maddeyle etkileşimi

Maddenin gama ışınları için çok sayıda olası etkileşim mekanizması bilinmesine rağmen radyasyon ölçümlerinde sadece üç ana tip etkileşme önemli rol oynamaktadır. Bunlar çift üretimi, fotoelektrik soğurma ve compton saçılmasıdır. Madde ile elektromanyetik radyasyon arasındaki etkileşim maddenin atom numarası bağlıdır. Elektromanyetik radyasyon demeti X kalınlığındaki bir maddeden geçirecek olursak eğer X kalınlığı çok fazla olursa elektromanyetik radyasyon kalınlıktan kaynaklı olarak madde içerisinde daha çok parçacık ile etkileşime girecek ve bu parçacıklara enerjisini aktarıp madde içerisinde kalacaktır. Gama ışınlarının madde içerisindeki iletiminin

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \quad (4)$$

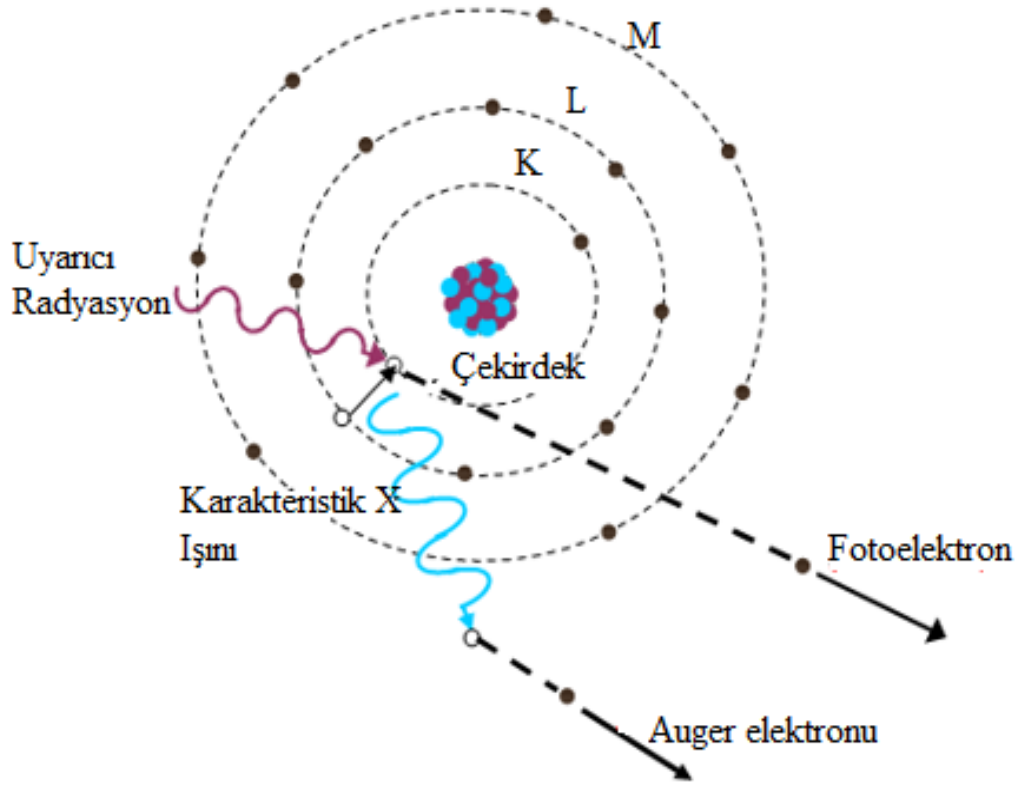
λ 'nın tipik değerleri katılarda yaygın gamma ışını enerjileri için birkaç mm'den on cm'ye kadar değişmektedir. Doğrusal azaltma katsayısının kullanılması, soğurucu malzeme aynı olmasına rağmen soğurucunun yoğunluğu ile değişmesi gerçeğiyle sınırlıdır. Bu nedenle, kütle azaltma katsayısı çok daha yaygın olarak kullanılır ve şu şekilde tanımlanır.

$$\text{Kütle azaltma katsayısı} = \frac{\mu}{\rho} \quad (5)$$

Burada ρ ortamın yoğunluğunu temsil eder. Verilen bir gama ışını enerjisi için kütle azaltma katsayısı, belirli bir soğurucunun fiziksel durumu ile değişmez. Bu durum sıvı veya buhar formunda mevcut olan su içinde geçerlidir. Yüklü parçacıkların ve hızlı elektronların enerji kaybını tartışırken kütle kalınlığı da yararlı bir kavramdır. Bir parçacık eşit kütle kalınlığındaki soğurucu içinden geçen aynı sayıda elektron ile karşılaşacaktır. Bu nedenle, durdurma gücü ve aralığı Z'de büyük ölçüde farklılık göstermeyen malzemeler için kabaca aynıdır.

2.1.1. Fotoelektrik Olay

Fotoelektrik soğurma işleminde, foton soğurucu atom ile etkileşerek bütün enerjisini kaybeder. Şekil 3' te gösterildiği gibi etkileşimden sonra enerjik bir fotoelektron atom tarafından bağlı kabuklarından birinden dışarı atılır. Etkileşim atomla olup serbest elektronlarla gerçekleşemez.



Şekil 3. Fotoelektrik olay (Kaya, 2007).

Fotoelektronun enerjisi şu şekilde verilir:

$$E_e = h\nu - E_b \quad (6)$$

Burada E_b fotoelektronun orijinal kabuğundaki bağlanma enerjisini temsil eder. Birkaç yüz keV' den fazla gama ışını enerjileri için, fotoelektron orijinal foton enerjisinin çoğunu taşır.

Fotoelektronun yanı sıra, etkileşim, bağlı kabuklarından birinde bir boşluğa sahip bir iyonize soğurucu atomu da oluşturur. Bu boşluk, atomun diğer kabuklarından gelen elektronların ortamından ve/veya yeniden düzenlenmesinden serbest bir elektronun yakalanmasıyla hızla doldurulur. Bu nedenle bir veya birden fazla karakteristik X-ışını fotonları da üretilebilir. Çoğu durumda, bu X-ışınları, daha az sıkıca bağlanmış kabukları içeren fotoelektrik soğurma yoluyla orijinal alana yakın bir şekilde soğrulsa da, bunların göçü ve radyasyon detektörlerinden kaçışı, tepkilerini etkileyebilir. Olayların bazı kesimlerinde, bir Auger elektronunun emisyonu, atomik uyarım enerjisinin taşınmasında karakteristik X-ışınının yerine geçebilir (Knoll, 2010).

Bu etkileşimlerin karmaşıklığına bir örnek olarak, ksenonda fotoelektrik soğurmaya giren 30 keV'nin üzerindeki enerji ile gelen fotonları incelenebilir. Ksenon

atomunda yaklaşık %86 oranında K kabuğu soğurumu ile etkileşim gerçekleşir. Bunlardan %87.5'i K-kabuk karakteristiğine X-ışınlarına neden olur ve %12.5 de Auger elektronlarının emisyonu ile yeniden uyandırılır. K- kabuk etkileşimlerine uğramayan gelen fotonların geri kalan % 14'ü L veya M kabukları ile fotoelektrik etkileşim yoluyla soğurur. Bunlar çok düşük enerji karakteristiği X- ışınları veya Auger elektronları ile sonuçlanır (Knoll, 2010).

Fotoelektrik işlem, nispeten düşük enerjili gama ışınları için baskın etkileşim şeklidir. Yöntem ayrıca yüksek atomik sayı Z 'ye sahip soğurucu malzemeler için geliştirilmiştir. E_γ ve Z 'nin tüm aralıklarında atom başına fotoelektron soğurma olasılığı için tek bir analitik ifade geçerli değildir, fakat kaba bir yaklaşım

$$\tau \approx \text{sabit} \times \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad (7)$$

Bağıntısı ile verilir. Burada n bileşeni, ilgi konusu olan gama-ışını enerji bölgesi üzerinde 4 ile 5 arasında değişir. Fotoelektrik soğurma olasılığının soğurucunun atomik sayısı üzerindeki bu ciddi bağımlılığı, gama ışını kalkanlarında yüksek- Z malzemelerinin (kurşun gibi) üstünlüğünün temel nedenidir (Knoll, 2010).

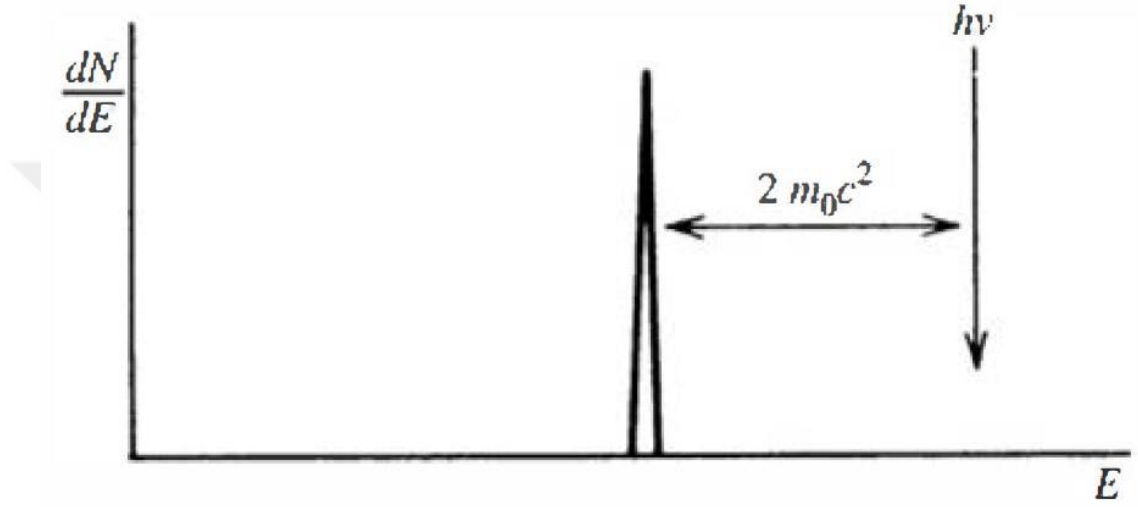
2.1.2. Çift Oluşumu

Etkileşim, soğurucu maddenin çekirdeğinde nötronların yakınında şiddetli elektrik alanında gerçekleşir ve gelen gama-ışınının tamamen yok olması anında bir elektron pozitron çifti oluşumuna tekabül eder. Elektron pozitron çifti oluşumu için $2m_0c^2$ enerjisi gerektiğinden sürecin enerji açısından gerçekleşebilmesi minimum 1.022 MeV gama-ışını enerjisi gerekmektedir. Gelen gama-ışınının enerjisi bu değer üzerindeyse, artan enerji kinetik enerji formunda görünüp elektron pozitron çifti tarafından paylaşılır. Böylece süreç, gelen gama-ışını fotonunun toplam

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (8)$$

olan elektron pozitron kinetik enerjisine dönüşümünü içerir. Tipik enerjiler için, elektronda pozitron da kinetik enerjilerinin tamamını soğurucu ortamda kaybetmeden önce en fazla birkaç milimetre ilerlerler. Gelen gama-ışını tarafından oluşturulan yüklü parçacıkların (elektron+pozitron) toplam kinetik enerjilerinin grafiği yine basit bir delta fonksiyonudur. Şekil 4'de gösterildiği gibi gelen gama-ışını enerjisi altında $2m_0c^2$ bulunur. Basit modelimizde, detektör içinde çift oluşumun gerçekleştiği her zaman bu miktarda enerji depolanacaktır. Bu enerji gerçek gama-ışını puls yükseklik

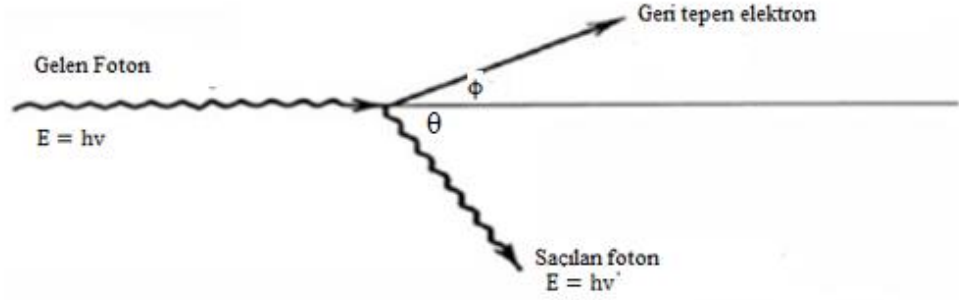
spektrumlarında *çift kaçış piki* yerine karşılık gelir. Çift oluşum süreci Pozitronun kararlı bir parçacık olmaması nedeniyle karışıktır. Pozitronun kinetik enerjisi çok düşük olduğunda (soğurucu malzemedeki normal elektronların termal enerjileri ile karşılaştırılabilir büyüklükte) soğurucu ortamda yok olur veya normal bir elektronla birleşir. Bu noktada ikisi de yok olur ve her biri m_0c^2 (0. 511 MeV) enerjili yok olma fotonları ile yer değiştirir. Pozitronun yavaşlaması ve yok olması için gereken zaman kısadır bu yüzden, yok olma radyasyonu orijinal çift oluşum etkileşimi ile sanal koinsidanslarda görünür (Knoll, 2010).



Şekil 4. Çift oluşumu etkileşimi

2.1.3. Compton Saçılması

Compton saçılmasının etkileşim süreci, gama ışını foton ve soğurucu malzemedeki bir elektron arasında gerçekleşir. Çoğu zaman, radyoizotop kaynaklarının tipik gama ışını enerjileri için baskın etkileşim mekanizmasıdır. Compton saçılmasında, gelen gama ışını foton, orijinal yönüne göre θ açısıyla saptırılır. Foton, enerjisinin bir kısmını elektrona (başlangıçta durgun olduğu varsayılarak) aktarır, bu daha sonra bir geri tepme elektronu olarak bilinir. Saçılmaların tüm açıları mümkün olduğundan, elektrona aktarılan enerji, gama ışını enerjisinin sıfırdan büyük bir bölümüne kadar değişebilir. Herhangi bir etkileşim için enerji transferini ve saçılma açısını ilişkilendiren ifade, enerji ve momentumun korunumu için eşzamanlı denklemler yazılarak elde edilebilir. Aşağıdaki çizimde tanımlanan sembolleri kullanarak:



Şekil 5. Compton saçılması

Bunu şöyle gösterebiliriz.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2(1-\cos\theta)}} \quad (9)$$

Burada m_0c^2 elektronun (0.511 MeV) durgun kütlesi enerjisidir. Küçük saçılma açıları θ için çok az enerji aktarılır. Orijinal enerjinin bir kısmı, $0 = \pi$ 'nin en uç noktasında bile, gelen fotonlar tarafından her zaman korunur. Denklem 10'da saçurucunun atomu başına Compton saçılma olasılığı saçılma hedefleri olarak mevcut olan elektron sayısına bağlıdır ve dolayısıyla Z ile lineer olarak artar. Compton saçılma açısında bir katı açısına θ saçılmıştır. Saçılan gama ışınlarının açısal dağılımı, diferansiyel saçılma tesir kesiti $d\sigma/d\Omega$ için Klein-Nishina formülü ile tahmin edilmektedir.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)[1+\alpha(1-\cos\theta)]} \right) \quad (10)$$

Burada

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2} \quad (11)$$

ve r_0 klasik elektron yarıçapıdır (Knoll, 2010).

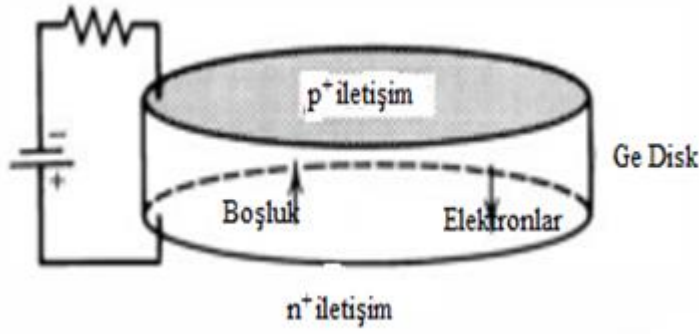
2.1.3.1. Germanyum Dedektörleri

10^{10} atom/cm³ kadar düşük safsızlıklara sahip ultrasaf germanyum üretimi için teknikler ilk 1970'lerin ortalarında geliştirildi. Başlangıç materyali yarıiletken endüstrisi kullanımına yönelik külçe germanyumdur. Zaten yüksek saflığa sahip bu materyal bölge arıtma tekniği kullanılarak daha ileri seviyede üretilmiştir. Safsızlık seviyeleri aşamalı

bir şekilde kısım kısım materyali ısıtarak ve erimiş bölgeyi numunenin bir ucundan diğer ucuna doğru yavaşça geçirerek azaltılır. Eritilmiş germanyumdaki safsızlıklar katıdaki safsızlıklardan daha çok çözünür olma eğiliminde olduğundan safsızlıklar tercihi olarak eritilmiş bölgeye transfer edilir ve böylece numuneden süpürülür. Bu işlemin birkaç tekrarından sonra, 10^9 atom/cm³ kadar safsızlık seviyeleri elde edilir. Ortaya çıkan germanyum belki de en iyi derecede saflaştırılmış ve daha önce ticari olarak üretilmiş bir tür materyalin tamamen çözümlenmiş olanıdır. Geniş germanyum tek kristalleri daha sonra bu saflaştırılmış malzemeden yavaşça büyütülür. Eğer kalan düşük seviye safsızlıkları akseptör (alüminyum gibi) ise materyalden büyütülen yarıiletken kristalin elektrik özellikleri birazcık p tipidir. (π tip tanımlama sıklıkla yüksek saflıklı p -tip materyali temsil etmek için kullanılır.) Alternatif olarak, eğer verici safsızlıkları mevcut ise yüksek saflıklı n tip (v tip olarak tanımlanır) ile sonuçlanır.

Herhangi bir germanyum dedektörün oda sıcaklığında çalışması küçük bant aralığından dolayı büyük termal-uyarılmış sızıntı akımıyla sonuçlanacağından mümkün değildir. Bunun yerine, sızıntı akımını gürültünün mevcut mükemmel enerji çözünürlüğünü bozmayacağı bir noktaya kadar düşürmek için germanyum dedektörler soğutulmalıdır. Normalde, sıcaklık sıvı azot haznesinin dedektör ile termal temasta tutulduğu yalıtkan bir tank kullanarak 77 K değerine düşürülür. Ge(Li) dedektörler için, oda sıcaklığında çabukça vuku bulan sürüklenmiş lityumun yıkıcı yeniden dağılmasını engellemek için düşük sıcaklıklar sürekli olarak uygulanmak zorundaydı. Lityum sürüklenme HPGe dedektörlerinde bertaraf edilir ve HPGe dedektörleri kullanımlar arasında oda sıcaklıklarına kadar ısınması mümkün kılındı. Üretim teknikleri modern dedektörlerin sayısız sıcaklık iniş çıkışına dayanabilecek bir noktaya kadar geliştirildi. Bu kullanım avantajı HPGe dedektörlerinin Ge(Li) dedektörlerinin yerini almasının başlıca sebebidir. HPGe dedektörlerinin sıvı azot sıcaklığında kullanmak alışlagelmiş olmasına rağmen bazı uygulamalarda dedektör sıcaklığını bu nominal 77 K değerinin üzerine çıkmasını sağlamak daha uygun olabilir. Birçok çalışma mutlak sıcaklığın yaklaşık 130 K'e kadar artışında koaksiyel dedektörlerinin performanslarının kötüye gitmediğini ortaya koymuştur.

