

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**AGATA Ge DEDEKTÖRLERİ İÇİN GAMA IŞIN, NÖTRON
SİMÜLASYONLARI ve İZ SÜRME TEKNİĞİ**

Serkan AKKOYUN

FİZİK ANABİLİM DALI

**ANKARA
2011**

Her Hakkı Saklıdır

ÖZET

Doktora Tezi

AGATA Ge DEDEKTÖRLERİ İÇİN GAMA IŞIN, NÖTRON SİMÜLASYONLARI ve
İZ SÜRME TEKNİĞİ

Serkan AKKOYUN

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ayşe ATAÇ NYBERG

Bu tezde, son yıllarda geliştirilmiş olan çok bölümlü AGATA dedektörleri ve gama ışını iz sürme tekniği incelenmiş ve bu teknikten yararlanılarak nükleer reaksiyonlar sonucu açığa çıkan nötronları, gama ışınlarından ayırıştırarak bir yöntem geliştirilmiştir. Nötronlar, diğer nükleer reaksiyon ürünlerinin aksine yüksüzdürler ve uzun yollar kat ederek gama ışın dedektörlerine ulaşabilirler. Gama ışın histogramlarına istenmeyen arka fon olarak katkı veren bu nötronların AGATA dedektörlerince belirlenebilmeleri, nükleer spektroskopi çalışmaları ve ilerde nötron zengini radyoaktif iyon demetleri ile yapılacak olan deneyler açısından önemlidir. Geliştirilen yöntemin kullanılmasıyla, gama ışın histogramlarındaki iyileşme, simülasyon ve deney sonuçları üzerinde gözlenmiştir. Buna göre, 1 MeV enerjili gama ışın pikinin arka fona oranının, yaklaşık 2 kat arttığı belirlenmiştir. Ayrıca, yüksek enerjili gama ışınları ($E_{\gamma} > 10$ MeV) için çift oluşum iz sürme algoritmasının iyileştirilmesi sağlanarak, bu bölgedeki şiddeti zayıf Dev ve Cüce Dipol Rezonans kaynaklı tümseklerin belirginlikleri artırılmıştır.

Temmuz 2011, 123 sayfa

Anahtar Kelimeler: AGATA, HPGe dedektörleri, gama ışını, nötron, iz sürme tekniği, GEANT4 simülasyonu, TOF

ABSTRACT

Ph.D. Thesis

GAMMA-RAY, NEUTRON SIMULATION for AGATA Ge DETECTORS and THE TRACKING TECHNIQUE

Serkan AKKOYUN

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

Supervisor: Prof. Dr. Ayşe ATAÇ NYBERG

In this thesis, newly developed AGATA segmented detectors and the gamma-ray tracking technique were investigated, a method for the discrimination of gamma-rays and neutrons which were emitted after nuclear reactions, was developed. The method is based on the gamma-ray tracking technique. In contrast with the light charged particles, neutrons can travel long distances and interact with the gamma-ray detectors giving rise to an unwanted background in the spectra. Neutron gamma-ray discrimination is important for nuclear spectroscopy, and it will be even more important in the future when experiments with neutron rich radioactive ion beams will be analysed. By using the developed method, improvements were observed both in the simulation and experimental results where the peak-to-background ratio was improved by a factor of about 2, for a gamma-ray energy of 1 MeV. Furthermore, the tracking technique for the gamma-rays which undergo pair production is improved for high energy gamma-rays ($E_\gamma > 10$ MeV) in order to enhance the low intensity gamma-ray bumps connected to the Giant and Pygmy Dipole Resonances.

July 2011, 123 pages

Key Words: AGATA, HPGe detectors, gama-ray, neutron, tracking technique, GEANT4 simulation, TOF

TEŞEKKÜR

Danışman hocam sayın Prof. Dr. Ayşe ATAÇ NYBERG'e (Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Anabilim Dalı), yardım, destek ve yönlendirmelerinden dolayı sonsuz teşekkür ederim. AGATA projesi kapsamında birlikte çalışma fırsatı bulduğum Prof. Dr. Ayşe KAŞKAŞ (Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Anabilim Dalı) ve Araş. Gör. Menekşe ŞENYİĞİT'e, teşekkürlerimi ayrıca sunarım. Çalışmalarım boyunca desteğini esirgemeyen arkadaşım Araş. Gör. S. Okan KARA'ya teşekkürlerimle. Ankara Üniversitesi Fizik Bölümünden hocalarım ve arkadaşlarım, teşekkürü mutlaka hak ediyorlar. Cumhuriyet Üniversitesi Fizik Bölümüne desteklerinden dolayı teşekkür ederim. AGATA projesi kapsamında Türkiye, Avrupa ve dünyanın çeşitli üniversite, enstitü, laboratuvar ve kuruluşlarında çalışan tüm proje üyelerine, tez çalışmalarına dolaylı veya direkt olarak katkılarından dolayı teşekkür ederim. Kardeşim Gökhan, her zaman yanımdaydın. Sen ve biricik anne ve babamın varlığı, her şeye değer; sizlere teşekkür ederim. Doktoramın son yarısına yetişen biricik eşim Nilay, yanımda olduğun, bana katlandığın ve çok şey kattığın için sana teşekkür ediyorum.

Serkan AKKOYUN
Ankara, Temmuz 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	vii
SEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiv
1. GİRİŞ	1
2. NÜKLEER REAKSİYONLAR	5
2.1 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları	5
2.1.1 Ağır iyon reaksiyonları.....	7
3. GAMA IŞINI ve NÖTRON ÖLÇÜMLERİ.....	10
3.1 Gama Işınlarnın Madde ile Etkileşme Yolları	10
3.1.1 Fotoelektrik soğurum	11
3.1.2 Compton saçılması	12
3.1.3 Thomson ve Rayleigh saçılmaları.....	15
3.1.4 Çift oluşum.....	16
3.2 Toplam Zayıflama Katsayısı.....	18
3.3 Nötronların Madde ile Etkileşme Yolları	19
3.3.1 Elastik saçılma.....	19
3.3.2 İnelastik saçılma	20
3.3.3 Reaksiyonlar	21
3.3.4 Saçılma ve reaksiyon tesir kesitleri	22
3.4 Dedektör Ölçüm Karakteristikleri.....	23
3.4.1 Duyarlılık	24
3.4.2 Enerji çözünürlüğü (çözme gücü).....	25
3.4.3 Verim.....	25
3.4.4 Doppler etkisi.....	28
3.4.5 Sinyal yükseklik kusuru	29
3.5 Radyasyon Ölçümünde Kullanılan Dedektör Tipleri.....	30
3.5.1 Yarı iletken dedektörler	30
3.5.2 Yüksek saflıkta Ge (HPGe) dedektörler	33
3.5.3 Compton baskı kalkanlı dedektörler.....	35
3.6 Dedektör Toplulukları	36
4. AGATA PROJESİ	40
4.1 AGATA'nın Bilimsel Programı	40
4.2 AGATA Çok Bölümlü İz Sürme Dedektör Küresi	43
4.3 Sinyal Şekil Analizi (PSA).....	46

5. GAMA İŞİNİ İZ SÜRME TEKNİĞİ	49
5.1 Geri Yönde İz Sürme Algoritması.....	52
5.2 İleri Yönde İz Sürme Algoritması	55
5.2.1 Kümeleme	55
5.2.2 Kümelerin analizi.....	56
5.3 Tekli Etkileşme Noktaları	58
5.4 Çift Oluşumu İz Sürme.....	59
5.5 Algoritmaların Karşılaştırılması	60
6. AGATA DEDEKTÖRLERİ ve NÖTRONLAR ile GAMA İŞİNLERİNİN AYRIŞTIRILMASI	62
6.1 Uçuş Zamanı (Time-of-Flight “TOF”) Tekniği	62
6.2 Sinyal Şekil Analizi (Pulse Shape Analysis “PSA”) Tekniği	63
6.3 İz Sürme (Tracking) Tekniği	64
7. MONTE CARLO TEKNİĞİ ve SİMÜLASYONLARI	65
7.1 Geant4 Monte Carlo Simülasyon Programı	66
7.2 Ge Dedektöründe Geri Tepme Enerji Dağılımları	69
8. İZ SÜRME TEKNİĞİ ve NÖTRONLARIN GAMA İŞİNLERİNDEN AYRIŞTIRILMA SİMÜLASYONLARI	72
8.1 Ge Dedektöründe Etkileşme Nokta Sayıları	72
8.2 İlk Etkileşme Noktalarına Bırakılan Enerjiler	75
8.3 Gama Işınlarmın Dedektöre Gelme Doğrultuları	77
8.4 Kümelerin FM Değerleri	80
8.5 Etkileşme Mesafeleri	82
8.6 Enerjileri 596 keV Olan Gama Işınları ve 1 MeV’lik Nötronların ⁷⁴ Ge Dedektörlerinde Ölçüm Simülasyonları	84
8.7 Enerjileri 1 MeV Olan Gama Işınları ve 1–5 MeV Dağılımlı Nötronların doğal ⁷⁴ Ge Dedektörlerinde Ölçüm Simülasyonları	86
8.8 Çok Kathı Ardışık Gama Işınları ve 1-5 MeV Enerji Dağılımlı Nötronların AGATA HPGe Dedektörlerinde Ölçüm Simülasyonları	88
9. AGATA DENEYLERİ	93
9.1 Deney I: “AGATA Demonstrator Test with a ²⁵² Cf source: Neutron Gamma Discrimination”	93
9.1.1 Deney simülasyonu	93
9.1.2 Deney ve ayırışım tekniklerinin testleri	95
9.2 Deney II: “Order-to-chaos in Warm Rotating ¹⁷⁴ W Nuclei”	98
9.2.1 İz sürme tekniğine dayalı ayırışımın testi	101
9.2.2 TOF tekniğine dayalı ayırışımın testi	101
9.2.3 AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlükleri	105
10. YÜKSEK ENERJİLİ GAMA İŞİNLERİ	107
10.1 Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance).....	107
10.2 Cüce Dipol Rezonans (Pygmy Dipole Resonance)	110

10.3 Yüksek Enerjili Bölgede İz Sürmenin İyileştirilmesi ve Arka Fonun Belirlenmesi	111
10.3.1 Simülasyon sonuçları	112
11. SONUÇLAR ve TARTIŞMALAR	115
KAYNAKLAR	117
ÖZGEÇMİŞ	122

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

BaF ₂	Baryum Florid
BGO	Bizmut Germanat
CERN	The European Organization for Nuclear Research
cm	Santimetre
eV	Elektron Volt
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
FRS	Fragment Seperator
FWHM	Full Width at Half Maximum
GANIL	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
GDR	Giant Dipole Resonance
GSi	Gesellschaft für Schwerionenforschung
HIFE	Heavy-Ion Fusion-Evaporation
HPGe	High Purity Germanium
ISOL	Isotope-Separator-On-Line
keV	Kilo Elektron Volt
LNL	Legnaro National Laboratories
ns	Nano Saniye
MeV	Milyon Elektron Volt
mm	Milimetre
P/B	Peak-to-background Ratio
P/T	Peak-to-total Ratio
PHD	Pulse Height Defect
RIB	Radioactive Ion Beam
SPIRAL	Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne
TOF	Time-of-Flight

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1 Nükleer yapı çalışmalarında seçilen güncel konuların nükleer haritada gösterimi	2
Şekil 2.1. a Nötronun ^{56}Fe çekirdeğinden inelastik saçılmasının tesir kesitlerinin, direkt reaksiyonlar ve bileşik çekirdek reaksiyonları için, nötron enerjisine bağlı değişimleri, b. Direkt ve bileşik çekirdek reaksiyon ürünlerinin, kütle merkezi çerçevesindeki açısız dağılımları.....	7
Şekil 2.2 İki ağır iyon arasındaki çarpışma için reaksiyon tesir kesitinin, hedef çekirdeğe aktarılan açısız momentum ile değişiminin şematik gösterimi	8
Şekil 2.3 Ağır-iyon kaynaşma-buharlaşma reaksiyon basamaklarının şematik gösterimi. Yüksek uyarılma enerjili bileşik çekirdek önce hafif parçacıklar ardından gama ışınları yayınlamaya temel hale döner.....	9
Şekil 3.1 Gama ışınlarının madde ile etkileşme mekanizmalarından, fotoelektrik soğurum, Compton saçılması, çift oluşumu ve koharent saçılmanın şematik gösterimleri.....	10
Şekil 3.2 Compton saçılmasına uğrayan gama ışınlarının, etkileştikleri maddeye depoladıkları olası enerji dağılımları	14
Şekil 3.3 Compton saçılmasına uğrayan farklı enerjili gama ışınlarının, saçılma sonrası açısız dağılımları. Gelen fotonun enerjisi $\alpha = h\nu_0/m_0c^2$ ile verilmiştir	16
Şekil 3.4 Ge materyalinde etkileşmeye giren gama ışınlarının, farklı tip etkileşmeler için zayıflama katsayılarının gama ışın enerjisi ile değişimleri.....	18
Şekil 3.5 Nötronun, atom çekirdeğinden elastik saçılmasının şematik gösterimi.....	20
Şekil 3.6 Bir nötronun çekirdekten inelastik saçılmasının şematik gösterimi. Uyarılmış durumdaki çekirdek, gama ışınları yayarak temel hale döner	21
Şekil 3.7 ^{74}Ge çekirdeği için, nötron saçılma ve nötron yakalama tesir kesitleri ile toplam etkileşme tesir kesitlerinin, nötron enerjisi ile değişimlerinin: a. logaritmik, b. doğrusal (b) enerji eksenlerinde gösterimleri	23
Şekil 3.8 E enerjili gauss dağılımlı bir pikin FWHM'si. Dedektörün enerji çözünürlüğü azaldıkça, pik genişleyerek daha büyük FWHM değerine sahip olur.....	26
Şekil 3.9 Dedektöre gelen parçacıkların, dedektör materyalinde etkileşmelerinde izleyebilecekleri olası yollar	26
Şekil 3.10.a İdeal bir yarı iletkenin enerji band diyagramı b. İyonlaşmış verici durumlarla dolu n tipi yarı iletken, c. iyonlaşmış alıcı durumlarla dolu p tipi yarı iletken (iii) ayrı ayrı gösterilmiştir	32
Şekil 3.11 Tipik bir n tipi koaksiyal HPGE dedektörünün, a. ön yüzünden, b. yan tarafından şematik gösterimi	34
Şekil 3.12 Koaksiyal Ge dedektörü (türkuaz) ile bunu çevreleyen BGO baskı kalkanlarının(lacivert) aynı anda sinyal vermeleri sonucu, sinyali veren gama ışını veto edilir.....	36

Şekil 3.13 Compton baskı kalkanlı HPGe dedektörlerinin şematik gösterimi. HPGe dedektörleri arasındaki boşluklara BGO dedektörleri yerleştirilmiştir	36
Şekil 3.14 Gama ışın spektroskopisinde kullanılan dedektör topluluklarının çözme güçlerinin, spinin bir fonksiyonu olarak gösterimleri. Yatay eksen, ayrıca, gama spektroskopisinde kullanılan dedektörler topluluklarının tarihsel gelişimini göstermektedir.....	39
Şekil 4.1 AGATA dedektörlerinin, LNL laboratuvarlarında şu an kullanımda olan 15'i	41
Şekil 4.2 Kapsüllenmiş bir AGATA dedektörü (a) ve bu dedektörün boyutlarının 36 bölüme ayrılmasının şematik gösterimi	44
Şekil 4.3 AGATA dedektör modülü. a. Dedektörler bir araya getirilerek, b. aynı kriyostata bağlanmıştır (Köln test kriyostat). c, d. Dedektör modülünün parçaları gösterilmiştir. 1. 36 bölümlü Ge dedektörleri, 2. 111 ön yükselteç, 3. destekleme çerçevesi, 4. dijital sinyal işleme elektroniği, 5. fiber optik çıktı (5), 6. LN2 termos (devar), 7. hedef olacak şekilde numaralandırılmıştır.....	44
Şekil 4.4 Üçlü gruplar halinde bir araya getirilerek oluşturulan AGATA dedektör küresi ve özellikleri.....	45
Şekil 4.5 Bir nükleer reaksiyon ürünlerinin, a. AGATA, b. Euroball dedektörleri ile ayrı ayrı ölçümlerinin simülasyonlarıyla elde edilen gama ışın histogramları. AGATA dedektörlerinin Euroball'a göre olan yüksek çözünürlüğü açıkça görülmektedir	46
Şekil 4.6 AGATA dedektörlerinin simülasyonları ile elde edilen P/T ve foto pik veriminin, a. enerji, b. katlılık ile değişimi	46
Şekil 4.7 Sinyal şekil analizi. 4 numaralı dedektör bölmesine çarpan bir gama ışını, bu bölmede net bir sinyal verir. Bu bölmeye komşu 3 ve 5 numaralı bölmelerde de, farklı genlikli ayna sinyalleri gözlenir	47
Şekil 4.8.a Bir n tipi koaksiyal dedektörün kesiti, b. yük taşıyıcıların elektrotlara uzaklığına bağlı olarak sinyal şekillerindeki farklılık görülmektedir	48
Şekil 5.1 Merkezinde 30 katlılıkla ($M_\gamma = 30$) 1,33 MeV enerjili gama ışınları yayan bir kaynak bulunan ve 4π katı açıyı kaplayan bir ideal Ge kabuğundaki gama ışını etkileşme noktaları. Aynı gama ışınına ait etkileşme noktaları iyi kümeleri (daire), birbirine yakın farklı gama ışın etkileşme noktaları ise kötü kümeleri (dikdörtgen) oluşturmaktadır	50
Şekil 5.2 Bölmelere ayrılmış bir dedektörde, kaynaktan gelen gama ışınlarının bölmeler arasında saçılması	51
Şekil 5.3 Kaynak noktasından (0), E_t enerjisi ile yayılan gama ışınının saçılma açıları ve etkileşme noktalarına depoladıkları enerjiler	56
Şekil 5.4.a Enerjisi 1,332 MeV olan gama ışınlarının dedektöre gönderilmesi şeklinde simülasyonun yapılmasıyla elde edilen histogram. İleri yönde iz sürme işleminin uygulanması ile (kırmızı) ve geri yönde iz sürme işleminin uygulanması ile (mavi) elde edilen iyileştirilmiş histogramlar, katlılık değeri b. 1 için, c. 30 için gösterilmiştir	60

Şekil 5.5 İleri ve geri yönde iz sürme algoritmalarının uygulanmasıyla elde edilen foto pik verimi ve P/T oranlarının, katlılık ile değişimleri	61
Şekil 6.1 Tipik bir HIFE reaksiyonu sonucu ortaya çıkan gama ışın ve nötronlar için GEANT4/AGATA simülasyon sonucu elde edilen TOF dağılımları. Gama ışınları için TOF değeri yaklaşık 1 ns civarında keskin bir pik iken, nötronlar için TOF, enerjilerine bağlı geniş bir dağılım gösterir	63
Şekil 7.1.a π sayısının Monte Carlo yöntemi ile hesaplanması için geliştirilen örnek. b. Şeklin, rasgele 200 nokta ile doldurulması sonucu π sayısı yaklaşık 2,6 olarak elde edilir. Nokta sayısının artması, gerçekteğlerden sapmayı azaltacaktır	66
Şekil 7.2 AGATA dedektör küresinin merkezindeki kaynaktan dedektörlere yollanan 5 MeV enerjili nötronların, simülasyon sonucu elde edilen gama ışın histogramı ve simülasyon sırasında dedektörlerin görünümü (çizgiler, dedektöre gönderilen parçacıkların izlerini göstermektedir)	68
Şekil 7.3 Enerjileri 1,2,3,4 ve 5 MeV olan nötronların Ge çekirdeğinden elastik saçılmaları sonucu, çekirdeğin geri tepme enerji dağılımları	70
Şekil 7.4.a Enerjileri 1,2,3,4 ve 5 MeV olan nötronların Ge çekirdeğinden inelastik saçılmaları sonucu, çekirdeğin geri tepme enerji dağılımları. b. Sinyal yükseklik kusuru etkisinin uygulanmasıyla elde edilen dağılım (b)	71
Şekil 8.1 İz sürme algoritmasının uygulanmasının ardından, nötronlar ve gama ışınlarının dedektördeki etkileşme nokta sayılarının dağılımları	73
Şekil 8.2 Enerjileri 1 MeV olan nötronların ^{74}Ge 'den inelastik saçılmaları sonucu elde edilen gama ışın histogramları. 2 ve 3 etkileşme noktalı küme örneğinde, nötron etkileşme noktalarının (halka) kümeye dahil edilmesi tümseğe katkı vermekte iken, dahil edilmemesi durumunda küme kendini pikte gösterir	74
Şekil 8.3 Nötronlar (düz çizgi) ve gama ışınlarının (kesikli çizgi) ^{74}Ge dedektör materyalinde ilk etkileşme noktalarına depoladıkları enerjilerin, iz sürme işleminin uygulanmasından sonra elde edilen dağılımları. Histogramlar aynı sayım verecek şekilde denkleştirilmişlerdir. 40 keV kıstası ile, nötronlar % 41 oranında temizlenmiştir	76
Şekil 8.4 Nötronlar (düz çizgi) ve gama ışınlarının (kesikli çizgi) ^{74}Ge dedektör materyalinde ikinci etkileşme noktalarına depoladıkları enerjilerin, iz sürme işleminin uygulanmasından sonra elde edilen dağılımları. Histogramlar aynı sayım verecek şekilde denkleştirilmişlerdir. Kıstasın 40 keV olarak belirlenmesi, 596 keV pikini foto pik veriminde, E_1 'e göre biraz fazla düşüşe neden olur	77
Şekil 8.5 Kaynaktan yayınlanan nötronların dedektör materyalinde inelastik saçılmaları sonucu açığa çıkan gama ışınlarının 1. ve 2. dedektörlere gelme doğrultuları, farklı nötronlar için farklıdır (1 ve 2 doğrultuları). Kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının bir dedektöre gelme doğrultuları ise, her zaman kaynak noktasından geçer	79

- Şekil 8.6.a Dedektör merkezindeki hedeften yayınlanan gama ışınları, b. inelastik nötron saçılmasından dolayı dedektörde açığa çıkan gama ışınları için ,geometrik ve Compton açılı farklarının ($\Delta\theta$) dağılımları. Tek etkileşme noktalı kümeler için saçılmadan bahsedilemeyeceğinden dolayı, histogramlar ikiden büyük kümelerin toplamı için çizilmiştir. 15° kıstasının uygulanması ile nötronlar yaklaşık % 40 oranında temizlenmiştir..... 79
- Şekil 8.7 ^{74}Ge dedektörüne gelen 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV enerjili gama ışınları için, mgt iz sürme algoritmasından elde edilen FM dağılımları. $\text{FM} < 1$ şartını sağlayan kümeler, kabul edilmiş kümeler iken, toplam enerjisi 596 keV olan kümeler, iyi kümelerdir. $0,05 < \text{FM} < 1$ kıstası ile nötronlar yaklaşık % 53 oranında temizlenmiştir 82
- Şekil 8.8 ^{74}Ge dedektörüne gelen 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV enerjili gama ışınları için, hedef ile ilk etkileşme noktası arası mesafenin dağılımları. Bu dağılımlar iz sürme işlemi öncesi ve sonrası için ayrı ayrı verilmiştir 83
- Şekil 8.9 ^{74}Ge dedektörlerinin merkezlerinden yollanan 1 MeV enerjili nötronların simülasyonunun ve iz sürme işleminin uygulanmasının ardından elde edilen gama ışın histogramı. Farklı kıstasların uygulanması ile 596 keV piki ve tümseğindeki düşüşler açıkça görülmektedir 85
- Şekil 8.10.a ^{74}Ge dedektörlerinde inelastik saçılmaya uğrayan 1 MeV nötronların simülasyonlarının ardından iz sürme işleminin uygulanmasıyla elde edilen gama ışın histogramı. b. Simülasyonlara PHD' nin eklenmesinin etkisi (b)' de görülmektedir. Nötron enerjisinin artmasının tümseğe etkisi, c. 3 ve d. 5 MeV enerjili nötronlar için sırasıyla gösterilmiştir. 596 ve 608 keV pikleri, ^{74}Ge ' ün sırasıyla $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ve $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ geçişlerinden açığa çıkan gama ışınlarıdır 87
- Şekil 8.11 ^{74}Ge dedektörlerinin merkezlerinden yollanan 1–5 MeV aralığında enerji dağılımlı nötronların ve 1 MeV enerjili gama ışınlarının simülasyonu ve iz sürme işleminin ardından elde edilen gama ışın histogramı. E_1 , E_2 , $\Delta\theta$ ve FM kıstaslarının birlikte uygulanması ile arka fondaki azalma görülmektedir..... 88
- Şekil 8.12.a Katlılığı 10 olan, ardışık enerjili gama ışınları (gri çizgi) ve bunlara çakışık olarak bir olayda 6 tane yayınlanan 1-5 MeV enerji dağılımlı nötronların (siyah çizgi), AGATA dedektörlerine yollanmasının simülasyonu ve iz sürme işlemi sonrası elde edilen gama ışın histogramları, b. belirlenen kıstasların uygulanması sonucu, P/B ve foto pik verimlerindeki iyileşmeler görülmektedir (b)..... 89
- Şekil 8.13 A kıstasının (açık halka) ve B kıstasının (kapalı halka) uygulanmasıyla elde edilen a. P/B oranlarındaki iyileşme oranlarının, b. foto pik verimindeki düşüş oranlarının (b) gama ışın enerjisi ile değişimleri..... 91

Şekil 9.1 ^{252}Cf deneyi için yapılan ön simülasyonlarda deney düzeneğinin şematik gösterimi.....	94
Şekil 9.2 BaF_2 ve AGATA dedektörlerinin kullanılmasıyla yapılan simülasyon sonucu elde edilen, gama ışınları (kırmızı çizgi) ve nötronlara (mavi çizgi) ait TOF dağılımları. AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlüklerinin a. 5 ns olduğu ve kurşun kalkan kullanılmadığı durumdaki dağılımlar ile b-d. kurşun kalkanın varlığındaki farklı çözünürlükler için dağılımlar gösterilmiştir.....	95
Şekil 9.3 Deneyde AGATA ve HELENA dedektörlerinin yerleşimini	96
Şekil 9.4 Deney sonucu elde edilen, gama ışın enerjisine karşı TOF değerlerinin iki boyutlu histogramı. Nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan gama ışınlarının TOF değerlerinin daha büyük oldukları görülmektedir	97
Şekil 9.5.a İzi sürülmüş gama ışın histogramında, b. TOF tekniğinin uygulanması veya c. iz sürmeye dayalı olarak geliştirilen kıstasların uygulanması sonucu arka fon oldukça azaltılmıştır	98
Şekil 9.6 ^{174}W nuclei deneyinde reaksiyon ürünlerini ölçmede kullanılan 5 adet AGATA dedektör modülü	100
Şekil 9.7 Deneyde kullanılan 28 adet HELENA dedektörlerinin, AGATA dedektörleri civarında yerleşimi. HELENA dedektörlerin bu deneydeki öncelikli kullanım amacı, katlılık belirlemesi olmakla beraber, bu dedektörler TOF tekniğinde tetikleyici olarak görev görürler	100
Şekil 9.8 ^{174}W deneyinden elde edilen, etkileşme nokta enerjilerine karşı TOF değerlerinin 2 boyutlu histogramı. Nötronların inelastik açılmalarından açığa çıkan gama ışınları, büyük TOF değerli olarak histogramda kendilerini göstermektedirler	102
Şekil 9.9 İz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramında 433 keV piki (kırmızı). TOF teniğine dayalı (mavi) ve iz sürme tekniğine dayalı (yeşil) kıstasların uygulanmasından sonra pikteki iyileşmeler görülmektedir	103
Şekil 9.10 İz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramında 1333 keV piki (kırmızı). TOF teniğine dayalı (mavi) ve iz sürme tekniğine dayalı (yeşil) kıstasların uygulanmasından sonra pikteki iyileşmeler görülmektedir	104
Şekil 9.11 İz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramında a. 433 keV, b. 1333 keV pikleri (kırmızı). TOF teniğine dayalı kıstaslarla beraber iz sürme tekniğine dayalı kıstasların uygulanması sonucu piklerdeki iyileşmeler (mavi) görülmektedir	105
Şekil 9.12 AGATA dedektörleri ile ölçülen gama ışınları ve nötronlara ait TOF dağılımı. Bu dağılımın genişliği (FWHM), dedektörlerin zaman çözünürlüğünü belirlemeyi sağlar	106