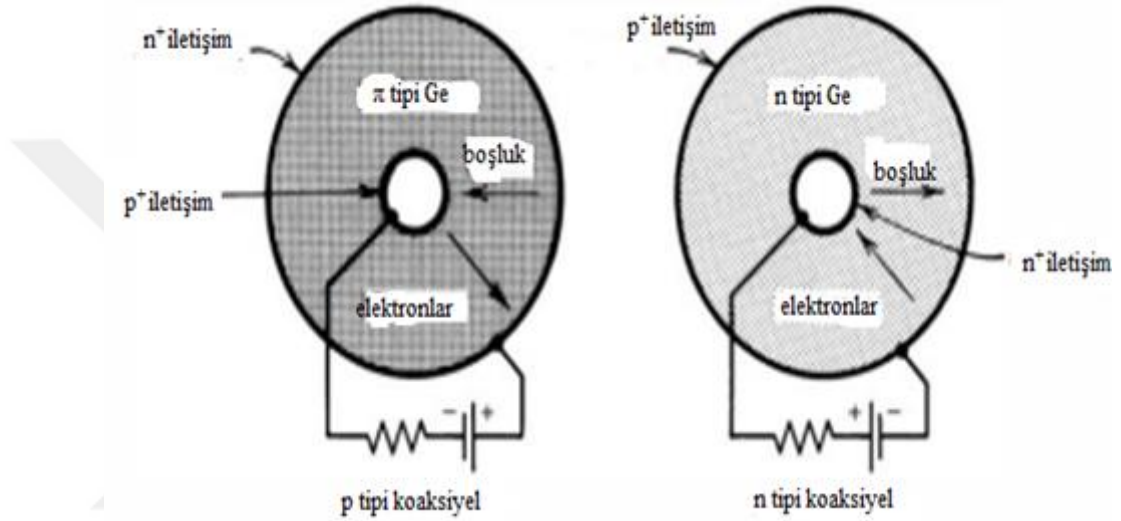
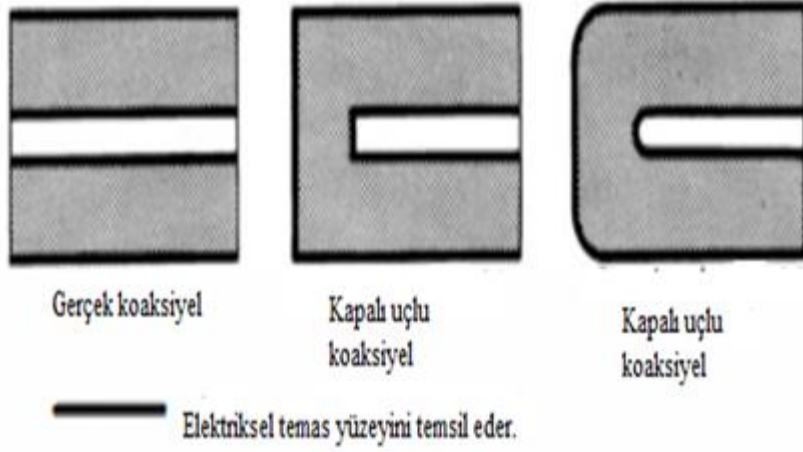
Yüksek saflıklı p tip (ya da π tip) germanyumdan üretilen *düzlemsel* bir HPGe dedektör için temsili bir konfigürasyon Şekil 6'da gösterilmiştir.



Ŗekil 6. Düzlemsel bir HPGe dedektörünün konfigürasyonu

Düzlemsel konfigürasyonda, elektriksel kontaklar bir germanyum diskin düz iki yüzeyinde oluşturulur. n^+ kontak ya lityumu wafer'ın bir yüzeyi üzerine buharlaştırarak ve difüze ederek ya da bir hızlandırıcı kullanarak verici atomlarını direkt olarak gömme ile oluşturulabilir

Yukarıda özetlenmiş düzlemsel dedektörler için, toplam germanyum hacmi genellikle büyütölmüş kristalin çapı ve büyütölmüş kristalden kesilen dilim kalınlığı tarafından birkaç 10 cm^3 'e kadar sınırlandırılmıştır. Genel gama ışını spektroskopisi için tercih edilecek kadar geniş hacimli dedektörler üretmek için kristal hacminin daha fazlasını dedektörde barındıracak farklı bir geometri seçilir.



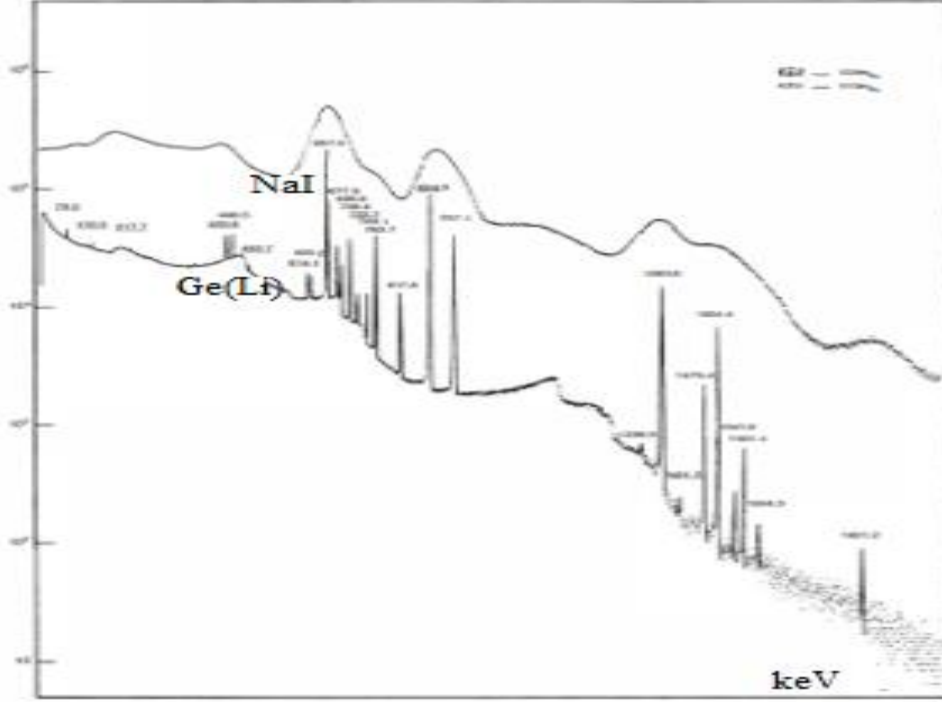
Şekil 7. En üstte, büyük hacimli koaksiyel seçicilerin üç ortak şekli gösterilmektedir. Her biri, silindirik bir kristalin eksenini boyunca enine kesitsel bir görünümü temsil eder. Dış elektrot, her iki kapalı uçlu durumda da düz ön (sol) yüzey üzerine uzatılmıştır. Kristalin silindirik eksenine dik olan çapraz kesitler, altta gösterilmiştir. HPGe malzemesi, yüksek saflıkta p veya n tipi olabilir.

Burada, Şekil 7’de gösterildiği gibi silindirik ya da *koaksiyel* bir geometri seçilir. Bu durumda, bir elektrot uzun germanyum silindirik bir kristalin dış silindirik yüzeyinde üretilir. İkinci bir silindirik kontak kristal merkezini çıkararak ve iç silindirik yüzeye bir kontak oluşturarak sağlanır. Kristal eksensel doğrultuda uzun üretilebildiğinden oldukça geniş aktif hacimler oluşturulabilir (orijinal baskı yıllarında 800 cm³’e kadar). Küçük iç çap kullanıldığında koaksiyel geometrinin ekstra bir avantajı düzlemsel geometri kullanarak elde edilebilecek olandan daha düşük sığalı geniş-hacim dedektörleri üretilebilmesidir.

2.1.3.2. Germanyum Dedektörlerinin Uygulama Karakteristikleri

2.1.3.2.1. Enerji Çözünürlüğü

Germanyum dedektörlerinin baskın karakteri gama-ışını spektrometresine uygulandığındaki mükemmel enerji çözünürlüğüdür.



Şekil 8. Bir sodyum iyodür sintilatörü ve bir Ge(Li) dedektörü. ^{108m}Ag ve ^{110m}Ag bozunumundan kaynaklanan gama radyasyonu.

Şekil 8'de gelen aynı gama-ışını spektrumları için NaI(Tl) parıldama ve germanyum dedektörünün karşılaştırmalı puls yükseklik spektrumları gösterilmiştir. Germanyum sistemin enerji çözünürlüğündeki büyük üstünlüğü NaI(Tl) spektrumunda ayrılmamış olan çok yakın gama-ışını enerjilerini ayırmış olmasıdır. Sonuç olarak, karmaşık enerji spektrumlarını içeren neredeyse tüm gama-ışını spektrometresi germanyum dedektörler ile çalışılır.

Germanyum sisteminden elde edilen toplam enerji çözünürlüğü çoğunlukla üç faktörün kombinasyonu tarafından belirlenir: yük taşıyıcı sayısının doğasındaki istatistiksel yayılım, yük toplama verimindeki çeşitlilik ve elektronik gürültü katkıları. Hangi faktörün baskın olacağı dedektöre gelen radyasyon enerjisine, kullanılan dedektör boyutu ve kalitesine bağlıdır.

Bir germanyum dedektörden elde edilen sinyal pulsunun ayrıntılı şekli çoklu sayımlarda önemlidir. Standart puls yükseklik spektrometresinde balistik zararından kaynaklanacak çözünürlük kaybından kaçınmak için puls işleme elektroniklerinin

şekillendirme süresi dedektörde karşılaşılabilecek en uzun yükselme zamanından büyük ölçüde daha geniş olacak şekilde seçilmesi gereklidir. Zaman bilgisinin pulstan elde edilmesi gereken uygulamalarda değişik zaman seçimi metotları dikkate alındığında hem yükselme zamanı hem de pulsun ön kenarının ayrıntılı şekli önemli olur. Germanyum dedektörde elde edilebilecek nihai zaman çözünürlüğü hem tüm ortalama yükselme zamanına hem de ölçümden ölçüme puls şeklindeki önemli değişime ciddi derecede bağlıdır.

Sinyal taşıyıcıların kayda değer mesafelerde toplanması gerektiği diğer dedektörlerdeki gibi germanyum dedektörlerden elde edilen pulsların ön kenarının şekli yük taşıyıcıların aktif hacim içinde oluşturulduğu yere bağlıdır. İlk yaklaşıma uyan en basit durum bütün elektron-deşik çiftlerini dedektörde tek bir yerde oluşturan oldukça kısa-menzilli parçacık durumudur. (Benzer enerjilerde gama ışınları tarafından oluşturulan ikincil elektronlar için iz mesafeleri bir ya da iki milimetre'den daha uzun değildir ve bu mesafeler genellikle dedektör boyutlarının küçük bir kesri kadardır.) Eğer bu yer aktif hacim içinde yer alıyorsa elektron ve deşikler toplanmadan önce belirli bir mesafe yol almak zorunda olduğundan elektron ve deşikler için özgün ve farklı toplama süreleri olacaktır. Eğer etkileşim noktası aktif hacmin iki kenarından birine yakın ise gözlenen puls yükselmesi başlıca yük taşıyıcıların sadece bir türünün hareketinden kaynaklanacaktır. Aktif hacimle kıyaslandığında menzili kısa olmayan yüklü radyasyonlar için toplama sürelerinin dağılımı deşik ve elektronların oluşturulduğu yerlerin uzaysal dağılımından kaynaklanacaktır. Parçacık izinin yönelimi ölçümden ölçüme önemli derecede değişebilirse puls yükselme zamanında ekstra bir değişiklik ortaya çıkar. Gaz-dolu sayaçlardan başlıca farkı pozitif ve negatif yük taşıyıcıları (deşik ve elektronlar)'nın mobilitelerine bir nebze benzerdir oysa gazda pozitif iyon mobilitesi serbest elektronların mobilitelerinden oldukça düşüktür. Eğer yeterince sayıda basitleştirici varsayımlar yapılırsa basit germanyum dedektör konfigürasyonlarında beklenen puls şeklini tanımlamak için analitik ifadeler türetilebilir. Yaygın varsayımlar şöyledir: Bütün yük taşıyıcılar dedektör aktif hacminin içinde belirli bir yerde oluşturulur. Bu varsayım dedektörde birbirinden oldukça uzak farklı noktalarda oluşan birçok gama ışını pulslarının çoklu etkileşimlerden ortaya çıktığı gerçeği gibi (örneğin fotoelektrik soğurmayı takip eden Compton saçılması) gama-ışını etkileşimlerinden üretilen ikincil elektronların sonlu menzilini ihmal eder.

1. Yük taşıyıcıların tuzaklanması ve tuzaktan kurtulması ihmal edilir. Hızlı bir salıvermeyi takip eden sığ tuzaklardaki yüklerin yakalanması yük taşıyıcılarının geçiş

süresini önemli ölçüde değiştirebilir ve yüklerin yakalanması bu tür sıg tuzakların ihmal edilebilir olmadığı konsantrasyonlarda önemli olabilir.

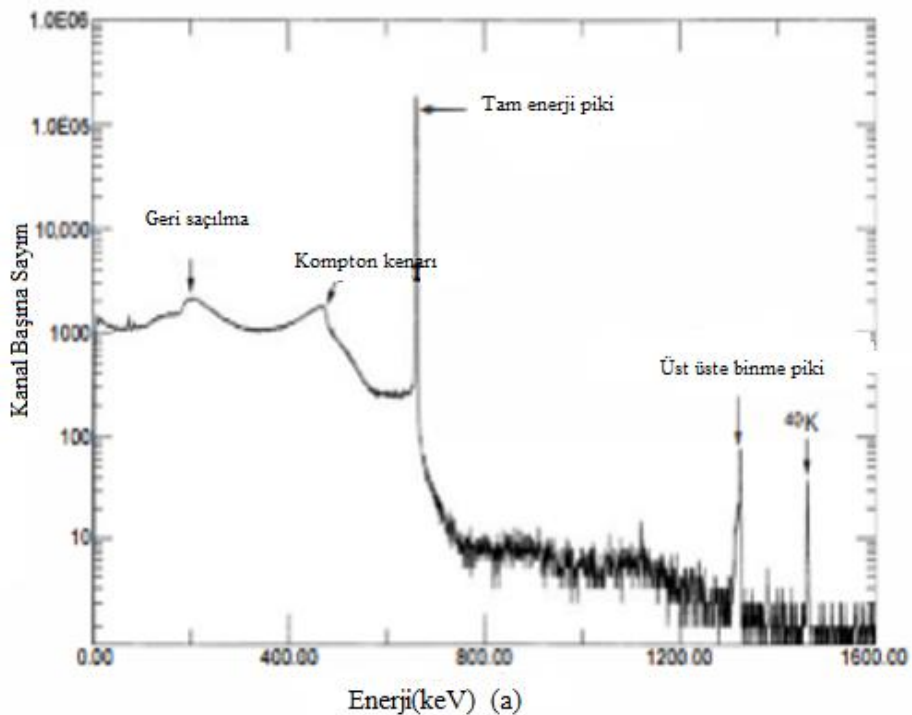
2. Bütün yük taşıyıcılarının tamamen elektrik alanın beklenen tam değerini verdiği dedektör aktif hacminde üretildiği varsayılır.

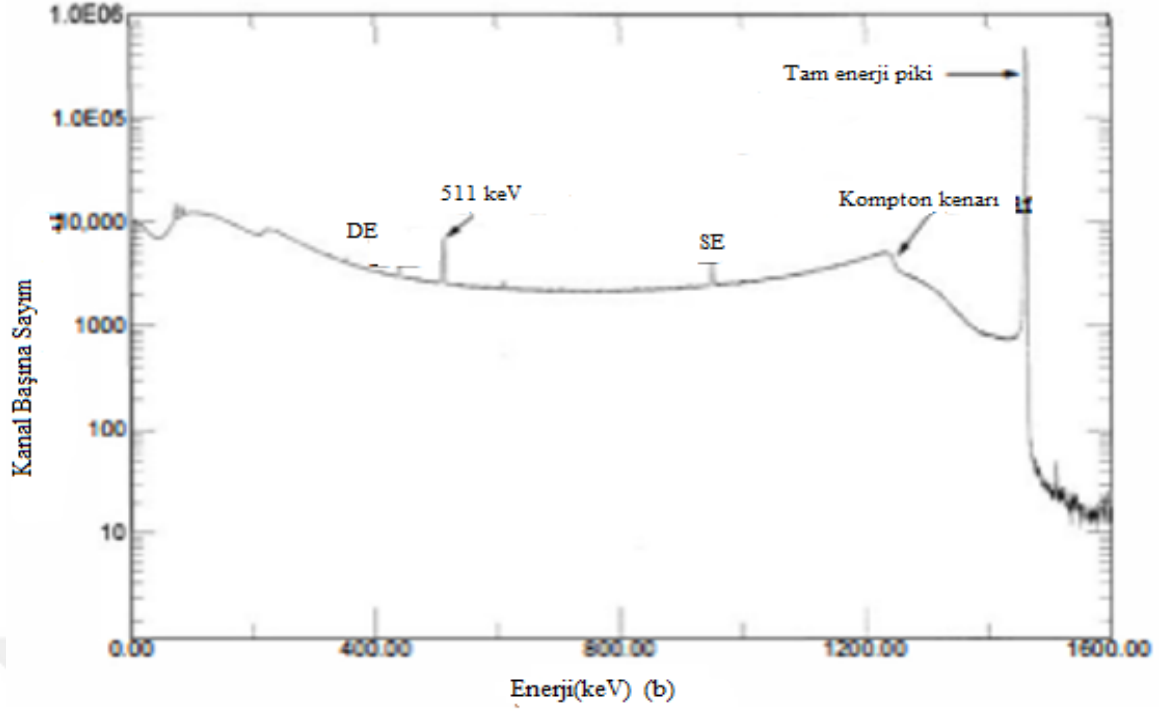
3. Dedektör aktif hacmindeki elektrik alan hem elektronların hem de deşiklerin sürüklenme hızlarının doyumunu sağlayacak kadar yeterince yüksektir.

2.1.3.3. Germanyum Dedektörleri İle Gama-Işını Spektrometresi

Gelişmiş enerji çözünürlüğü ve diğer özellikleri sunmasını zihinde tutarak, geniş boyutlarda ekonomik oluşundan ve yaygın kullanımından dolayı kıyaslamalarda inorganik parıldamaları temsil etmesi için NaI(Tl) kullanacağız. Diğer birçok potansiyel faktör olmasına rağmen verilen bir uygulamadaki seçim çoğu zaman sayım verimi ve enerji çözünürlüğü arasında gidip gelir. Sodyum iyodür parıldayıcıları yüksek yoğunluklu materyal ile birlikte büyük boyutlarda olma avantajına sahiptir, bu da gama ışınları için oldukça yüksek etkileşim ihtimaliyetleriyle sonuçlanabilir. İyot'un göreceli yüksek atom numarasına sahip oluşu da tüm etkileşimlerin büyük bir kesri gama-ışını enerjisinin tamamen soğurulmasıyla sonuçlanacağını garantiler, böylece fotofraksiyon (ya da puls yükseklik spektrumunda tam-enerji pikinin altında kalan ölçümlerin kesiri) da göreceli olarak yüksek olacaktır.

Tek enerjili gelen gama ışınları için germanyum dedektörüyle ölçülen puls yükseklik spektrumları örnekleri Şekil 9'da verilmiştir.





Şekil 9. %110 bağıl verimlilikle p tipi bir HPGe dedektörü ile alınan darbe yüksekliği spektrumları (a) ^{137}Cs kaynağı tarafından yayılan 662 keV gama ışınlarından kaydedilen spektrum, dedektörde fotoelektrik absorpsiyon ve Compton saçılmasının etkilerini gösterir. b) ^{40}K tarafından yayılan 1460 keV gama ışınlarından gelen ve artık çift üretiminin ek etkilerini gösteren spektrum dedektör ve çevresindeki malzemelerde yer almaktadır.

NaI parıldayıcıları ile kıyaslandığında germanyumun düşük atom numaralı oluşu ve benzer küçük aktif hacme sahip oluşu puls yükseklik spektrumunun birçok özelliğinde önemli farklılıklara götürür.

Sodyum iyodür ile kıyaslandığında germanyumun düşük atom numarası 10-20 faktör kadar küçük fotoelektrik tesir kesiti ile sonuçlanır, BGO (Bizmut Germanyum Oksit) gibi yüksek-Z'li parıldayıcılar ile kıyaslandığında daha büyük bir tutarsızlık barındırırlar. Doğrudan bir sonuç olarak bir germanyum dedektörünün asıl pik verimi eşit aktif hacimli sodyum iyodür parıldayıcı dedektörününkinden birkaç çarpan daha küçüktür. Tam-enerji pikinin altındaki alan oldukça küçük olmasına rağmen yarıiletken dedektörlerin üstün enerji çözünürlüğünden dolayı piklerin genişliği çok küçük olduğundan bu pikler hala spektrumun seçkin ve belirgin kısmıdır. Burada tam-enerji pikine katkı sağlayan ölçümler saçılan fotonun fotoelektrik soğurmasından önce gerçekleşen Compton saçılması gibi muhtemel çoklu etkileşimlerden meydana gelmektedir ve tek bir fotoelektrik ölçümde foton enerjisinin tamamının soğurulması nispeten nadirdir. Yüksek gama-ışını enerjilerinde dedektör içinde çift oluşumunu takip eden yok olma radyasyonunun kaçıışı çok önemlidir. İki parçacığın da kinetik enerjisi yük taşıyıcı üretimde kullanılır fakat yolunun bitiminin yakınında pozitron yok olur ve

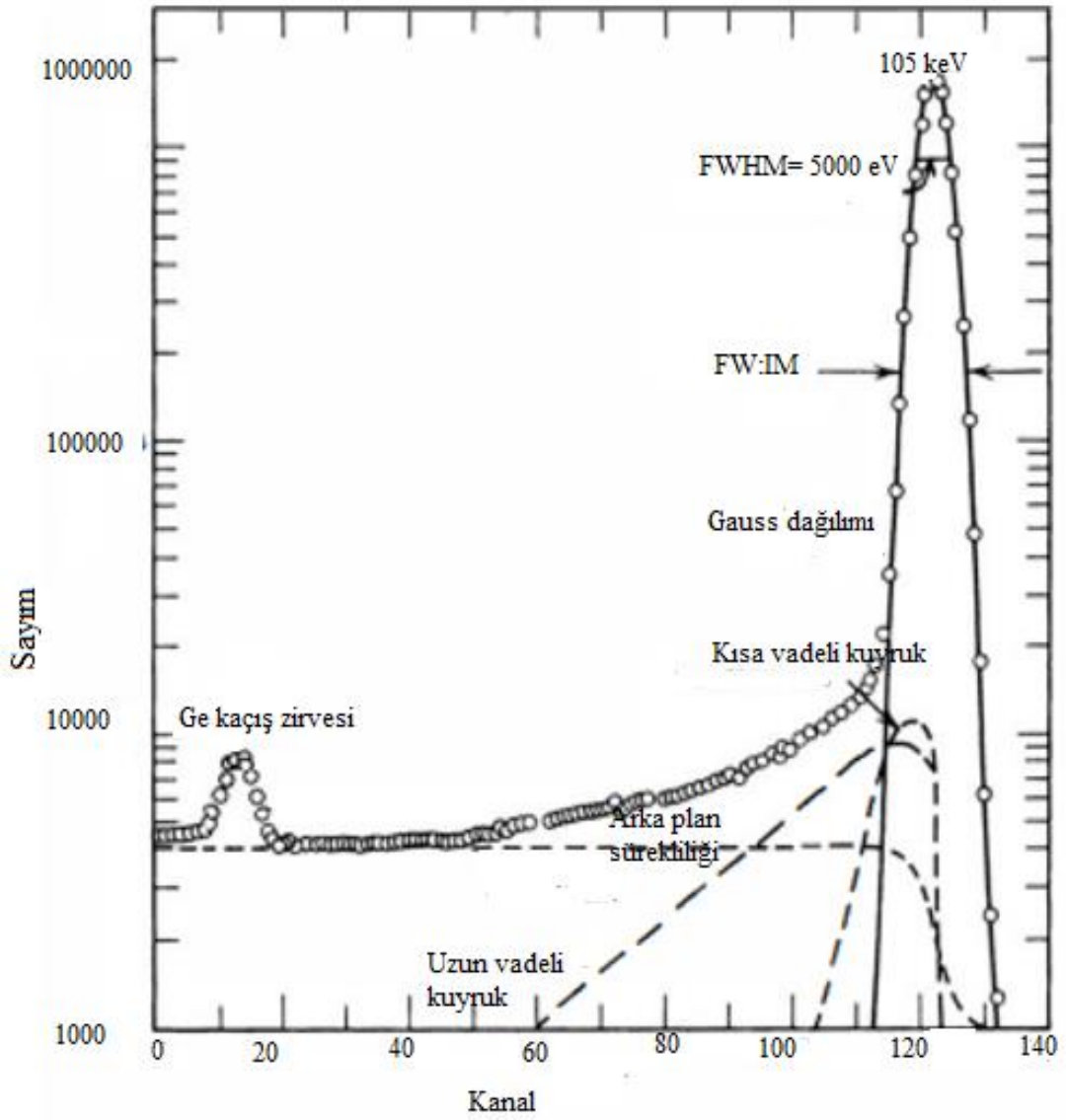
0.511 MeV enerjili iki yok olma fotonu meydana getirir. Germanyum dedektörlerde bu fotonların birinin ya da her ikisinin de kaçış yapacağıın ihtimaliyeti yüksektir. Kaçış pikleri böylece orijinal gama-ışını enerjisinin bir kısmını alıp götüren bir ya da her iki yok olma fotonunun bulunduğu ölçümlere karşılık olarak spektrumda görünür. Eğer her iki yok olma fotonu kaçır ise, bir *çift kaçış piki* tam-enerji pikinden daha düşük 1.022 MeV enerjide görülür. Bir yok olma fotonu kaçtığı fakat diğerinin tamamen soğurulduğu ölçümler tam-enerji pikinin altında 0.511 MeV enerjide görünen *bir tek kaçış piki*'ne götürür. Eğer gelen gama-ışını enerjisi yeterince yüksek ise tam-enerji soğurma ihtimaliyeti çok küçük olabilir ve dedektörün cevap fonksiyonunda görülen kaçış pikleri sıklıkla en çok göze çarpan piklerdir.

2.1.3.3.1. Sürekliliği Azaltmak İçin Metotlar

Germanyum spektrumları diğer gama-ışını enerjilerinden gelen düşük-şiddet piklerini belirginsizleştiren oldukça belirgin süreklilik ile karakterize edilir. Fotofraksiyon değerleri NaI(Tl) sintilatörlerinkinden tipik olarak daha düşüktür ve sürekliliği azaltma metotları germanyum dedektörlere uygulandığında potansiyel olarak daha büyük faydalar sağlayabilir.

2.1.3.3.1.1. Antikoinsidans ile Compton Reddi

Germanyum dedektörlerinden gelen gama-ışını spektrumlarındaki Compton sürekliliği başlıca aktif hacimden saçılan fotonun kaçışını takip eden dedektördeki bir ya da daha fazla saçılmalara uğrayan gama ışınları tarafından üretilir.



Şekil 10. Bir Ge (Li) detektöründen gözlemlenen bir tepe noktasının ayrıntılı gösterimi

Tersine tam-enerji soğurma olayları kaçış fotonlarıyla sonuçlanmaz. Böylece, çevreleyen halkasal dedektördeki kaçan fotonların koincidans dedeksiyonu tam-enerji ölçümlerini etkilemeksizin sadece sürekliliğe katkı yapan ölçümleri tercihi olarak reddetmek için araç olarak işlev görür. Reddetme işlemi germanyum dedektörden gelen pulsarı, çevreleyen dedektörden bir koincidans pulsu dedekte edildiğinde kapatılan elektronik devreden geçirerek tatbik edilir (*antikoinsidans modu* olarak anılır).

Etkili olması için çevreleyen dedektör kaçan fotonların çoğunu kesmede yeterince büyük olmalıdır ve dedeksiyonları için iyi bir verime sahip olmalıdır. Büyük parıldama dedektörleri kolaylıkla bu gereksinimleri sağlar ve hem NaI(Tl) hem de BGO bu amaç için kullanılmaktadır. Gerekli şartlar sağlandığında gözlemlenen tepe noktasının ayrıntılı gösterimi Şekil 10'da verilmiştir. Aynı dedeksiyon verimli sodyum iyodür dedektörü ile kıyaslandığında BGO'nun yüksek yoğunluk ve atom numarası daha kompakt bir konfigürasyona imkan tanınması olan güçlü bir avantaja sahiptir

2.1.3.3.1.2. Toplam-Koinsidans Modu

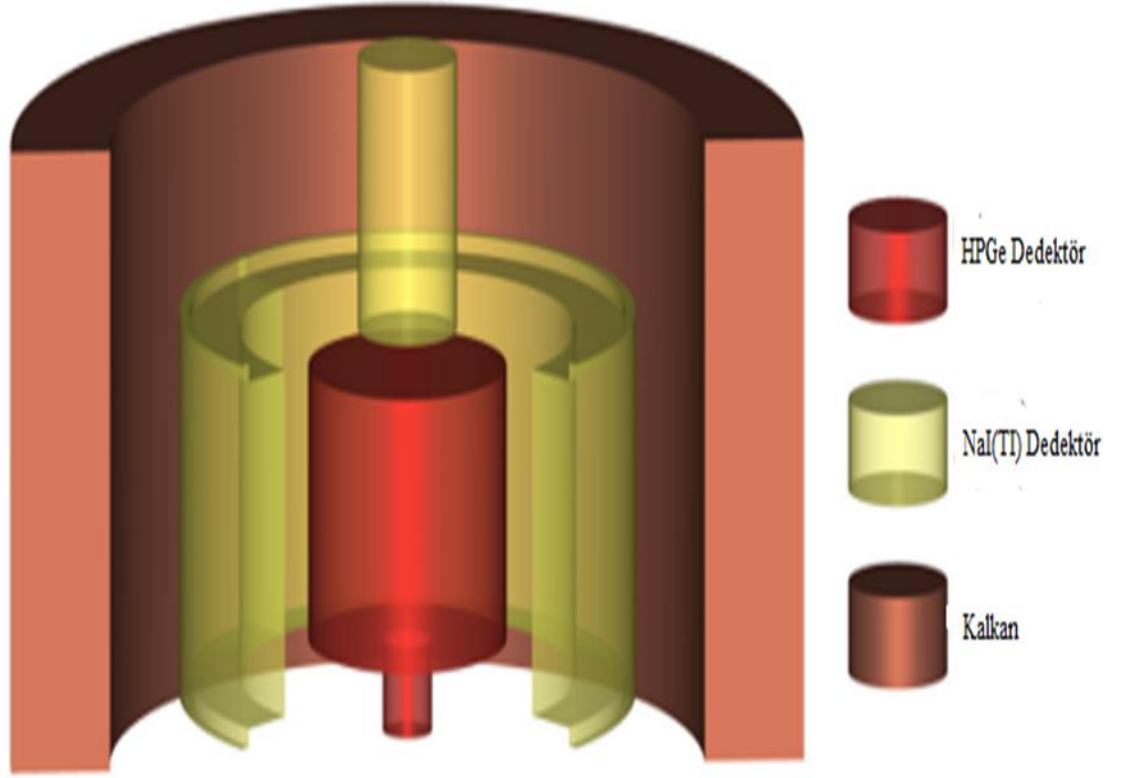
Compton sürekliliğinin çoğu saçılmış gama ışını kaçışını takip eden tek Compton saçılmalarından ibarettir, hâlbuki benzer gama-ışını enerjilerindeki tam-enerji ölçümleri başlıca fotoelektrik bir soğurmadan sonra gelen çoklu saçılma sıralılarından oluşur. Dedektörde kabul edilmeden önce bir etkileşimden daha fazlasına denk gelen ölçümün kayıt edilmesini sağlayarak Pik/Compton oranı böylece artırılabilir. Germanyum dedektörlerinde bu seçim genellikle dedektörü alt parçalara ayırarak (ya da birleşik bağımsız birkaç dedektör ekleyerek) ve iki ya da daha fazla bağımsız bölümde koinsidans pulslarını arayarak başarılabilir. Koinsidanslar bulunduğu dedektör bölümlerinden gelen çıktılar toplanır ve kayıt edilir. Sonuç spektrumu büyük ölçüde baskılanmış ve beklenmedik Compton kıyıları olmayan özelliksiz bir sürekliliğin üstünde uzanan sadece tam-enerji pikinden oluşur.

2.1.3.3.1.3. Çift Spektrometre

Kaydedilen germanyum dedektör spektrumunu basitleştirmek için farklı bir yaklaşım sadece çift kaçış pikini seçmeye çalışmaktır. Gama-ışını enerjisi yeterince yüksek ise tüm etkileşimlerin önemli bir kesri birincil dedektörden pozitron yok olmasından kaçan her iki fotonun bulunduğu çift oluşumuna karşılık gelecektir. Bu yok olma fotonları her zaman zıt yönlerde yayıldığı için birincil dedektörün karşısına yerleştirilen ekstra iki dedektör bu fotonları makul bir verim ile yakalayabilir. Üç dedektör arasında bir koinsidans istenirse çift kaçış ölçümlerinin seçimi oldukça spesifik olacaktır, ve sürekliliğin çoğu (tam-enerji piki gibi) baskılanacaktır. Sayım veriminde kayda değer bir ödün her zaman verilmelidir fakat çift kaçış piki ayırımı ve diğer doğal fonların baskılanması oldukça etkin olabilir. Merkezi bir germanyum dedektörü ve çevreleyen iki NaI(Tl) parıldayıcı dedektörden oluşan sistem performansları iyice belgelenmiş olan yaygın bir konfigürasyondur.

2.1.4. Compton Bastırma Teorisi

Gama ışınlarının germanyum kristaliyle iyi etkileşimi Compton saçılmasıdır. Gama ışınlarının germanyum dedektöründe etkili enerji aralığı 0,2 MeV – 8,0 MeV arasındadır. Spektrometrenin çok iyi sonuç verebilmesi için dedektörde gerçekleşen Compton saçılmalarının en aza indirilmesi gerekir. Compton saçılmasının en aza indirilmesi güçlü fotopiklerin oluşmasına imkân sağlar. Compton saçılmasının en aza indirilmesi spektrometrenin ölçümlerini de iyileştirir. Compton bastırma spektroskopisi üç kısımdan oluşur. Şekil 11’de gösterildiği gibi birincil gama dedektörü, ikincil gama dedektörü ve çakışmaları önleyen geçit.

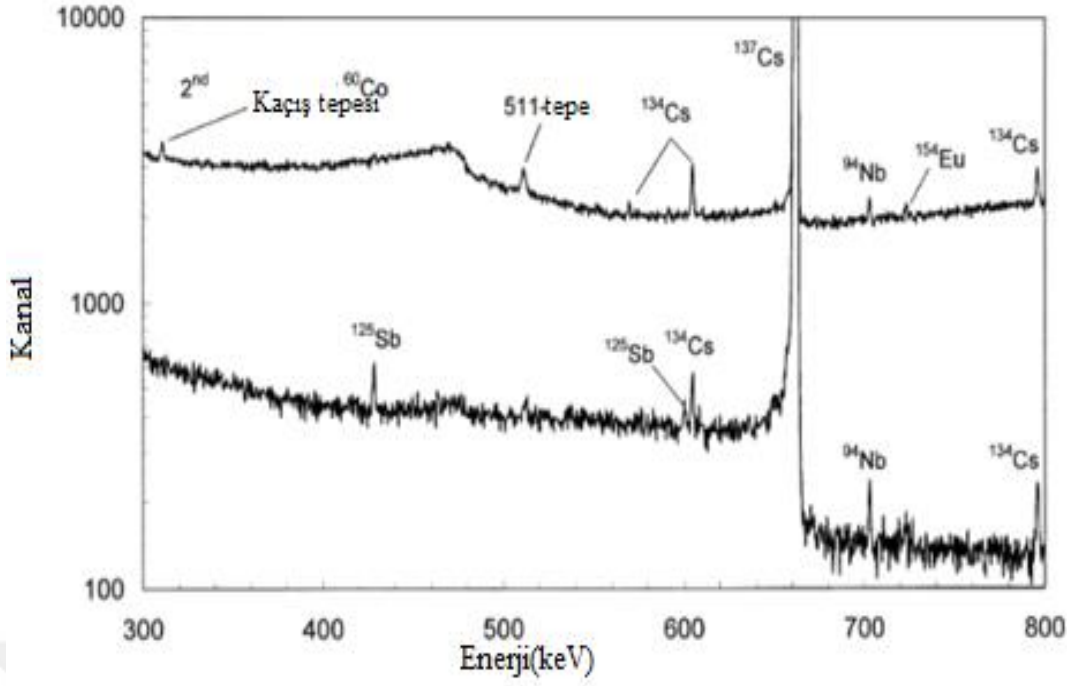


Şekil 11. Birincil ve ikincil dedektörün geometrik düzeni

Birincil gama dedektörlerinin gelen fotonun tamamını soğurması amaçlandığından çok yüksek çözünürlüğe sahip olması gerekir. İkincil gama dedektörü birincil gama dedektöründen Compton saçılması ile saçılan fotonları algılayabilmesi için algılama kapasitesinin çok yüksek olması gerekir. Bu dedektör çok yüksek çözünürlüğe ve çok yüksek algılama kapasitesine sahip olması açısından mükemmel bir konfigürasyondur. Birincil dedektörün çözünürlük yönünden maksimum verim sağlaması için Si(Li), Ge(Li) ve HPGe yarıiletkenleri kullanılır. İkincil dedektörlerin algılama kapasitesinin maksimum olması istenildiğinden NaI ve BGO dedektörleri kullanılır. İkincil dedektörler birincinin etrafını saran bir halka gibidir. Detektöre gönderilen gama ışını enerjisinin tamamını birincil detektöre aktarırsa tam enerji pikine katkıda bulunur.

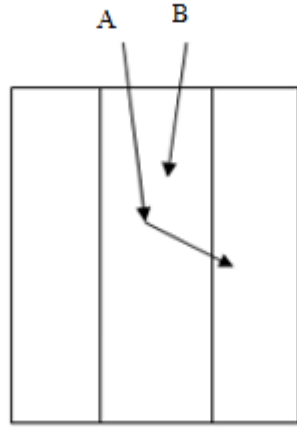
2.1.4.1. Compton Bastırma İlkeleri

Bir Compton sürekliliğinin üretimi, bir gama/X ışını fotonu Compton saçılması yoluyla etkileştiğinde ve ortaya çıkan saçılan foton sintilatörden kaçtığına meydana gelir, bu nedenle ilk foton, orijinal enerjisinin yalnızca bir kısmını biriktirir. Bu düşük enerji artefaktı, Şekil 12’de gösterildiği gibi bu düşük enerji bölgesinde meydana gelen herhangi bir foto tepe noktasını maskeleyebilir.



Şekil 12. Compton suppersion içeren ve içermeyen bir gama spektrumu örneği. ^{125}Sb gama emisyonları yalnızca Compton bastırma uygulandığında ortaya çıkar.

Bu projede kullanılan sintilatör kombinasyonunun tasarım konsepti, Şekil 13'de gösterildiği gibi ölçülen bir spektrum üretmek için kullanılan bir iç birincil detektörü ve iç detektörden saçılan fotonları saptayan bir dış kalkan detektörünü içerir.



Şekil 13. Normal gelişte iki olası foton yolunu gösteren sintilatör detektör konfigürasyonunun şematik yandan görünüşü.

Şekil 13'de iki olası foton yolu gösterilmektedir, yol A tam bir enerji birikimi ile sonuçlanacaktır. Yol B, birincil detektörden saçılan ve kalkan tarafından algılanan bir foton gösterir. İki detektör arasında çakışma önleyici sayma teknikleri dâhil edilerek, saçılan fotonların etkisi, birincil detektör tarafından üretilen spektrumdan elimine edilebilir.