Şekil 10.1 Yüksek enerji bölgesinde gözlenen GDR olayında, bileşik çekirdeğin olası bozunma kanallarından bazılarının, enerjiye karşı spin grafiği gösterilmiştir. Nötron ve yüksek enerjili gama ışınları yayınlamak, enerji ve açısal momentumunu oldukça düşüren çekirdek, sürekli gama ışınları ile taban durumuna döner	109
Şekil 10.2 ^{178}W bileşik çekirdeğinin gama histogramı. Histogramın yüksek enerjili kısmında, istatistiksel gama ışınlarının (kesikli çizgi) üzerindeki GDR tümseği görülmektedir	110
Şekil 10.3 Nötron zengini çekirdeklerde, fazladan nötronların izoskaler karakterli titreşimleri sonucu, GDR'nin düşük enerjili sırtında açığa çıkan PDR tümseği. Şekil, ^{197}Au hedefine gönderilen 600 MeV/A enerjisindeki ^{68}Ni çekirdeklerinin Coulomb uyarılmaları (coulex) sonucu bozunumlarını göstermektedir	111
Şekil 10.4 GEANT simülasyonu ile 0–15 MeV nötronların AGATA dedektörleri ile ölçülmesinden elde edilen gama ışın histogramı. Elastik saçılmaya uğrayan nötronlar iz sürme işlemi ile yok edilebilmiştir. Nötron yayınlama ve inelastik saçılma (kırmızı çizgi) ile sadece inelastik saçılma (mavi çizgi) etkileşmelerinden açığa çıkan gama ışınları, yaklaşık 8 MeV'ye kadar uzanmaktadır	112
Şekil 10.5 GEANT ile yapılan yüksek enerjili gama ışın simülasyonu. İz sürme işleminden sonra elde edilen, 10 MeV enerjili yüksek enerjili tümseği ve buna ait tek kaçma tümseği histogramı (kırmızı çizgi). İz sürme işlemi sırasında ki-kare sayısının 1'den 0,5'e düşürülmesiyle, her iki tümsekte de azalma meydana gelir (mavi çizgi). Çift oluşum iz sürme algoritmasının iyileştirilmesiyle, tam enerji tümseğindeki yükselme ($R= 1,2$) ve tek kaçma tümseğindeki düşüş görülmektedir (yeşil çizgi).....	114

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1 Dedektör materyali olarak kullanılan yarı iletken Ge kristalinin bazı özellikleri.....	31
Çizelge 7.1 GEANT4 Simülasyon programlarında kullanılan HPGe AGATA dedektör materyalindeki Ge izotoplarının oranları	69
Çizelge 8.1 Dedektörde farklı sayıda etkileşmeye sahip nötronlar ve gama ışınları için, ilk etkileşme noktası üzerine belirlenen 40 keV kıstasının uygulanmasıyla sayımlardaki azalmalar	76
Çizelge 8.2 Dedektörde farklı sayıda etkileşmeye sahip nötronlar ve gama ışınları için, açı farkı üzerine belirlenen 15° kıstasının uygulanmasıyla sayımlardaki azalmalar.....	80
Çizelge 8.3 Farklı eleman sayılı kümeler için, FM üzerine belirlenen kıstasın uygulanmasıyla sayımlardaki azalmalar	82
Çizelge 8.4 Nötronlar ve gama ışınlarından elde edilen 596 keV pik ve tümseğinin, farklı kıstasların uygulanmasıyla, sayımlardaki azalmaların yüzdeleri	85
Çizelge 8.5 Nötronlar ve gama ışınlarından elde edilen 834 keV pik ve tümseğinin, farklı kıstasların uygulanmasıyla, sayımlardaki azalmaların yüzdeleri	88
Çizelge 8.6 Katlılığı 10 olarak yayınlanan ardışık enerjili gama ışınları ile çakışık yayınlanan 0 ve 6 nötron olması durumlarında, gama ışın piklerinin P/B oranları. A ve B kıstaslarının uygulanmasıyla bu oranlardaki iyileşmeler ($R_{P/B}$) görülmektedir.....	90
Çizelge 8.7 Katlılığı 10 olarak yayınlanan ardışık enerjili gama ışınları ile çakışık yayınlanan 0 ve 6 nötron olması durumlarında, gama ışın piklerinin foto pik verimleri (ϵ). A ve B kıstaslarının uygulanmasıyla, verimlerdeki iyileşmeler (R_{ϵ}) görülmektedir	91
Çizelge 9.1 Deney sonucu $^{178}\text{W}^*$ çekirdeğinden elde edilen gama ışın piklerinden bazılarının, iz sürme tekniğine dayalı geliştirilen kıstasların ($E_1 > 20 \text{ keV}$; $E_2 > 20 \text{ keV}$; $\Delta < 25^\circ$; $FM < 0,05$) uygulanmasıyla P/B oranlarındaki iyileşmeler ve foto pik verimlerindeki düşüşler. Burada, $R_{P/B}$ ve R_{verim} kıstaslı ve kıstasız elde edilen P/B ve verim değerlerinin oranlarını göstermektedir	101
Çizelge 9.2 Deney sonucu $^{178}\text{W}^*$ çekirdeğinden elde edilen gama ışın piklerinden bazılarının, TOF tekniğine dayalı kıstasların uygulanmasıyla P/B oranlarındaki iyileşmeler ve foto pik verimlerindeki düşüşler. Burada, $R_{P/B}$ ve R_{verim} kıstaslı ve kıstasız elde edilen P/B ve verim değerlerinin oranlarını göstermektedir	103

Çizelge 9.3 Deney sonucu $^{178}\text{W}^*$ çekirdeğinden elde edilen gama ışın piklerinden bazılarının, TOF tekniğine dayalı kıstasların uygulanması ve ardından iz sürme tekniğine dayalı kıstaslarla sınanmasıyla, P/B oranlarındaki iyileşmeler ve foto pik verimlerindeki düşüşler. Burada, $R_{P/B}$ ve R_{verim} kıstaslı ve kıstassız elde edilen P/B ve verim değerlerinin oranlarını göstermektedir.....	105
Çizelge 9.4 AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlüklerini belirlemek için, farklı enerji eşiği kullanılarak elde edilen TOF dağılımlarının FWHM değerleri	106

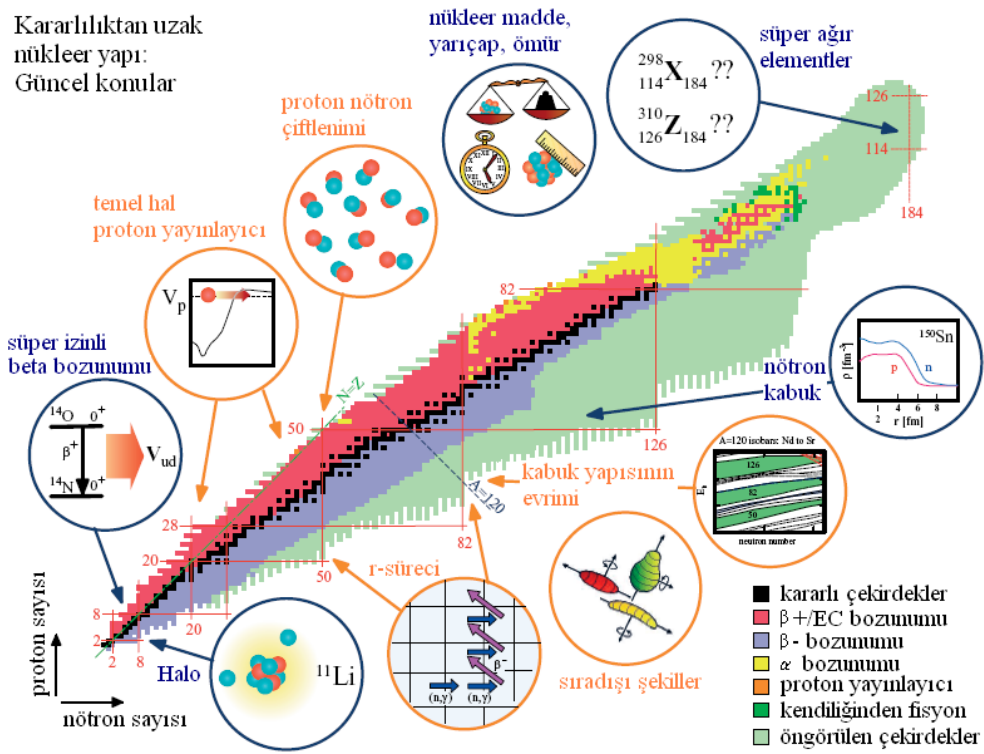
1. GİRİŞ

Yüksek çözünürlüklü gama ışın spektroskopisi, nükleer yapı çalışmalarında güçlü bir araçtır. Şimdiye kadar gözlenmiş, doğada var olan veya laboratuarlarda üretilmiş çekirdeklerin yapılarının incelenmesi ile, nükleer yapı ve nükleer kuvvetin özellikleri hakkında pek çok bilgiye sahip olunmuş ve modeller kurulmuştur.

Son yıllarda, beta kararlılık kuşağından uzaklaştıkça, mevcut modellerle açıklanamayan pek çok ilgi çekici fenomenin ortaya çıktığı görülmüştür. Bilinmeyen bölgedeki egzotik çekirdeklerin yapılarının incelenmesi ile, var olan bilgilerin sınırlarının genişletilmesi, gözden geçirilmesi, düzeltilmesi veya yeni bilgilere ulaşılması mümkün olacaktır. Bu çalışmalar, radyoaktif iyon demetlerinin “RIB” ve güçlü gama ışın spektrometrelerin kullanılmasıyla gerçekleştirilebilecektir. Avrupa’da 3 büyük merkezde RIB üretebilen hızlandırıcılar bulunmaktadır. Bunlar CERN’de REX-ISOLDE (<http://rextrap.home.cern.ch/rextrap>, 2010), GANIL’de SPIRAL (<http://pro.ganil-spiral2.eu>, 2010) ve GSI’de FRS’dir (<http://www-wnt.gsi.de/frs/index.asp>, 2010). Kararlı çekirdek demetlerinin şiddetlerine kıyasla, çok düşük olan RIB şiddetini yükselten yeni nesil RIB laboratuvarları, Almanya’da NUSTAR/FAIR (http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/NUSTAR, 2010) ve Fransa’da SPIRAL2 kapsamında geliştirilmektedir. RIB kullanımı ile ulaşılan zayıf reaksiyon kanallarının incelenmesi için, çok hassas, gama ışını iz sürme tekniğine dayalı dedektörlere ihtiyaç vardır. Bu tür dedektörler, Avrupa’da AGATA “Advanced Gamma Tracking Array” ve Amerika’da GRETA “Gamma-ray Tracking Array” projeleri kapsamında geliştirilmiştir. Üretilen az sayıda iz sürme dedektörü, 2010 yılı içinde kullanılmaya başlanmıştır. AGATA (<http://www-w2k.gsi.de/agata>, 2007) ve GRETA (<http://greta.lbl.gov>, 2007) gibi dedektör kürelerinin tamamlanması ve kullanılmasıyla, deneysel duyarlılığın 100 ile 1000 kat artması beklenmektedir.

Şekil 1.1’de verilen nükleer haritada (Ségre haritası) görüldüğü gibi, kararlı olan hafif çekirdeklerde proton ve nötron sayıları hemen hemen birbirine eşittir ($N=Z$). Buna karşılık daha ağır kararlı çekirdeklerde, nötron sayısı proton sayısına göre fazladır. Doğada kararlı olarak bulunan çekirdekler, β kararlılık çizgisi üzerinde yerleşmiş olup

sayıları azdır (~300). Doğada gözlenemeyen çok daha fazla sayıda çekirdek (~3000), laboratuarlarda üretilebilmektedir. Proton ve nötron sayılarının limit değerleri arasında kalan bilinmeyen bölgede (terra incognita) yer alan yaklaşık 6000 çekirdeğin var olduğu tahmin edilmektedir. Deneysel nükleer yapı fiziğindeki temel amaç, RIB ve AGATA tipi güçlü spektrometrelerin kullanılmasıyla, bilinmeyen bölgeye ulaşarak, nükleer yapı fiziğinin en ilginç konularına eğilebilmektir (Aberg vd. 1997, Bohr ve Mottelson 1999, Friedman ve Bertsch 2007, Covello vd. 2008). Bu konulardan bazılarını aşağıdaki paragraflarda örnekler verilmiştir.



Şekil 1.1 Nükleer yapı çalışmalarında seçilen güncel konuların nükleer haritada gösterimi (By M. Hellström, based on ideas by M. Riley and B. Sherrill) (Söderström 2011)

Şu an çekirdeğin yapısı hakkında bilinen en temel modeller, kabuk ve kolektif modellerdir (Heyde 1990, Walecka 2004, Basdevant 2005, Nilsson ve Ragnarsson 2005). Kabuk modelinde, sihirli olarak adlandırılan sayılarda (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, ...) protona ve/veya nötrona sahip çekirdekler, daha sıkı bağlı ve kapalı kabuk

formundadırlar (elementlerin periyodik tablosundaki soy gazlara benzer). Yapılan hesaplar ve yeni gözlenen bazı çekirdekler, şimdiye kadar elde edilmiş olanlardan farklı veya daha büyük değerde, yeni sihirli sayıların varlığını işaret etmektedir. Bu büyük sihirli sayılar, kararlılık kuşağının ötesinde süper ağır çekirdeklerin bir kararlılık adasının varlığını öngörmektedir (Münzenberg 1999, Hofmann ve Münzenberg 2000, Lenzi vd. 2010). Süper ağır kararlı çekirdeklerin üretilmesi ve incelenmesi ile, çekirdeklerin kararlılığını belirleyen etmenlerin neler olduğundan, çekirdeğin güçlü elektrik alanında elektronların nasıl dizildiğine kadar, mevcut kaç element olduğundan, bunların yaşam sürelerinin ne olduğuna kadar pek çok soruya cevap bulunabilecektir. Ayrıca, yüzeyinde nötronlardan bir tabaka olan (neutron skin) nötron zengini çekirdekler için, kabuk dizilimi ve sihirli sayıların değişmesi öngörülmektedir (Casten 1999, 2000, Lenzi vd. 2010).

Kararlılık kuşağının nötron zengini çekirdek bölgesinde, sadece hafif nötron zengini çekirdeklere ulaşılabilmiştir. Bu bölgedeki anormal büyük yarıçaplı nötron zengini halo çekirdeklerin (Örneğin ^{11}Be , ^{11}Li) gözlenmesi ilgi çekicidir (Tanihata vd. 1985, Arnold vd. 1992, Nörtershäuser vd. 2009). ^{11}Li çekirdeğinin yarıçapı, çekirdeğinde çok fazla nükleonu bulunan ^{208}Pb çekirdeğinkine ile aynıdır. ^{11}Li çekirdeği, ^9Li çekirdeğinin çevresinde buluna iki nötron halesi şeklindedir. Böyle çekirdekler Borromean¹ halkalarına benzer. Buna göre, iki fazla nötronu olan ^{11}Li çekirdeğinden bir nötronun koparılmasıyla elde edilen ^{10}Li çekirdeği, halo çekirdek özelliği göstermez.

RIB ve AGATA tipi dedektörlerin kullanılmasıyla çalışılabilecek konular arasında, nükleer astrofiziksel süreçler önemli bir yer tutmaktadır. Yıldızlarda, en sıkı bağlı demir elementi oluşuncaya kadar, kaynaşma (füzyon) reaksiyonları ile enerji kazanımı gerçekleşir (Bethe 1939). Kaynaşma yoluyla enerji kazanamayacak hale gelen yıldızın enerji kazanımı, yavaş nötron yakalama süreci (s süreci), hızlı nötron yakalama süreci (r süreci) ve proton yakalama süreci (p süreci) gibi süreçler ile açıklanmıştır (Alpher vd. 1948, Burbidge vd. 2011). Bu süreçleri çalışmak için, bilinmeyen bölgelerdeki çekirdekler incelenmelidir.

¹ İtalyan prensi Borromeo'nun hanedan simgesine benzer. Bu simgede birbirine geçmiş üç halka vardır ve herhangi birisinin ayrılması, diğer ikisinin de ayrılmasına neden olur.

Tipik bir ağır-iyon kaynaşma-buharlaşma (HIFE) reaksiyonundan, çok fazla sayıda hafif parçacık (nötron, proton, alfa) açığa çıkar. Bu parçacıklardan yüklü olanların aksine nötronlar, uzun yollar olarak AGATA dedektörlerine ulaşabilir ve gama histogramlarında büyük bir arka fona (background) neden olurlar. Bu arka fonun ileride, özellikle NUSTAR/FAIR ve SPIRAL2 kapsamında geliştirilmekte olan nötron zengini RIB'lerin kullanılacağı deneylerde, ciddi problemler yaratacağı düşünölmektedir. Tezde, AGATA dedektörleri ve iz sürme tekniğinin özellikleri incelenmiş, nötron kaynaklı arka fonun azaltılması ve nötronların gama ışınlarından ayrıştırılması amacı ile, iz sürme tekniğine dayalı bir yöntem geliştirilmiştir.

Tezin 2. ve 3. bölümlerinde, nükleer reaksiyonlar, nötronlar ve gama ışınlarının madde ile etkileşme yolları ve gama spektrometresinde kullanılan yarı iletken dedektörler anlatılmış, 4. ve 5. bölümler ise, AGATA projesi ve gama ışını iz sürme tekniğine ayrılmıştır. 6. bölümde, nötronların gama ışınlarından ayrıştırılması için kullanılan tekniklerden bahsedilmiştir.

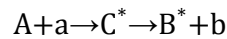
Nötronların gama ışınlarından ayrıştırılması için yapılan simölasyonlar ve geliştirilen yöntem 7. ve 8. bölümlerde detaylı olarak açıklanmıştır. Geliştirilen yöntem, AGATA dedektörleri ile gerçekleştirilen ilk deneylerden ikisi üzerinde denenmiş, sonuçlar 9. bölümde açıklanmıştır. Tezin 10. bölümünde ise, iz sürme tekniğinin yüksek gama ışın enerjisi ($E_{\gamma} > 10 \text{ MeV}$) bölgesindeki performansı incelenmiş, bu performansın iyileştirilmesi için yapılan çalışma anlatılmıştır. Son bölümde sonuçlar ve tartışma yer almaktadır.

2. NÜKLEER REAKSİYONLAR

Birçok reaksiyon tipi olmasına rağmen, nükleer reaksiyonlar, bileşik çekirdek reaksiyonları ve direkt reaksiyonlar olmak üzere iki kategoride incelenebilir. İlkinde, gelen parçacık ile hedef çekirdek birleşerek uyarılmış halde bir bileşik çekirdek oluşur. Direkt reaksiyonlarda ise, bileşik çekirdek oluşmadan, gelen parçacık hedef çekirdekle etkileşir. Bu iki tip reaksiyon arasındaki bir ayrım, etkileşme sürelerinin farklı olmasıdır. Direkt reaksiyonların gerçekleşme süreleri, çekirdekle etkileşen parçacığın, çekirdek boyunca yol alması için gereken süre mertebesinde olup, yaklaşık 10^{-22} s civarındadır. Uyarılmış bir çekirdek için en hızlı bozunma süresi, bu süreden daha uzun olduğundan dolayı, bileşik çekirdek reaksiyonlarının gerçekleşme süreleri 10^{-14} - 10^{-20} s aralığında değer alır. Bir sonraki bölümde bileşik çekirdek reaksiyonlarından ve ağır iyon reaksiyonlarından bahsedilecektir (Satchler 1980, Hodgson vd. 1997).

2.1 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Bu tür reaksiyonlarda iki nükleer sistem, uyarılmış bir bileşik sistem oluşturmak üzere birleşirler. Bu uyarılma enerjisi, bileşik çekirdeğin tüm nükleonları arasında paylaşılır ve çekirdek uzun bir süre bu uyarılmış halinde kalır. Ardından bu enerji rasgele olarak, bir veya daha fazla nükleonda toplanır ve bu nükleonlar çekirdekte dışarı atılarak bileşik çekirdek bozunumu gerçekleşir.



Eğer ürün çekirdek B^* 'in enerjisi yeterince yüksek ise, nükleon veya örneğin α yayınlanması meydana gelir. Enerjinin yeterince yüksek olmadığı durumda ise ($E < \sim 8$ MeV) bu ürün çekirdek, gama bozunumu ile taban durumuna döner. Bu süreci daha iyi açıklamak için, çekirdeğe bir sıvı damlası gibi bakmak yararlı olabilir. Buna göre, bileşik çekirdek reaksiyonunda iki sıvı damlası birleşerek, yüksek sıcaklıkta tek bir bileşik damla oluştururlar. Bu damlanın bir veya birkaç parçacığının buharlaşması, bozunum olarak düşünülür.

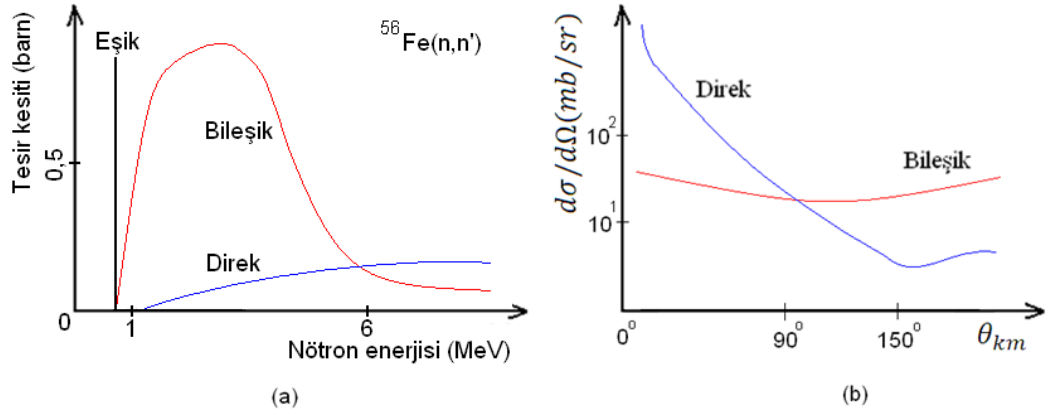
Bileşik çekirdeğin oluşması ve bozunumu arasındaki zaman gecikmesinden ve bileşik çekirdekdeki pek çok nükleonun karmaşık hareketlerinden dolayı C^* sistemi, kendini oluşturan $A+a$ reaksiyon kanalını unuttur. Bundan dolayı bileşik çekirdeğin bozunacağı olası $B+b$ kanalları, giriş kanalından ve birbirlerinden bağımsızdır. Bu bağımsızlık hipotezine göre, bileşik çekirdek reaksiyonu için tesir kesiti, (2.1)'deki gibi verilir.

$$\sigma = \sigma_{A+a}^C(E) + G_{B+b}^C(E) \quad (2.1)$$

Bu ifadede, $\sigma_{A+a}^C(E)$, bileşik çekirdeğin E toplam enerjili $A+a$ reaksiyonuyla oluşma tesir kesiti ve $G_{B+b}^C(E)$ ise, bileşik çekirdeğin E enerjisi ile $B+b$ 'ye bozunmasının bağıl olasılığıdır.

Direkt ve bileşik çekirdek reaksiyonları, birbirlerinden tamamen bağımsız değildir ve belirli bir son duruma götüren bir reaksiyona her ikisi de katkıda bulunabilir. Bu reaksiyonların bağıl önemleri, hedef çekirdekle etkileşmeye giren parçacığın enerjisine bağlıdır. Şekil 2.1.a'da nötronların inelastik saçılmalarıyla ilk uyarılmış haline çıkarılan orta ağır bir çekirdek için, reaksiyon tesir kesitlerinin değişimleri gösterilmiştir. Düşük enerjilerde, bileşik çekirdek reaksiyonu baskındır, fakat yeni reaksiyon kanallarının açılmasıyla birlikte önemi azalmaya başlar. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, uyarılmış haldeki çekirdeğin sahip olduğu enerji, nükleonlara hemen hemen homojen bir şekilde dağıldığından, çekirdekten yayınlanan parçacıkların enerji spektrumu, Maxwell tipli bir dağılım gösterir. Çekirdekdeki tüm enerjinin büyük çoğunluğunu taşıyan bir parçacık bulma olasılığının düşük olması nedeniyle bu spektrum, düşük enerjilerde yoğunlaşma gösterir.

Bileşik çekirdek reaksiyonlarının bir karakteristiği de, çekirdeğin bozunmasından açığa çıkan ürünlerin açısal dağılımlarıdır. Nükleonlar arasındaki rasgele etkileşmelerden dolayı parçacıklar, direkt reaksiyonların aksine izotropik olarak yayınlanırlar (Şekil 2.1.b).

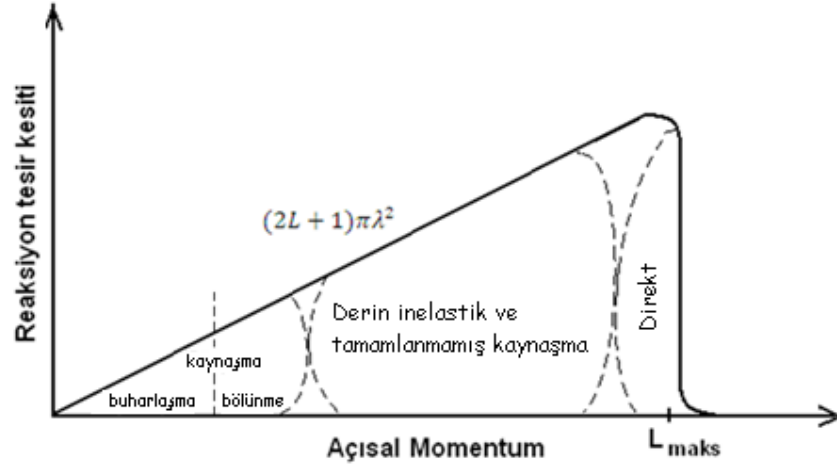


Şekil 2.1.a Nötronun ^{56}Fe çekirdeğinden inelastik saçılmasının tesisir kesitlerinin, direkt reaksiyonlar ve bileşik çekirdek reaksiyonları için, nötron enerjisine bağlı değişimleri, b. Direkt ve bileşik çekirdek reaksiyon ürünlerinin, kütle merkezi çerçevesindeki açısall dağılımları

2.1.1 Ağır iyon reaksiyonları

Kütle numarası dörtten büyük olan çekirdekler, ağır iyon olarak ele alınır. Düşük enerjilerdeki iki ağır iyon, sadece Coulomb alanları yoluyla etkileşebilir ve her iki çekirdeğin kütle merkezi enerjileri, Coulomb bariyerini yenecek büyüklükte olduğunda, nükleer etkileşme meydana gelir. Gerçekleşecek reaksiyonun tipi, hedef çekirdeğe aktarılan açısall momentuma, $L = mvb$, bağlıdır. Burada m ve v , gelen çekirdeğin, sırasıyla, kütlesi ve hızı, b ise vurma parametresidir. Reaksiyon sonucu yüksek açısall momentum elde etmek için, yüksek enerjili ağır iyonlara ihtiyaç vardır. Aktarılan açısall momentuma bağlı olarak, şekil 2.2’de gösterildiği gibi farklı reaksiyon mekanizmaları olabilir.