2.1.4.2. Rastgele Çakışma

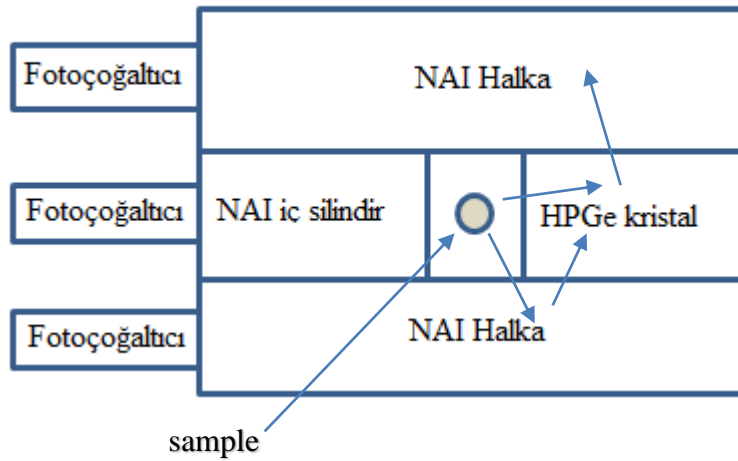
Yukarıda açıklanan Compton bastırma işlemi, dış dedektörde tespit edilen tek sinyalin iç dedektörden saçılan gama fotonlarından kaynaklandığını varsayar. Pratikte bu ulaşılabılır bir şey değildir. Tespit edilen ek sinyaller, doğrudan dış dedektörde etkileşime giren düşük enerjili X-ışını veya gama ışını fotonlarından kaynaklanabilir. Dış dedektör, gama fotonlarının enerjisini analiz etmez, çünkü tüm etkileşimler, iç dedektörden gelen darbelerin veri toplamasını devre dışı bırakan bir kapı darbesi üretir. Bu olaylar ara sıra (ancak çok nadiren) gerçek olaylarla çakışır ve bunlar rastgele çakışma olarak bilinir. Bu kaynaklardan gelen dış dedektördeki sayım oranı ne kadar yüksek olursa, rasgele tesadüflerin meydana gelme şansı da o kadar yüksek olur. Bu, Compton bastırma sistemlerinin tasarımının rastgele çakışma kaynaklarının en aza indirilmesini sağlamayı amaçlaması gerektiği anlamına gelir. Bu, dış dedektörün iç dedektöre bitişik alanlar dışında her taraftan korunmasıyla sağlanır.

2.1.4.3. Mevcut Compton Bastırma sistemleri

Compton bastırma kavramı yeni bir fikir değildir. 1969'da Euler, Covell ve Yamamoto, büyük NaI(Tl) sintilatörlerine dayanan bir Compton bastırma sistemi üzerine çalışmalarını yayınladılar. O zamandan beri Compton bastırma sistemleri, ortaya çıkan dedektör teknolojisi ile birlikte gelişti. 1970'lerin ortalarında (Ebert ve Simpson, 2008) yüksek saflıkta germanyumun yaygın olarak bulunabilmesi, spektroskopi sistemlerinde elde edilebilen enerji çözünürlüğünde önemli bir gelişmeye yol açtı ve uzun yıllardır birincil dedektörler için tercih edilen malzeme oldu. Yarı iletken fiziğindeki daha yakın tarihli gelişmeler, hem birincil hem de kalkan dedektörleri için çeşitli farklı malzemelerin kullanılmasına yol açmıştır. BGO sintilatörleri (Badran ve Sharshar, 1999), CdZnTe(Moss, 2001), (Scates, 2006) ve LaBr₃(Ce)(Kulisek, 2007) bazı örneklerdir. Bu projede incelenen cihazlar, güvenlik uygulamalarına yönelik olsa da, bir Compton bastırma sistemlerinin çeşitli başka kullanımları vardır: nötron aktivasyon analizi (Nyarko, 2007; Stover ve Lamaze, 2005) radyoaktif iyon ışını analizi (Schumaker, 2007) ve iyileştirilmiş gama-sondası çözünürlüğü kullanılarak artefaktların tanımlanması lenfosintografi için (Chavanelle ve Parmentier, 2003). Hemen hemen her Compton bastırma sistemi, en az bir ikincil dedektörle çevrili bir birincil dedektör içerir. Bazı çalışmalar, yalnızca darbe şekli analizi yoluyla elde edilen Compton supresyonunu da incelemesine rağmen (Selvi ve Çelikaş, 2007). Çoğu mevcut sistemde, birincil ve ikincil dedektörler farklı malzemelerden yapılır. Üstün enerji çözünürlüğüne sahip olduğu için genellikle birincil

dedektör olarak HPGe seçilir (Moss, 2001). İkincil dedektörler için kullanılan malzeme, HPGe'ye göre üstün algılama verimliliği ve düşük maliyeti nedeniyle genellikle bir sintilatör malzemesidir, BGO veya NaI(Tl). Literatürün çoğu, dış dedektörlerin tasarımına odaklanmaktadır. Birincil dedektör, genellikle bu dedektörün sonuçlarını optimize etmek için tasarlanmış kalkan ile mevcut olan en kaliteli malzemeden üretilir (Al-Azmi, 2008) İdeal bir Compton bastırma sistemi, gama ışınının olası yörüngesi dedektörün etrafındaki tüm 360°'yi kapsadığından, iç dedektörü tamamen kaplar. Bu durumun uygulanmasını imkansız kılan iki faktör vardır:

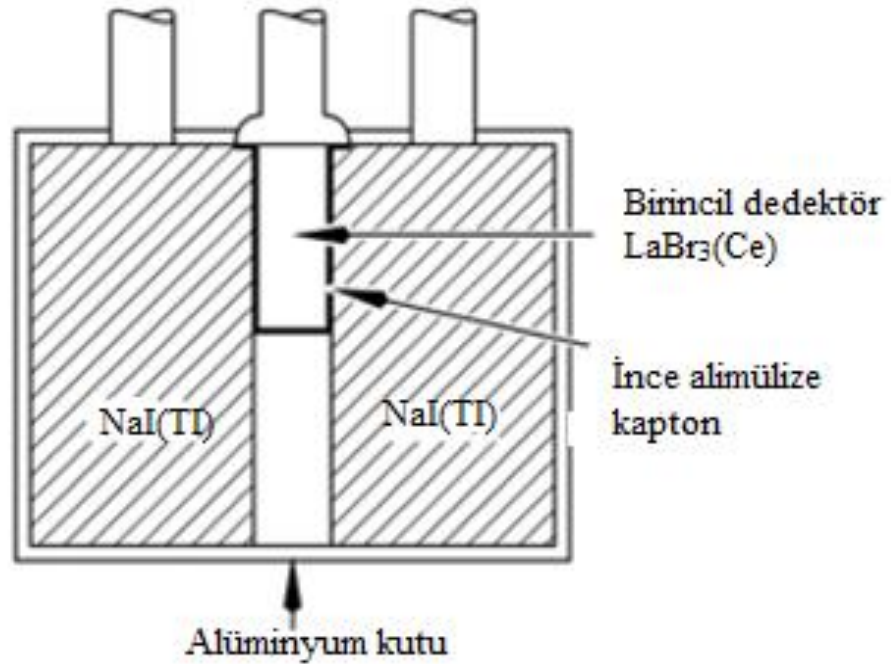
1. Radyasyonun birincil dedektöre girmesi için doğrudan bir yol ihtiyacı
2. Birincil dedektörden okuma sistemi için bir kontak.



Şekil 14. Yaygın olarak kullanılan bir kompton bastırma kurulumu örneği

Riedel vd. (2000) tarafından kullanılan Compton bastırma sisteminin bir örneği Şekil 14'de gösterilmiştir. Bu, kuyu tipi bir konfigürasyon olarak bilinir (bu projede kullanılan tasarım halka şeklinde bir tasarım olarak bilinir ve kuyu tipi konfigürasyona benzer). Dış dedektörün ideal kalınlığına ve birincil dedektörün konumuna odaklanarak bu tür düzeneklerin geometrisinin optimizasyonu üzerine çok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmalar, 100 mm (Kulisek, 2007) kalınlığa sahip NaI(Tl) ile optimal bir baskılama faktörüne ulaşıldığını bulmuştur. CsI(Tl) daha büyük bir gama ışını absorpsiyon katsayısına (Knoll, 2000) sahiptir ve dolayısıyla bu sintilatör için ideal geometri biraz daha küçük olacaktır. Birincil dedektörün konumu da araştırılmış, ideal konumun dış dedektör içindeki dedektör uzunluğunun yaklaşık üçte biri kadar olduğunu bulan çalışmalar yapılmıştır. Birincil dedektörün dış dedektörün içindeki bir mesafeye konumlandırılması, dedektöre gelen katı açı ile dış dedektörün çevresini kapladığı açı arasındaki bir değiş tokuştur (Badran and Sharshar, 1999). Bu değiş tokuşu önlemek

için oldukça yaygın bir tasarım, Şekil 14'deki gibi numunenin ve birincil dedektörün arkasında bir fiş içerir. Bu açığı kapsayarak, daha fazla saçılma açısı kapsandıkça Compton bastırmanın iyileştiği bulunmuştur. Bahsi geçen tasarımla çok daha üstün bir sonuç elde edilse de böyle bir cihazın olası uygulamalarında kalıtım kısıtlamaları bulunmaktadır. Tasarım, dedektörün içine küçük bir numunenin yerleştirilmesini gerektirdiğinden, bu tasarım mesafe tespiti için kullanılamaz. Laboratuvar ortamı dışında kullanılmak üzere tasarlanan Compton söndürme sistemleri, Şekil 15'deki gibi dairesel bir tasarıma (Canberra, 1998) dayanmalıdır.



Şekil 15. TRU atıklarının izlemek için kullanılan Compton bastırma tasarımı

Yeterli büyüklükte bir dış dedektörü tek bir tam parça olarak üretmek genellikle pratik değildir ve bu nedenle bazı tasarımlar, bir dış dedektör olarak birden fazla bitişik dedektör kullanır. Bu bölümlenme, TIRGESS HPGe yonca detektörü gibi çok esnek bir Compton bastırma sistemi üretebilir. Bu dizi, bitişik dedektörlerde meydana gelen olayları veto etmek yerine, sistemin her bir gama ışınını takip ettiği ve tüm etkileşimlerin enerjisini topladığı, yakından paketlenmiş, yüksek oranda parçalanmış HPGe dedektörleri kullanır(Schumaker, 2007). Bu bölümlenme yararlı olsa da, Compton bastırma kalkanında ölü malzeme katmanları da oluşturur. Dağınık gama ışınları kısmen bu katmanlarda emildiğinden, bu katmanlar elde edilebilecek Compton baskılamasını azaltır (Aarts, 1980). Germanyum dedektörlerinin geliştirilmesi, daha önce gama spektroskopisinde görülmemiş bir enerji çözünürlüğü getirdi. Oda sıcaklığında HPGe dedektörleri büyük bir termal akıma sahiptir ve bu nedenle 77K'da çalıştırılmaları

gerekir (Venos, 2000). Bu çalışma sıcaklığına ulaşmak için dedektörün bir soğutma sistemiyle, genellikle bir sıvı nitrojen çiyiyle yakın temas halinde olması gerekir (Şekil 16). Bu düzenleme, birincil dedektörü çevreleyen bir yüksek Z bakır tabakası olduğu anlamına gelir. Birincil detektörden saçılan düşük enerjili gama ışınlarının bu katman içinde soğurulma olasılığı yüksek olacağından, bu, elde edilebilecek Compton bastırmanı sınırlar. Bu katmanın önemi Aarts ve diğerleri tarafından incelenmiştir. Bu çalışma, bakır katmanın 1 mm'den 0,22 mm'ye düşürülmesiyle Compton bastırmanın %23 oranında iyileştirildiğini gösterdi. Bu soğutma ihtiyacı, sadece aparatın fiziksel hacmi nedeniyle değil, aynı zamanda cihazın kullanımdan önce bir soğuma süresinden geçmesi gerektiğinden, HPGe'nin taşınabilir cihazlarda kullanımını sınırlar (Russel, 2008). Oda sıcaklığındaki yarı iletkenler, birincil dedektörler olarak araştırılmaktadır. Bunlar, HPGe dedektörlerine potansiyel bir alternatif sağlar. Kulisek ve arkadaşları, birincil detektör olarak LaBr₃(Ce) kullanan ve 662 keV'de %2,8'lik bir enerji çözünürlüğü ile oda sıcaklığında çalıştırılabilen bir Compton bastırma sistemi tasarladılar. Soğutma gerektirmediği için sistem, birincil dedektör ile dış dedektör arasında yalnızca 0,76 mm alüminize Kapton ile tasarlanabilir. Bu tasarımın Monte Carlo simülasyonları, HPGe sistemleriyle karşılaştırıldığında geliştirilmiş bir Compton bastırmanın elde edilebileceğini göstermiştir.

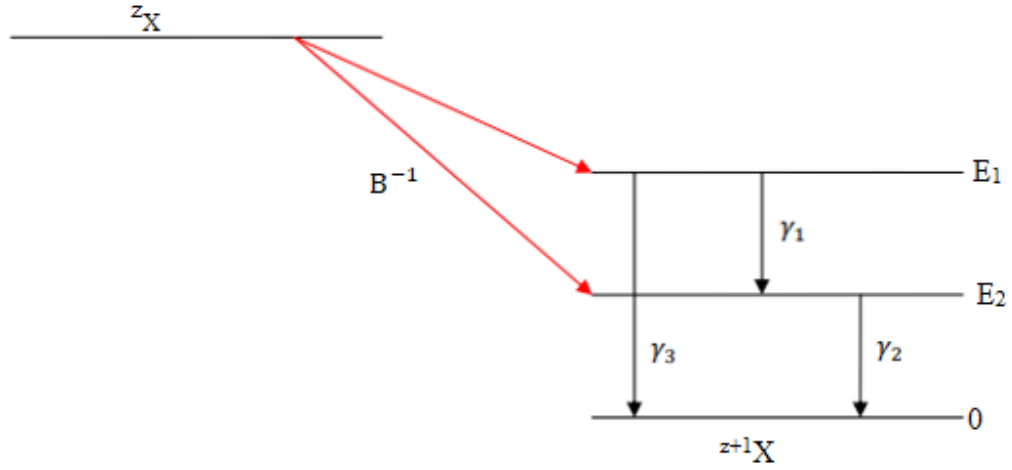


Şekil 16. ORTEC tarafından oluşturulan standart Compton bastırma sistemi

2.1.4.4. Bastırmanın Olumsuz Etkileri

Tesadüf birimi, belirli bir süre boyunca başlatma tetiği ile açılan bir kapı görevi gördüğünden, ikincil dedektörler tarafından bir parçacığın algılanması, kapının

kapanmasına ve birincil sinyalin ortadan kaldırılmasına neden olacaktır. Bu senaryo bir Compton saçılmış foton için geçerli olsa da, birincil ve ikincil detektörler tarafından tespit edilen gama ışınlarının kademeli yayıcılarda olduğu gibi aynı gama ışını kuantumu olmama olasılığı da vardır. Kademeli emisyon işleminin bir örneği Şekilde gösterilmektedir.



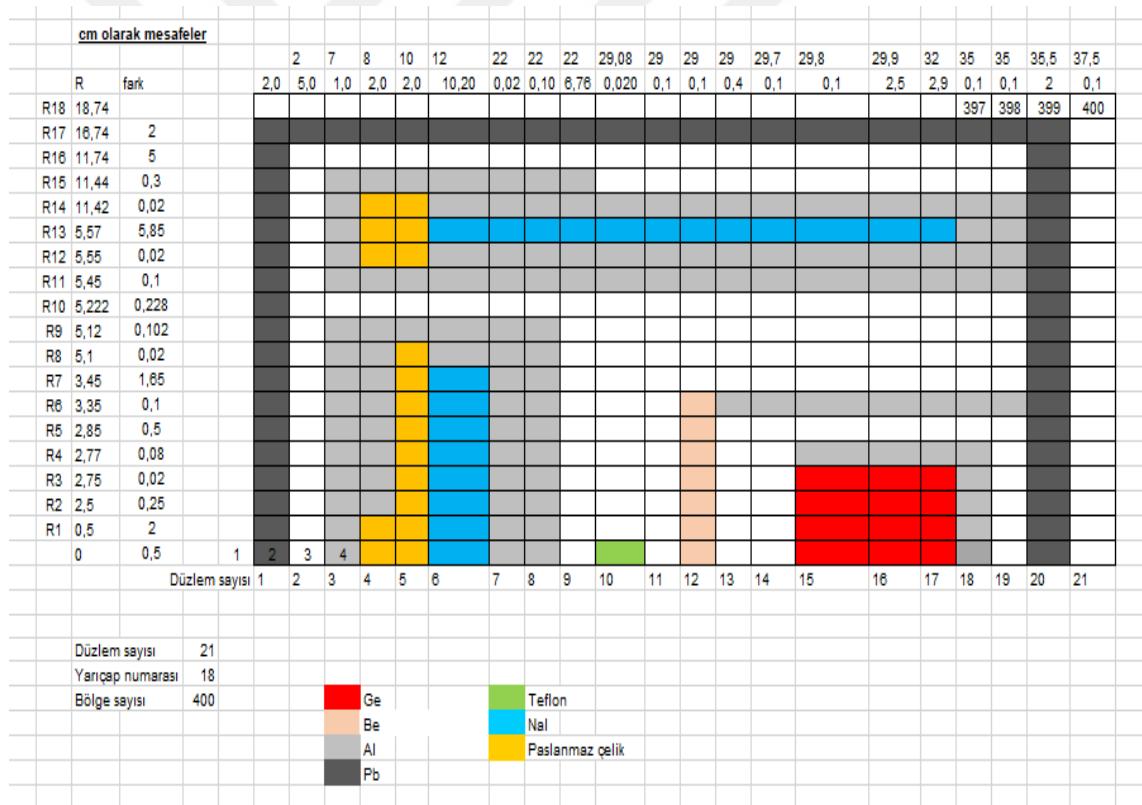
Şekil 17. Kademeli geçişi gösteren örnek bir gama bozunma şeması

Birden fazla çakışan çizginin varlığı, yolluk ünitesinde yanlış çakışan sinyallere neden olur ve bu sayımların enerji spektrumundan çıkarılmasıyla sonuçlanır. Yanlış bastırma olasılığı, özellikle kademeli emitör nüklidleri ölçüme dahil edildiğinde, yüksek sayım hızlarında daha belirgindir.

3. YAPILAN ÇALIŞMALAR

3. 1. Monte Carlo Similasyonu

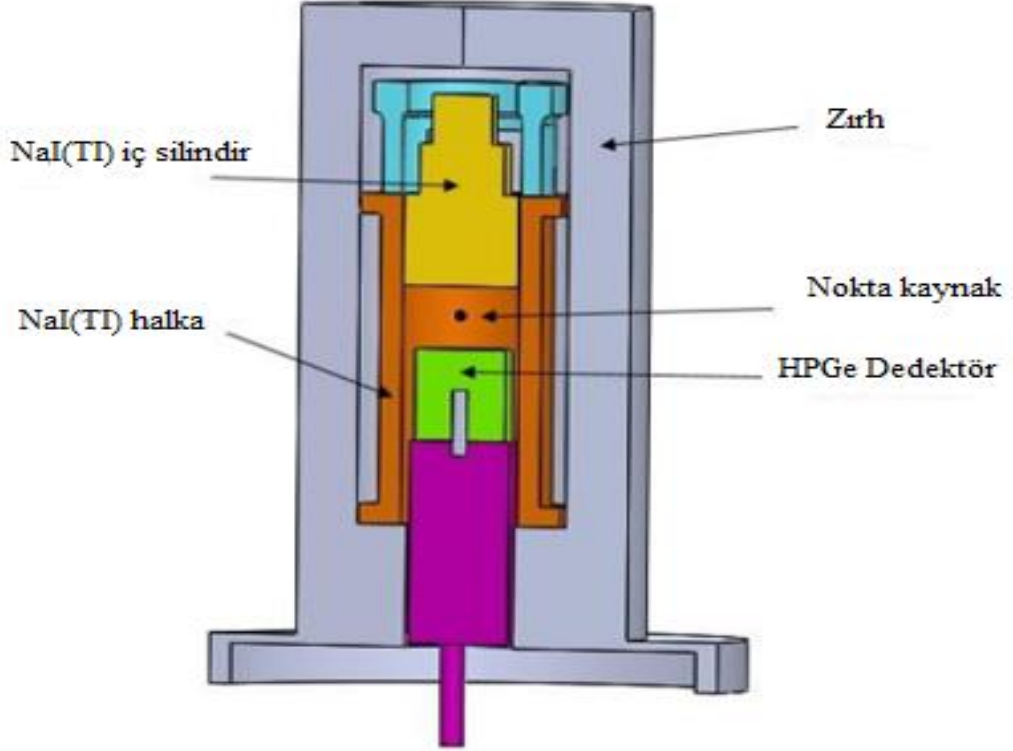
Bu çalışmada, HPGe dedektör yanıtını simüle etmek için EGS4 ile Monte Carlo simülasyonları kullanılmıştır. EGS4 kodu için, silindirik bir model uygulayan bir MORTRAN kodu, CCYSL (Nelson ve Hirayama, 1985) kullanılmıştır. Süreç, kaynak içinde emisyon noktalarının keyfi olarak oluşturulmasını içerir. Nispeten daha iyi dağılım ve daha uzun bir dizi ürettiği gösterildiğinden, EGS4 koduyla birlikte bir RANLUX rasgele sayı üretici kullanıldı (Gasparro vd., 2008). EGS4 ile yürütülen model için verimlilik ikiye bölünmüştür. Her biri 0,3 keV genişliğe sahip 10.010 enerji kutusu.