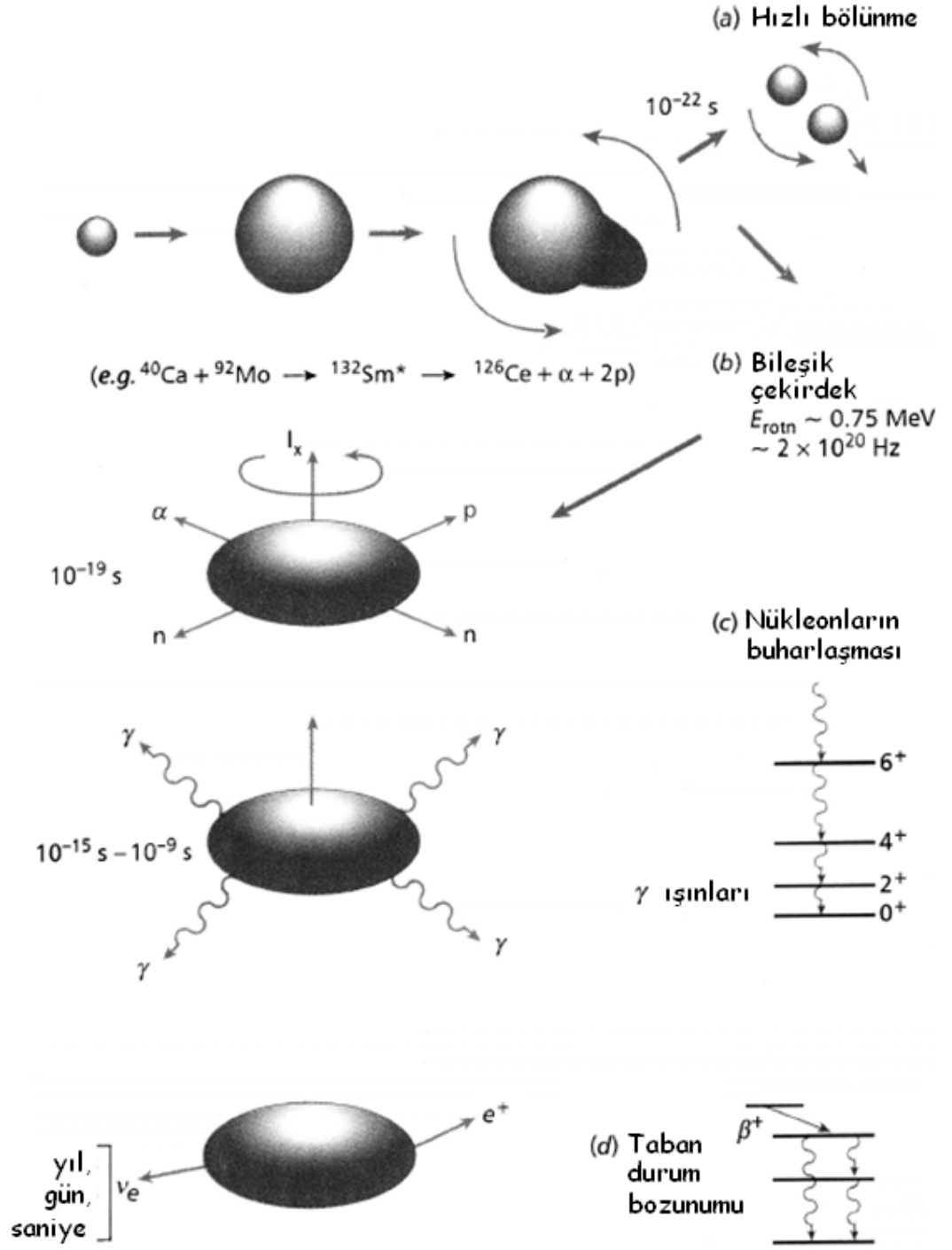
Reaksiyona giren çekirdeklerin birbirlerine yaklaşabileceği en kısa mesafeden daha küçük vurma parametrelerinde, en baskın etkileşme, kaynaşma reaksiyonudur. Bileşik çekirdek oluşmasının ardından uyarılmış çekirdeğin bir nötron yayılması, uyarılma enerjisini yaklaşık 8–10 MeV kadar düşürür. Ortalama 5–7 nötron yayılmasının ardından, çekirdeğin uyarılma enerjisi oldukça düşmesine rağmen çekirdek hala yüksek açısall momentuma sahiptir.



Şekil 2.2 İki ağır iyon arasındaki çarpışma için reaksiyon tesir kesitinin, hedef çekirdeğe aktarılan açısal momentum ile değişiminin şematik gösterimi (Hodgson vd. 1997)

Bunun yanında, genelde nötronların yanında protonlar ve alfa parçacıkları da bileşik çekirdekten yayınlanabilir. Çekirdek, uyarılma enerjisini, gama ışınları yayınlayarak düşürürerek temel haline döner (Şekil 2.3).

Ağır iyon reaksiyonlarında, Coulomb itme engelini aşmak için, gelen iyonun enerjisinin yüksek olması gerekir. Büyük gelme enerjisi nedeniyle bileşik çekirdek, hafif iyonlu reaksiyonlarda ulaşabileceğinin ötesinde bir yoğunluğa, spine ve sıcaklığa (nükleon başına ortalama kinetik enerji) sahip olabilir. Bu sebepten ağır iyon reaksiyonları, nükleer yapı çalışmalarında yaygın olarak kullanılır. Ayrıca bu reaksiyonlar, süper ağır çekirdeklerin üretilmesinde de kullanılır.



Şekil 2.3 Ağır-iyon kaynaşma-buharlaşma reaksiyon basamaklarının şematik gösterimi (Gelletly ve Eberth 2006)

Yüksek uyarılma enerjili bileşik çekirdek önce hafif parçacıklar ardından gama ışınları yayımlayarak temel hale döner

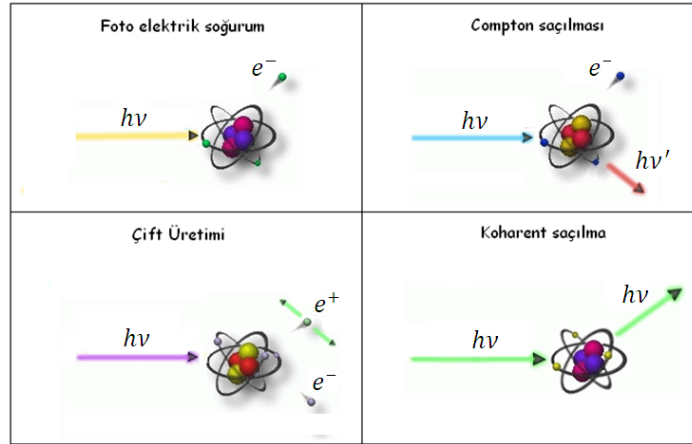
3. GAMA IŞINI ve NÖTRON ÖLÇÜMLERİ

Yüksüz olan nötronlar ve gama ışınlarının ölçümleri, enerjilerini yüklü parçacıklara aktarmalarını gerektirir. Elektromanyetik kuvvetin etkisinde kalan bu yüklü parçacıkların, dedektör materyalinde enerjilerini kaybetmeleri yoluyla yüksüz olan nötron ve gama ışınlarının ölçümleri sağlanır.

3.1 Gama Işınlarının Madde ile Etkileşme Yolları

Gama ışınlarının madde ile etkileşmelerinin birçok olası mekanizması olmasının yanı sıra, bunlardan üç tanesi radyasyon ölçümlerinde önemli rol oynar. Bunlar, “fotoelektrik soğurum”, “Compton saçılması” ve “çift oluşum” etkileşme mekanizmalarıdır. Tüm bu süreçlerde gama ışınının enerjisinin bir kısmı veya tamamı elektrona aktarılır. Etkileşme sonrasında, gama ışını ya soğurularak tamamen ortadan kaybolur ya da etkileşme noktasından saçılmaya uğrar.

Aşağıdaki bölümlerde, bu üç ana etkileşme mekanizması (Şekil 3.1) ile beraber, Thomson ve Rayleigh saçılmaları, ayrı başlıklar halinde kısaca özetlenmiştir (Lapp ve Andrews 1963, Knoll 2000, Das ve Ferbel 2005).



Şekil 3.1 Gama ışınlarının madde ile etkileşme mekanizmalarından, fotoelektrik soğurum, Compton saçılması, çift oluşumu ve koharent saçılmanın şematik gösterimleri

3.1.1 Fotoelektrik soğurum

Maddenin atomları ile etkileşmeye giren gama ışını, tüm enerjisini atomun bir yörünge elektronu aktararak, madde tarafından soğurulabilir. Elektronu aktarılan enerjinin bir kısmı, elektronu atomdan koparmak için kullanılır, kalan kısmı ise elektrona kinetik enerji olarak verilir. Bu olay “fotoelektrik olay” olarak bilinir ve açığa çıkan elektronlar, “fotoelektron” olarak adlandırılır. Bu fotoelektronlar, büyük kinetik enerjilere de sahip olabileceklerinden dolayı, kendileri de birer iyonizasyon kaynağı olabilirler.

Etkileşmeden açığa çıkan fotoelektronların kinetik enerjileri, Einstein'in fotoelektrik denklemi (3.1) ile hesaplanabilir.

$$T_{e^-} = h\nu - E_b \quad (3.1)$$

Burada T_{e^-} , elektronun kinetik enerjisini, $h\nu$, gelen fotonun enerjisini ve E_b , elektronun atoma bağlanma enerjisini göstermektedir. K kabuğu için elektron bağlanma enerjisi, düşük Z sayılı materyaller için birkaç keV ile (Germanyum için 11 keV), yüksek Z sayılı materyaller için birkaç yüz keV (U için 100 keV) aralığında değerler alır.

Fotoelektrik soğurumdan sonra uyarılmış bir duruma geçen atomun tekrar temel haline dönebilmesi için iki yolu vardır. Bunlardan birincisinde, fotoelektrondan dolayı elektron kabuğunda oluşan boşluk, daha yüksek seviyedeki bir elektron tarafından doldurulabilir ve x ışını fotonu veya Auger elektronu yayınlanması gerçekleşebilir. Auger elektronları materyalde enerjisini depolarlar, x ışınları ise, yeniden fotoelektrik etkileşmeye girerek yeni fotoelektronların oluşmasına neden olabilirler. İkinci yol ise, dışardan bir serbest elektronun yakalanarak, elektron boşluğunun doldurulması şeklindedir.

Gama ışınlarının, fotoelektrik soğuruma uğrama olasılıkları yani, fotoelektrik soğurum tesir kesiti, (3.2) ile verilir.

$$\tau \left(m^{-1} \right) = aN \left(\frac{Z^n}{E_\gamma^m} \right) (1-aZ) \quad (3.2)$$

Burada τ , materyal içinde hareket eden gama ışınının fotoelektrik soğurum tesir kesiti, m ve n , gama ışınının enerjisine göre 3 ile 5 arasında değer alabilen sabitler, N , materyalin atom yoğunluğu ve Z ise materyalin atom sayısıdır. Düşük Z sayılı materyaller için, 10–200 keV enerji aralığında fotoelektrik soğurum etkileşme mekanizması, olasılığı en yüksek olan mekanizmadır.

Fotoelektrik soğuruma uğrayan $h\nu$ enerjili gama ışınları, tüm enerjilerini materyale depolamış olurlar. Bu nedenle fotoelektrik soğurum, gama ışını enerji ölçümlerinde ideal bir mekanizmadır. Materyal ile etkileşen gama ışınının enerjisi, etkileşme sonrası açığa çıkan tüm elektronların toplam kinetik enerjilerine eşittir. Bu koşullar altında, elektronların kinetik enerjilerinin diferansiyel dağılımının, $h\nu = E_\gamma$ enerjisinde tek bir keskin delta piki şeklinde ortaya çıkması beklenir.

Etkileşme sonrası açığa çıkan fotoelektronların açısal dağılımları ise (3.3) ile verilir ve bu dağılım, artan gama ışını enerjisi ile, ileri yönde bir maksimum verme eğilimindedir.

$$dn = \left[\frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^4} \right] d\Omega \quad (3.3)$$

Burada dn , gelen gama ışınının doğrultusu ile θ açısı yapan küçük bir $d\Omega$ katı açısı içine saçılan fotonların sayısıdır. β ise, v/c olacak şekilde elektronun göreceli hızıdır. Düşük foton enerjilerinde, β katsayılı paydadaki terim ihmal edilebilir.

3.1.2 Compton saçılması

Maddenin atomlarıyla etkileşmeye giren gama ışını, enerjisinin bir kısmını bir yörünge elektronuna aktarır, bu noktadan saçılmaya uğrayarak, kalan enerjisi ile yoluna devam edebilir. m_0c^2 , elektronun durgun kütle enerjisi (0,511 MeV) ve θ , saçılma açısı olmak üzere, saçılan gama ışınının enerjisi ve dalga boyu, sırası ile (3.4) ve (3.5) ile verilir.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1-\cos\theta)} \quad (3.4)$$

$$\Delta\lambda(\text{cm})= 0,0242\times 10^{-10}(1-\cos\theta) \quad (3.5)$$

(3.5), dalga boyundaki değişimin, gelen gama ışınının dalga boyuna veya soğurucu materyalin cinsine bağlı olmayıp, sadece saçılma açısına bağlı olduğunu gösterir. Düşük enerjili gama ışınları, uzun dalga boyuna sahiptirler ve saçılma sonrasında enerjilerinin küçük bir kısmını kaybederler. Buna karşılık aynı açıyla saçılan daha yüksek enerjililer ise, enerjilerinin daha büyük kısmını saçılma ile kaybederler.

“Compton saçılması” olarak bilinen bu etkileşme mekanizmasında bu yolla serbest hale geçen elektronlara, “geri tepme elektronu” veya “Compton elektronu” adı verilir.

Gama ışınının saçılma öncesi enerjisi, $h\nu$ ve saçılma sonrası enerjisi, $h\nu'$ olmak üzere, Compton elektronlarının enerjileri (T_e), (3.6) ile verilir.

$$T_e = h\nu - h\nu' \quad (3.6)$$

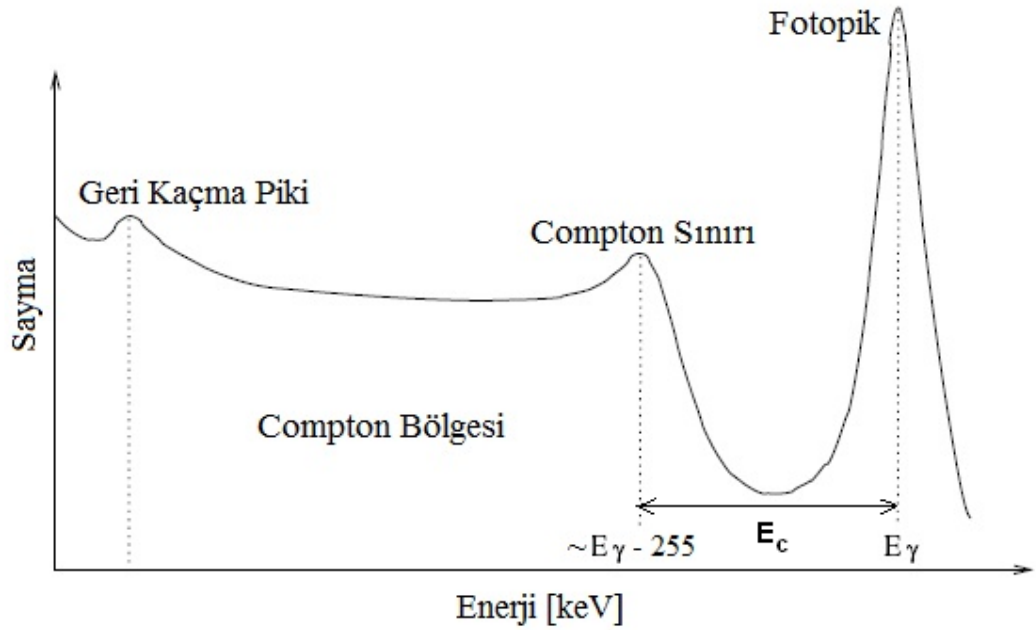
Gama ışınlarının 0° 'lik saçılmaları durumunda, elektrona hemen hemen hiç enerji aktarılmaz ve saçılan gama ışını, yaklaşık ilk enerjisi ile yoluna devam eder. Elektronun sahip olabileceği en büyük kinetik enerji ise, gama ışınının 180° 'lik geri saçılma durumundadır ve bu enerji “Compton sınırı enerjisi” olarak adlandırılır.

Gama ışınlarının Compton saçılmasına uğrama olasılıkları, yani Compton saçılma tesir kesiti (3.7) verilir.

$$\sigma(m^{-1}) = NZf(h\nu) \quad (3.7)$$

Burada, σ , materyal içinde hareket eden gama ışınının Compton saçılma tesir kesiti, N , materyaldeki atom yoğunluğu, Z , materyalin atom sayısı ve $f(h\nu)$ ise gama enerjisinin bir fonksiyonudur. Compton saçılma tesir kesiti, artan gama ışını enerjisi ile azalır, fakat bu azalma fotoelektrik soğuruma göre daha yavaştır. Compton etkileşmesi, 200 keV ile 5 MeV enerji aralığında baskındır ve toplam soğuruma en büyük katkıyı verir.

Materyal içinde Compton saçılma veya saçılmalarına uğrayan $h\nu$ enerjili gama ışınları, hareketlerinin en sonunda fotoelektrik soğuruma uğrarlarsa, tüm enerjilerini materyale depolanmış olurlar. Bu durumda materyalde depolanan enerjinin diferansiyel dağılımı, $h\nu = E_\gamma$ enerjisinde bir pik olarak ortaya çıkar. Bunun yanı sıra, materyal hacmi sonsuz olmadıkça, gama ışınlarının saçılma veya saçılmalar sonunda, fotoelektrik soğuruma uğrayamadan materyalden dışarı kaçma olasılığı vardır. Bu durumunda ise, gama ışınları, enerjilerinin sadece bir kısmını materyalde depolayabilirler. Depolanan bu enerji, sıfırdan Compton sınırı enerjisine kadar uzanan Compton bölgesinde (Compton continuum) sürekli arka fon olarak ortaya çıkar (Şekil 3.2).



Şekil 3.2 Compton saçılmasına uğrayan gama ışınlarının, etkileştikleri maddeye depoladıkları olası enerji dağılımları (Ahmed 2007)

Gama ışın piki ile Compton sınırı arasındaki enerji aralığı " E_c ", gama ışınlarının enerjisi ile elektronların sahip olabilecekleri en büyük kinetik enerji arasındaki farktır ve (3.8) ile hesaplanır.

$$E_c = h\nu - E_e |_{\theta = \pi} = \frac{h\nu}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \quad (3.8)$$

Gama ışını enerjisinin, $h\nu \gg m_0c^2/2$ koşulunu sağlaması durumunda bu ifade 3.9 halinde sabit bir değer alır.

$$E_c \cong \frac{m_0c^2}{2} = 0,255\text{MeV} \quad (3.9)$$

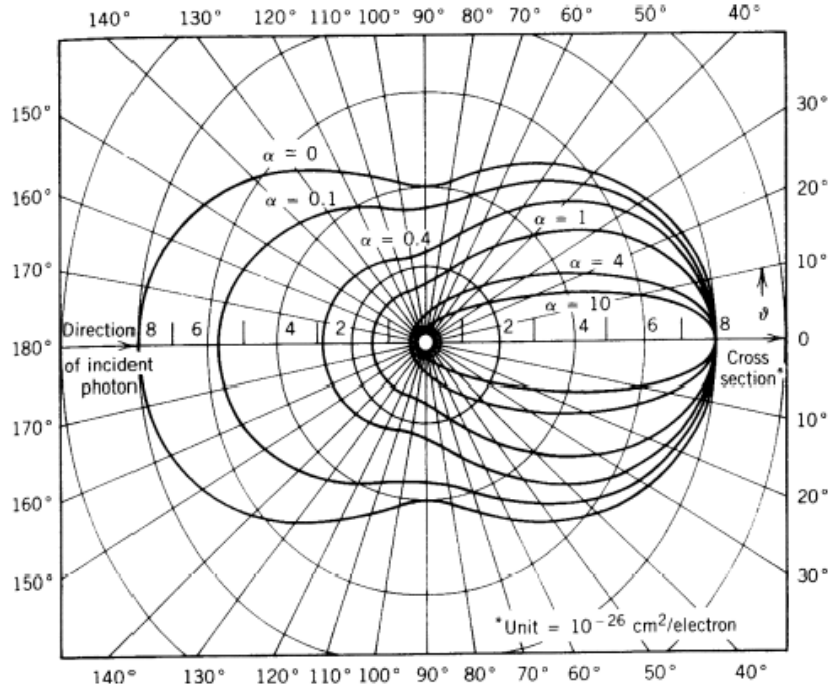
Compton saçılmasına uğrayan gama ışınlarının açısal dağılımları, Klein-Nishina formülü (Klein ve Nishina 1929) ile verilir (3.10).

$$\frac{dn}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1+\cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)[1+\alpha(1-\cos\theta)]} \right) \quad (3.10)$$

Burada $\alpha = h\nu/m_0c^2/2$ ve r_0 , klasik elektron yarıçapıdır. Dağılım grafiksel olarak şekil 3.3'de gösterilmiştir. Düşük enerjili gama ışınları için ileri saçılma olasılığı (0°) ve geri saçılma olasılığı (180°) hemen hemen birbirine eşittir. 100 keV'de, ileri saçılma baskındır ki bu baskınlık, yaklaşık 20 MeV 'ye kadar devam eder.

3.1.3 Thomson ve Rayleigh saçılmaları

Compton saçılmasına ek olarak, gama ışınlarının materyal ile elastik saçılma yoluyla etkileştiği diğer tip saçılmalar da vardır. Bunlardan Thomson saçılmasında, gama ışınları serbest bir elektrondan, Rayleigh (koharent) saçılmasında ise, atomun bütün elektronlarından saçılır. Rayleigh saçılmasında, birim elektron başına düşen enerji değeri düşük olduğundan dolayı, elektron geri tepmesi ihmal edilir. Her iki saçılma türünde de gama ışınları, atomun ne uyarılmasına ne de iyonlaşmasına neden olmaksızın, enerjilerinde bir değişme olmadan saçılırlar. Bunun yanı sıra, yaklaşık 50 keV'den daha düşük enerjili gama ışınları için Rayleigh saçılması, fotoelektrik soğurumdan sonra baskın olan ikinci gama ışını etkileşme mekanizmasıdır. Bu baskınlığından ötürü, gama ışınlarının izlerinin belirlenmesini gerektiren uygulamalarda, bu saçılma türü oldukça önemlidir.



Şekil 3.3 Compton saçılmasına uğrayan farklı enerjili gama ışınlarının, saçılma sonrası açısal dağılımları (Evans 1955)

Gelen fotonun enerjisi $\alpha = hv_0/m_0c^2$ ile verilmiştir

3.1.4 Çift oluşum

Gama ışını soğurumunun tamamen farklı bir tipi olan çift oluşum, yüksek gama ışını enerjilerinde önemi artan bir etkileşme mekanizmasıdır. Bu etkileşme mekanizmasında gama ışınları, çekirdekteki protonların elektrik alanı civarında, daha önceden var olmayan bir elektron-pozitron çifti oluşturmak üzere ortadan kaybolur. Gama ışınının enerjisinin bir kısmı (geri tepen çekirdeğe aktarılan, ihmal edilen kısmı hariç), çifti oluşturmaya harcanır. Geri kalan kısmı ise, elektron ile pozitron çiftine kinetik enerji olarak verilir. (3.11)'de verilen reaksiyon ile gerçekleşen çift oluşum etkileşmesi sonucu açığa çıkan elektron-pozitron çiftinin kinetik enerjileri, (3.12) ile verilen bağıntı ile hesaplanabilir.

$$h\nu \rightarrow e^- + e^+ + T_{e^-} + T_{e^+} \quad (3.11)$$

$$T_{e^-} + T_{e^+} = hv - 1,02 \text{ MeV} \quad (3.12)$$

Elektron ve pozitronun her birinin durgun kütle enerjileri 0,511 MeV'dir ve bu nedenle reaksiyonun gerçekleşmesi için gerekli en küçük enerji 1,022 MeV'dir.

Yaratıldıkları noktadan ayrılır ayrılmaz, çiftin her biri, iyonizasyon yoluyla materyalde enerjilerini kaybederler. Pozitron, enerjisi azaldıktan sonra bir elektron ile birleşir ve yok olma süreci gerçekleşir (3.13).

$$e^- + e^+ \rightarrow 2h\nu \quad (3.13)$$

Yok olma reaksiyonu sonucu ortaya çıkan iki gama ışını, yok olma ışınması (annihilation radiation) olarak adlandırılır. Ortaya çıkan gama ışınlarının her biri 0,511 MeV enerjilidir ve momentumun korunumu yasası nedeniyle, tam olarak zıt yönde ilerlerler.

Gama ışınlarının bu etkileşmeyi yapma olasılıkları, yani çift oluşum tesir kesiti (3.14) ile aşağıdaki gibi verilir.

$$\kappa \left(m^{-1} \right) = NZ^2 f(Z, h\nu) \quad (3.14)$$

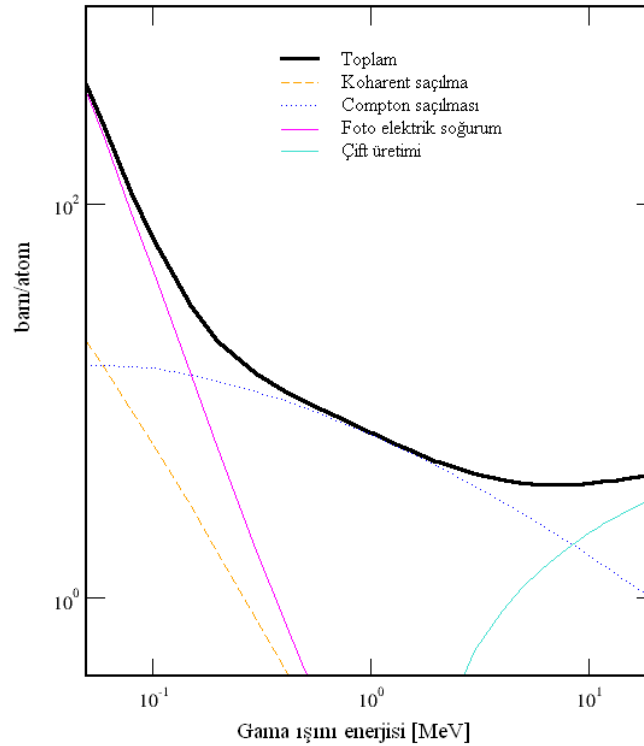
Burada κ , materyal içinde hareket eden gama ışınının çift oluşum tesir kesiti, N, materyalin birim hacmindeki atom sayısı, $f(Z, h\nu)$ ise materyalin atom numarası ve gama ışınının enerjisine bağlı bir fonksiyondur. Çift oluşum tesir kesiti, soğurucu atom sayısının karesi ile değişir ve artan foton enerjisiyle keskince artar.