Şekil 18. Monte Carlo simülasyonunda kullanılan dedektör modeli

Hesaplanan alan 400 hücreye bölünür ve Şekil 18'de verilen z ekseninde 360° döndürüldüğünde silindirik bir geometri elde edilir. Şekil 18'in, her birinin yarıçapı R1, R2, ..., R18 ile temsil edilen bir dizi silindirik dairesel mermiyi gösterdiği varsayılacaktır. P1, P2, ..., P21 ile temsil edilen düzlemler. Nokta radyoaktif kaynak için, tüm fotonların z eksenini üzerinden salınacağı ve kolimasyonlu fotonlardan oluşan

bir ışın verecek şekilde bir kod parçası oluşturuldu (Çelik ve Çevik, 2010; Çelik vd., 2018; Baltaş, 2020; Kaya vd., 2022).



Şekil 19. Compton Bastırma Sisteminin şematik çizimi

Compton bastırma sisteminin şematik gösterimi Şekil 19'da verilmiştir. Mevcut çalışmada Compton sürekliliğinin şeklini ve geri saçılmayı belirledik. EGS4 sistemi ile Monte Carlo simülasyonlarını kullanarak, germanyum kristalinin ^{137}Cs radyoaktif nokta kaynağından 662 keV'lik enerji değerini zirveye çıkarıyor. Tüm simülasyonlar için, istatistiksel belirsizlikleri azaltmak için 10^8 foton üretildi.

3.2. Hata Analizi

EGS4 ile elde edilen mevcut hesaplamalarda, istatistiksel belirsizlikler ve programın kullandığı kesitlerin belirsizlikleri olmak üzere iki belirsizlik kaynağı vardır. Bu çalışmada 10^8 foton üretilen yeterli sayıda foton seçildiğinde, hesaplanan saptama verimleriyle ilişkili istatistiksel belirsizliğin, çizimlerdeki sembollerden daha küçük olan tüm foton enerjileri için %0.5'ten az olması bekleniyordu. Kesit verilerinde yapılan yaklaşık değerlerle ilgili belirsizliğin genel olarak %2 civarında olduğu kabul edilmektedir. Bu nedenle, simüle edilmiş verilerimizde hesaplanan toplam belirsizlik %3'ten azdır.

3.3. Compton Bastırma Faktörlerinin Belirlenmesi

Bir Compton bastırma sisteminde elde edilen bastırma düzeylerini belirlemek için çeşitli parametreler kullanılabilir. Bu çalışmada temel olarak HPGe detektörünün kristal uzunluğu ve yarıçapına bağlı olarak pik ve toplam Compton supresyon faktörünün (CSF) değişiminin belirlenmesi amaçlanmaktadır (Britton, 2012; Britton vd., 2013; Britton vd., 2014). Pik ve toplam Compton bastırma faktörleri aşağıdaki gibi tanımlanır.

(P/C)_{oranı}: Bu, en yüksek fotopik kanalındaki sayıların Compton sürekliliğinin tipik bir kanalında sayar. Bu genellikle Compton kenarının hemen solundaki düz, temsili bir kısım olarak alınır. (Wang vd.,1987; Zou vd., 2018).

(P/T)_{oranı}: Bu, tam enerji zirvesindeki sayıların spektrumdaki toplam sayımlara oranı olarak tanımlanır.

Zirve CSF: Bu, foto tepe etkinliğindeki azalmanın yanı sıra sürekliliğin bastırılmasının etkisini içeren, bastırılmış ve bastırılmamış spektrumlar için P/C oranıdır.

$$CSF_{tepe} = \left(\frac{P}{C_{bastırılmış}}\right) / \left(\frac{P}{C_{bastırılmamış}}\right) \quad (12)$$

Toplam CSF: Bastırılmış ve bastırılmamış spektrumlar için P/T oranı olarak tanımlanır.

$$CSF_{toplam} = \left(\frac{P}{T_{bastırılmış}}\right) / \left(\frac{P}{T_{bastırılmamış}}\right) \quad (13)$$

4.BULGULAR

Compton bastırma spektrumlarını üretmek için, Türkiye'de Gümüşhane Üniversitesi laboratuvarında bulunan gerçek bir dedektörün bilgisayar modeli oluşturulmuştur. Dedektör, GMX serisi HPGe (Yüksek Saflıkta Germanyum) Koaksiyel Dedektördür (Model No: GMX30P4-70). Tablo haline getirilmiş kristal uzunluğu ve yarıçap değerleri sırasıyla 5.84 ve 2.89 cm'dir. Kristal ön ve yanal ölü tabaka kalınlıkları sırasıyla 0.07 cm ve 0.00003 cm'dir. Dedektör kristal uzunluğu ve yarıçapındaki değişimin Compton bastırma faktörlerine etkisini araştırmak amacıyla dedektör kataloğunda verilen tablo değerlerinden elde edilen kristal geometrik parametreler için adım adım artan değerlere kadar spektrumlar elde edilmiştir. %100'e ulaşıldı. Sonuçlar Tablo 1'de verilmiştir.

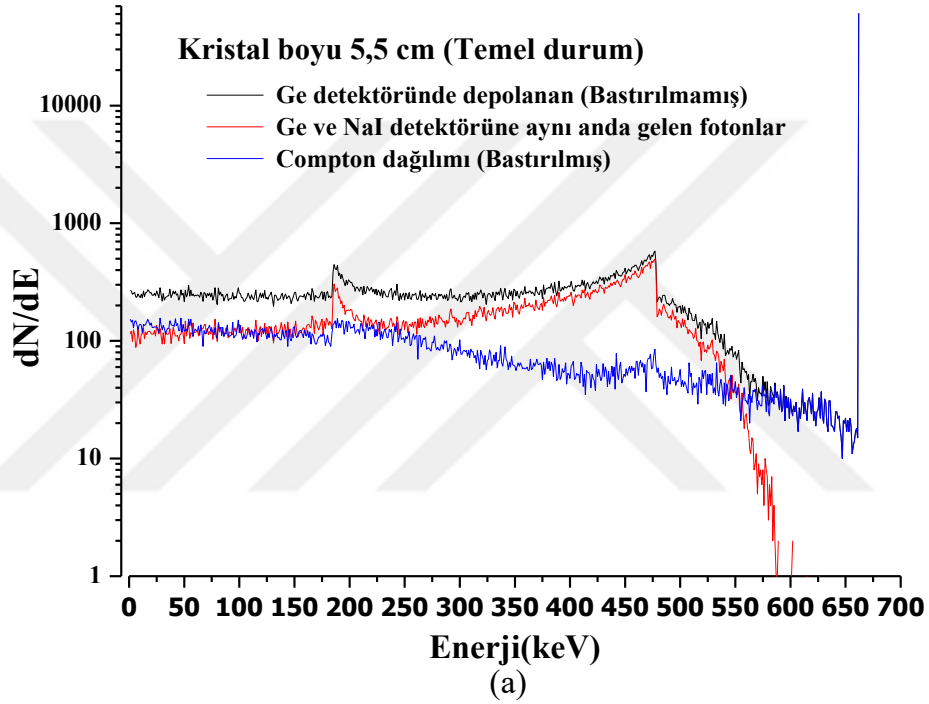
Aşağıdaki bölümlerde, Compton bastırma faktörleri ayrıntılı olarak tartışılmaktadır.

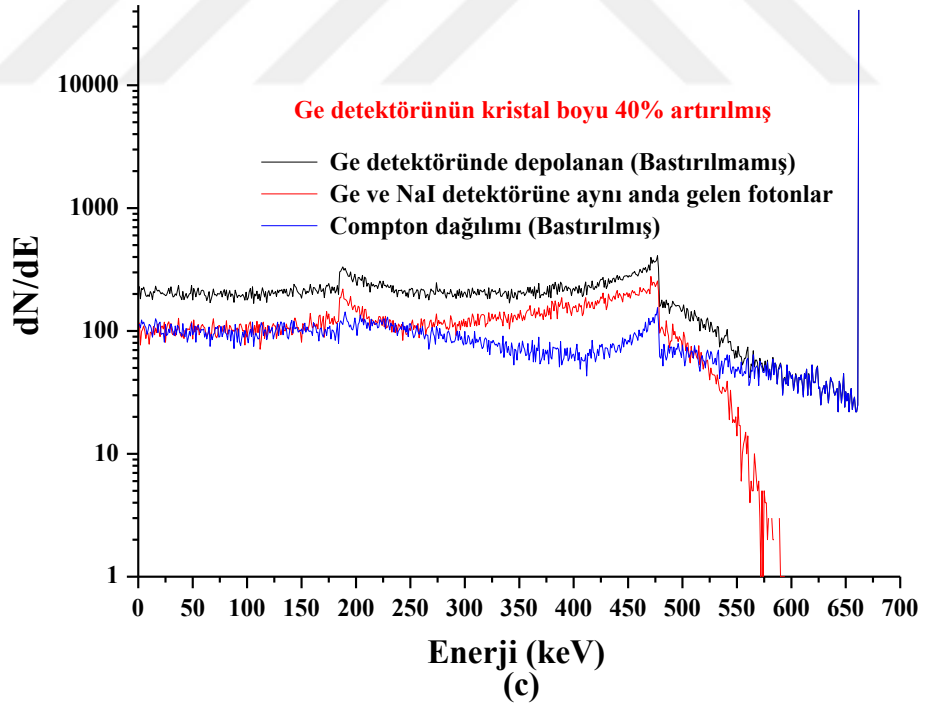
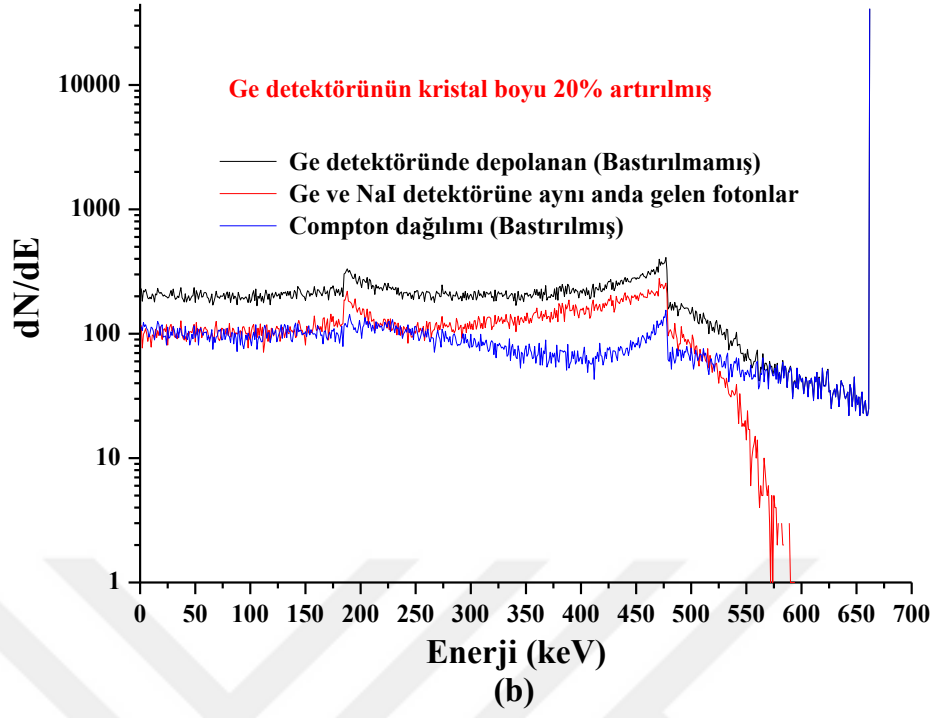
Tablo 1. Kristal uzunluğuna ve dedektör yarıçapına bağlı olarak Pik ve Toplam Compton Bastırma Faktörleri (CSF)

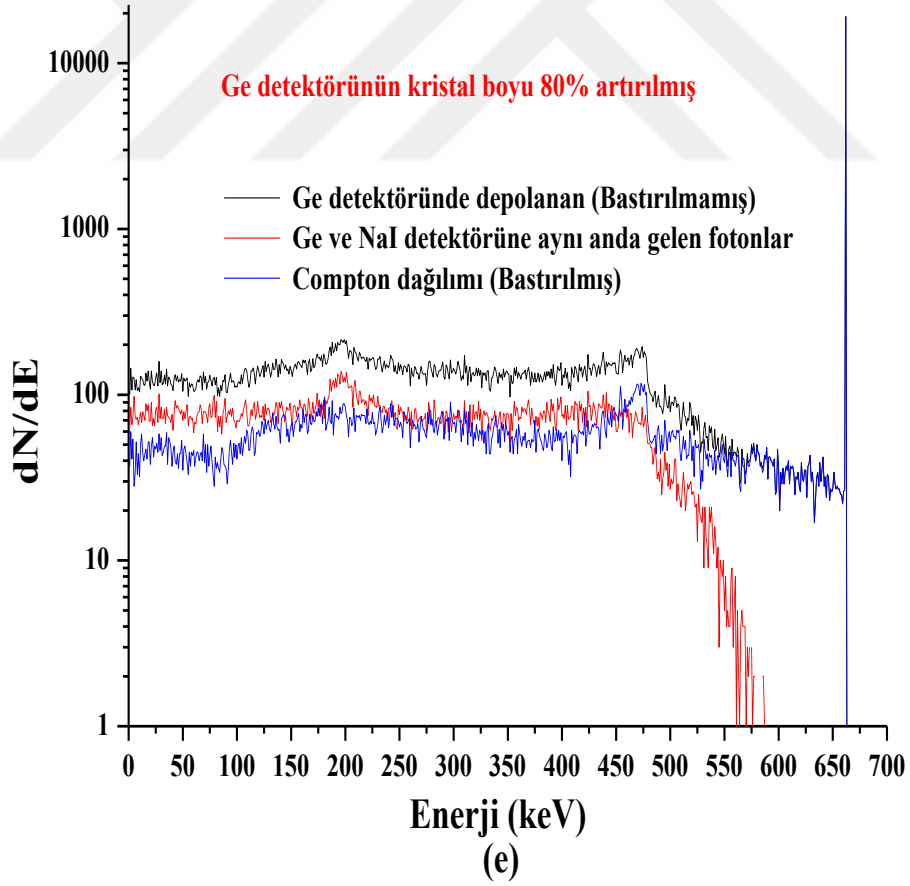
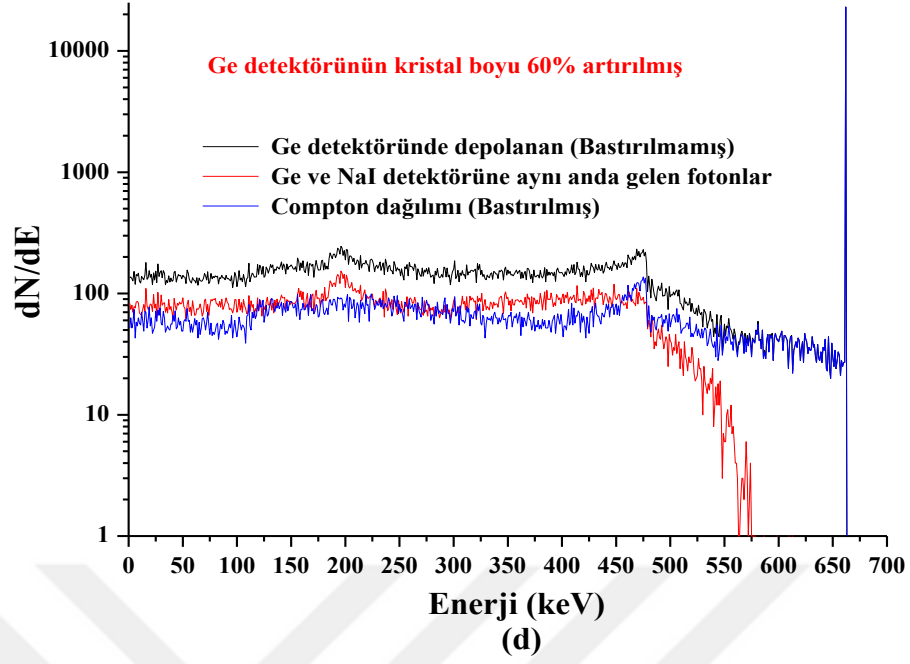
	Compton Bastırma Faktörleri	Kristal boyu artışı					Dedektör yarıçapı artışı					Dedektör kristal boyu ve yarıçapı artışı							
		20%	40%	60%	80%	100%	20%	40%	60%	80%	100%	20%	40%	60%	80%	100%			
200 keV	CSFPik	2.29	1.43	1.29	1.28	1.28	1.27	2.29	2.2	2.09	2.08	2.07	2	2.29	1.44	1.28	1.27	1.25	1.19
	CSF Toplam	1.21	1.14	1.13	1.13	1.13	1.14	1.21	1.21	1.21	1.21	1.21	1.19	1.21	1.15	1.12	1.13	1.12	1.1
400 keV	CSFPik	2.97	2.08	1.8	1.79	1.78	1.78	2.97	2.75	2.62	2.57	2.59	2.5	2.97	2.04	1.71	1.69	1.66	1.56
	CSF Toplam	1.63	1.5	1.45	1.46	1.47	1.48	1.63	1.64	1.63	1.64	1.62	1.57	1.63	1.51	1.42	1.43	1.41	1.36
662 keV	CSFPik	2.77	2.26	2.01	2.05	2.08	2.12	2.77	2.64	2.55	2.55	2.59	2.54	2.77	2.22	1.93	1.94	1.93	1.81
	CSF Toplam	1.81	1.71	1.64	1.67	1.71	1.75	1.85	1.84	1.83	1.82	1.82	1.8	1.81	1.72	1.64	1.63	1.63	1.55
1000 keV	CSFPik	2.55	2.25	2.08	2.14	2.2	2.28	2.55	2.45	2.42	2.44	2.47	2.45	2.55	2.22	2	2.06	2.08	1.99
	CSF Toplam	1.88	1.79	1.74	1.78	1.83	1.89	1.88	1.9	1.91	1.93	1.92	1.89	1.88	1.82	1.73	1.77	1.77	1.71
2000 keV	CSFPik	2.36	2.28	2.21	2.33	2.44	2.52	2.36	2.35	2.36	2.38	2.43	2.42	2.36	2.27	2.18	2.3	2.34	2.31
	CSF Toplam	1.99	1.96	1.94	2.03	2.1	2.17	1.99	2.03	2.06	2.08	2.11	2.06	2.06	2.05	2.01	1.99	1.99	1.98

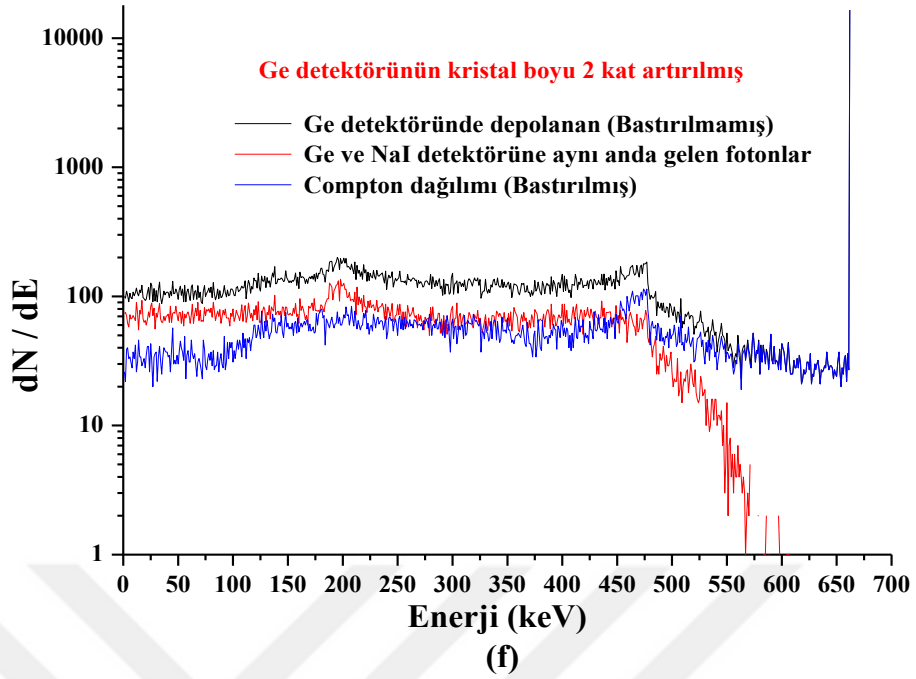
4.1. Dedektör Kristal Uzunluğunun Bastırma Faktörleri Üzerindeki Etkisi

Dedektörün diğer geometrik faktörlerini sabit tutarak, sadece kristal uzunluğu, dedektör kataloğundaki tablolaştırılmış verilerden başlayarak 2 kat artırıldı. Bastırılmış ve bastırılmamış arka plan spektrumları, EGS4 sistemi ile Monte Carlo simülasyonları ile elde edildi. Bastırma faktörleri 5 enerji değeri için hesaplanmış olmasına rağmen, sadece 662 keV enerji için çeşitli dedektör uzunluk parametreleri için spektrumlar Şekil 20 (a-f)'de gösterilmiştir.



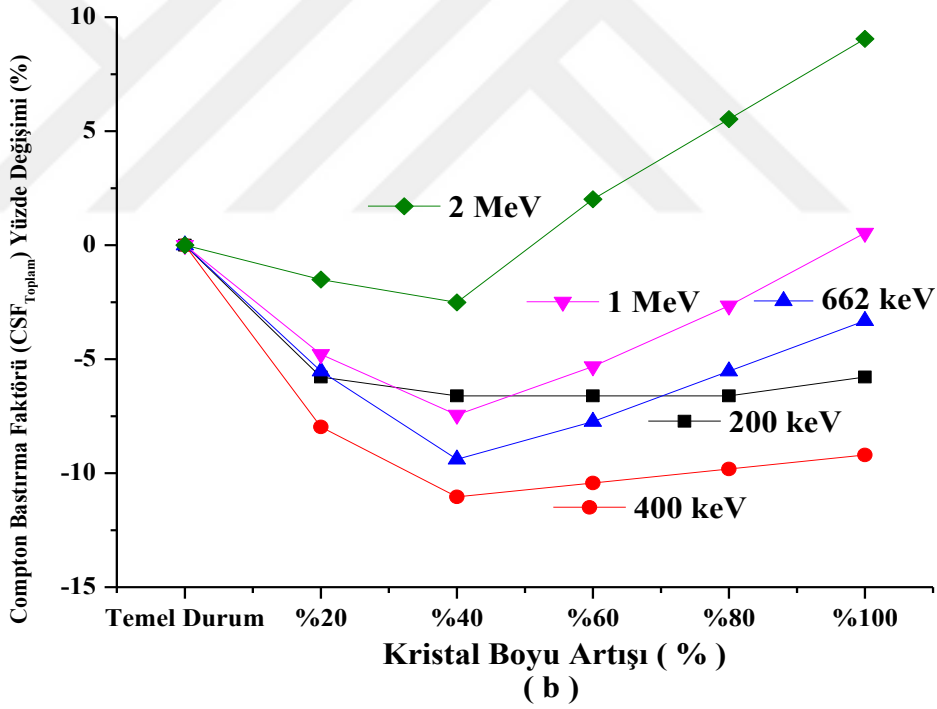
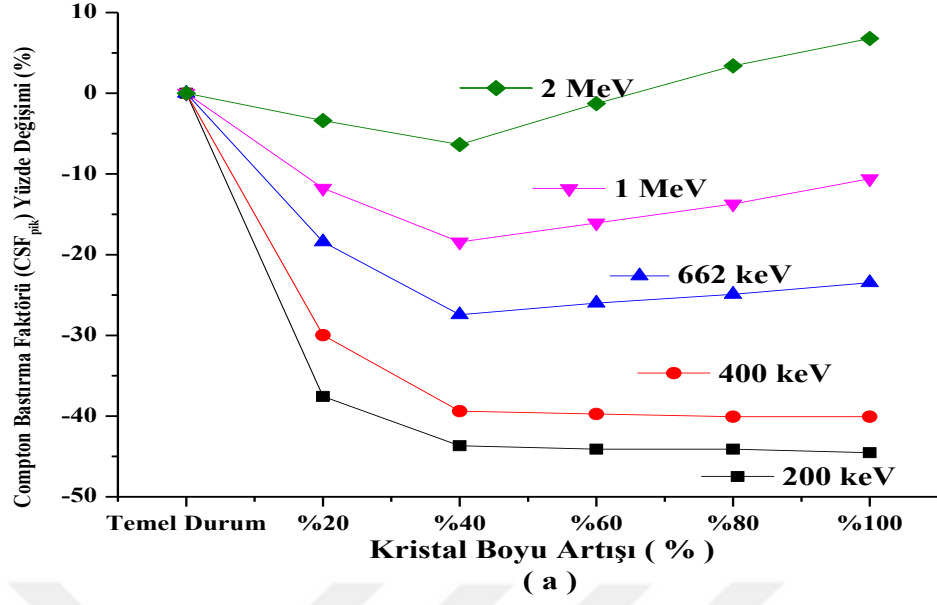






Şekil 20. (a-f). Dedektör kristal uzunluğuna bağlı olarak ^{137}Cs radyoaktif nokta kaynağından gelen 662 KeV enerji spektrumları.

Buradaki temel amaç, HPGe dedektör kristal parametreleri ile bastırma faktörlerindeki değişimi belirlemek olduğundan, şekillerde görüldüğü gibi enerji çözünürlüğünün sonsuz olduğu varsayılmıştır. Siyah renk enerjilerinin tamamını depolayan ve enerjilerini kısmen depolayıp kristalden kaçan fotonlar için HPGe detektörü tarafından kaydedilen sayım sayısını temsil eder. Kırmızı olan, HPGe detektöründen kaçan ancak NaI koruma detektörleri tarafından yakalanan fotonları temsil eder. Ve son olarak, mavi spektrum, siyahın kırmızısından çıkarılmasıyla elde edilen sayıları temsil eder.



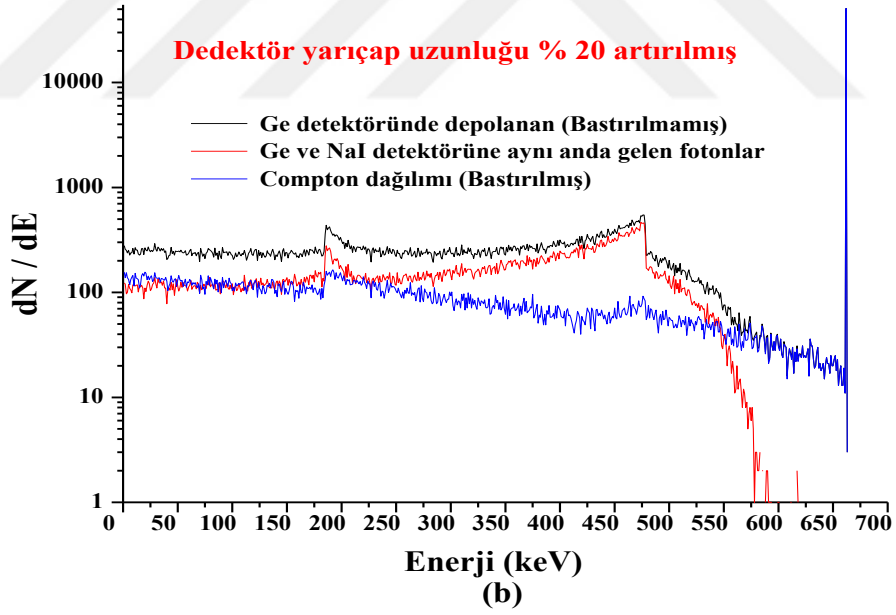
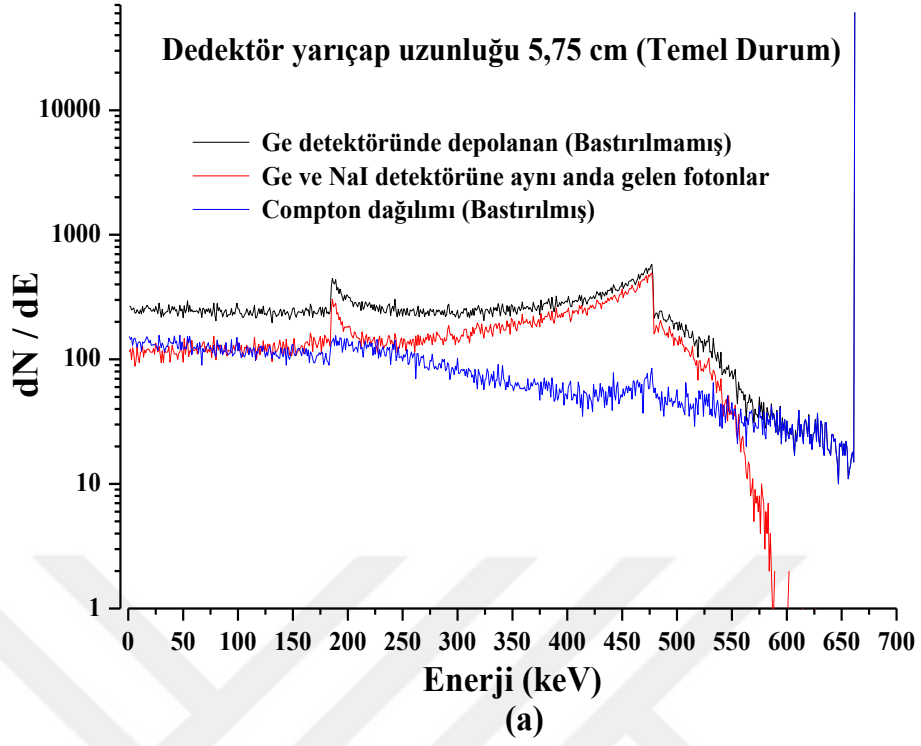
Şekil 21 (a-b). Pik ve Toplam Compton Bastırma Faktörlerinin (CSF) kristal uzunluğuna bağlı olarak yüzde değişim (%)

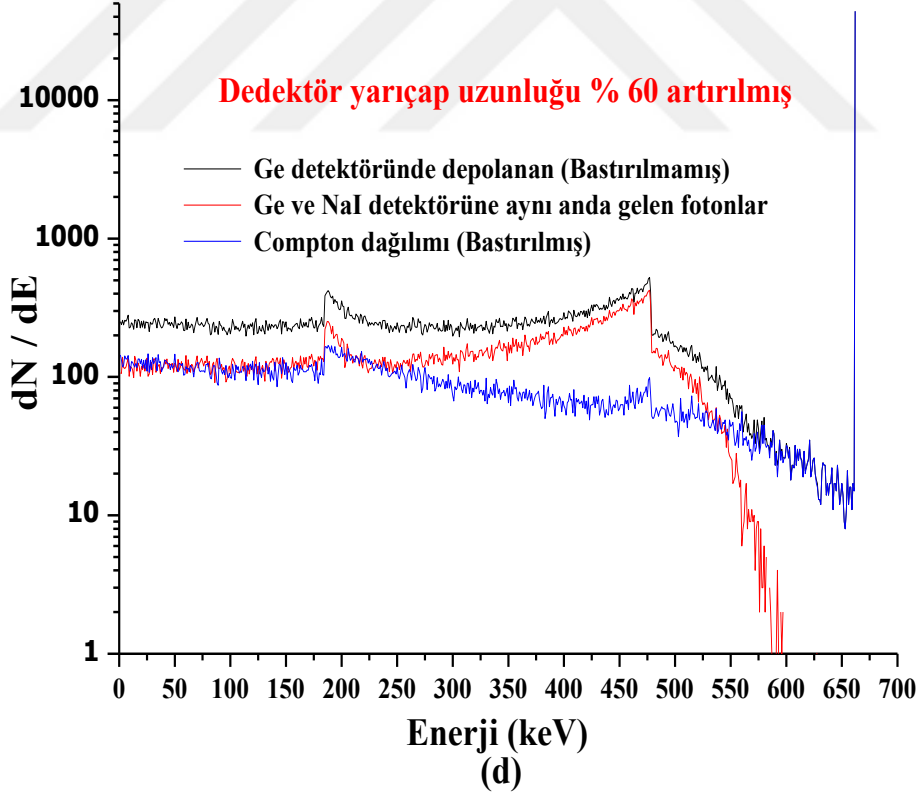
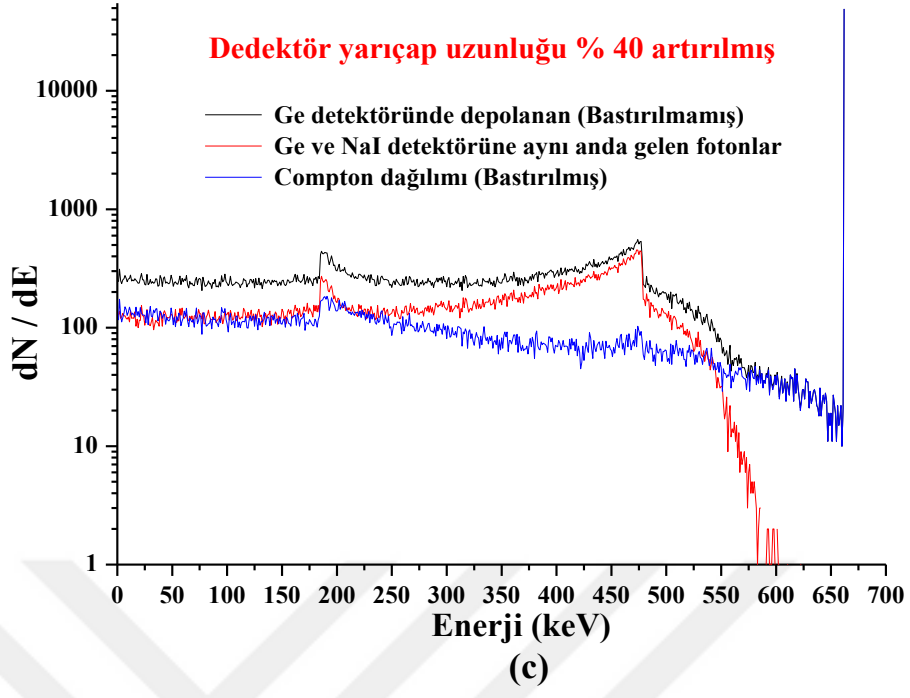
Şekil 21 a-b sırasıyla, 200 keV ile 2 MeV arasında değişen beş enerji değeri için artan detektör kristal uzunluğu ile tepe noktası ve toplam Compton bastırma faktörlerinin yüzde değişimini göstermektedir. Şekil 21a'da görüldüğü gibi, kristal uzunluğu arttıkça tepe bastırma faktörleri %40'a varan değişimle azalmış ve 200 ve 400 keV için hemen hemen sabit hale gelmiştir. 662 keV, 1 ve 2 MeV değerleri için, tepe

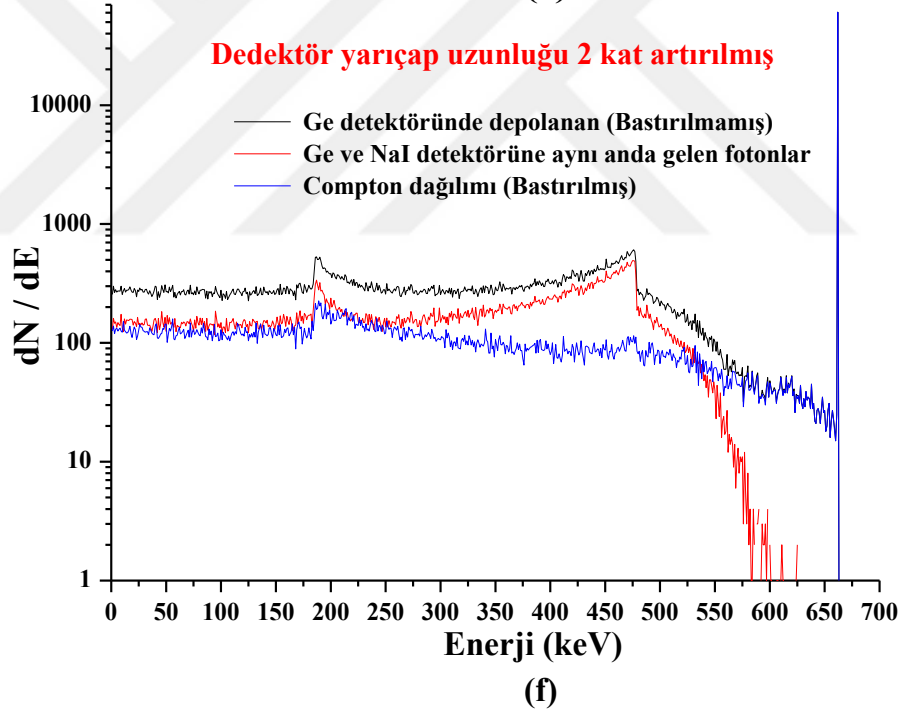
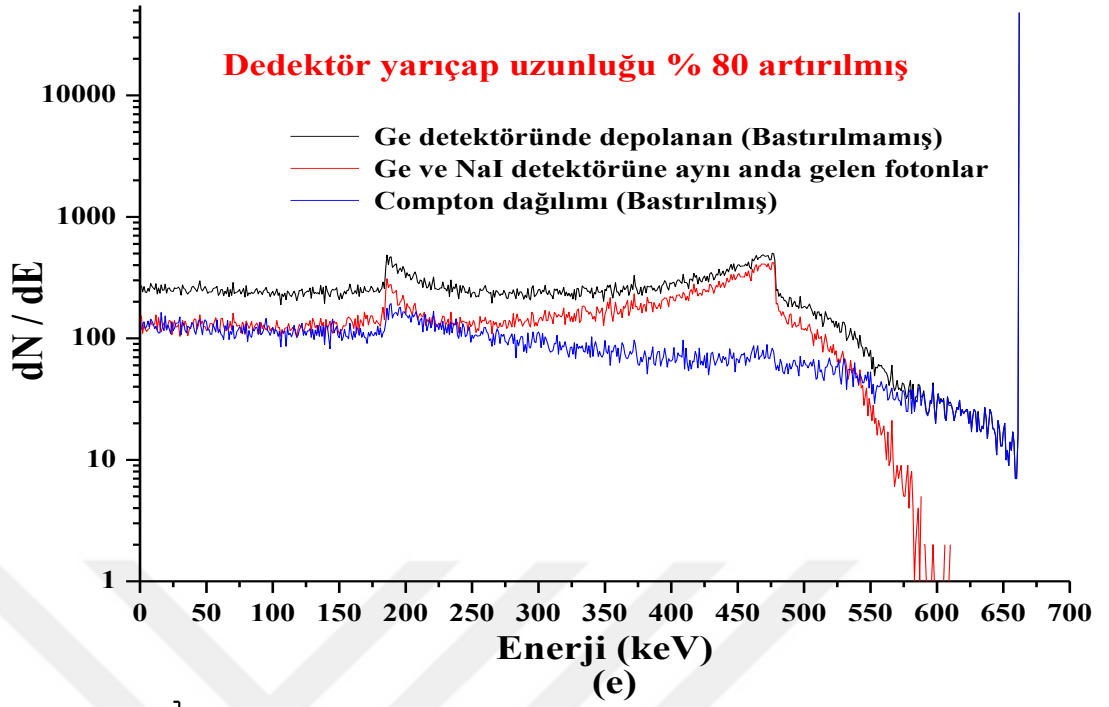
bastırma faktörleri, kristal uzunluğu daha da arttıkça tekrar artmaya başlar. Zirve bastırma faktörlerindeki bu artış, daha yüksek enerji değerleri için daha düşük olanlardan daha önemlidir. Bastırma faktörlerindeki bu davranış, kristal uzunluğunun değişmesiyle şu şekilde açıklanabilir: Kristal uzunluğu arttıkça hacim artar ve dolayısıyla tam enerji pik verimi artar. Dolu altındaki alan enerji zirvesi artar, Compton sürekliliği altındaki alan azalır ve Denklem 12'de bastırma faktörlerinin azaldığını görmek zor değildir. Kristal uzunluğunda %40 artıştan sonra, bastırma faktörü doygunluk değerine ulaşır ve 200 ve 400 keV için sabit kalır. Öte yandan 662 keV, 1 ve 2 MeV için fotoelektrik absorpsiyon kesiti azalır Compton saçılma kesiti arttığından Compton sürekliliği altındaki alan artar ve Denklem 12'ye göre tepe bastırma faktörü artar. Aynı davranış, Şekil 21 b'de gösterildiği gibi toplam Compton bastırma faktörlerinin değişiminde de görülebilir. Bastırma faktörlerindeki değişimin bu davranışı, daha iyi bir Compton bastırma sistemi için, küçük enerji değerleri (400 keV'a kadar) ve daha büyük kristal için daha küçük kristal boyutunun seçilmesi gerektiğini gösterir, daha yüksek enerji değerleri (662 keV ve üzeri) için boyut seçilmelidir.