Enerjisi $h\nu$ olarak materyale gelen ve çift oluşum etkileşmesine giren gama ışınlarından açığa çıkan yok olma gama ışınlarının her ikisi de, materyalde soğurulabilir. Bu durumda, materyalde $h\nu = E_\gamma$ değerli enerji depolanması gerçekleşir. Buna karşın, yok olma gama ışınlarından biri veya her ikisi materyalden dışarı kaçabilir. Bu durumda gama ışınları, enerjilerinin 0,511 MeV eksikliğini (tek kaçma piki) veya 1,02 MeV eksikliğini (çift kaçma piki) materyalde depolayabilirler.

Yaratılan çiftin açılma açısını ise, gama ışını enerjisinin karmaşık bir fonksiyonu olmasının yanı sıra, 1,022 MeV'lik eşik enerjisinin hemen üzerindeki enerjili gama ışınları için, çiftin ileri yönde (gelen gama ışını yönünde) yönelme eğilimleri vardır. Bu eğilim, yüksek enerjilerde daha da belirgin olmaya başlar.

3.2 Toplam Zayıflama Katsayısı

Madde içerisinde ilerleyen gama ışınlarının üç ana etkileşme mekanizmasından önceki bölümlerde kısaca bahsedildi. Şekil 3.4'de, bu etkileşmelerin tesir kesitlerinin, gama ışını enerjisi ile değişimleri gösterilmektedir.



Şekil 3.4 Ge materyalinde etkileşmeye giren gama ışınlarının, farklı tip etkileşmeler için zayıflama katsayılarının gama ışın enerjisi ile değişimleri (XCOM 2011)

Gama ışınlarının, materyalin birim uzunluğunda bu üç etkileşmeyi yapma olasılıklarının toplamı, çizgisel zayıflama katsayısı olarak adlandırılır ve (3.15) ile verilir.

$$\mu(m^{-1}) = \tau + \sigma + \kappa \quad (3.15)$$

Burada τ , fotoelektrik soğurum, σ , Compton saçılması ve κ ise çift oluşum etkileşme tesir kesitleridir.

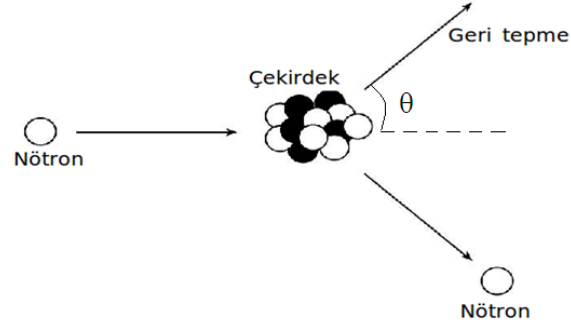
3.3 Nötronların Madde ile Etkileşme Yolları

Nötronlar, gama ışınlarına benzer olarak, elektrik yükü taşımadıklarından dolayı, madde ile Coulomb kuvveti yolu ile etkileşemezler. Nükleer kuvvet yolu ile madde atomlarının çekirdekleri ile etkileşen nötronların, bu kuvvetin menziline kısa olmasından dolayı etkileşme sıklıkları düşüktür. Bu nedenle madde içerisinde hiç etkileşme yapmadan uzun yol alabilirler. Etkileşme sonrası ya enerji ve yönleri önemli derecede değişebilir ya da çekirdek içinde soğurularak gama ışını veya yüklü parçacık salınmasına neden olabilirler. Nötron etkileşmeleri, “saçılmalar” ve “reaksiyonlar” olarak iki kategori halinde incelenebilirler (Cohen 1971, Lamarsh 1975, Satchler 1980, Reuss 2008).

Saçılmalar, “elastik” veya “inelastik” şekilde olabilirler. Elastik saçılmanın aksine inelastik saçılmada, çekirdek uyarılmış seviyelerinden birine çıkar. Çekirdeğin ilk uyarılmış durumuna çıkabilmesi için, gelen nötronun enerjisinin en az bu uyarılmış durumun enerjisine sahip olması gerekir. Bu nedenle elastik saçılmadan farklı olarak, inelastik saçılmanın bir enerji eşik değeri vardır.

3.3.1 Elastik saçılma (n,n)

Elastik nötron saçılmasında (Şekil 3.5), nötron bir çekirdeğe çarparak enerjisinin bir kısmını ona aktarır ve başka bir yöne doğru saçılır. Çarpışma sonucu çekirdek temel halinde kalır. Çekirdek, nötrondan aldığı enerji ile momentum korunumunu sağlayacak şekilde hareket eder (geri teper).



Şekil 3.5 Nötronun, atom çekirdeğinden elastik saçılmasının şematik gösterimi

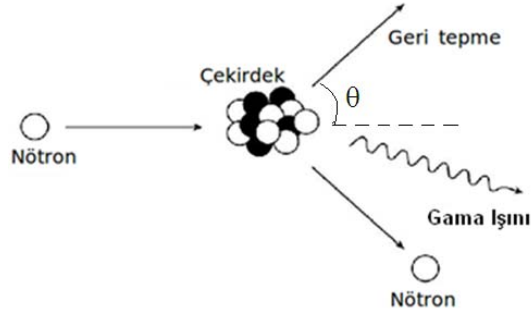
Elastik saçılma için enerji ve momentum korunum bağıntılarının kullanılmasıyla, etkileşimde çekirdeğe aktarılan enerji, göreceli olmayan enerjilerde ve laboratuvar çerçevesinde, (3.16)'da verilen bağıntı ile hesaplanabilir.

$$E_{\text{çek}} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_n \cos^2 \theta \quad (3.16)$$

Burada θ , atomun geri tepme açısı, m , nötronun kütlesi, M , çekirdeğin kütlesi ve E_n ise etkileşmeye giren nötronun enerjisidir. 1 ve 5 MeV enerjili nötronların ^{74}Ge çekirdeğinden elastik saçılmaları sonucu çekirdeğe aktarılan en büyük geri tepme enerjileri sırasıyla, yaklaşık 57 ve 285 keV olarak hesaplanabilir.

3.3.2 İnelastik saçılma (n,n' γ)

Nötron, bir çekirdeğe çarparak, çekirdek tarafından geçici olarak soğurulabilir. Bunun sonucunda, uyarılmış durumda bir bileşik çekirdek meydana gelir. Uyarılmış durumdaki bu çekirdek, daha düşük enerjili başka bir nötron yayımlar ve ardından bir gama ışını yayımlayarak temel haline dönebilir. Şekil 3.6'da gösterilen bu etkileşme, "inelastik saçılma" olarak adlandırılır.



Şekil 3.6 Bir nötronun çekirdekten inelastik saçılmasının şematik gösterimi
Uyarılmış durumdaki çekirdek, gama ışınları yayarak temel hale döner

İnelastik saçılma için etkileşimde çekirdeğe aktarılan enerji, görelî olmayan enerjilerde ve laboratuvar çerçevesinde, (3. 17)'de verilen bağıntı ile hesaplanabilir.

$$E_{\text{çek}} = \frac{2m^2ME_n \cos^2\theta \pm 2\sqrt{m^4ME_n \cos^2\theta (ME_n \cos^2\theta - E_{uy}(m+M)) - m^2E_{uy}(m+M)}}{m(m+M)^2} \quad (3.17)$$

Burada θ , atomun geri tepme açısı, m , nötronun kütlesi, M , çekirdeğin kütlesi, E_n , etkileşmeye giren nötronun enerjisi ve E_{uy} ise çekirdeğin uyarılma enerjisidir.

3.3.3 Reaksiyonlar

Bir nötron soğuran çekirdek, temel haline dönmek için sadece gama ışını fotonları yayımlayabilir. Etkileşme sonrası ortaya çıkan, kütle numarası 1 artmış olan ürün çekirdek, orijinal çekirdeğin bir izotopudur. Bu etkileşme tipi, “nötron yakalama (radiative capture)” olarak adlandırılır.

Atomun çekirdeği, bir bileşik çekirdek oluşturmak üzere bir nötron soğurabilir ve yeniden temel haline dönmek için proton, alfa gibi yüklü bir parçacık yayımlayabilir. Bu etkileşmeler sonucu ortaya farklı elementler çıkar ve etkileşme, “dönüşüm (transmütasyon)” reaksiyonu olarak adlandırılır.

Nötronun soğurulmasının ardından, yayınlanan parçacık yüklü bir parçacık olmayıp, bunun yerine birden fazla sayıda nötron çekirdekten yayınlanabilir. ((n,2), (n,3n),...). Nötron üretme reaksiyonları olarak bilinen bu etkileşme tipleri, yüksek enerjili nötronlar için mümkün reaksiyon tipleridir.

Kütle numarası demirinkinden (^{56}Fe) büyük çekirdekler için, nükleon başına çekirdek bağlanma enerjisi, artan kütle numarası ile azalır. Bu durumda, daha kararlı bir çekirdek elde etmek için, ağır çekirdeğin ikiye ayrılması olayı, yani bölünme (fizyon) reaksiyonu gerçekleşmelidir. Daha ağır ve kararsız olan çekirdeklerin, kendiliğinden bölünmeye uğrayabilmeleri nadir de olsa gözlenir. Bunun yanı sıra, dışardan bir etki ile bölünmeyi başlatmak üzere, nükleonlar arasındaki çekici kuvveti yenmek için, çekirdeğe enerji verilmesi gerekmektedir. Çekirdeğe bu enerjiyi sağlayarak gerçekleştirilmiş bölünmeye, “uyarılmış (indüklenmiş) bölünme”, bu enerjinin nötron ile çekirdeğe aktarılmasıyla gerçekleşene ise “nötron uyarılmış bölünme” adı verilir.

3.3.4 Saçılma ve reaksiyon tesir kesitleri

Şekil 3.7’de, nötron saçılmaları ve yakalaması için tesir kesitleri ile toplam nötron etkileşme tesir kesiti, ^{74}Ge çekirdeği için gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi elastik saçılma tesir kesiti, aşağı yukarı bütün nötron enerjilerinde baskındır.

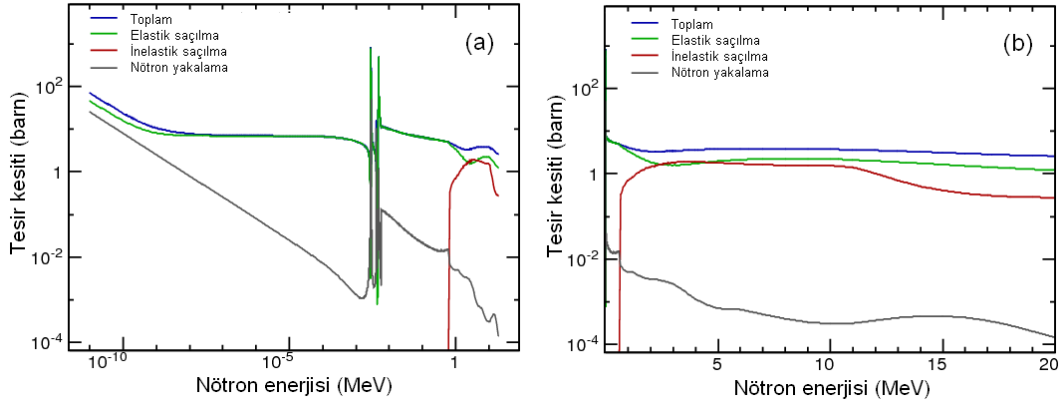
Düşük nötron enerjilerinde, nötron yakalama tesir kesiti $1/\sqrt{E}$ ile değişir. Burada E, etkileşmeye giren nötronun enerjisidir. Nötronların hızı (v), \sqrt{E} ile orantılı olduğundan, tesir kesiti $1/v$ ile de orantılı olup, bu tesir kesiti bölgesi, $1/v$ bölgesi olarak adlandırılır. Bu bölgenin ($\sim 10^{-3}$ MeV) üzerinde, “rezonanslar bölgesi” ortaya çıkar.

Rezonans bölgesinde, nükleer etkileşme sonucu ortaya çıkan saçılma (potansiyel saçılma) dışında, bileşik çekirdek oluşumu da mümkündür. Bir bileşik çekirdek oluşmasına neden olan nötron, sistemin bir uyarılmış durumunun oluşmasını sağlar. Bu uyarılmış durumlar belirli enerjilere sahip olduklarından dolayı, sadece belirli nötron enerjileri için bu durumlar oluşur. Yaklaşık 10 keV’den yüksek enerjili nötronlar için

çekirdeğin enerji seviyeleri arasındaki farkların küçülmesinden dolayı rezonanslar birbirini içine girerek ayırt edilemez hale gelirler.

Bu tezde çalışılan nötron enerji bölgesi, 0,5 ile 15 MeV aralığındadır ve bu aralık için nötron etkileşme tesir kesitleri şekil 3.7.b’de gösterilmiştir. Bu bölgede en etkin olan etkileşme mekanizmaları, elastik ve inelastik saçılmalardır.

İnelastik saçılmanın meydana gelebilmesi için, nötronların, çekirdeği uyaracak yeterli enerjiye sahip olması gereklidir. Bu nedenle, nötron enerjisine bağlı olarak değişen inelastik saçılma tesir kesiti, şekil 3.7’den de görüldüğü gibi, sıfırdan başlamaz. Çekirdeklerin kütle numarası arttıkça ilk uyarılmış seviye enerjileri genellikle azaldığından dolayı, inelastik saçılmanın enerji eşiği, hedef çekirdeğin kütle numarası ile ters orantılı olarak değişir (^{12}C için 4800 keV, ^{74}Ge için 596 keV, ^{238}U için 44keV).



Şekil 3.7 ^{74}Ge çekirdeği için, nötron saçılma ve nötron yakalama tesir kesitleri ile toplam etkileşme tesir kesitlerinin, nötron enerjisi ile değişimlerinin: a. logaritmik, b. doğrusal enerji eksenlerinde gösterimleri (<http://www.nndc.bnl.gov> 2010)

3.4 Dedektör Ölçüm Karakteristikleri

Bu bölümde, radyasyon ölçümlerinde kullanılan yarı iletken dedektörler ve yeni nesil dedektör toplulukları anlatılacaktır. Ayrıca, duyarlılık, enerji çözünürlüğü, ölçüm verimi,

Doppler etkisi ve sinyal yükseklik kusuru gibi dedektörlerin temel karakteristiklerinden bahsedilecektir (Leo 1994, Tsoulfanidis 1995, Knoll 2000, Lebergren, 2003).

3.4.1 Duyarlılık

Dedektör duyarlılığı (hassasiyeti), verilen bir radyasyon tipi ve enerjisi için, elverişli bir elektronik sinyal üretebilme yeteneği olarak tanımlanır. Her enerji değeri için tüm radyasyon tiplerine birden duyarlı olan bir dedektör yoktur. Bunun yerine dedektörler, verilen bir enerji aralığında ve istenen belirli bir tipte radyasyonu ölçmeye duyarlı olacak şekilde tasarlanırlar. Böyle bir dedektörün enerji aralığının dışında veya farklı bir tipte radyasyonu ölçmesi sonucu, dedektörde ya elverişsiz bir sinyal üretilir veya dedektörün ölçüm verimi oldukça düşer.

Verilen bir enerji değeri ve radyasyon tipi için dedektörün duyarlılığı birkaç etmene bağlıdır. Bunlar;

- Dedektördeki iyonlaştırıcı reaksiyonun tesir kesiti
- Dedektörün kütlesi
- Doğal dedektör gürültüsü
- Dedektörün ölçüme duyarlı hassas kısmını saran koruyucu materyal

olarak verilir. Bunlardan tesir kesiti ve dedektörün kütlesi, gelen radyasyon enerjisinin tamamı veya bir kısmının, dedektörde iyonlayıcı forma dönüşme olasılığı ile ilişkilidir. Yüklü parçacıklar, yüksek iyonlama kabiliyetinde olduklarından dolayı, küçük boyutlu ve düşük yoğunluklu dedektör materyali durumunda bile yüksek iyonlaştırmaya sahiptirler. Yüksüz parçacıklar ise, dedektör materyali ile etkileşerek, iyonlayıcı yüklü ikincil parçacıklar üretirler. Bu yüksüz parçacıkları dedektörde yüksek oranlarda ölçmek için, dedektör materyalinin yoğunluğu ve boyutlarının büyük olması gereklidir.

Dedektörle etkileşen radyasyonun varlığından bağımsız olarak, dedektör çıkışında gözlenen sinyalin asgari bir miktarı vardır. Bu miktar, “gürültü (noise)” olarak adlandırılır ve dedektör elektroniğinden kaynaklanır. Gürültü, dedektör çıkışındaki akım veya gerilimin dalgalanması olarak belirir. Dedektörde ölçülen radyasyonun elverişli bir

sinyalini elde edebilmek için, bu sinyalin, ortalama gürültü değerinden büyük olması gereklidir.

Dedektörlerin duyarlılığını kısıtlayan etkenlerden biri, dedektörü çevreleyen koruyucu materyaldir. Ancak, bu koruyucu materyalde soğuruma uğramadan materyali delip geçen ve dedektöre ulaşan radyasyonların ölçümleri mümkündür. Bu nedenle koruyucu materyal kalınlığı, mümkün olan en küçük değerde tutulmalıdır.

3.4.2 Enerji çözünürlüğü (çözme gücü)

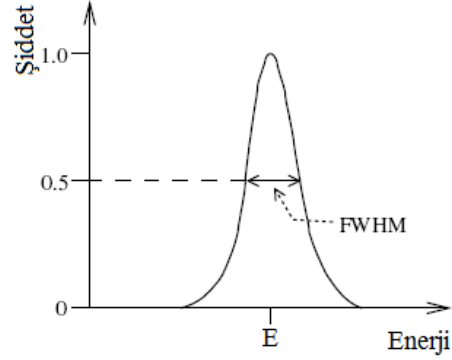
Radyasyon enerjisini ölçmek üzere tasarlanmış bir dedektör için en önemli unsurlardan biri, enerji çözünürlüğüdür. Çözünürlük “R”, birbirine yakın olan iki enerji değerini ayırt edebilmenin bir ölçüsüdür. Dedektöre tek enerjili bir radyasyon demeti gönderildiğinde, radyasyonun enerji histogramında ideal olarak, keskin bir delta fonksiyonu piki görülmesi beklenir. Oysa gerçekte, dedektörde meydana gelen iyonlaşmalar ve uyarılmalardaki dalgalanmalardan dolayı, sonlu bir genişliğe sahip, gauss dağılımlı bir pik gözlenir. Bu genişlik, pikin yarı yükseklikteki tam genişliği “FWHM” olarak tanımlanır (Şekil 3.8). İyi enerji çözünürlüklü dedektörlerden elde edilen gama ışın piklerinin FWHM değerleri düşük, kötü çözünürlüklülerin ise büyüktür. Verilen bir E enerjisi için enerji çözünürlüğü, (3.18) ile verilir ve bir dedektörde depolanan iki enerji değeri arasındaki fark, eğer FWHM' den daha küçük ise, bu enerjiler birbirlerinden ayırt edilemezler.

$$R = \frac{FWHM}{E} \quad (3.18)$$

3.4.3 Verim

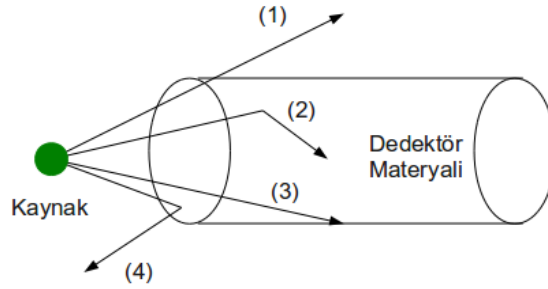
Dedektöre gelen tüm parçacıkların, dedektör tarafından ölçüleceği kesin olarak söylenemez. Ölçümün gerçekleşip gerçekleşmeyeceği, parçacığın tipi ve enerjisi ile dedektörün tipi ve boyutlarına bağlıdır. Şekil 3.9'da görüldüğü gibi, parçacık dedektör ile hiç etkileşmeden yoluna devam edebilir (1), dedektör içinde etkileşerek soğurulabilir

(2), gözlenemeyecek küçüklikte sinyal üretecek kadar etkileşebilir (3) veya dedektörü çevreleyen koruyucu materyalden saçılarak dedektör ile etkileşemeyebilir (4).



Şekil 3.8 E enerjili gauss dağılımlı bir pikin FWHM'si (Ahmed 2007)

Dedektörün enerji çözünürlüğü azaldıkça, pik genişleyerek daha büyük FWHM değerine sahip olur



Şekil 3.9 Dedektöre gelen parçacıkların, dedektör materyalinde etkileşmelerinde izleyebilecekleri olası yollar

Dedektör tarafından ölçülen parçacıkların oranı, “dedektör verimi (ϵ)” olarak adlandırılır. Radyasyon ölçümlerinde genellikle iki tip verimden bahsedilir. Bunlar, “mutlak verim” (3.19) ve “öz verim” (3.20) olup, aralarında $\epsilon_{öz} = (4\pi/\Omega)\epsilon_{mutlak}$ ilişkisi vardır.

$$\epsilon_{mutlak} = \frac{\text{dedektörde kayıt edilen olaylar}}{\text{kaynaktan yayınlanan olaylar}} \quad (3.19)$$

$$\epsilon_{öz} = \frac{\text{dedektörde kayıt edilen olaylar}}{\text{dedektöre gelen olaylar}} \quad (3.20)$$

Dedektörün mutlak verimi, dedektörün geometrisi ve etkileşme olasılığının bir fonksiyonu olarak, “geometrik verim” ve “öz verim” olarak iki kısma ayrılabilir. Geometrik verim, dedektörün geometrisine ve kaynaktan yayılan parçacıkların açısal dağılımlarına bağlıdır.

Öz verim ise, dedektöre gelen parçacıkların etkileşme tesir kesitlerinin bir fonksiyonudur. Bu nedenle öz verim, radyasyonun tipine, enerjisine ve dedektör materyaline bağlıdır. Yüklü parçacıklar için öz verim genellikle istenilen derecede iyi değerlidir. Buna karşın, dedektör materyali ile ikincil yüklü parçacık üretecek şekilde, daha nadir etkileşmeye giren yüksüz parçacıklar (gama, nötron,...) için, iyi bir verim her zaman elde edilemez. Bu durumda iyi bir verim elde etmek için, dedektörün boyutları ve kütlesi önem kazanır.

Dedektör materyali ile etkileşerek tamamen soğurulan radyasyon, gama ışın histogramlarında tam enerji pikinde gözlenir. Bu olayların görülme oranları foto pik verimi olarak adlandırılır ve (3.21) ile hesaplanabilir.

$$\epsilon_{\text{foto}} = \text{toplam dedektör verimi} \times \frac{\text{foto pikteki sayımlar}}{\text{histogramdaki tüm sayımlar}} \quad (3.21)$$

Burada toplam dedektör verimi ile çarpılan terim, pikin arka fona oranı (P/T) olarak adlandırılır.

Radyasyon kaynağı ile dedektör arası mesafenin farklılaşması, dedektör veriminin de farklılaşmasına neden olur. Bu nedenle, dedektör verimi için standart bir ölçünün belirlenmesi için “bağlı tam enerji pik verimi” kavramı ortaya çıkmıştır. Bu kavram, kaynak ile arasındaki mesafe 25 cm olan bir Ge dedektöründe ölçülen 1,3 MeV’lik gama ışınları için tam enerji pik veriminin, aynı enerjili gama ışınları için aynı mesafeli ve 76 × 76 mm ebatlarındaki NaI(Tl) sintilatör dedektörünün mutlak verimine ($1,2 \times 10^{-3}$) oranı olarak tanımlanmıştır.

3.4.4 Doppler etkisi

Bir nükleer reaksiyon sonrasında hareket halinde olan bir çekirdekten yayınlanan gama ışınlarının enerjileri, çekirdeğin hareket yönüne bağlı olarak, hareketsiz dedektörlerde farklı olarak ölçülebilirler. Buna göre, dedektöre doğru hareket eden bir çekirdekten yayınlanan parçacıkların enerjileri büyürken, tersi yönde hareket edenden yayılanların ise küçülür. Bunun nedeni Doppler etkisidir ve bu etki nedeniyle enerji piklerinin FWHM değerlerinde artışlar (Doppler genişlemesi) veya merkezlerinde kaymalar (Doppler kayması) meydana gelebilir. Ayrıca, artan çekirdek hızı ve artan dedektör boyutları ile bu etki daha da fazla etkisini göstermeye başlar.

E enerjili gama ışınlarının, hareketli bir çekirdekten yayınlanması sonucu meydana gelen Doppler kayması, (3.22) ile hesaplanabilir.

$$E' = E \frac{1 + \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.22)$$

Burada β çekirdeğin bağıl hızı, θ ise çekirdeğin hızının doğrultusu ile yayınlanan gama ışınlarının doğrultusu arasındaki açıdır. Bileşik çekirdek reaksiyonlarında, çekirdeklerin tipik geri tepme hızları, ışık hızının yaklaşık % 1–2'si civarındadır. Bu yüzden 3.22 denkleminde paydadaki terim 1 olarak alınabilir. Bunun sonucu olarak, reaksiyonun gerçekleştiği nokta çevresinde, farklı açılarda ölçülen gama ışınlarının enerjileri arasında oldukça fazla fark ortaya çıkabilir.

Doppler etkisini düzeltmek mümkündür. Buna rağmen, ince hedefin kullanıldığı reaksiyonlarda, çekirdek hızı (β) ve ölçüm açısındaki (θ) belirsizliklerden dolayı gama ışın piklerindeki Doppler genişlemesi tamamen yok edilemez. Hızdaki belirsizliğin başlıca nedeni, farklı reaksiyon ürünlerinin, hedef çekirdeğin farklı derinliklerinde yaratılarak yayınlanmasıdır. Açısal belirsizliğin ise başlıca iki kaynağı vardır. Bunlar, dedektörün sonlu açma (opening) açısına sahip olması ve çekirdeğin hız vektöründeki belirsizliktir. Daha küçük veya bölümlü dedektörler kullanma ya da dedektörü reaksiyon noktasından uzaklaştırma, Doppler genişlemesini azaltmak için etkili yollardır. Bununla

birlikte, genişleme etkisini tamamen ortadan kaldırmanın yolu, ince olmayan hedeflerin kullanılması veya hedef arkasının ağır metallere desteklenerek, çekirdek geri tepmesinin engellenmesidir.