4.2. Dedektörün Kristal Yarıçapının Bastırma Faktörleri Üzerindeki Etkisi

Dedektör yarıçapının Compton bastırma faktörleri üzerindeki etkisi, sadece kristal yarıçapı değiştirilirken dedektörün diğer geometrik parametreleri sabit tutularak incelenmiştir. Dedektör katalogunda belirtilen değerden HPGe dedektörünün %100'e kadar adım adım artırılan değere kadar.

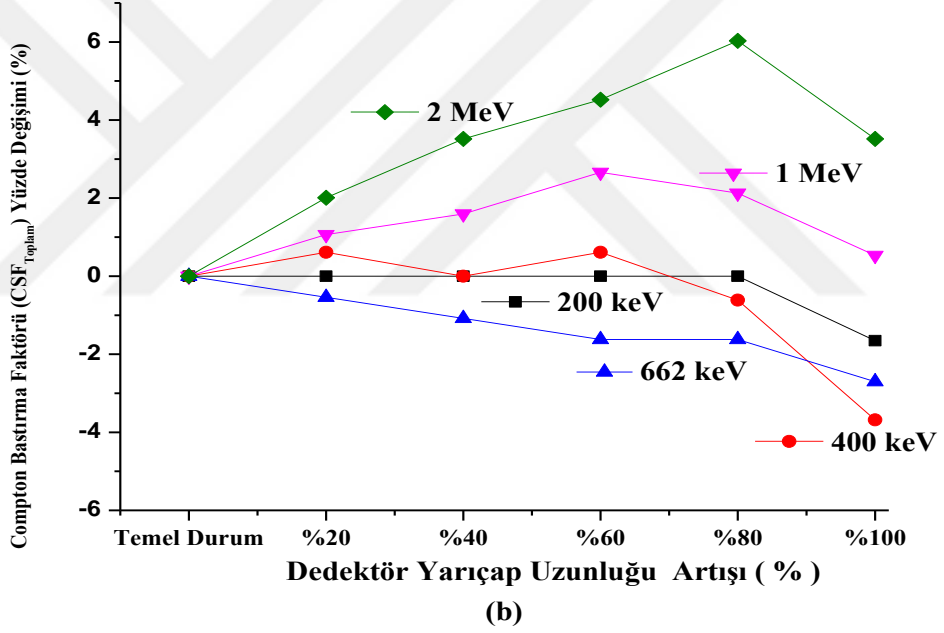
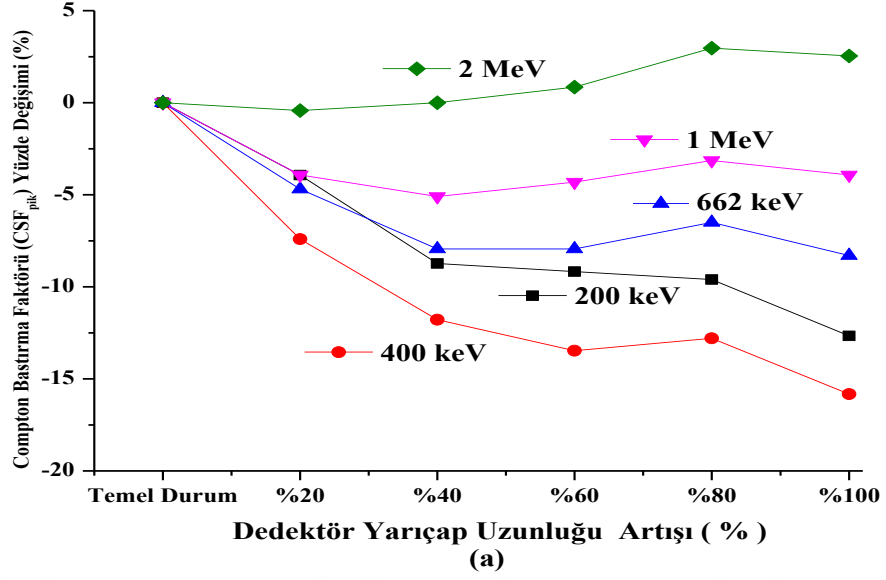






Şekil 22 (a-f). Dedektör kristal yarıçapına bağlı olarak ^{137}Cs radyoaktif nokta kaynağından gelen 662 keV enerji spektrumları

Bastırılmış ve bastırılmamış arka plan spektrumları, EGS4 sisteminin Monte Carlo simülasyonları. ^{137}Cs 'den 662 keV enerji değeri için sonuç radyoaktif nokta kaynağı Şekil 22'de (a-f) temsili olarak gösterilmiştir.

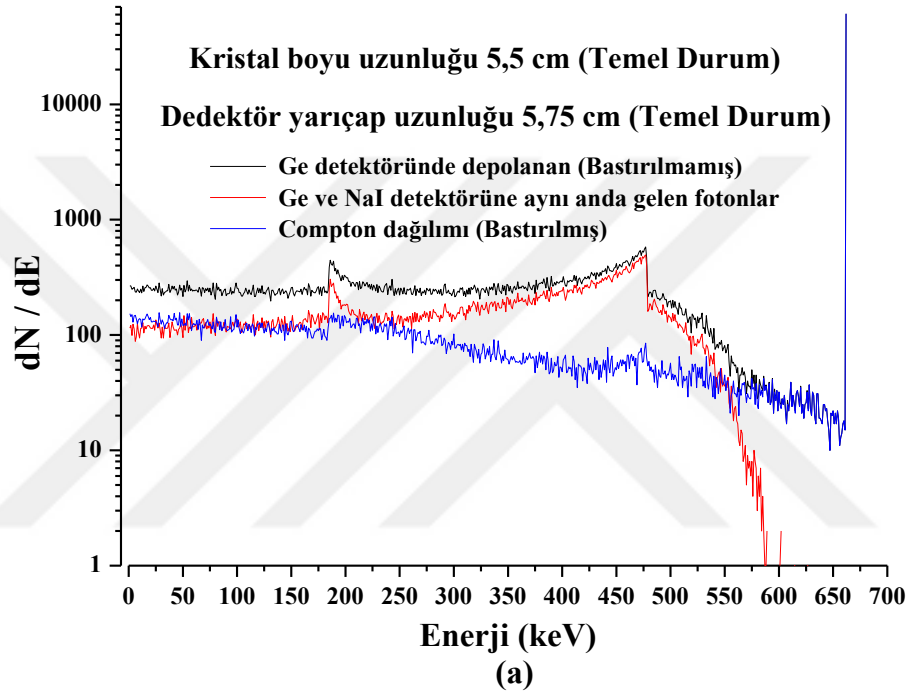


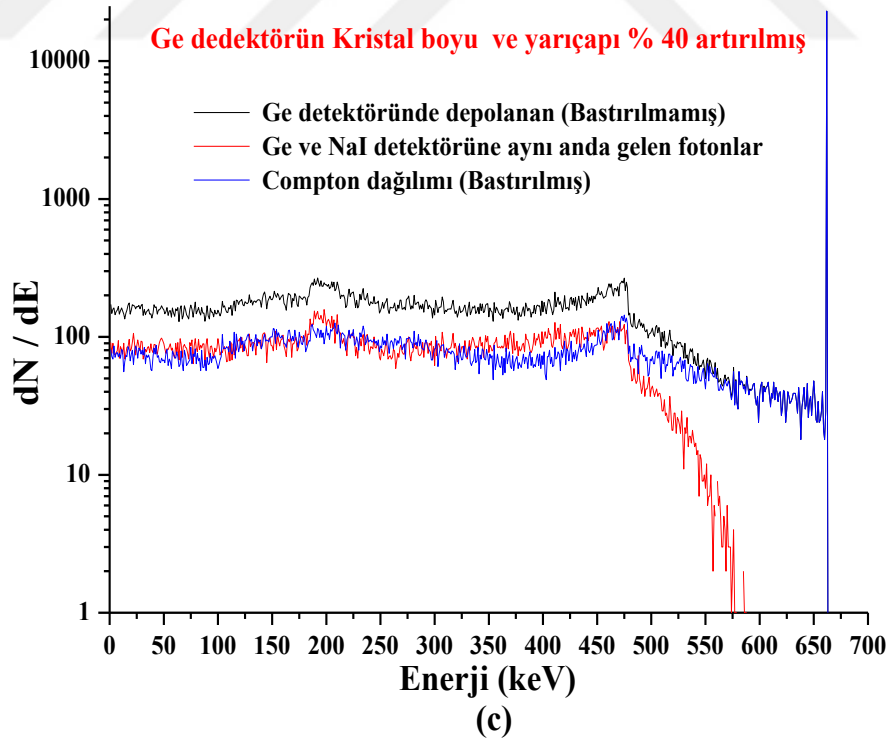
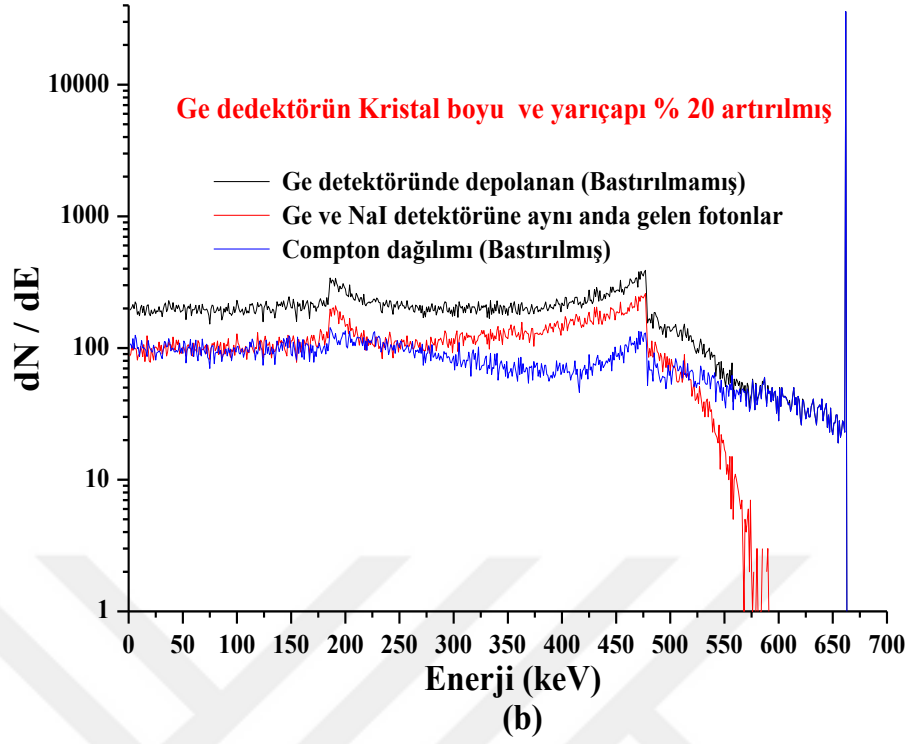
Şekil 23 (a-b). Dedektör yarıçapına bağlı olarak Pik ve Toplam Compton Bastırma Faktörlerinin (CSF) yüzde değişimi (%)

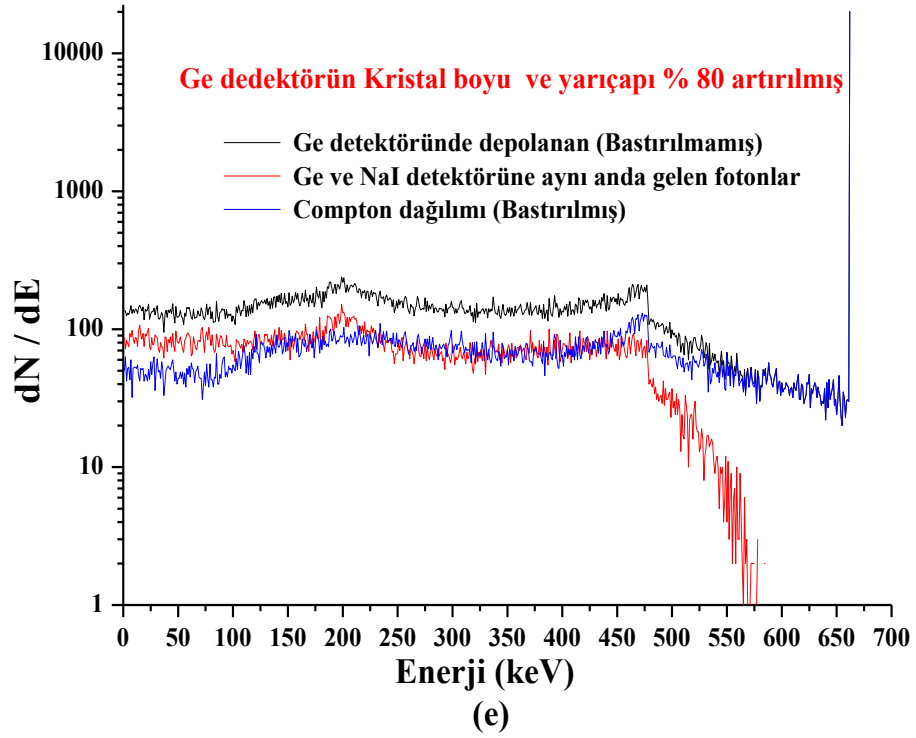
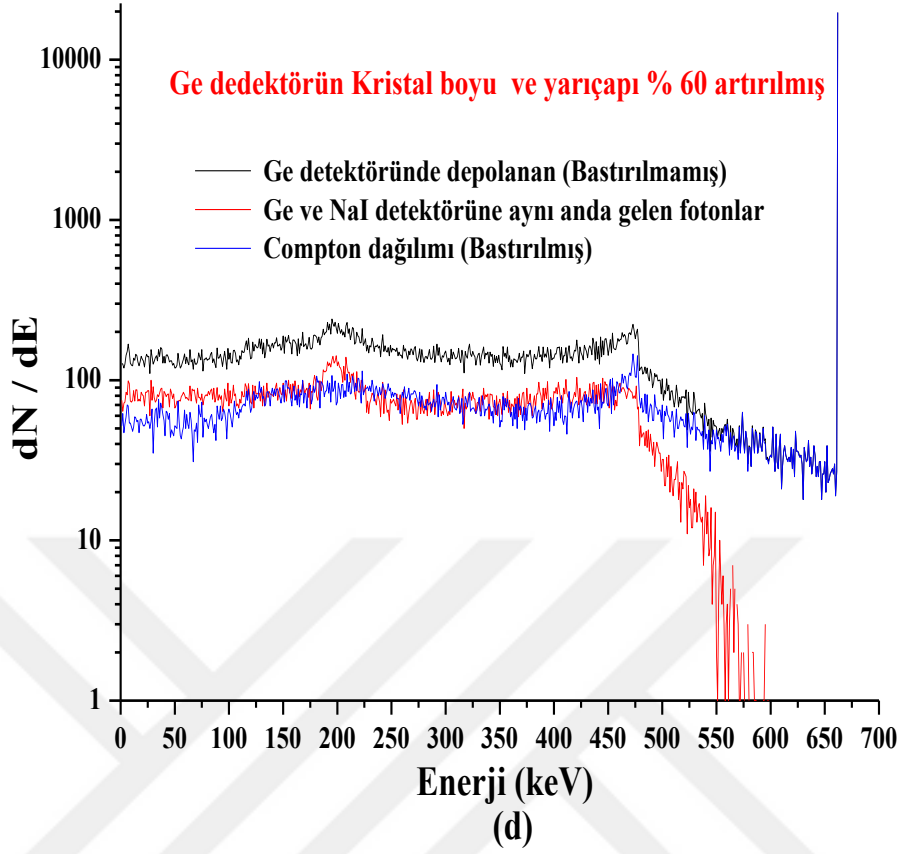
Şekil 23 a-b sırasıyla 5 farklı enerji değeri için tepe noktası ve toplam Compton bastırma faktörlerindeki değişim yüzdesini göstermektedir. Peak Compton bastırma faktörleri azalır. Şekil 23 a'da görüldüğü gibi, %40'a kadar artan dedektör yarıçapı ile değişim ve neredeyse kararlı hale gelir. Öte yandan, toplam Compton bastırma faktörleri, 662 keV için kristal yarıçapının %60'a kadar artmasıyla azalırken, bastırma faktörleri 1 ve 2 MeV için %60'a kadar artarak hemen hemen sabit hale gelir.

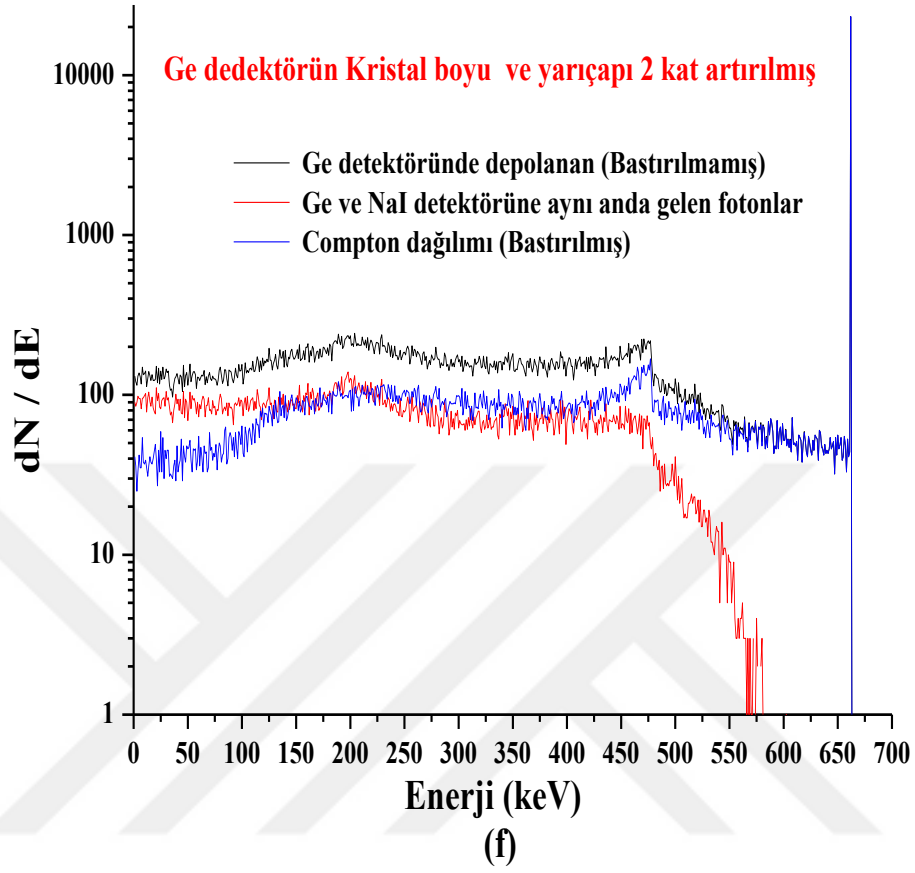
4.2.1. Dedektör Kristal Uzunluğu ve Yarıçapının Bastırma Faktörleri Üzerindeki Etkisi

Dedektör kristal uzunluğu ve yarıçap değişikliğinin birlikte Compton bastırma faktörleri (tepe noktası ve toplam) üzerindeki etkisini araştırmak için, dedektör kristalinin iki parametresi (uzunluk ve yarıçap) aynı anda dedektör kataloğunda belirtilen değerlerden değiştirildi. %100'e kadar artan değerler ve her adım için bastırma faktörleri hesaplandı.