3.4.5 Sinyal yükseklik kusuru

Dedektör ile etkileşen parçacıkların, enerjilerinin tamamını veya bir kısmını bir elektrona (veya elektron-pozitron çiftine) aktararak iyonlaştırmaya neden olabileceğinden önceki bölümlerde bahsedilmişti. Dedektör materyali içinde serbest hale geçen bu yüklerden pozitronlar, dedektöre uygulanan dış elektrik alan yönünde, elektronlar ise zıt yönde sürüklenerek bir kapasitörde toplanırlar. Bunun sonucunda, toplanan yük sayısı ile orantılı olarak, dedektörde bir çıkış voltaj sinyali elde edilir. Eğer parçacıkların iyonlaştırdığı bu yüklerin hepsi, tüm enerjilerini dedektöre depolar ve toplanır ise, sinyalin yüksekliği, gama ışınının enerjisi ile orantılıdır.

Bunun yanı sıra, bu yüklerin toplanmadan önce yeniden birleşmesi veya tuzaklanarak toplanmalarının engellenmesi gibi durumlar ortaya çıkabilir. Bunun sonucunda, daha düşük genlikli sinyal elde edilir ve bu durum, sinyal yükseklik kusuru “PHD” olarak bilinir. Kusurlu sinyal, dedektöre gelen parçacığın enerjisini doğru olarak veremeyecektir. Doğru enerjiye ulaşmak için, sinyal yükseklik kusurunun düzeltilmesi gerekmektedir. Bunu gerçekleştirmenin pratik yollarından biri, dedektör içinde mümkün en büyük elektrik alan oluşturarak, yük toplanmasını azami yapmaktır.

Dedektör içinde elastik veya inelastik saçılmaya uğrayan nötronlar, ağır dedektör çekirdeklerinin geri tepmesine ve yoğun bir iyonlaşmaya neden olurlar. Bu yoğun iyonlaşma bölgesinde yüklerin toplanmadan önce tekrar birleşmeleri olağandır. Bu nedenle, özellikle nötron ölçümleri için sinyal yükseklik kusuru mutlaka göz önünde bulundurulmalıdır.

3.5 Radyasyon Ölçümlerinde Kullanılan Dedektör Tipleri

Gama ışınlarının ölçümünde kullanılacak dedektörler (Knoll 2000, Leroy ve Rancoita 2004, Spieler 2005, Eberth ve Simpson 2008) için ideal bir materyal var mıdır? sorusunun cevabı, elbette ki hayırdır. En ideal materyal, dedektörün hem verim hem de enerji çözünürlüğünü aynı anda en ideal yapan materyaldir. Gaz dedektörler, kötü enerji çözünürlüğüne sahiptirler ve düşük yoğunluklu olmalarından dolayı (düşük Z sayısı), ölçüm verimleri de düşüktür. Sintilasyon dedektörleri (NaI(Tl), BGO, LaBr₃:Ce gibi), yüksek Z sayılı olabilir ve büyük boyutlarda üretilebilirler. Fakat enerji çözünürlükleri % 1–2 ile sınırlıdır.

Yarı iletkenler ise, gama ışını ölçümleri için birçok yararlı özelliklere sahip, yüksek Z sayılı materyallerdir. Elektron-deşik çifti üretmek için ihtiyaç duyulan enerji sadece 1–2 eV civarındadır ki bu iyi bir enerji çözünürlüğü anlamına gelir. Dedektör materyali olarak şimdiye kadar kullanılan yarı iletken materyaller, Si, Ge, GaAs, CdTe, CdZnTe ve HgI₂' dir. Nükleer yapı çalışmalarındaki gama spektroskopisinde ilgili enerji aralığı 50 keV ile 10 MeV'dir. Bu enerji aralığı için en uygun yarı iletken materyal germanyumdur (Ge). Ge materyali, boyutları daha büyük olarak üretilebilir ve enerji çözünürlüğü, sözü geçen diğer materyallere göre 3 kat daha iyidir.

3.5.1 Yarı iletken Ge dedektörler

Sintilasyon dedektörleri ile kıyaslandığında, yarı iletken Ge dedektörlerinin en önemli üstünlüğü, yüksek enerji çözünürlüğüne sahip olmalarıdır. Bu değer, 1,3 MeV enerjili gama ışınları için yaklaşık 2–2,5 keV (% 0,2) civarındadır. NaI(Tl) sintilasyon dedektöründe bu değer, yaklaşık 100 keV (~% 7–8), BGO sintilasyonlarında ise yaklaşık 180 keV (~% 12–15) civarındadır.

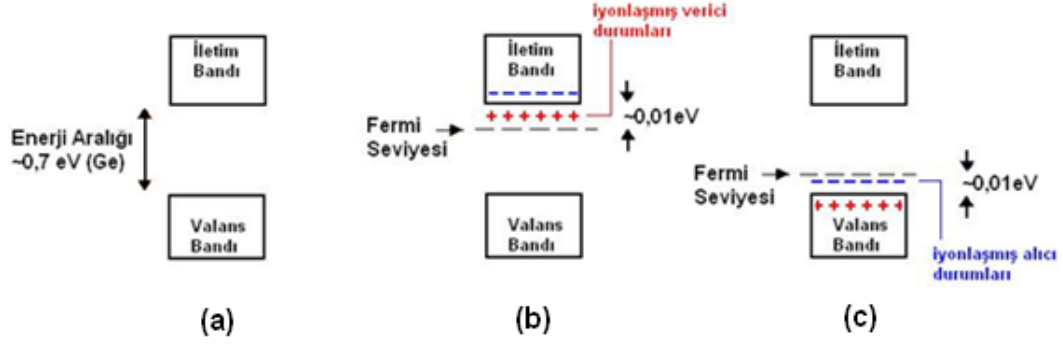
Çizelge 3.1'de bazı özellikleri listelenen Ge kristali, gama spektroskopisinde dedektör materyali olarak yaygın kullanılan bir yarı iletken kristaldir. Bu kristal, komşu atomlarla 4 kovalent bağ yapan 4 valans elektronuna sahiptir ve tüm valans elektronları kovalent bağa katılır. Bu kristalin band yapısı, dolu bir valans bandı ve boş bir iletkenlik bandı

şeklindedir. Yalıtkan materyallerde yaklaşık 5 eV olan bu bandlar arası mesafe, Ge yarı iletken kristalinde 0,7 eV civarındadır. Bu düşük band aralığı, çok sayıda elektron-pozitron (elektron-deşik) çifti oluşmasını ve istatistiksel dalgalanmaları az olan iyi bir enerji çözünürlüğü elde edilmesini sağlar. Oda sıcaklığında bile, termal uyarılmalar yoluyla bir miktar elektron (10^9 da 1), valans bandında bir deşik bırakarak, band aralığını aşar ve iletim bandına uyarılır. Deşikler, komşu atomlardaki elektronlar tarafından dolduruldukça, sanki hareket ediyormuş gibi görünürler.

Çizelge3.1 Dedektör materyali olarak kullanılan yarı iletken Ge kristalinin bazı özellikleri (Eberth ve Simpson 2008)

Atom Numarası	32
Atom Ağırlığı	72,60
Kararlı İzotoplarının Kütle Numaraları	70–72–73–74–76
Yoğunluk (g/cm^3 , 300K^0)	5,33
Atom Yoğunluğu ($1/\text{cm}^3$)	$4,41 \times 10^{22}$
Dielektrik Sabiti (Vakuma göre)	16
Yasak Enerji Aralığı (eV, 300K^0)	0.665
Yasak Enerji Aralığı (eV, 0K^0)	0.746
Öz Taşıyıcı Yoğunluğu (cm^{-3} , 300K^0)	$2,4 \times 10^{13}$
Öz Direnç ($\Omega.\text{cm}$, 300K^0)	50
Elektron Hareketliliği ($\frac{\text{cm}^2}{\text{V.s}}$, 300K^0)	3900
Deşik Hareketliliği ($\frac{\text{cm}^2}{\text{V.s}}$, 300K^0)	1900
Elektron Hareketliliği ($\frac{\text{cm}^2}{\text{V.s}}$, 77K^0)	$3,6 \times 10^4$
Deşik Hareketliliği ($\frac{\text{cm}^2}{\text{V.s}}$, 77K^0)	$4,2 \times 10^4$
Elektron-Deşik Çifti Başına Enerji (eV, 77K^0)	2.96
Fano Etkeni (77K^0)	< 0.11

Saf yarı iletkenlerde, eşit sayıda elektron ve deşik vardır ki böyle kristaller, “esas yarı iletkenler (intrinsic semiconductor)” olarak adlandırılır. Şekil 3.10’da, bir yarı iletkenin band yapısı görülmektedir.



Şekil 3.10.a İdeal bir yarı iletkenin enerji band diyagramı (Pipidis 2006)

b. İyonlaşmış verici durumlarla dolu n tipi yarı iletken, c. iyonlaşmış alıcı durumlarla dolu p tipi yarı iletken ayrı ayrı gösterilmiştir

Kusursuz ve katkısız ideal yarı iletkenlerde, bandlar arasındaki enerji aralığında bir elektron bulunamaz. Pratikte ise, birçok yarı iletken, iletkenliklerinin artırılması için kasten safsızlaştırılır ve bunun sonucunda taşıyıcı (elektron-deşik) yoğunlukları değişir. Böyle materyallere, “esas olmayan yarı iletkenler (extrinsic semiconductor)” denir. Katkılanmadan dolayı, elektron sayısı fazla olan yarı iletkenlere “n tipi (verici safsızlıklı)”, deşik sayısı fazla olanlara da “p tipi (alıcı safsızlıklı)” yarı iletkenler denir.

Şekil 3.12.b’de, iletim bandının hemen altında, band aralığında yerleşmiş vericilerin bulunduğu n tipi yarıiletken görülmektedir. Bu verici durumlar, genellikle 5 valans elektronuna sahip atomlardır. Fazladan 5. elektron kristalde serbestçe hareket ederek, verici durumu formu alabilir. Şekil 3.12.c’de ise, valans bandının hemen üzerinde alıcı durumların yerleştiği p tipi yarı iletken görülmektedir. Alıcılar, genellikle 3 valans bandlı atomlardır ve bunların 4 komşu Ge atomu ile kovalent bağ yapmaya kalkışması sonucu, bir deşik ortaya çıkar.

Bu iki tip yarı iletken materyalin (n tipi ve p tipi) birbirine temas edecek şekilde bir araya getirilmesi sağlanırsa, n tipi materyaldeki elektronlar, materyaller arasındaki “pn

eklem” olarak adlandırılan sınırı geçerek, p tipi materyale ulaşırlar ve buradaki deşiklerle birleşirler. Eklem boyunca oluşan elektrik alan, bir süre sonra bu yük akışını durdurur. Sonuç olarak, n tipi materyalde net bir pozitif yük, p tipinde ise net bir negatif yük gözlenir. Bu süreçte, eklemde “tüketim bölgesi (depletion layer)” olarak adlandırılan, serbest yük taşıyıcıların olmadığı bir bölge oluşur.

Eklem, dedektör materyali olarak kullanılması durumunda, p tipine negatif ve n tipine pozitif olacak şekilde ters gerilim uygulanır (1000-3000V). Bu gerilim, tüketim bölgesindeki mevcut elektrik alanın büyüklüğünü artırarak, yük toplama verimini artırır. Aynı zamanda bu gerilim, tüketim bölgesinin genişliğini de artırarak, dedektörün ölçüme duyarlı hacminin de büyümesini sağlar.

Bununla birlikte, uygulanan ters besleme ve termal uyarımlar, eklem boyunca istenmeyen bir sızıntı akımının oluşmasına neden olur. Büyük bir sızıntı akımı, gürültülü bir dedektör demektir ki, bu da gama spektrumlarında arka planı artırarak ölçüm performansını düşürür. Bu nedenle, yarı iletken dedektörler sıvı azot sıcaklığına ($\sim 77K^0$) soğutularak çalıştırılırlar.

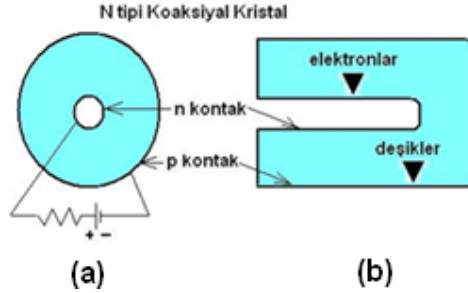
Gama ışınlarının dedektör materyalinin tüketim bölgesine girmesi, elektron-deşik çiftlerinin açığa çıkmasına neden olur. Yarı iletken kristale uygulanan elektriksel besleme ile açığa çıkan elektronlar, elektrik alanın zıt yönünde, deşikler ise aynı yönünde hareket ederek toplanır ve bir elektronik akım sinyali elde edilir. Bu sinyal, kristalde oluşan elektron-deşik çiftinin sayısı ile ve bunun sonucu olarak da gelen gama ışınının enerjisi ile orantılıdır.

3.5.2 Yüksek saflıkta Ge (HPGe) dedektörler

Kristal büyütme teknolojisinin geliştirilmesiyle, büyük boyutlu (100 mm çaplı ve 140 mm uzunluklu), yüksek saflıkta Ge “HPGe” kristalleri üretmek günümüzde mümkündür. Normal Ge dedektörlerinde 1–2 mm boyunda olan tüketim bölgesinin, HPGe dedektörlerinde 10–15 mm olması sağlanabilmiştir. (HPGe kristalinin kullanımından önce, lityum katkılı Ge(Li) dedektörleri ile tüketim bölgesi yaklaşık 5

mm boylu olarak elde edilebilmiştir). Bu büyük boyutluluk, gama ışınlarının kristaldeki çoklu saçılmalardan sonra soğurulma olasılıklarını arttırır. Bunun yanı sıra tüketim bölgesinin büyümesi, gama ışın spektroskopisinde önemli olan yüksek çözünürlüğün elde edilmesini sağlamıştır. Geleneksel Ge dedektörlerinde olduğu gibi, HPGe dedektörlerinin de, n tipi ve p tipi olmak üzere iki tipi mevcuttur.

Gama ışın spektroskopisinde kullanılan pek çok HPGe dedektörü, koaksiyal geometride ve n-tiplidir. Düzlem geometrili dedektörlerle elde edilen azami tüketim bölgesi hacmi (50 cm^3),bu geometri sayesinde yaklaşık 750 cm^3 değerine kadar arttırılabilir. Bu tip dedektörler, kristalin dış yüzeyine uygulanan negatif kontağa (p) ve kristalin merkez eksenini boyunca uygulanan pozitif kontakta (n) sahiptir (Şekil 3.11). P tipi dedektörler ise, kristalin merkez eksenini boyunca uygulanan negatif kontakta (p) sahiptirler.



Şekil 3.11 Tipik bir n tipi koaksiyal HPGe dedektörünün a. ön yüzünden, b. yan tarafından şematik gösterimi (Eberth ve Simpson 2008)

Pozitif besleme kontakta (n), HPGe kristal dış yüzeyine lityum (Li) difüzyonu yoluyla, negatif besleme kontakta (p) ise, kristal iç yüzeyinin boron (B) ile katkılanması yoluyla üretilir. Dış kontak kalınlığı, iç kontakına göre çok daha azdır. Bu incelik, dedektöre gelen düşük enerjili gama ışınlarının kristale kolayca girmesini sağlayarak, düşük enerjilerde iyi verim elde edilmesini sağlar.

N-tipi HPGe dedektörünün bir avantajı, nötron hasarından daha az etkilenmesidir. Dedektör materyaline çarpan nötron, HPGe kristal yapısına hasar vererek, kristalde boşluklar oluşmasına neden olurlar. Bu boşluklar, yük taşıyıcıları için bir kapan gibi davranır. Kapanlar nedeniyle yük toplanması tamamlanamadığından dolayı, tam enerji

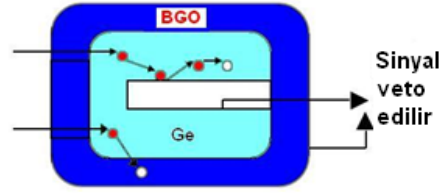
pikinin düşük enerjili kısmında bir kuyruk gözlenir. Bu nedenle de, gama spektroskopisinde kullanılan standart HPGe koaksiyal dedektörlerinin, n-tipli olması tercih edilir.

3.5.3 Compton baskı kalkanlı dedektörler

Bir HPGe dedektörüne gama ışını çarptığında, bu gama ışını Compton saçılmasına uğrayarak, kristalden dışarı saçılabilir. Bu durum, gama ışınının enerjisinin sadece bir kısmının dedektöre depolanmasına yol açar. Bunun sonucunda, tek enerjili gama ışınları için, gama ışın histogramında keskin bir tam enerji piki ve bu pikten düşük enerjilere doğru Compton bölgesinin meydana geleceğinden önceki bölümlerde bahsedilmiştir. Bu Compton bölgesinin varlığı, pik şiddetinde bir belirsizliğin ortaya çıkmasına neden olur. Buna ek olarak, zayıf şiddetli piklerin de gözlenebilirliği azalır.

Bu Compton bölgesinin azaltılmasının bir yolu, ağır bir materyalden üretilen kolimatörün, Ge kristali önüne yerleştirilmesidir (Şekil 3.13). Böylelikle, dedektöre gelen gama ışını, ilk olarak Ge kristalinin merkezi civarında etkileşir. Sonuç olarak, bu noktadan saçılan gama ışınının, kristalde ikinci kez etkileşmeye girme olasılığı arttırılmış olur. Ayrıca, Ge kristalleri “baskı kalkanı” olarak adlandırılan, BGO “Bizmut Germanat” gibi sintilasyon dedektörleri (Gelletly ve Eberth 2006) ile çevrelenir (Şekil 3.12). Bu kalkanlar, Ge kristalinden dışarı saçılan gama ışınlarını tespit ederek, HPGe dedektöründe bu gama ışınlarının göz ardı edilmesi için işaret verirler.

Böylelikle, gama histogramlarında Compton saçılmalarından kaynaklı arka fon azaltılmış olur. Bunun yanında, gama ışın spektroskopisinin ilgili enerji aralığında Compton saçılması baskın olduğundan, gama ışınlarının yüksek kesri bu yolla kayıp edilmiş olur.



Şekil 3.12 Koaksiyal Ge dedektörü (türkuaz) ile bunu çevreleyen BGO baskı kalkanlarının (lacivert) aynı anda sinyal vermeleri sonucu, sinyali veren gama ışını veto edilir (Eberth ve Simpson 2008)

3.6 Dedektör Toplulukları

1980'lerin ikinci yarısında, 4π katı açının % 50'lik kısmının kaplandığı Compton baskı kalkanlı dedektör toplulukları geliştirilmeye başlanmıştır (Örneğin; USA'da GAMMASPHERE (Lee vd. 2003) ve Avrupa'da EUROBALL (Alvarez 1998)).



Şekil 3.13 Compton baskı kalkanlı HPGe dedektörlerinin şematik gösterimi (Eberth ve Simpson 2008)

HPGe dedektörleri arasındaki boşluklara, BGO dedektörleri yerleştirilmiştir

Standard HPGe dedektörlerinde, pikteki saymanın toplam saymaya oranı “P/T”, 1,3 MeV gama ışınları için yaklaşık % 20’dir. Bunun anlamı, kaynaktan yayılan gama ışınlarının sadece % 20’sinin tam enerji pikinde yer alıp kalan % 80’inin arka fonda olduğudur. Compton baskı kalkanlarının kullanılmasıyla HPGe dedektörlerinde P/T oranı ~% 60 olarak elde edilebilmiştir. Böylelikle, zayıf olan ve arka fon içinde kaybolan sinyallerin gözlenebilirliği artırılmıştır.

Bunun yanı sıra, Compton baskı kalkını olarak kullanılan BGO dedektörleri, katı açının yaklaşık % 50’sini kaplayarak, Ge dedektörlerinin kaplayabileceği katı açığı sınırlar. Bu sınırlamaların sonucunda elde edilebilecek en büyük tam enerji pik verimi, 1,3 MeV enerjili gama ışınları için % 10–20, P/T oranı ise % 55–65 değerleri arasındadır.

1,3 MeV enerji gama ışınları için bir Ge dedektörünün enerji çözünürlüğü yaklaşık 2 keV civarındadır. Kaynağın hareketli olduğu durumlarda, Doppler genişlemesinden dolayı bu değer artış gösterir. Dedektör kaynak arası mesafeyi arttırarak ve dolayısıyla açma (opening) açısını düşürerek, bu artış azaltılabilir. Bununla birlikte, dedektör topluluğunun verimini sabit tutmak için, daha fazla sayıda Ge dedektörüne ihtiyaç vardır.

Ayrıca, yüksek katlılıklı reaksiyon durumlarında, aynı dedektöre birden çok gama ışını çarpabilir. Bu ise, dedektöre çarpan gama ışınlarının enerjilerinin toplamı olarak, arka fona katkı verir. Topluluktaki dedektör sayısının artması veya her bir dedektörün granüllülüğünün artması ile bu etki azaltılabilir. Granüllüğün artması, dedektörde etkileşen gama ışınının ilk etkileşme koordinatlarını daha hassas belirlemeye yardımcı olarak, Doppler genişlemesinin küçük tutulmasını sağlar.

Compton baskılı sistemleri daha da geliştirmek için, basitçe dedektör sayısını arttırmak yeterli değildir. 4π ’lik sistemler için bu yolla elde edilebilecek maksimum toplam pik verimi % 10’dur. İyi bir P/T oranı elde etmek için, Ge kristalleri BGO ile çevrelendiğinden dolayı, Ge sayısının artması BGO sayısını da arttırır ki bu da katı açıdaki kaybı arttırır. Bu sistemlerde tek bir gama ışını için ölçüm verimi, $\beta = \% 20$ (β :

çekirdeğin bağıl geri tepme hızı) ve 1 MeV gamalar için tipik olarak % 10 ve enerji çözünürlüğü ise 20 keV civarındadır.

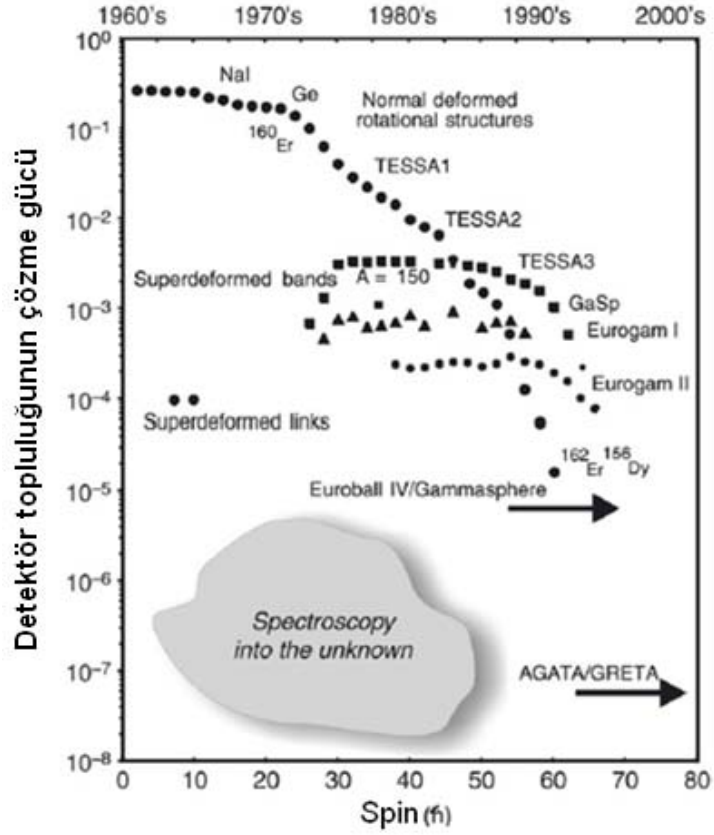
Dedektör sayısını arttırmak yerine, Ge kristallerinin elektronik olarak bölümlenmesi yeterli bir çözüm olabilir. Böyle sistemlere iki örnek, MINIBALL (Eberth vd. 2001, Reiter 2002) ve EXOGAM (Azaiez ve Korten 1997) dedektör sistemleridir. Her bir bölümün açma açısı küçük olacağından dolayı, bölümlü olma, enerji çözünürlüğünü ve Doppler düzeltmesini iyileştirir. Bu sistemlerde fotopik verimi, $\beta = \% 20'$ de 1 MeV enerjili gamalar için % 20 ve enerji çözünürlüğü 4–5 keV'dir.

Yüksek katlılık, yani nükleer reaksiyondan sonra birbiri ardından yayınlanan gama sayısı (mutiplicity, M) foto pik verimini etkiler ve değerlerini düşürür. Bu pek çok deney için büyük bir sorundur. Yüksek verim değerleri elde etmenin yolu, Compton saçılmasına uğrayan gama ışınlarını göz ardı etmeyerek, yeniden yapılandırmaktır. Bunu başarmanın yolu, dedektör kristalindeki bireysel gama etkileşme yollarını belirlemek ve her bir gama ışını için saçılma dizisini oluşturmaktır. Şu an Avrupa'daki AGATA ve USA'daki GRETA projeleri, bu işi üstlenen projelerden ikisidir (Lee vd. 1999, Lieder vd. 2001, Vetter 2001, 2003, Alvarez 2004, Bazzacco 2004, Simpson 2005a, b, Akkoyun vd. 2011).

Şekil 3.14'de, gama ışın spektroskopisinde kullanılan dedektör topluluklarının çözme güçleri, iz sürme dedektör topluluklarına kadar, spinin bir fonksiyonu olarak görülmektedir. Burada çözme gücü "R", spektrometrelerin ölçebilecekleri en zayıf reaksiyon kanalı olarak belirlenmiştir. Ardışık gama ışınları arasındaki ortalama enerji farkı, SE_γ , dedektörün enerji çözünürlüğü ΔE_γ , ve dedektör sistemi için gama ışın pikindeki sayımın toplam sayıya oranı, P/T olmak üzere, (3.23) ile verilir.

$$R = 0,76 \times (SE_\gamma / \Delta E_\gamma) \times P/T \quad (3.23)$$

Şekilde görüldüğü gibi AGATA ve GRETA projelerinin uygulamaya geçtikleri tarihte deneysel duyarlılığı 1000 kat arttırmaları söz konusudur.



Şekil 3.14 Gama ışın spektroskopisinde kullanılan dedektör topluluklarının çözme güçlerinin, spinin bir fonksiyonu olarak gösterimleri (Simpson 2005a, b)

Yatay eksen ayrıca, gama spektroskopisinde kullanılan dedektörler topluluklarının tarihsel gelişimini göstermektedir

4. AGATA PROJESİ

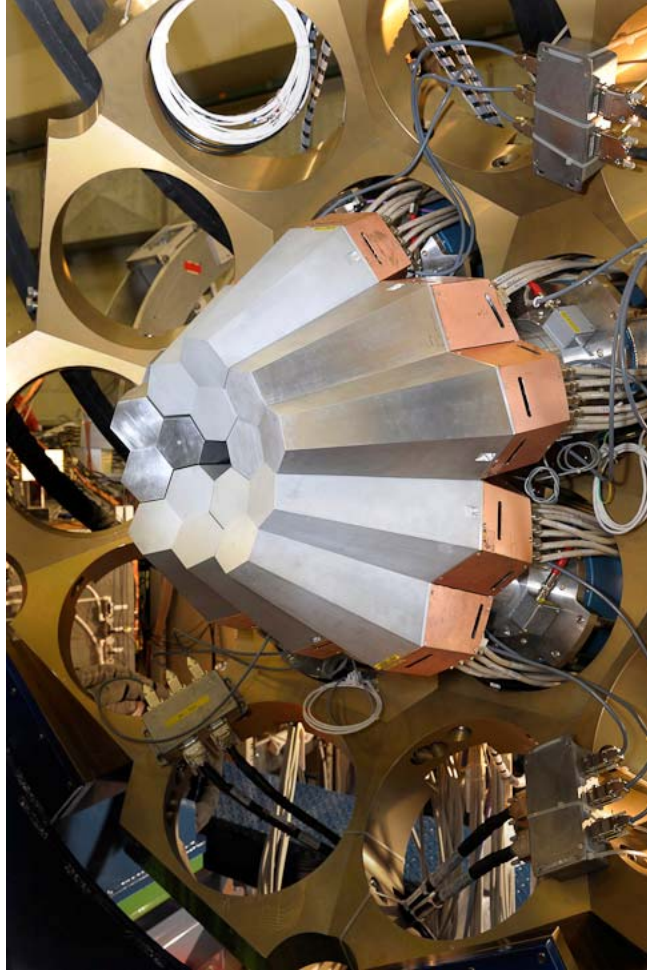
AGATA “Advanced GAMMA-ray Tracking Array” projesi, Türkiye’ nin de dahil olduğu ortak bir Avrupa projesidir. Projenin amacı, yeni bir teknoloji geliştirerek gama ışınlarının izlerini sürebilen bir dedektör küresi oluşturmaktır. Bu teknik ile deneysel hassasiyetin 100 ile 1000 kat artması söz konusudur. Projenin bilimsel amacından ve proje kapsamında geliştirilecek olan dedektör topluluğundan, ilerleyen kısımlarda bahsedilecektir. AGATA dedektör küresinin 1/12’si olan 5 dedektör modülü şu an LNL’de “Laboratori Nazionali di Legnaro” hazırdır ve bunların kullanımı ile 2010 yılında ilk deneyler yapılmaya başlanmıştır (Şekil 4.1). Bu deneylerden iki tanesinden ileriki bölümlerde bahsedilecektir. Tüm kürenin 2018 yılından sonra tamamlanması planlanmaktadır. Dedektörler, LNL laboratuvarlarından sonra, radyoaktif iyon demetlerinin bulunduğu merkezler olan GSI (Almanya) ve ardından GANIL’e (Fransa) taşınarak bu merkezlerde kullanılmaya devam edeceklerdir.

4.1 AGATA’ nın Bilimsel Programı

Doğada bulunan kararlı ve çok uzun yarı ömürlü çekirdekler ($t_{1/2} \geq 10^9$ yıl), nükleer haritanın β kararlılık vadisinde yerleşmişlerdir. Bu vadinin civarındaki bölge, bilinen çekirdeklerin bölgesi olup, bu bölgedeki çekirdeklere günümüzdeki deneysel koşullar altında ulaşmak mümkün olmuştur. β kararlılık vadisinden uzaklaştıkça bilinmeyen bölgeye gelinir. Bu bölgedeki çekirdeklere ulaşmak için, bu gün mevcut olanlardan daha hassas spektrometreler ve yüksek demet şiddeti veren radyoaktif hızlandırıcılar gerekmektedir. Nükleer yapıda bugüne kadar elde edilmiş bilgiler ve geliştirilmiş modeller, örneğin kabuk modeli ve kolektif model, β kararlılık vadisindeki ve bu vadinin yakınlarındaki çekirdeklerin özelliklerinin incelenmesiyle elde edilmişlerdir.

Gelişen teknolojiyle beraber, nükleer yapının incelenmesindeki yeni ve daha hassas çalışma ve gözlemlerle, mevcut bilgilere dayalı kurulan teori ve modellerde, Bölüm 1’de de değinildiği gibi, bazı sıradışlıklar gözlenmiştir. Çekirdek yarıçapının beklenenden ($r=r_0A^{1/3}$) büyük olduğu halo çekirdeklerin gözlenmesi bu sıra dışılıklara bir örnektir. Böyle çekirdeklerde, bir veya birkaç nükleon çekirdekten uzakta bağlı

haldedir ve bu nükleonların bağlanma enerjileri nükleon başına 1 MeV'den düşüktür. Sıra dışılıklara diğer bir örnek, küresel kabuk modelindeki sihirli sayıların (2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126), bazı çekirdeklerde özelliklerini kaybettiğinin görülmesi ve yeni sihirli sayıların ortaya çıkması, olarak verilebilir.



Şekil 4.1 AGATA dedektörlerinin, LNL laboratuvarlarında şu an kullanımda olan 15'i

Nükleer haritada β kararlılık kuşağından uzakta, bilinmeyen bölgede yer alan çekirdeklerin gözlenmesi ve bu çekirdeklerin özelliklerinin incelenmesi ile, bahsedilen sıra dışılıkların nedenleri araştırılmaya başlanmıştır (Wong 2006). Bu alanlardaki çalışmalardan elde edilecek olan yeni bilgiler, mevcut nükleer model ve teorilerin

genişletilmesi ve test edilmesine, ayrıca nükleer kuvvetin özelliklerini anlamaya olanak sağlar. Şekil 1.1’de verilen nükleer haritada da gösterilen bu araştırmalardan bazıları,

- kabuk modelindeki sihirli sayıların yeniden belirlenmesi,
- halo çekirdeklerin incelenmesi,
- $N = Z$ izgisi üzerinde, izospini sıfır ($T = 0$) olan çekirdeklere proton ile nötron iftleniminin gözlenmesi,
- yüksek deformasyonda bağlı kalabilen çekirdeklerin incelenmesi,
- yüksek sıcaklıktaki çekirdeklerin düzensiz (kaotik) yapılarının incelenmesi,
- $Z = 126$ bölgesi civarındaki kararlı küresel süper ağır çekirdek bölgesinin gözlenmesi,
- “drip line” çizgileri civarındaki çekirdeklerin incelenmesi ve “nötron drip line” çizgisinin yerinin belirlenmesi

gibi konulardadırlar (Balabanski ve Bucurescu 2008).

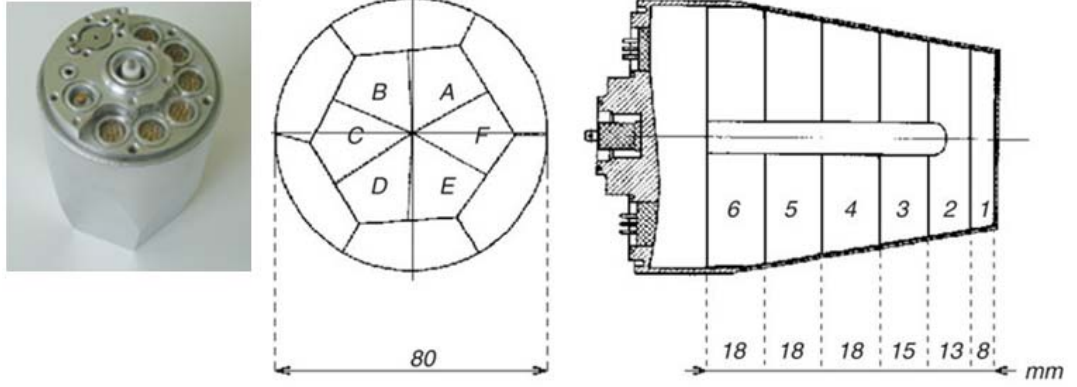
Yukarıda bahsedilen çalışmaların yapılabilmesi için, gcl ölçüm sistemlerine ve bazı çalışmalar için buna ek olarak radyoaktif iyon demetlerine “RIB” ihtiyaç vardır. Bilinmeyen bölgede yer alan egzotik çekirdeklerin (zellikleri sıra dışı olan çekirdekler veya nükleer haritada bilinmeyen bölgede yer alan çekirdekler) retimi, kararlı demetler yerine RIB’lerin kullanılmasıyla gerçekleştirilecek olan nükleer reaksiyonlarla sağlanabilir. RIB’ler, bozunma süreleri kısa ve şiddetleri düşük olan ikincil demetlerdir. Bu nedenle bu demetler yoluyla üretilen egzotik çekirdekler, oldukça düşük oranlardadır. Ulaşılabilmesi zor bu çekirdeklerdeki zayıf gama geçişlerini ölçmede kullanılacak gama spektrometresi, geniş bir enerji bölgesindeki gama ışınlarını ölçmede (10–20 keV ile 10 MeV aralığında) ve Doppler genişlemesini azaltmada yeterince gcl bir spektrometre olmalıdır. Bunun için de bu alet, aşağıda maddeler halinde verilen şartları sağlamalıdır.

- Hem düşük hem de yüksek katlılık (burada katlılık “M”, çekirdekten birbirini takiben yayınlanan gama ışınlarının sayısını gösterir) olaylarda, en zayıf reaksiyon kanallarını bile belirleyebilmek için mümkün olduğunca yüksek foto pik verimi ($M_\gamma = 1$ için % 40'dan büyük ve $M_\gamma = 30$ için % 25'den büyük).
- İyi spektrum kalitesini yüksek katlılık çalışmalarda bile korumak için iyi bir P/T oranı ($P/T \geq \% 60$ 'dan büyük).
- $\beta = 0,5$ 'e yakın hızlarda hareket eden kaynağın Doppler etkisini yeterince azaltmak için iyi bir açısal çözünürlük.
- İyi konum çözünürlüğü (5 mm'den küçük).
- Her bir dedektör için yüksek sayma oranı (50 kHz'den büyük)
- Yüksek katlılıkta çoklu çarpma olasılıklarını azaltmak için yüksek granüllülük.
- Yüksek katlılık olaylara yetenekli ($M_\gamma \geq 30$).
- Yardımcı dedektörleri yerleştirmek için yeterli boş iç alan (Ör: ağır iyon ve hafif yüklü parçacık dedektörleri).

Bu yönde yapılan çalışmalar sonucu, yüksek sayıda bölümlü HPGe kristalinden üretilmiş dedektörler, gama ışınlarının izlerini sürme tekniğine dayalı olarak geliştirilmiştir (AGATA ve GRETA). Bunlardaki ana fikir, hedefin çevresine sadece konum duyarlı HPGe dedektörlerini yerleştirmek ve dijital elektronik ve sinyal şekil analizi işlemleri ile her bir gama ışını etkileşme noktasının enerji, konum ve zaman bilgisini doğrulukla elde etmektir. Böylelikle, dedektör ile etkileşen gama ışınlarının, kaynaktan gelip gelmediklerini ve tamamen soğurulup soğurulmadıkları belirlenebilir. Dedektörlerin konum duyarlılığı, dedektörlerin bölümlenmesi ile ve dijital sinyal işleminin kullanılması ile başarılıdır.

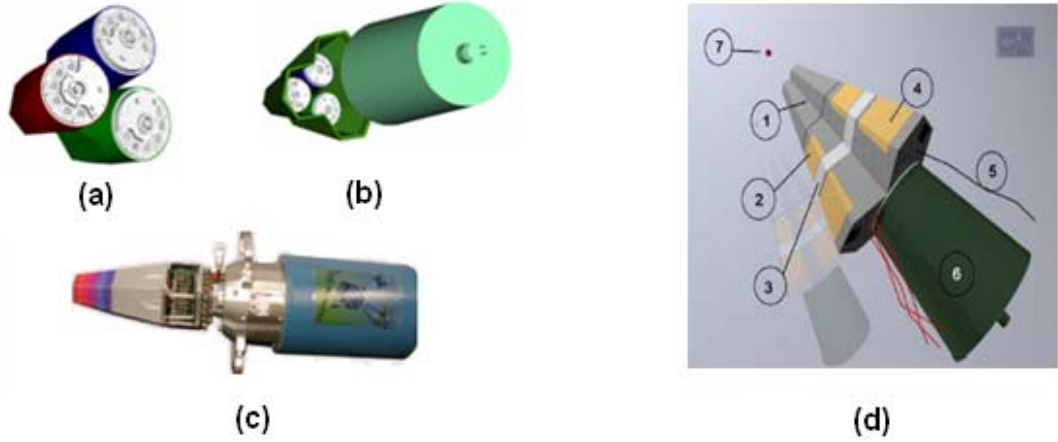
4.2 AGATA Çok Bölümlü İz Sürme Dedektör Küresi

AGATA projesi kapsamında geliştirilen AGATA dedektörleri, yüksek saflıkta germanyum (HPGe) kristalinden elde edilmiş, n tipli koaksiyal dedektörlerdir. Her bir Ge kristali, şekil 4.2'de gösterildiği şekilde elektronik olarak 36 bölüme ayrılmıştır. Kristaller konik şekilli olup, uzunlukları 10 cm ve sivrileşmeden önceki çapları 8 cm'dir.



Şekil 4.2 Kapsüllemiş bir AGATA dedektörü ve bu dedektörün boyutlarının 36 bölüme ayrılmasının şematik gösterimi (Recchia 2008)

Her bir HPGe kristali, güvenlikleri açısından 0,5 mm kalınlıklı alüminyum “Al” kılıf ile kapsüllemiş. Kapsüllenen bu kristaller, şekil 4.3’de gösterildiği gibi üçlü gruplar halinde (dedektör modülü) tek bir kriyostatta bir araya getirilmiştir. Bu modülün bileşenleri Şekil 4.3.d’de gösterilmiştir.

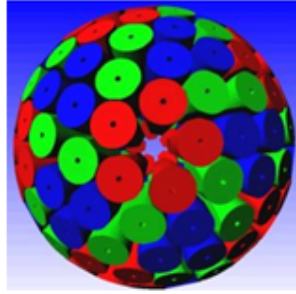


Şekil 4.3 AGATA dedektör modülü (Gerl vd. 2001)

a. Dedektörler bir araya getirilerek, b. aynı kriyostata bağlanmıştır (Köln test kriyostat). c, d. Dedektör modülünün parçaları gösterilmiştir: 1. 36 bölümlü Ge dedektörleri, 2. 111 ön yükselteç, 3. destekleme çerçevesi, 4. dijital sinyal işleme elektroniği, 5. fiber optik çıktı, 6. LN2 termos (dewar), 7. hedef olacak şekilde numaralandırılmıştır

180 tane altıgen ve 12 tane beşgen şekilli bu HPGe kristallerinin bir araya getirilmesi ile AGATA dedektör küresi elde edilir (Kürenin simetrisinin sağlanması açısından 3 adet

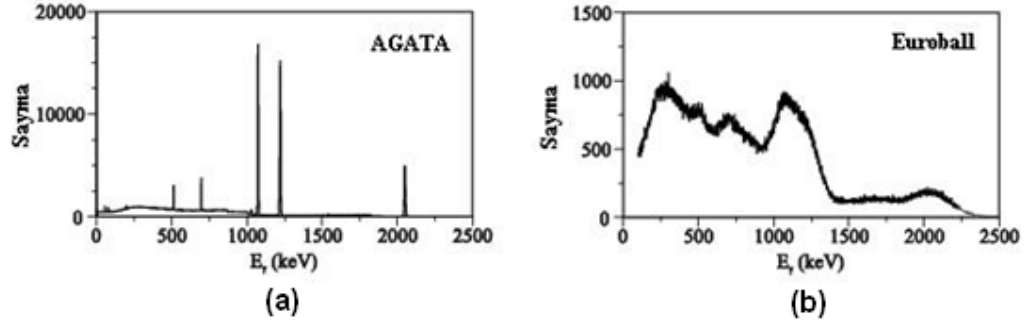
simetrik olmayan altıgen konik dedektöre ihtiyaç vardır). Şekil 4.4’de bu küre ve kürenin bazı karakteristikleri görülmektedir. HPGe kristallerinin, konik şekilli olmaları ve üçlü gruplar halinde bir araya getirilmesi sayesinde, katı açının yaklaşık % 82’sini kaplarlar. Kürenin iç yarıçapı 23 cm olup foto pik verimi, 1 MeV enerjili gama ışınları için yaklaşık % 50’dir.



Kristal Çeşidi Sayısı	3
Küme Çeşidi Sayısı	1
Küme Sayısı	60
Kaplanan Katı Açısı (%)	82
Ge miktarı (kg)	362
Küre iç yarıçapı (cm)	23
Elektronik Kanal Sayısı	6660

Şekil 4.4 Üçlü gruplar halinde bir araya getirilerek oluşturulan AGATA dedektör küresi ve özellikleri (Simpson 2005a, b)

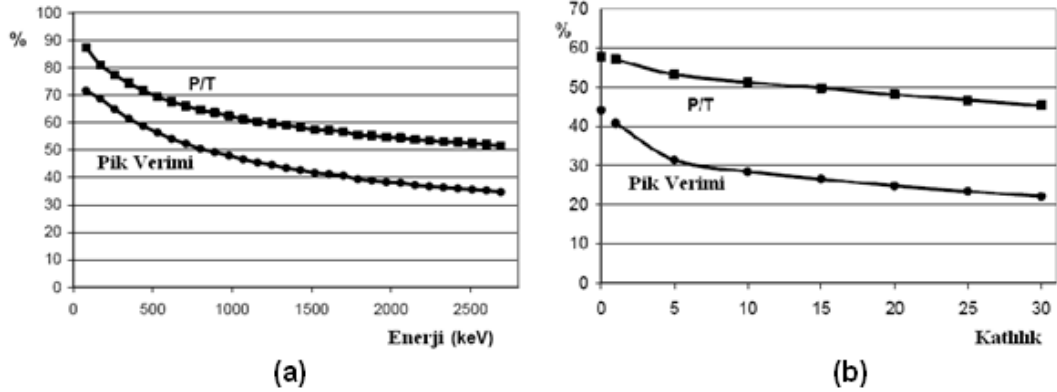
Bölümleme ile elde edilen sistemdeki toplam bölüm sayısı 6780’dir. Bir sonraki bölümde bahsedilecek olan sinyal şekil analizi “PSA” tekniğinin kullanılması ile birlikte bu yüksek bölümlülük, çok iyi konum duyarlılığı sağlar. Bunun sonucunda, ölçülen gamaların kaynaktan yayılma yönleri, 1°’den küçük açı duyarlılığı içinde belirlenebilir. Bu çok bölümlülük, Doppler düzeltmesini iyileştirerek, ışık hızının % 50’si kadar hızla geri tepen bir çekirdekten yayılan geçişler için, % 0,5’den daha iyi bir enerji çözünürlüğünü verir (5 dedektör modülü için çözünürlük 2,4 keV’dir). Bu değer, 10 kat yavaş tepme hızlı çekirdeklerin geleneksel Ge dedektörlerinde ölçülmesi durumunda, % 0,25’dir. Şekil 4.5’de, aynı reaksiyondan açığa çıkan gama ışınlarının, AGATA ve Euroball dedektörleri ile ayrı ayrı ölçülmesiyle elde edilmiş gama ışın histogramları gösterilmiştir. AGATA’ nın duyarlılığı ve enerji çözünürlüğünü bu şekilden açıkça görülmektedir.



Şekil 4.5 Bir nükleer reaksiyon ürünlerinin, a. AGATA, b. Euroball dedektörleri ile ayrı ayrı ölçümlerinin simülasyonlarıyla elde edilen gama ışın histogramları (Gerl 2003)

AGATA dedektörlerinin Euroball'a göre olan yüksek çözünürlüğü açıkça görülmektedir

AGATA dedektörlerinin simülasyon programı sayesinde, dedektörlerin performansları için ön bilgilerin de elde edilmesi sağlanmıştır. Buna göre, gama ışınları ölçümünde kullanılan AGATA dedektörleri için öngörülen foto pik verimi ve P/T oranının enerji ve katlılık ile değişimi, şekil 4.6'da ayrı ayrı gösterilmiştir.



Şekil 4.6 AGATA dedektörlerinin simülasyonları ile elde edilen P/T ve foto pik veriminin, a. enerji, b. katlılık ile değişimleri (Gerl 2003)

4.3 Sinyal Şekil Analizi “PSA”

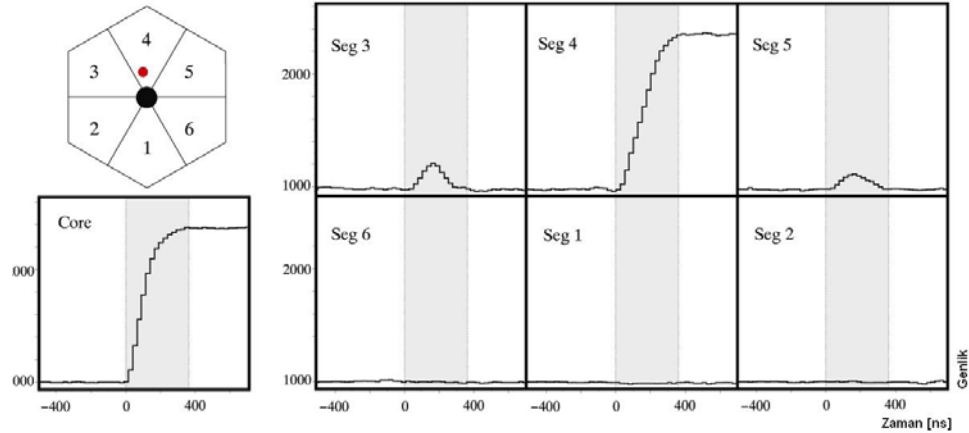
AGATA dedektörleri performanslarının gücünü, PSA tekniğinden ve ileriki bölümlerde anlatılacak olan iz sürme algoritmalarından alır (Gerl vd. 2001, Ljungvall ve Nyberg

2005, Crespi 2007). Bu dedektörlerde foto pik veriminin azami değerini elde etmek için, her bir dedektör bölümü için yüksek konum çözünürlüğü gereklidir.

Dedektördeki bir etkileşmeden çıkan yüklerin sürüklenmesi ile bir sinyal meydana gelir. Bu sinyal, sadece etkileşmenin olduğu dedektör bölümünde değil, komşu bölümlerde de gözlenir. PSA'daki ana prensip, gözlenen tüm sinyallerin detaylı analizinin yapılmasıdır.

Etkileşmenin meydana geldiği bölmede gözlenen sinyalin, dedektörde depolanan net yükü vermesine karşın, komşu bölmelerde gözlenen sinyaller geçicidir ve bu geçici sinyallerin, yük toplama zamanı üzerinden toplamları sıfırdır. Geçici sinyallerin genlikleri, etkileşme noktasının konumuna bağlı olarak değişir. Böylelikle genliklerin bilinmesi ile etkileşmenin meydana geldiği koordinatlar elde edilebilir.

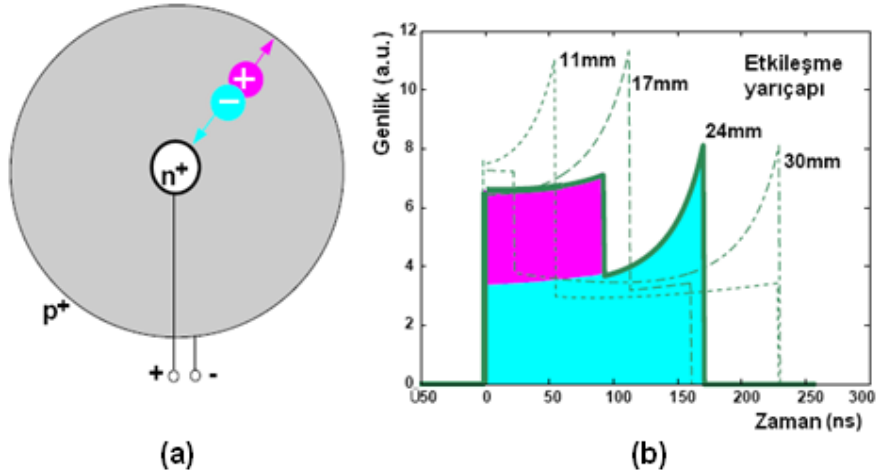
Şekil 4.7'de görüldüğü gibi, 6 bölümlü bir dedektörün 4 numaralı bölümünde bir fotoelektrik soğurum meydana gelmiş olsun. Bu durumda, 4 numaralı bölmede gözlenen net sinyalin yanı sıra, 3 ve 5 numaralı komşu bölmelerde de ayna sinyalleri (mirror pulses) gözlenir. Etkileşme noktasının 3 numaralı bölmeyle daha yakın olmasından dolayı, bu bölümdeki geçici sinyalin genliği, 5 numaralı bölmeyle göre daha büyüktür.



Şekil 4.7 Sinyal şekil analizi (Gerl vd. 2001)

4 numaralı dedektör bölümüne çarpan bir gama ışını, bu bölmede net bir sinyal verir. Bu bölmeyle komşu 3 ve 5 numaralı bölmelerde de, farklı genlikli ayna sinyalleri gözlenir

Sinyallerin şekilleri, etkileşme noktalarının elektrotlara uzaklığına göre değişiklik gösterir. Şekil 4.8.a'da bir koaksiyal dedektörün boyuna kesiti görülmektedir. Yük taşıyıcıların üretildiği noktanın, dedektörün merkez eksenine dik uzaklığına (yarıçap) bağlı olarak bu taşıyıcılar, toplandıkları elektrotlara ulaşmak için farklı uzunlukta yollar kat edeceklerdir. Bu durumda dedektörde indüklenen sinyaller, farklı uzaklıklar için birbirlerinden farklı olacak şekilde, şematik olarak gösterilmiştir (Şekil 4.8.b).



Şekil 4.8.a Bir n tipi koaksiyal dedektörün kesiti, b. Yük taşıyıcıların elektrotlara uzaklığına bağlı olarak sinyal şekillerindeki farklılık görülmektedir (Gerl vd. 2001)

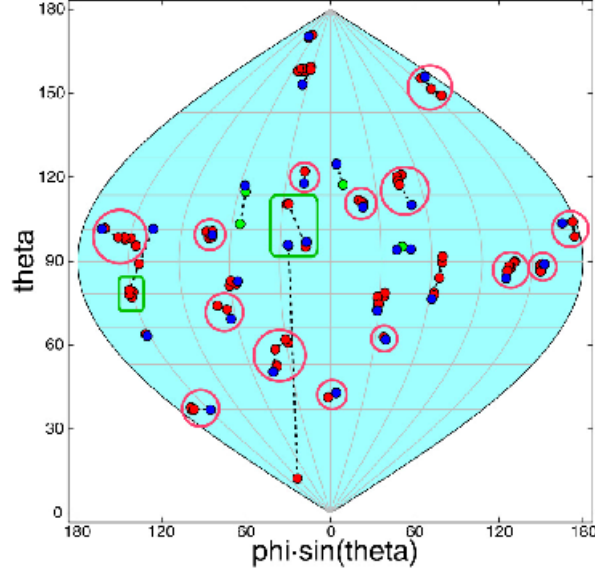
5. GAMA IŞINI İZ SÜRME TEKNİĞİ

Yüklü bir parçacık madde içerisinde bir uçtan diğer uca geçerken, elektronlar ile Coulomb kuvveti yoluyla etkileşebilir. Bu etkileşme, iyonizasyon veya uyarmaya neden olur ve yüklü parçacık enerjisinin büyük kısmını bu yolla kaybeder. Her bir etkileşimde kaybedilen enerji çok küçüktür ve toplam enerjinin sadece küçük bir kesrine karşılık gelir. Bu nedenle, gelen yüklü parçacık, madde içerisinde enerjisinin tamamını kaybedinceye kadar birçok etkileşme yapar. Bu sürekli etkileşmelerin dizisi, parçacıkların madde içindeki yollarını izlemeye olanak verir.