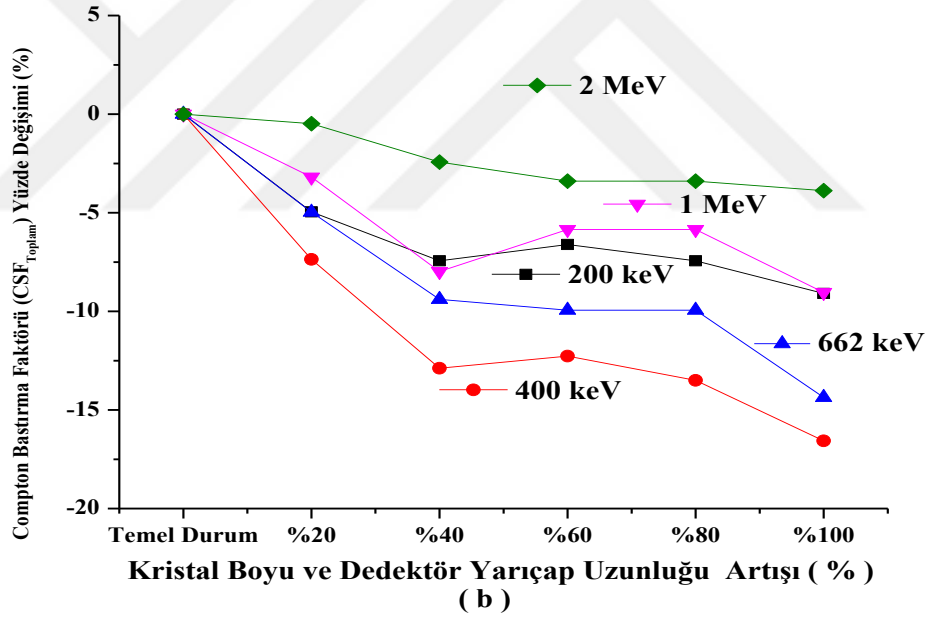
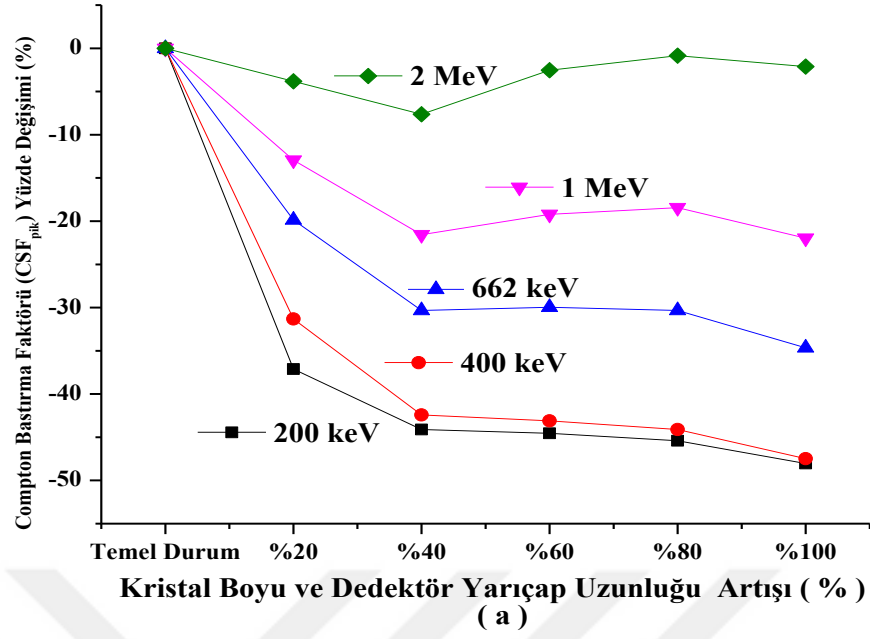






Şekil 24 (a-f). Dedektörün kristal uzunluğuna ve yarıçapına bağlı olarak ^{137}Cs radyoaktif nokta kaynağından gelen 662 keV enerji spektrumları

662 keV enerji değeri için EGS4 ile elde edilen spektrumlar Şekil 24 (a-f)'de gösterilmiştir.



Şekil 25 (a-b). Kristal uzunluğuna ve dedektör yarıçapına bağlı olarak Pik ve Toplam Compton Bastırma Faktörlerinin (CSF) yüzde değişim (%)

Baskılama faktörleri, spektrumlarda gösterilen veriler kullanılarak hesaplandı. Şekil 25 (a-b) sırasıyla, dedektör kristalinin uzunluğu ve yarıçapı aynı anda dedektör kataloğundaki tablo değerlerinden %100 değişime geçerken, tepe noktası ve toplam Compton bastırma faktörlerini göstermektedir. Şekil 25 (a-b), ortalama olarak kristal uzunluğu ve yarıçapı %40'a kadar arttıkça ve neredeyse sabit hale geldikçe, zirve ve toplam Compton bastırma faktörlerinin azaldığını göstermektedir.

5.SONUÇLAR VE YORUMLAR

Dedektörün diğer geometrik faktörleri sabit tutularak, dedektör kataloğundaki tablolaştırılmış verilerden başlanarak sadece kristal uzunluğu 2 kat arttırılmıştır. Bastırılmış ve bastırılmamış arka plan spektrumları, EGS4 sistemi ile Monte Carlo simülasyonları ile elde edilmiştir. Bastırma faktörleri 5 enerji değeri için hesaplanmış olmasına rağmen, spektrumlar sadece 662 keV enerji için çeşitli dedektör uzunluk parametreleri için Şekil 20 (a-f), Şekil 22 (a-f) ve Şekil 24 (a-f)'de temsili olarak gösterilmiştir. Buradaki temel amaç, HPGe dedektör kristal parametreleri ile bastırma faktörlerindeki değişimi belirlemek olduğundan, şekillerde görüldüğü gibi enerji çözünürlüğünün sonsuz olduğu varsayılmıştır. Siyah renk enerjilerinin tamamını depolayan ve enerjilerini kısmen depolayıp kristalden kaçan fotonlar için HPGe dedektörü tarafından kaydedilen sayım sayısını temsil eder. Kırmızı olan, HPGe dedektöründen kaçan ancak NaI koruma dedektörleri tarafından yakalanan fotonları temsil eder. Ve son olarak, mavi spektrum, siyahın kırmızısından çıkarılmasıyla elde edilen sayıları temsil eder. Şekil 21 a ve b sırasıyla, 200 keV ila 2 MeV arasında değişen beş enerji değeri için artan dedektör kristal uzunluğu ile tepe noktası ve toplam Compton bastırma faktörlerinin yüzde değişimini göstermektedir. Şekil 21 a'da görüldüğü gibi kristal uzunluğu arttıkça tepe bastırma faktörleri %40'a varan değişimle azalmış ve 200 ve 400 keV için hemen hemen sabit hale gelmiştir. 662 keV, 1 ve 2 MeV değerleri için, tepe bastırma faktörleri, kristal uzunluğu daha da arttıkça tekrar artmaya başlar. Zirve bastırma faktörlerindeki bu artış, daha yüksek enerji değerleri için daha düşük olanlardan daha önemlidir. Bastırma faktörlerindeki bu davranış kristal uzunluğunun değişmesiyle şu şekilde açıklanabilir: Kristal uzunluğu arttıkça hacim artar ve dolayısıyla tam enerji pik verimi artar. Tam enerji tepe noktası altındaki alan arttığı için Compton sürekliliği altındaki alan azalmaktadır ve Denklem 12'de bastırma faktörlerinin azaldığını görmek zor değildir. Kristal uzunluğundaki %40'lık artıştan sonra bastırma faktörü doygunluk değerine ulaşır ve 200 ve 400 keV için sabit kalır. Öte yandan 662 keV, 1 ve 2 MeV için fotoelektrik absorpsiyon kesiti azalır Compton saçılma kesiti arttığından Compton sürekliliği altındaki alan artar ve Denklem 12'ye göre tepe bastırma faktörü artar. Aynı davranış, Şekil 20 b'de gösterildiği gibi toplam Compton bastırma faktörlerinin değişiminde görülebilir. Bastırma faktörlerindeki değişimin bu davranışı, daha iyi bir Compton bastırma sistemi için küçük enerji değerleri (400 keV'a kadar) için daha küçük kristal boyutunun ve daha yüksek enerji

değerleri (662 keV ve üzeri) için daha büyük kristal boyutunun seçilmesi gerektiğini gösterir. Dedektör yarıçapının Compton bastırma faktörleri üzerindeki etkisi, dedektörün diğer geometrik parametreleri sabit tutularak ve yalnızca HPGe dedektörünün kristal yarıçapı dedektör kataloğunda tablo halinde verilen değerden adım adım %100'e kadar artan değere değiştirilerek araştırıldı. Bastırılmış ve bastırılmamış arka plan spektrumları, EGS4 sisteminin Monte Carlo simülasyonları ile elde edilmiştir. ¹³⁷Cs'den 662 keV enerji değeri için sonuç radyoaktif nokta kaynağı Şekil 22 'de (a-f) temsili olarak gösterilmiştir. Şekil 23 a ve b sırasıyla 5 farklı enerji değeri için tepe noktası ve toplam Compton bastırma faktörlerindeki değişim yüzdesini göstermektedir. Peak Compton bastırma faktörleri, artan dedektör yarıçapı ile %40'a varan değişimle azalır ve Şekil 22a'da görüldüğü gibi neredeyse sabit hale gelir. Öte yandan, toplam Compton bastırma faktörleri, 662 keV için kristal yarıçapının %60'a kadar artmasıyla azalırken, bastırma faktörleri 1 ve 2 MeV için %60'a kadar artarak hemen hemen sabit hale gelir. Dedektör kristal uzunluğu ve yarıçapının birlikte değişiminin etkisini araştırmak için Compton bastırma faktörleri (tepe noktası ve toplam), dedektör kristalinin iki parametresi (uzunluk ve yarıçap) aynı anda dedektör kataloğunda belirtilen değerlerden %100 artan değerlere kadar değiştirildi ve her adım için bastırma faktörleri hesaplandı. Bu 662 keV enerji değeri için EGS4 ile elde edilen spektrumlar Şekil 24'de (a-f) gösterilmiştir. Baskılama faktörleri, spektrumlarda gösterilen veriler kullanılarak hesaplandı. Şekil 25 a ve b, sırasıyla zirve ve toplam Compton bastırma faktörlerini gösterir. Dedektör kristalinin uzunluğu ve yarıçapı, aynı anda tablo halindeki değerlerden değişir. %100 değişim için dedektör kataloğu. Şekil 25 a ve b ortalama olarak zirve ve toplamın Compton bastırma faktörleri, kristal uzunluğu ve yarıçapı %40'a kadar arttıkça azalır ve neredeyse kararlı hale gelir.

KAYNAKÇA

- Aalseth, C.E., Abgrall, N., Aguayo, E., Alvis, S.I., Amman, M., Arnquist, I.J. and Majorana Collaboration.(2018). Search for neutrinoless double- β decay in ^{76}Ge with the majorana demonstrator. *Physical Review Letters*, 120(13), 132502.<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.132502>
- Aarts, H.J.M., et al., *Improvement of the performance of a Compton-suppression spectrometer by minimizing the dead layer of the central Ge detector*. Nuclear Instruments and Methods, 1980. 172(3), 439-446. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(80\)90332-8](https://doi.org/10.1016/0029-554X(80)90332-8)
- Agostini, M., Bakalyarov, A.M., Balata, M., Barabanov, I., Baudis, L., Bauer, C. and GERDA collaboration.(2019). Probing Majorana neutrinos with double- β decay.Science, 365(6460), 1445-1448. <https://doi.org/10.1126/science.aav8613>
- Al-Azmi, D., *Simplified slow anti-coincidence circuit for Compton suppression systems*.Applied Radiation and Isotopes, 2008.66(8): p.1108-1116. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2007.12.003>
- Badawi, M.S., Gouda, M.M., Nafee, S.S., El-Khatib, A.M. and El-Mallah, E.A.(2012). New analytical approach to calibrate the co-axial HPGe detectors including correction for source matrix self-attenuation. Applied Radiation and Isotopes, 70(12), 2661-2668. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2012.08.014>
- Badran, H.M.and T.Sharshar, *An experimental method for the optimization of anti-Compton spectrometer*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1999.435(3): p.423-432. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00573-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00573-2)
- Baltas, H. (2020). Evaluation of gamma attenuation parameters and kerma coefficients of YBaCuO and BiPbSrCaCuO superconductors using EGS4 code. Radiation Physics and Chemistry, 166, 108517. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2019.108517>
- Britton, R., Burnett, J.L., Davies, A.V. and Regan, P.H.(2013). Improving the effectiveness of a low-energy Compton suppression system. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 729, 64-68. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.06.111>

- Britton, R., Burnett, J.L., Davies, A.V. and Regan, P.H.(2014). Monte-Carlo optimisation of a Compton suppression system for use with a broad-energy HPGe detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 762, 42-53. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.05.113>
- Britton, R.(2012).Compton suppression systems for environmental radiological analysis. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 292(1), 33-39. <https://doi.org/10.1007/s10967-011-1362-x>
- CANBERRA. *Compton suppression.Made easy*. 1998 [cited; Available from: http://www.physics.arizona.edu/~haar/ADV_LAB/comptonsupp.pdf.
- Celik, N., Cevik, U., (2010). Monte Carlo determination of water concentration effect on gamma-ray detection efficiency in soil samples. Appl.Radiat.Isot.68, 1150–1153.<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2010.01.031>
- Celik, N., Ozen, S.A., Demirtaş, O.F., Cevik, U., (2018). The effect of energy resolution of detection instrument on mass attenuation coefficient. J.Instrum.13 <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/10/P10012.P10012–P10012>.
- Chavanelle, J.and M.Parmentier, *A CsI(Tl)-PIN photodiode gamma-ray probe*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003.504(1-3): p.321-324. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00761-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00761-7)
- Eberth, J.and J.Simpson, *From Ge(Li) detectors to gamma-ray tracking arrays-50 years of gamma spectroscopy with germanium detectors*.Progress in Particle and Nuclear Physics, 2008. 60(2): p.283-337. <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2007.09.001>
- Gasparro, J., Hult, M., Johnston, P.N., Tagziria, H., (2008). Monte Carlo modelling of germanium crystals that are tilted and have rounded front edges. Nucl.Instruments Methods Phys.Res.Sect.A Accel.Spectrometers, Detect.Assoc.Equip.594, 196–201. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.06.022>
- Gray, T.J., Allmond, J.M., Dowling, D.T., Febbraro, M., King, T.T., Pain, S.D. and Ruland, T.J.(2022). CLARION2-TRINITY: A Compton-suppressed HPGe and GAGG: Ce-SiSi array for absolute cross-section measurements with heavy ions. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1041, 167392. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167392>

- Huy, N.Q.(2010). The influence of dead layer thickness increase on efficiency decrease for a coaxial HPGe p-type detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 621(1-3), 390-394. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.05.007>
- Jakovlevs, O., Pchelintsev, A., Malgin, V., Sokolov, A. and Gostilo, V.(2018). Development of miniaturized HPGe spectrometers for unmanned aerial vehicles. Journal of Instrumentation, 13(06), T06006. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/06/T06006>
- Kaya, S. (2007). *Bazı saf metalller için $k\beta/ka$ şiddet oranı ve floresans tesir kesitlerinin tayini*. Yayınlanmamış yüksek lisans tezi, Karadeniz Teknik Üniversitesi, Trabzon.
- Kaya, S., Çelik, N. and Bayram, T.(2022). Effect of front, lateral and back dead layer thicknesses of a HPGe detector on full energy peak efficiency. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1029, 166401. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166401>
- Kasap, S.O., *Principles of Electronic Materials and Devices*.2006: McGraw Hill
- Khan, W., Zhang, Q., He, C. and Saleh, M.(2018). Monte Carlo simulation of the full energy peak efficiency of an HPGe detector. Applied Radiation and Isotopes, 131, 67-70. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.11.018>
- Knoll, G.F.(2010). Radiation detection and measurement. John Wiley & Sons.
- Kulisek, J.A., et al., *Design and preliminary Monte Carlo calculations of an active Compton-suppressed LaBr₃(Ce) detector system for TRU assay in remote-handled wastes*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2007.580(1): p.226-229. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.05.060>
- Moss, C.E., et al., *Multi-element, large-volume CdZnTe detectors*.Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,Spectrometers,Detectors and Associated Equipment, 2001.458(1-2): p.455-460. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00904-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00904-9)
- Nelson, W.R., Hirayama, H. and Rogers, D.W.(1985). EGS4 code system (No.SLAC-265). Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, CA (USA)
- Nyarko, B.J.B., et al., *Investigation of trace elements in ancient pottery from Jenini, Brong Ahafo region, Ghana by INAA and Compton suppression spectrometry*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam

- Interactions with Materials and Atoms, 2007.263(1): p.196-203
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2007.04.086>
- Riedel, T., Henting, R., Feilitzsch, F, *Anticompton spectrometer element studies*. Applied Radiation and Isotopes, 2000. [https://doi.org/10.1016/S0969-8043\(00\)00178-0](https://doi.org/10.1016/S0969-8043(00)00178-0)
- Russel, L., *Detive-Ex/Dx HPGe-based Hand-Held Radioisotope Identification* 2008, ORTEC
- Savva, M.I., Karfopoulos, K.L., Karangelos, D.J., Anagnostakis, M.J. and Simopoulos, S.E.(2014). Installation and performance testing of an XtRa–NaI (TI) Compton Suppression System at the NED-NTUA. Applied Radiation and Isotopes, 87, 361-364. <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2013.11.056>
- Selvi, S.and C.Celiktas, *Compton suppression through rise-time analysis*. Applied Radiation and Isotopes, 2007.65(11): p.1265-1268.
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2007.05.013>
- Scates, W., et al., *Optimization studies of a Compton suppression spectrometer using experimentally validated Monte Carlo simulations*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2006.556(2): p.498-504.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.09.044>
- Schumaker, M.A., et al., *Measured and simulated performance of Compton-suppressed TIGRESS HPGe clover detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2007.570(3): p.437-445. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.10.185>
- Stover, T.and G.Lamaze, *Compton suppression for neutron activation analysis applications at the National Institute of Standards and Technology (NIST)*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2005.241(1-4): p.223-227.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2005.07.085>
- Wang, H.D., Lu, J.B., Li, R.P., Gao, T.J., Li, C., Qu, H. and Zheng, Y.(2022). A phoswich design using real-time rise time discrimination for Compton suppression of LaBr₃: Ce detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 167920. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.167920>
- Vénos, D., et al., *The behaviour of HPGe detectors operating at temperatures below 77 K*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A:

- Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2000.454(2-3): p.403-408. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00494-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00494-0)
- Yang, L.T., Li, H.B., Yue, Q., Ma, H., Kang, K.J., Li, Y.J. and CDEX Collaboration.(2019). Search for light weakly-interacting-massive-particle dark matter by annual modulation analysis with a point-contact Germanium detector at the China Jinping Underground Laboratory. Physical Review Letters, 123(22), 221301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.221301>
- Y.C.Wang, L.B.Wang, J.Q.Yuan, (1987). A Compton suppression system which based on HPGe-Plastic scintillator detectors, J.Lanzhou Univ.23 (2) 40–47 (in Chinese).
- Zou, Q., Zhu, J.J., An, Z. and Zhang, Y.P.(2018). Monte Carlo optimization of a Compton suppression system for gamma-ray diagnosis of combustion plasma. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 879, 57-63. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.10.039>

ÖZGEÇMİŞ

Abdulkadir GÖK İlkokul eğitimimi Bayburt'da, ortaokul ve lise eğitimimi Gümüşhane'de tamamladı. Lisans eğitimimi ise Samsun Ondokuz Mayıs Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde tamamladı. 2021 yılında Gümüşhane Üniversitesi Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans eğitimine başladı. Kamuda 5 yıl süre çalıştıktan sonra kendi isteği ile bu görevinden ayrılmıştır. Evli ve bir çocuk babası olan Abdulkadir GÖK Özel sektörde fizik öğretmenliği yapmaktadır.