Yüksüz parçacıklarda (gama ışınları gibi) ise durum tamamen farklıdır. Madde ile etkileşmeye giren bu parçacıklar, enerjilerini sürekli olarak değil de, ayrık olaylar ile ayrı noktalarda depolarlar. Bu ayrık etkileşme noktaları, özellikle yüksek katlılık olaylarda, birbirine karışarak, bireysel gama ışınlarının izlerini ve dolayısıyla enerjilerini belirlemeyi güçleştirir. Şekil 5.1'de, merkezinde 30 katlılıkla ($M_\gamma = 30$) 1,33 MeV enerjili gama ışınları yayan bir kaynak bulunan ve 4π katı açıyı kaplayan bir ideal Ge kabuğundaki gama ışını etkileşme noktaları gösterilmektedir. Dedektöre gelen her bir gama ışınının, dedektördeki ilk etkileşme noktası mavi ile diğer noktalar ise kırmızı ile işaretlenmiştir. İlk etkileşme noktasında fotoelektrik soğuruma uğrayan gama ışınları ise, yeşil nokta ile işaretlenmişlerdir. Şekildeki etkileşme noktaları, kaynağın merkez olarak kabul edildiği kutupsal koordinat sisteminde, noktaların (θ, ϕ) koordinatlarına göre çizilmiştir. Birbirine coğrafik olarak yakın olan, fakat farklı gama ışınlarına ait noktalar, dikdörtgen içine, aynı gama ışınına ait olan etkileşme noktaları ise daire içine alınmıştır.

Bölümlenmemiş tek parçalı böyle bir ideal Ge kabuğu, gama ışınları ölçümünde bir ölçüm cihazı (dedektör) olarak çalıştırılırsa, tek bir gama ışını ölçümde kusursuz sonuçlar verir. Fakat birden çok gama ışınının bu dedektöre aynı anda çarptığı çok katlılık durumlarında, gama ışınları etkileşme noktalarının birbirine karışmasından dolayı, böyle bir sistem işe yaramaz bir hal alır. Böyle durumlarda, dedektördeki gama ışınlarının etkileşme noktalarının belirlenmesi ve gelen her bir gama ışınının bireysel

enerjisinin elde edilebilmesi gereklidir. Bunu yapmanın bilinen en iyi yolu, çok bölümlü iz sürme dedektörlerinin (AGATA ve GRETA) kullanımınıdır.



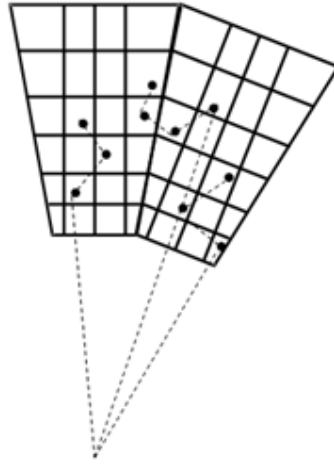
Şekil 5.1 Merkezinde 30 katlılıkla ($M_\gamma = 30$) 1,33 MeV enerjili gama ışınları yayan bir kaynak bulunan ve 4π katı açığı kaplayan bir ideal Ge kabuğundaki gama ışını etkileşme noktaları (Bruyneel 2006)

Aynı gama ışınına ait etkileşme noktaları iyi kümeleri (daire), birbirine yakın farklı gama ışın etkileşme noktaları ise kötü kümeleri (dikdörtgen) oluşturmaktadır

Böyle dedektörlerde, gama ışınının enerjisi ve dedektör bölümün boyutuna bağlı olarak, gama ışınının enerjisini tek bir bölmede depolama olasılığı, saçılmalardan dolayı küçüktür (Şekil 5.2). Dedektöre gelen gama ışınlarının enerjilerini doğru bir şekilde elde edebilmek için, gama ışınlarının izleri iyi bir şekilde takip edilmelidir.

Gama ışınlarının izlerinin sürülmesinin amacı, bunların dedektördeki doğru saçılma dizisini elde etmektir. Bu amacı yerine getirecek olan iz sürme algoritmaları, etkileşme noktalarının uzaysal koordinatları ve bu noktalarda depolanan enerji bilgilerini kullanır. Süreç sonunda doğru saçılma dizileri başarı ile elde edilen gama ışınları, hedefte meydana gelen bir nükleer bozunmanın bireysel gama geçişlerinin belirlenmesini sağlar.

Nükleer spektroskopi çalışmalarının en yoğun olduğu 50 keV ile 10 MeV enerji aralığındaki gama ışınları için, dedektör materyali olan HPGe ile baskın etkileşme mekanizması Compton saçılmasıdır. Bu nedenle, iz sürme algoritmalarının geliştirilme çalışmaları, bu mekanizma üzerine yoğunlaşmıştır.



Şekil 5.2 Bölmelere ayrılmış bir dedektörde, kaynaktan gelen gama ışınlarının bölmeler arasında saçılması

Bu amaçla geliştirilen tüm iz sürme algoritmaları, deneysel belirsizlikler ve dedektörlerin enerji ve konum çözme güçlerinin sonsuz olmamasından dolayı kusursuz değildir. Bu kusurlara sebep, bazı gama ışınları, izleri doğru sürülememesine rağmen (kötü olaylar), geçerli sayılırken, diğer yandan bir miktar doğru izliler (iyi olaylar) geçersiz sayılabilir. Kabul edilen bu kötü olayların miktarı, iyi olayların da bir miktar kaybedilmesine yol açacak şekilde azaltılabilir. Fakat bunun sonucunda, P/T oranı iyileşirken, kaybedilen sayımlar nedeniyle dedektör veriminde azalma gözlenecektir.

Gama ışınlarının izlerinin sürülmesi amacıyla geliştirilen algoritmalarından en yaygın olarak kullanılanları, “geri yönde iz sürme” ve “ileri yönde iz sürme” tekniklerine dayalıdır. Bu teknikler bir sonraki bölümde ayrı başlıklar halinde açıklanmıştır (Marel ve Cederwall 1999, 2002, Milechina ve Cederwall 2003, Bazzacco 2004, Lopez vd. 2004, Piqueras vd. 2004, Hammond vd. 2005).

5.1 Geri Yönde İz Sürme Algoritması

Bu teknikte, 1 numaralı etkileşme noktası ($n=1$), fotoelektrik soğurum noktası olarak ele alınır. Bu noktanın bu şekilde kabul edilebilmesi için gerekli şart, bu noktanın $e(1)$ enerjisinin, fotoelektrik soğurum enerjisinin eşik değerinden büyük olmasıdır. Bu $n=1$ numaralı başlangıç noktasının belirlenmesinin ardından buna en yakın olan ikinci bir etkileşme noktası aranarak, gama ışını etkileşme noktalarının sondan başa bir dizisi elde edilmeye çalışılır. Böyle bir nokta bulunduğu anda, bu nokta $n=2$ numaralı etkileşme noktası olarak alınır. Bu aşamada, $e(1)$ enerjili bir fotonun germanyum materyalinde 1. ve 2. noktalar arasındaki $r_{2 \rightarrow 1}$ mesafesini alarak, $n=1$ noktasında fotoelektrik soğuruma uğramasının uygun olup olmadığı incelenir. ρ_{Ge} ve A_{Ge} , sırası ile Ge materyalinin yoğunluğu ve atom kütlesi, τ , fotoelektrik soğurum tesir kesiti olmak üzere, gama ışınlarının dedektördeki menzili, (5.1)'de verildiği gibi hesaplanır.

$$\lambda(e(1)) = \frac{A_{Ge}}{A_{Avagadro} \times \rho_{Ge} \times \tau(e(1))_{foto}} \quad (5.1)$$

Gama ışınlarının dedektörde $r_{2 \rightarrow 1}$ veya daha büyük mesafeyi, etkileşme yapmadan kat etme olasılıkları,

$$P(r_{2 \rightarrow 1}) = \exp\left[-\frac{r_{2 \rightarrow 1}}{\lambda(e(1))}\right] \quad (5.2)$$

şeklinde hesaplanabilir. Eğer hesaplanan bu olasılık, $e(1)$ enerjili gama ışınının fotoelektrik soğuruma uğrama olasılığından küçük ise, seçilmiş olan $n=2$ noktası diziden çıkarılır. Bu durumda, $n=1$ noktasına yakın yeni bir $n=2$ numaralı etkileşme noktası ele alınarak benzer testler bu nokta için uygulanır. Testi geçerek diziyeye kabul edilen bir $n=2$ noktasından sonra bu aşama için toplam istatistik,

$$F_{toplam,1} = P(r_{2 \rightarrow 1}) \quad (5.3)$$

olarak elde edilir. Eğer başlangıç noktasına yakın hiçbir nokta n=2 numaralı etkileşme noktası olarak kabul edilemiyorsa, n=1 numaralı başlangıç noktası, tek elemanlı bir küme oluşturacak şekilde kümelenir.

Sondan ikinci etkileşme noktasının da belirlenmesinin ardından, bu noktadan da bir önceki noktanın aranmasına geçilir. n=2 noktasından saçılmaya uğramadan önce gama ışınının enerjisi $E_{\text{toplam}} = e(1) + e(2)$ ve bu noktadan saçılan gama ışınının enerjisi ise $E_{\text{saçılma}} = e(1)$ şeklinde verilir. Bu bilgilerden yararlanılarak, yeni aranacak olan n=3 numaralı etkileşme noktasının hangi yönde olduğu, (5.4) ile verilen Compton saçılma formülü kullanılarak aranmalıdır.

$$\cos(\theta_e) = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_{\text{saçılma}}} - \frac{1}{E_{\text{toplam}}} \right) \quad (5.4)$$

Eğer varsa, n=3 numaralı etkileşme noktasının hangi yönde olduğu yukarıdaki bağıntı ile belirlendikten sonra, bu yönde olan ve n=2 noktasına kabul edilebilir uzaklıkta olan noktaların bir seti elde edilir. Etkileşme noktalarının koordinatları kullanılarak, (5.5)'de verildiği gibi Kosinüs teoremini kullanarak, olası her bir 3. etkileşme noktası için bir $\cos(\theta_p)$ saçılma açısı hesaplanır. Bu açı ile daha önceden elde edilen $\cos(\theta_e)$ açıları karşılaştırılarak, her bir karşılaştırma için bir iyilik puanı (figure-of-merit "FM") hesaplanır (5.6).

$$\cos(\theta_p) = \frac{\vec{r}_{3 \rightarrow 2} \cdot \vec{r}_{2 \rightarrow 1}}{\|\vec{r}_{3 \rightarrow 2}\| \cdot \|\vec{r}_{2 \rightarrow 1}\|} \quad (5.5)$$

$$F_{\text{cos}} = \exp\left(-\frac{|\cos(\theta_e) - \cos(\theta_p)|}{\sigma_e}\right) \quad (5.6)$$

Burada σ_e standart sapması, dedektörün sonlu çözme gücünden dolayı etkileşme noktalarının konumlarındaki belirsizlikten kaynaklı, $\cos(\theta_p)$ terimindeki sapmadır.

Elde edilen bu FM değeri (F_{cos}), E_{toplam} enerjili gama ışınının, n=3 noktası ile n=2 noktası arasındaki mesafeyi alma olasılığı $P(r_{3 \rightarrow 2})$ ile ve n=2 numaralı etkileşme

noktasında Compton saçılmasına uğrama olasılığı ile çarpılır. Çarpım sonucu elde edilen değer, en küçük Compton saçılma olasılığı değerinden büyük ise, bu n=3 numaralı etkileşme noktası kabul edilir ve bu aşama için toplam FM,

$$F_{\text{toplam},2} = F_{\text{cos}} \times P(r_{3 \rightarrow 2}) \times P(E_{\text{toplam}})_{\text{Comp}} \quad (5.7)$$

ifadesindeki gibi olur. Etkileşme noktalarının geriye doğru aranması adımlarında, kaynak noktasına ulaşılan kadar, benzer işlemlere devam eder. Bir izde müsaade edilen en fazla etkileşme nokta sayısı 6 olarak belirlenmiştir. Bu kısıtlamanın nedeni, daha fazla sayıda noktalı izlerin oluşma olasılığının düşük olmasından ve iz sürme performansını düşürüyor olmasından dolayıdır. İz üzerindeki tüm noktalar belirlenerek hedef noktasına ulaşıldığında, iz sürme işlemi sonlandırılır ve toplam FM değeri,

$$F_{\text{toplam}} = (\prod_n F_{\text{toplam},n})^{1/n} \quad (5.8)$$

olacak şekilde elde edilir. Eğer elde edilen toplam FM değeri, iz sürme işlemine başlamadan önce belirlenen bir eşik değerinden büyük ise, gama ışınının enerjisi $E_{\text{toplam}} = (\sum_{i=1}^n E_i)$ olacak şekilde iz kabul edilir. Ardından, kabul edilen izdeki etkileşme noktaları listeden çıkarılarak, elde kalan noktalar arasından yeni bir n=1 numaralı fotoelektrik soğurum etkileşme noktası bulunarak yeni izlerin aranmasına devam edilir.

Yeni bir iz belirlemek için, aranan hiçbir nokta fotoelektrik soğurum başlangıç noktası olarak bulunamazsa, geri yönde iz sürme algoritması sonlandırılır. Algoritmanın sonlandırılmasının ardından, herhangi bir kümeye dahil edilemeyip açıkta kalan noktaların, ileriki bölümlerde anlatılacak olan tekli etkileşmeye ait noktalar olup olmadıklarının belirlenmesine çalışılır.

5.2 İleri Yönde İz Sürme Algoritması

Gama ışınlarının dedektördeki etkileşme noktalarının izlerini sürmek amacıyla geliştirilen bu teknik, iki ana basamaktan oluşur. Bu basamaklardan ilki kümelemedir ki, birbirleri ile ilişkili olduğu düşünülen etkileşme noktaları bir araya getirilir. İkincisi ise, oluşturulan kümelerin analizlerinin yapıldığı basamaktır.

5.2.1 Kümeleme

Etkileşme noktalarının birbirlerine göre belirli bir açısal mesafeye göre kümelenmesinin yapılmasına geçilmeden önce, her bir noktanın (θ, ϕ) açısal koordinatları ve bu noktalar arası mesafeler belirlenir. Bu ön verilerin belirlenmesinin ardından, koordinatları (θ_0, ϕ_0) olan bir i . etkileşme noktası ele alınır. Ardından, bu noktanın, önceden belirlenmiş olan bir α açısal ayrımı komşuluğu içindeki $(\theta_0 \pm \alpha, \phi_0 \pm \alpha)$ başka bir j . etkileşme noktası, (5.9)'da verilen şart sağlandığı sürece i . nokta ile aynı kümeye dahil edilir.

$$\left| \cos^{-1}(\sin\theta_j \sin\theta_i \cos(\phi_j - \phi_i) + \cos\theta_i \cos\theta_j) \right| \leq \alpha \quad (5.9)$$

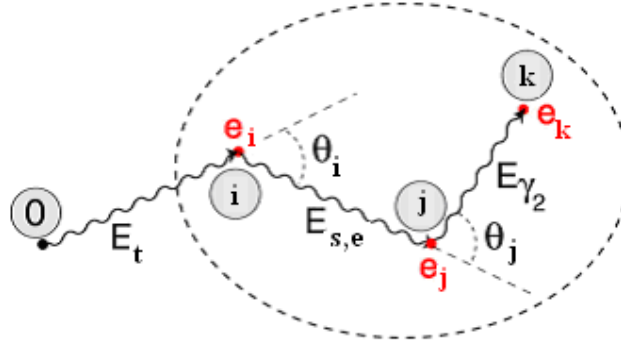
Bu süreç, tüm potansiyel küme elemanları için tekrarlanarak, etkileşme noktalarının kümeleri elde edilir. Eğer herhangi bir i . etkileşme noktasının diğer tüm noktalarla arasındaki açısal ayrım α 'dan büyükse, bu nokta bir elemanlı küme (tekli etkileşme noktası) olarak işaretlenir. Önceden belirlenmiş olan bir α değeri için, birden büyük elemanlı hiç küme elde edilemiyorsa, α 'nın farklı değerleri için kümeleme işlemi tekrarlanarak, en iyi α değerinin belirlenmesine çalışılır. Fakat α değeri büyüdükçe, birbiri ile ilişkisi olmayan etkileşme noktalarının yanlışlıkla aynı kümeye dahil edilme olasılığı artacağı ve iz sürme işlemi sonunda oluşturulan küme sayısının da azalacağı göz ardı edilmemelidir.

5.2.2 Kümelerin analizi

Kümeleme işleminin tamamlanmasının ardından, hangi kümelerin iyi ve kabul edilebilir olduğu, hangilerinin kötü ve red edilecek olduğunun test edileceği analiz aşamasına geçilir. Kümelerin değerlendirilmeleri, geri yönde iz sürme tekniğine benzer olarak Compton saçılmasının enerji ile açı arasındaki ilişkisi kullanılarak yapılır. Bu tekniktekinin tek farklılığı, başlangıç noktası olarak, dedektördeki son etkileşme noktası olan fotoelektrik soğurum noktasının değil, gama ışınlarının yayılma noktasının ele alınmasıdır. E_t enerjisi ile dedektöre gelen gama ışınının enerjisi, i noktasına $e(i)$ enerjisini depolayarak bu noktadan saçılmasının ardından, $E_{s,e} = E_t - e(i)$ olur. Bu saçılma enerjisi, ayrıca, Compton saçılma formülü yardımıyla da hesaplanabilir (5.10).

$$E_{s,p} = \frac{E_t}{1 + E_t/m_e c^2 (1 - \cos\theta_i)} \quad (5.10)$$

Burada $\cos\theta_i$, kaynağın koordinatları ile i . ve j . etkileşme noktalarının koordinatları yardımıyla elde edilebilir (Şekil 5.3).



Şekil 5.3 Kaynak noktasından (0), E_t enerjisi ile yayılan gama ışınının saçılma açıları ve etkileşme noktalarına depoladıkları enerjiler

Farklı iki yol ile hesaplanan saçılma enerjileri arasındaki uyumun incelenmesi için, FM değeri hesaplanır. σ_e , etkileşme noktalarının koordinatlarındaki belirsizlikten dolayı saçılma enerjisinde meydana gelen belirsizlik olmak üzere, FM değeri (5.11)'deki şekilde hesaplanabilir.

$$F_E = \exp\left(-2 \frac{(E_{s,p} - E_{s,e})^2}{\sigma_e^2}\right) \quad (5.11)$$

Eğer küme, iki etkileşme noktası içeriyorsa istatistik,

$$F_{0 \rightarrow i \rightarrow j} = P(r_{0 \rightarrow i}) \times P(E_t)_{\text{Comp}} \times P(r_{i \rightarrow j}) \times P(E_{s,e})_{\text{foto}} \times F_E \quad (5.12)$$

şeklinde olur. Bu ifadedeki çarpım halindeki terimler sırasıyla, E_t toplam enerjisiyle dedektöre giren gama ışınının 0 (sıfır) numaralı kaynak noktası ile i. etkileşme noktası arasındaki mesafeyi alma olasılığı, ardından Compton saçılmasına uğrama olasılığı, saçılmadan sonra j. etkileşme noktasına gitme olasılığı ve burada fotoelektrik soğuruma uğrama olasılığıdır. Kümenin ikiden fazla etkileşme noktası içermesi durumunda, j. etkileşme noktasında fotoelektrik soğurum yerine Compton saçılması meydana geleceğinden dolayı, (5.12)'deki $P(E_{s,e})_{\text{foto}}$ teriminin yerini $P(E_{s,e})_{\text{Comp}}$ terimi alır.

Eğer küme ikiden fazla nokta içeriyorsa, şekil 5.3'deki k. etkileşme noktası, 3. etkileşme noktası olarak kabul edilerek, benzer işlemler uygulanır. Bu durumda, ikinci etkileşme noktası olan j noktasından sonra saçılma enerjisi $E_{s,e} = E_t - e(i) - e(j)$ şeklinde olacaktır. Bu yolla hesaplanan saçılma enerjisinin, i, j ve k etkileşme noktalarının koordinatlarından elde edilen $E_{s,p}$ enerjisi ile karşılaştırılması için FM değeri, (5.13)'de verildiği gibi hesaplanır.

$$F_E = \exp\left(-\frac{(E_{s,p} - E_{s,e})^2}{\sigma_e^2}\right) \quad (5.13)$$

Küme, üç etkileşme noktası içeriyorsa toplam istatistik,

$$F_{0 \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k} = F_{0 \rightarrow i \rightarrow j} \times P(r_{j \rightarrow k}) \times P(E_{s,e})_{\text{foto}} \times F_E \quad (5.14)$$

şeklinde olur. K noktası bu küme için fotoelektrik soğurum noktası değil ise, küme üçten fazla elamanlıdır ve (5.14)'deki $P(E_{s,e})_{\text{foto}}$ teriminin yerini $P(E_{s,e})_{\text{Comp}}$ alır.

Benzer işlemlere kümede incelenecek hiç etkileşme noktası kalmayınca kadar devam edilir. Kümedeki noktaların diziliminin birden fazla farklı şekli olabilir. Bu durumda tüm bu mümkün kombinasyonların analizi yapılarak, en iyi dizilim seçilir. Bu dizilim, analizi yapılan küme için toplam FM değerini en büyük yapar ve n elemanlı bir küme için aşağıdaki şekilde verilir (5.15).

$$F_{\text{toplam}} = (F_{0 \rightarrow i \rightarrow \dots \rightarrow n})^{1/(2n-1)} \quad (5.15)$$

Dedektördeki tüm etkileşme noktalarının kümelenmesinin ardından, elde edilen kümeler azalan FM değerlerine göre sıraya dizilir. İstatistiği, önceden belirlenen bir eşik değerden küçük olan kümeler ve fotoelektrik soğuruma uymayan tek etkileşme noktalı kümeler elenir.

Bu tezdeki çalışmalarda, ileri yönde iz sürme tekniğine dayalı olarak, C programlama dilinde yazılan Mars Gamma Tracking “Mgt” programı kullanılacaktır (Bazzacco 2004).

5.3 Tekli Etkileşme Noktaları

Tek etkileşme noktası içeren kümelerin varlığı, tüm iz sürme algoritmalarında ortaktır. Böyle kümelerin oluşmasındaki nedenler, düşük enerjili ve daha yüksek enerjili gamalar için ayrı ayrı iki grupta incelenebilir.

Eğer dedektöre gelen gama ışınının enerjisi, fotoelektrik soğurumun baskın olduğu enerji aralığında ise, dedektördeki ilk etkileşme noktasında soğurulur ve tek elemanlı küme meydana gelir. Daha yüksek enerjili durumlarda ise, dedektöre gelen gama ışını dedektördeki ilk etkileşme noktasından sonra dışarı kaçabilir ya da ilk etkileşme noktasından çok uzağa saçılabilir. Bunların sonucu olarak, ilk etkileşme noktasının bulunduğu kümeye, başka herhangi bir diğer etkileşme noktasının dahil edilemeyeceği durumlar oluşabilir, ki bu durum tek elemanlı kümelerin oluşmasına neden olur. Tek etkileşme noktalı kümelerin oluşmasının bir diğer nedeni ise, gama ışınının, dedektörün

konum çözüme gücünün yetersiz kalacağı, birbirine çok yakın noktalara saçılmasıdır. Bu durumda, pek çok saçılma noktası tek bir etkileşme noktası olarak algılanabilir.

Tek etkileşme noktalı kümelerin göz ardı edilmesi, iz sürme algoritmalarının performanslarının kötüleşmesine neden olur. Özellikle fotoelektrik soğurum olayının daha baskın olduğu düşük enerjili olaylarda, tek etkileşme noktalarının iz sürme algoritmalarında göz ardı edilmemesi gerekmektedir.

5.4 Çift Oluşum İz Sürme

Elektron-pozitron çiftinin ortaya çıkabileceği en düşük enerji olan 1,022 MeV enerji eşliğinden daha yüksek enerjilerde, gama ışınının dedektör materyaliyle çift oluşum yoluyla etkileşme olasılığının artacağından önceki bölümlerde bahsedilmiştir. 10 MeV ve daha yüksek enerjili gama ışınları için bu olasılık, tüm etkileşme tipleri içinde % 60'tır ve bu enerjilerde bu mekanizmanın yüksek verim ile belirlenmesine ihtiyaç artar.

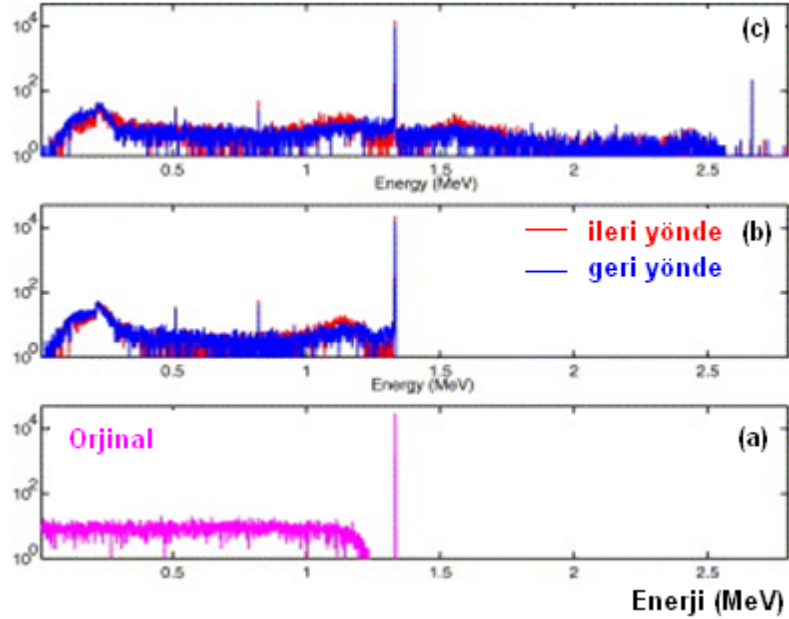
Gama ışınının dedektördeki her bir Compton saçılmasının ardından enerjisi azalır ve dolayısıyla her bir saçılma ardından gama ışınının çift oluşum etkileşmesi yapma olasılığı da bir kat daha azalır. Bu nedenle yüksek enerjili gama ışınlarının ilk etkileşme noktası, genellikle çift oluşum etkileşme noktası olarak kabul edilir. Çift oluşum etkileşmesinin ardından ortaya çıkan pozitron, kısa mesafe yol aldıktan sonra bozunur. Bu bozunma sonrasında, yüksek enerjili ilk etkileşme noktası civarında, dedektör materyali içinde iki tane 511 keV enerjili gama ışını ortaya çıkar. Bu açıdan çift oluşum noktalarının resmi, düşük enerjili etkileşme noktalarıyla kuşatılmış tek bir yüksek enerjili etkileşme noktası olarak çizilebilir.

Çift oluşum iz sürme algoritmasında ilk adım, yüksek enerjili etkileşme noktalarını çift oluşum noktası olarak kabul etmek ve bu noktaya yakın iki tane 511 keV toplam enerjili küme aramaktır. Eğer bu iki 511 keV enerjili küme başarılı bir şekilde bulunursa, tüm küme noktaları ve yüksek enerjili etkileşme noktası, bir çift oluşum olayı olarak işaretlenir.

Çift oluşum iz sürme algoritması, iki tane 511 keV enerjili kümenin belirlenmesi fikrinin göz ardı edilmesi ile geliştirilebilir. Özellikle dedektör sınırlarına yakın bölgelerde meydana gelen çift oluşum olaylarında, bu 511 keV'lik gama ışınlarından bir veya ikisinin birden dedektörden dışarı kaçması mümkündür. Bu ise, yüksek enerjili nokta civarında bir veya hiç 511 keV' lik küme olmaması demektir.

5.5 Algoritmaların Karşılaştırılması

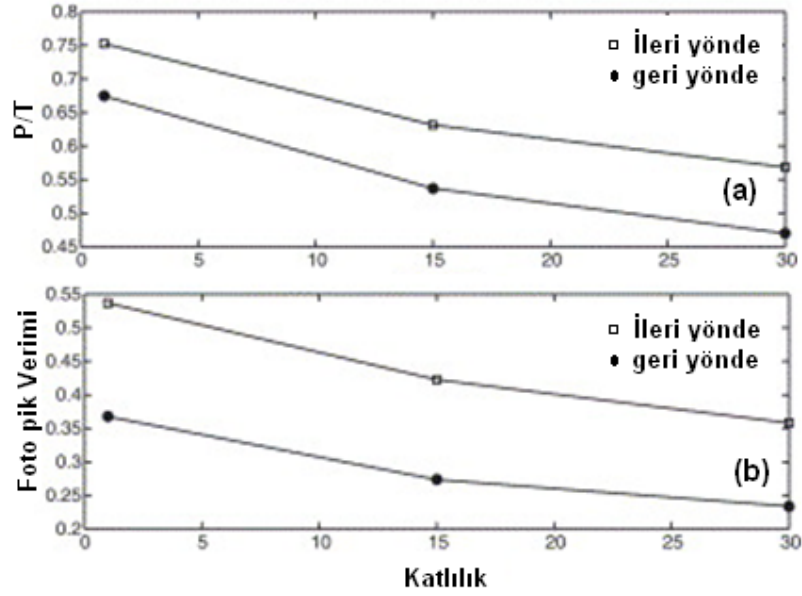
1,332 MeV enerjili gama ışınlarının simülasyonları, katlılık değerleri 1 ve 30 için ayrı ayrı yapılmıştır. Şekil 5.4'de, simülasyonlardan elde edilen ve farklı iki iz sürme işlemi ile iyileştirilen histogramlar gösterilmiştir. İz sürme işlemi sonrasında elde edilen histogramlar, genel yapı itibariyle birbirlerine benzerdir. $M_\gamma=30$ durumunda 1,332 MeV enerji değerinin üstünde sayımlar görülmesinin nedeni, aynı anda yayılan gama ışınlarının üst üste gelerek, enerjilerinin toplamının dedektörde kaydedilmesidir.



Şekil 5.4.a Enerjisi 1,332 MeV olan gama ışınlarının dedektöre gönderilmesi şeklinde simülasyonun yapılmasıyla elde edilen histogram

İleri yönde iz sürme işleminin uygulanması ile (kırmızı) ve geri yönde iz sürme işleminin uygulanması ile (mavi) elde edilen iyileştirilmiş histogramlar, katlılık değeri b. 1 için, c. 30 için gösterilmiştir

1,15 ve 30 katlılık değerleri için, farklı iki iz sürme algoritma tekniklerinin uygulanmasından sonra elde edilen foto pik verimi ve P/T oranlarının değişimleri, şekil 5.5'de verilen grafiklerde görülmektedir. Açıkça görüldüğü gibi, ileri yönde iz sürme tekniği uygulandıktan sonra elde edilen foto pik verimi, geri yöndekine göre daha yüksektir. Ayrıca, P/T oranının, ileri yönde iz sürme tekniğinde yaklaşık % 20 daha iyi olduğu görülmektedir. Bunların yanı sıra, geri yönde iz sürme algoritması, özellikle yüksek katlılıklı olaylarda, ileri yöndekini kaçırdığı fotoelektrik soğurum olaylarını daha başarılı bir şekilde yeniden yapılandırır. Sonuç olarak, her iki algoritmanın birlikte kullanılması, özellikle yüksek katlılıklı olaylarda toplam verimi daha da arttıracaktır.



Şekil 5.5 İleri ve geri yönde iz sürme algoritmalarının uygulanmasıyla elde edilen foto pik verimi ve P/T oranlarının, katlılık ile değişimleri (Gerl vd. 2001)

6. AGATA DEDEKTÖRLERİ ve NÖTRONLAR ile GAMA IŞINLARININ AYRIŞTIRILMASI

Bileşik çekirdek reaksiyonlarının gerçekleşmesinin ardından uyarılmış haldeki bileşik çekirdek önce nötron, proton ve alfa gibi hafif parçacıklar, ardından gama ışınları yayınlar. Bu parçacıklardan yüklü olanlar, parçacık dedektörleri ile ölçülebilirken, nötronlar yüksüz olduklarından dolayı madde içinde etkileşmeye girmeden uzun yollar alabilirler.

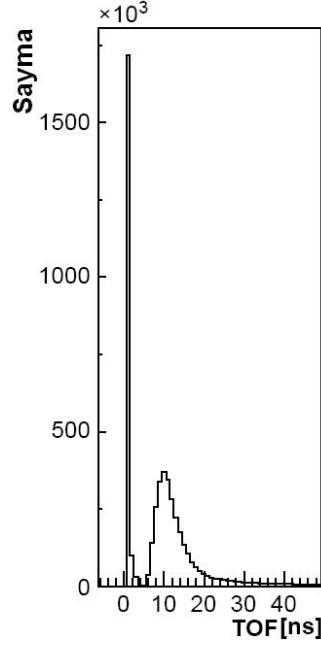
AGATA dedektörlerinin merkezindeki hedeften yayınlanan nötronlar, dedektör küresi içine yerleştirilen yüklü parçacık dedektörlerini aşarak, AGATA dedektörlerine ulaşabilirler. Bu durum, AGATA dedektörlerinden elde edilen gama ışın histogramlarında, nötronlardan kaynaklı pikler, tümsekler ve bir arka fon oluşmasına neden olur. Amaç, bu tür nötron katkılarından arındırılarak, mümkün olduğunca temiz gama ışın histogramları elde etmektir.

AGATA spektrometresinin kullanımı ile zayıf reaksiyon kanalları ve gama geçişleri daha önceden bilinmeyen egzotik atom çekirdekleri incelenecektir. Bu çalışmaların bir kısmı, nötron zengini RIB'lerin kullanılmasıyla, yani nötron akısının yüksek olduğu ortamlarda (Almanya'daki GSI ve Fransa'daki GANIL laboratuvarları) gerçekleşecek ve etkili bir nötron gama ayrışımı gerektirecektir. AGATA dedektörleri için bu ayrışım, uçuş süresi (TOF), sinyal şekil analizi (PSA) ve iz sürme tekniklerine dayalı olarak üç ayrı yöntem ile gerçekleştirilebilir.

6.1 Uçuş Süresi (Time-of-flight “TOF”) Tekniği

AGATA dedektörlerinin merkezindeki hedeften yayınlanan nötronlar ve gama ışınlarının dedektörlere ulaşma süreleri “TOF” (Hakansson 1999), hızlarının farklı olmasından dolayı birbirlerinden farklıdır. Dedektörlere 23,5 cm uzaklıktaki hedeften yayınlanan gama ışınları için TOF değeri, etkileşme dedektörün ön kısmında gerçekleşiyorsa 0,8 ns, arka kısmında gerçekleşiyorsa 1,1 ns'dir. Nötronlar için TOF değeri, enerjilerine bağlı olarak değişiklik gösterir. Örneğin 1 MeV enerjili nötronlar

için, 17 ns (ön kısım) ve 23 ns (arka kısım) değerleri arasındadır. Bunun sonucunda gama ışınlarının TOF histogramları, düşük süre değerlerinde dar bir pik şeklinde iken, nötronlarınki ise enerjilerine bağlı olarak, geniş bir dağılıma sahiptir (Şekil 6.1).



Şekil 6.1 Tipik bir HIFE reaksiyonu sonucu ortaya çıkan gama ışın ve nötronlar için GEANT4/AGATA simülasyonu sonucu elde edilen TOF dağılımları (Ljungvall ve Nyberg 2005)

Gama ışınları için TOF değeri yaklaşık 1 ns civarında keskin bir pik iken, nötronlar için TOF, enerjilerine bağlı geniş bir dağılım gösterir

Bu tekniğe dayalı olarak ayrışımı gerçekleştirebilmek için, dedektörlerin zaman çözünürlüklerinin, gama ışınları ve nötronlara ait TOF piklerini birbirinden ayırabilecek derecede iyi olması ($FWHM \leq 5ns.$) ve hedef ile AGATA dedektörleri arasındaki mesafenin yeterince büyük olması gerekmektedir.

6.2 Sinyal Şekil Analizi (Pulse Shape Analysis “PSA”) Tekniği

Birbirlerinden farklı mekanizmalar ile dedektörlerle etkileşen nötronlar ve gama ışınları için dedektör çıkış sinyallerinin farklı olabileceği düşünülmüş ve bu konu araştırılmıştır (Ljungvall 2005). Dedektör içinde elastik ve inelastik saçılma yapan nötronlar, Ge çekirdeklerinin geri tepmesine ve yoğun bir iyonlaşmaya neden olurlar. Yoğun

iyonizasyon bölgelerinde, bazı elektron ve deşiklerin, sürüklenmeden önce tekrar birleşmeleri ve homojen olmayan bir elektrik alan ortaya çıkarmaları mümkündür. Bu durumun, sinyal çıkış sürelerini (rise-time) etkilemesi beklenir. Yoğun iyonlaşma, gama ışınlarının dedektör ile etkileşmeleri sürecinde görülmediğinden, gama ışın sinyallerinin çıkış sürelerinin nötronlarınkinden farklı olması mümkündür. Bu konu, düzlem ve koaksiyal Ge dedektörlerinde incelenmiş, ancak bir ayırım olmadığı görülmüştür (Ljungvall 2005). Sinyal analizlerinin dedektör bölümleri için ayrı ayrı yapılacağı AGATA dedektörleri ile bu tür bir çalışma çok hassas olarak yapılabilir. AGATA dedektörleri için bu tekniğe dayalı ayırışımın testleri, ileride bahsedilecek olan “AGATA demonstrator test with a ^{252}Cf source” deneyinden alınan veriler ile yapılmaktadır.

6.3 İz Sürme (Tracking) Tekniği

İz sürme tekniği bize dedektör içindeki etkileşme noktalarının konum ve enerjilerini inceleme imkanı vermektedir. Bu teknik dahilinde, gama ışın ve nötron etkileşmelerinin farklılıkları göz önünde bulundurularak, belli kıstaslar belirlenebilir ve bu kıstaslar yardımı ile nötron gama ayırışımı incelenebilir. Bu tez çalışmasında, iz sürme tekniğine dayalı ayırışımı başarmak için, 3 farklı sınıfta kıstaslar belirlenmiş (Ataç vd. 2009) ve detaylı bir şekilde 8. bölümde anlatılmıştır. Bu tekniğe dayalı ayırışım çalışmaları, bilgisayar ortamında simülasyonlar şeklinde başlamıştır. Bir sonraki bölümde, bu simülasyon programından ve programın temelini oluşturan Monte Carlo Tekniği’nden bahsedilecektir (Metropolis ve Ulam 1949).

7. MONTE CARLO TEKNİĞİ ve SİMÜLASYONLARI

Bilimsel uygulamalarda problemler, kesin (deterministik) ve tahmini (stokastik) olarak iki kısımda incelenebilir. Yerçekimi kanunu gibi kesin sistemler, kuralları kanun hükmünde olan ve matematiksel yasalarla tanımlanabilen sistemlerdir. Bunun yanında, havaya atılan madeni bir paranın yazı veya tura gelebilmesi örneğindeki tahmini sistemlerin kuralları, rasgele veya rastlantısal olan istatistiksel yöntemlerle belirlenir. Burada rastlantıdan kasıt, başlangıç koşulları kesin olarak belirlenemediği için, sonuca dair çözümün tahmin edilmesidir.

Monte Carlo Yöntemi, rasgele sayılar üretmek ve bu rasgele sayıları kullanarak tahmini (bazen de kesin) sistemleri modelleyen algoritmalarıdır. Bu yöntemi kullanarak, bir sistemin bilgisayar ortamında canlandırılmasına ise “Monte Carlo Simülasyonu” adı verilir. Yöntemin ismi, Monako'nun kumarhaneleriyle ünlü şehri olan Monte Carlo'dan gelmektedir.

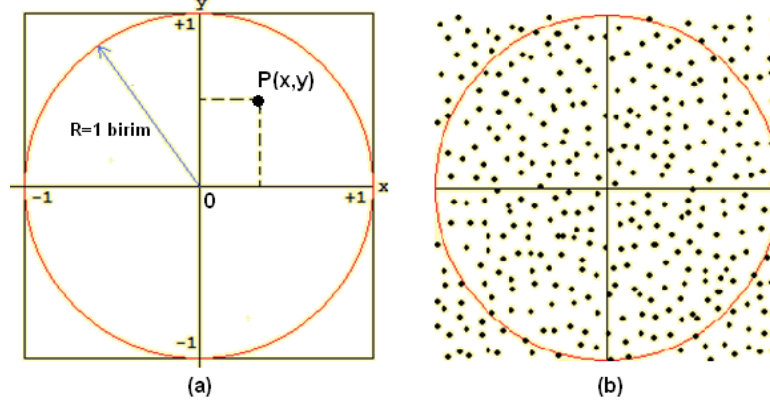
Yöntem, 1940'lerde Los Alamos Laboratuvarlarında, radyasyon kalkanı geliştirme amacıyla, nötronların çeşitli materyallerde aldıkları yolların hesaplanması üzerinde çalışan bilim insanları tarafından ortaya atılmıştır. Bu bilim insanları, üzerinde çalıştıkları bu fiziksel problemin analitik yöntemlerle çözülmesinin çok zor olduğunu anlamışlar ve çözüme nümerik yolla ulaşılabileceğini fark ederek, bu yöntemi geliştirilmeye başlamışlardır.

Monte Carlo yöntemi, nükleer fizik, atom ve molekül fiziği, yüksek enerji fiziği, matematik, biyoloji, istatistik, mühendislik ve ekonomi gibi pek çok bilimsel alanda uygulamalara sahiptir.

Monte Carlo Yöntemi ile π Sayısının Hesaplanması:

Şekil 7.1.a'da gösterildiği gibi, kenar uzunluğu 2 birim olan bir karenin içine teğet olarak yerleştirilmiş 0 merkezli bir birim çember ele alınsın. Karenin içinde, koordinatları (x, y) olan rasgele bir P noktası seçildiğinde, bu noktanın koordinatları $x^2 + y^2 \leq 1$ şeklinde ise, P noktası çemberin içinde, aksi halde çemberin dışında

olacaktır. Bu durumda, P noktasının çemberin içinde kalma olasılığı, çemberin alanının karenin alanına oranı hesaplanarak $\pi/4$ olarak elde edilir.



Şekil 7.1.a π sayısının Monte Carlo yöntemi ile hesaplanması için geliştirilen örnek (<http://www1.gantep.edu.tr/~bingul/c/index.php?ders=24>)

b. Şeklin, rasgele 200 nokta ile doldurulması sonucu π sayısı yaklaşık 2,6 olarak elde edilir. Nokta sayısının artması, gerçek değerden sapmayı azaltacaktır

Üretilen rasgele (x,y) koordinatları, şekil 7.1.b'de gösterildiği gibi bir nokta ile işaretlenmiş olsun. Herhangi bir noktanın çemberin içinde kalma olasılığı, çember içindeki nokta sayısının (η) , tüm kare içindeki nokta sayısına (ν) oranı olacaktır. Hesaplanan bu iki olasılık ifadesinin birbirine eşitlenmesi ile, π sayısı $4\eta/\nu$ olarak elde edilir. Rasgele seçilen bir milyar nokta ile π sayısının bu yöntemle hesaplanmasında yapılan hata yaklaşık $\% 2 \times 10^{-3}$ ' dir.

7.1 Geant4 Monte Carlo Simülasyon Programı

Geant4, 1993 yılında, CERN'deki "European Organization for Nuclear Research" bilim insanlarının çabaları ile ortaya çıkmış olan, madde ile etkileşen parçacıkların simülasyonlarını yapabilen modern bir Monte Carlo simülasyon programıdır (Agostinelli vd. 2004).

Geant ismi, "GEometry ANd Tracking" kelimeleri kullanılarak oluşturulmuştur. Programın ilk tasarımı, LHC (Large Hadron Collider) çarpıştırıcısına ait dedektörlerin

simülasyonları için yapılmış olup, program bugün bu alana ek olarak, yüksek enerji fiziği, nükleer fizik, medikal ve biyoloji bilimleri, astrofizik, hızlandırıcı fiziği gibi pek çok alanda kullanılmaktadır.

Geant4 simülasyon programı, C++ program dilini kullanır. Program, kullanıcıların ihtiyacını karşılayacak tüm fiziksel bilgileri ve formülleri kendi içerisinde, kendine ait kütüphanesinde barındırır ve bunları kullanır. Örneğin, γ etkileşmeleri için önemli olan fotoelektrik soğurum, Compton saçılması ve çift oluşum tesir kesitlerini ve diferansiyel tesir kesitlerini hesaplamak için kullanılan formüller, bu kütüphanede bulunabilir. Çok karmaşık geometriler, kolay ve hızlı bir şekilde Geant4 programı ile oluşturulabilir.

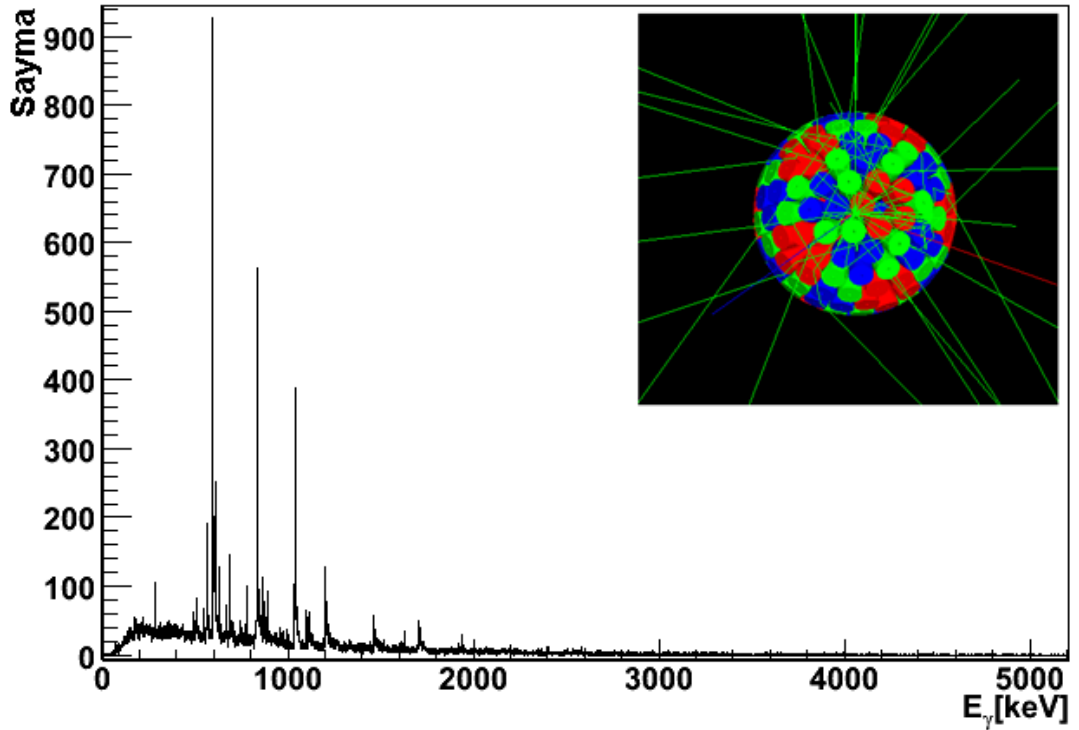
Geant4 programı, dedektör simülasyonu için gerekli olan, dedektör geometrisi, materyali ve verimi, dedektöre gönderilen parçacıkların tipi ve enerjisi, dedektörde gerçekleşen fiziksel süreçler, dedektörde etkileşmeye giren parçacıkların izlerinin sürülmesi, kullanıcı ara yüzleri ve histogramlama gibi tüm C++ sınıflarını içermektedir. Geant4'ün en önemli özelliklerinden bir tanesi de kullanıcı ara yüzlerdir (G4UI). Kullanıcılar ana programlarda değişiklik yapmadan, ara yüzleri (makro dosyaları) kendilerine göre düzenleyerek, simülasyonları istedikleri özelliklerde kolaylıkla yapabilirler.

Geant4'de bir simülasyon yapmak için gerekli olan üç tane zorunlu sınıf bulunmaktadır. Bunlar, dedektörün geometrisi, materyali, hassaslığı gibi dedektör özelliklerinin belirlendiği "G4VUserDetectorConstruction", parçacıkların ve fiziksel süreçlerin belirlendiği "G4VUserPhysicsList" ve parçacık oluşum metodlarının ve parçacık özelliklerinin tanımlandığı "G4VUserPrimaryGenerationAction" sınıflarıdır.

Kullanıcılar programla ilgili herhangi bir sorunla karşılaştıkları zaman, tüm kullanıcılara açık olan internet tabanlı problem bildirme sistemini kullanarak sorunlarına kolaylıkla çözüm bulabilmektedirler. Birçok fizikçi ve yazılım mühendisi tarafından oluşturulan bir işbirliği gurubu sayesinde, program sürekli geliştirilmekte ve yenilenmektedir. Bu işbirliği gurubu ayrıca, programın kurulumu, kullanımı, program

örnekleri gibi konularda, kullanıcılara birçok doküman sağlamaktadır. Geant4 programı için gerekli tüm yazılımlar, sınırsız olarak paylaşımına açıktır.

AGATA dedektörlerinin ve bu dedektörlerin kullanımıyla gerçekleştirilen nükleer reaksiyonların simülasyonları, Geant4 destekli bir program olup, Farnea (2006) tarafından yazılmıştır. Bu dedektörlerin tamamının kullanıldığı örnek bir simülasyonda, dedektör küresinin merkezindeki bir kaynaktan dedektörlere 5 MeV enerjili nötronlar yollanmıştır. Simülasyon sonucu elde edilen gama ışın histogramı ile birlikte simülasyon anından bir kare şekil 7.2’de gösterilmiştir.



Şekil 7.2 AGATA dedektör küresinin merkezindeki kaynaktan dedektörlere yollanan 5 MeV enerjili nötronların, simülasyon sonucu elde edilen gama ışın histogramı ve simülasyon sırasında dedektörlerin görünümü (çizgiler, dedektöre gönderilen parçacıkların izlerini göstermektedir)

AGATA dedektörlerinde nötron etkileşme noktalarının, gama ışını etkileşme noktalarından ayrıştırılması amacıyla yapılan simülasyonlarda, Geant programının 4.9.0

ve 4.9.2 versiyonları kullanılmıştır. Programın bu sürümleri, nötron tesir kesiti bilgileri için, sırasıyla G4NDL3.11 ve G4NDL3.13 kütüphanelerini kullanır.

Simülasyonlarda genellikle, alüminyum kaplanmış 180 adet yüksek saflıkta germanyum materyalinden oluşmuş AGATA dedektörleri kullanılmıştır. Dedektör materyalindeki Ge izotoplarının oranları çizelge 7.1’de verilmiştir. Bunun yanı sıra, nötronların gama ışınlarından ayrıştırılması için başlanan çalışmaların ilk adımlarında, dedektör materyali olarak sadece, izotoplar içinde oranı en yüksek olan ^{74}Ge kullanıldığı durumlar da olmuştur. Tüm simülasyonlarda dedektörler, merkezlerinde radyasyon kaynağı olacak şekilde 4π katı açığı kaplayan bir geometride yerleştirilmişlerdir.

Çizelge 7.1 GEANT4 Simülasyon programlarında kullanılan HPGe AGATA dedektör materyalindeki Ge izotoplarının oranları (Farnea 2006)

Ge İzotop	Dedektör Materyalindeki Yüzdesi (%)
^{70}Ge	21,23
^{72}Ge	27,66
^{73}Ge	7,73
^{74}Ge	35,94
^{76}Ge	7,44

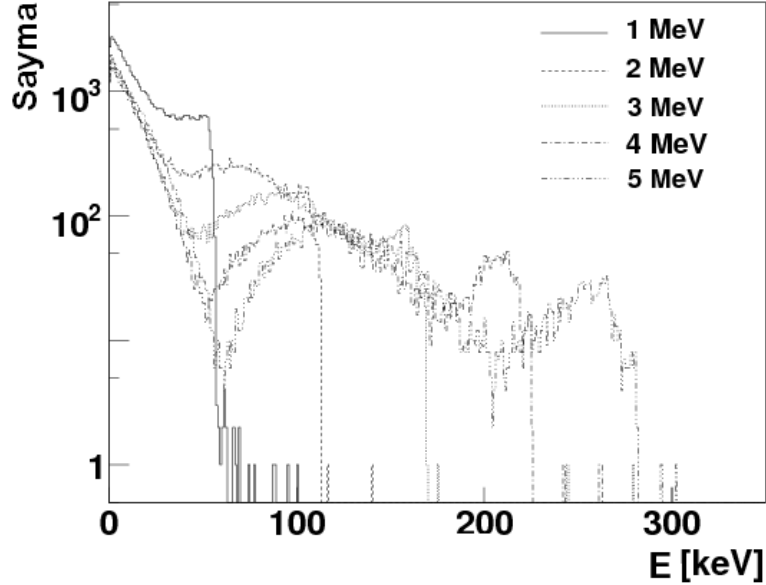
Simülasyon çıktıları, AGATA dedektörlerindeki etkileşme noktalarının üç boyuttaki koordinatların ve bu noktalarda depolanan enerjilerin bilgisini içerir. Bu çıktılar aynı zamanda, ileri yönde iz sürme programı olan Mgt’nin girdileridir. Mgt programı, etkileşme noktalarının gama ışını veya nötron etkileşme noktası olduğu bilgisinden yoksun olarak, bu noktaların izlerini sürer.

7.2 Ge Dedektöründe Geri Tepme Enerji Dağılımları

1 ile 5 MeV enerji aralığındaki nötronların Ge kristali ile etkileşme türlerindeki baskın mekanizmalar, elastik ve inelastik saçılmalarıdır (Bkz. Şekil 3.9). İnelastik saçılmaya

göre, elastik saçılmanın tesir kesiti, 1 MeV nötronlar için 8 kat ve 5 MeV nötronlar için 1,3 kat daha büyüktür. Nötronların madde ile diğer etkileşme türleri ise, tesir kesitlerinin saçılmalara göre oldukça düşük olmasından dolayı, bu enerji aralığında ihmal edilebilir.

Ge çekirdeğinden elastik saçılmaya uğrayan nötronların enerjilerinin bir kısmı, çekirdeğin geri tepmesi nedeniyle dedektörde depolanır. İz sürme sürecinde bu enerji depolama noktaları, tek elemanlı küme olarak belirlenebilir. Bu kümeler, FM değerlerinin iyi olmamasından ve fotoelektrik soğurum noktası olma şartını sağlamadıklarından dolayı elenirler. Şekil 7.3'de nötronların elastik saçılmasından dolayı Ge çekirdeğinin geri tepme enerji dağılımları, farklı nötron enerjileri için gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi, 1 MeV nötronların elastik saçılmaları durumunda bu enerji dağılımı 0 ile 57 keV aralığındadır.



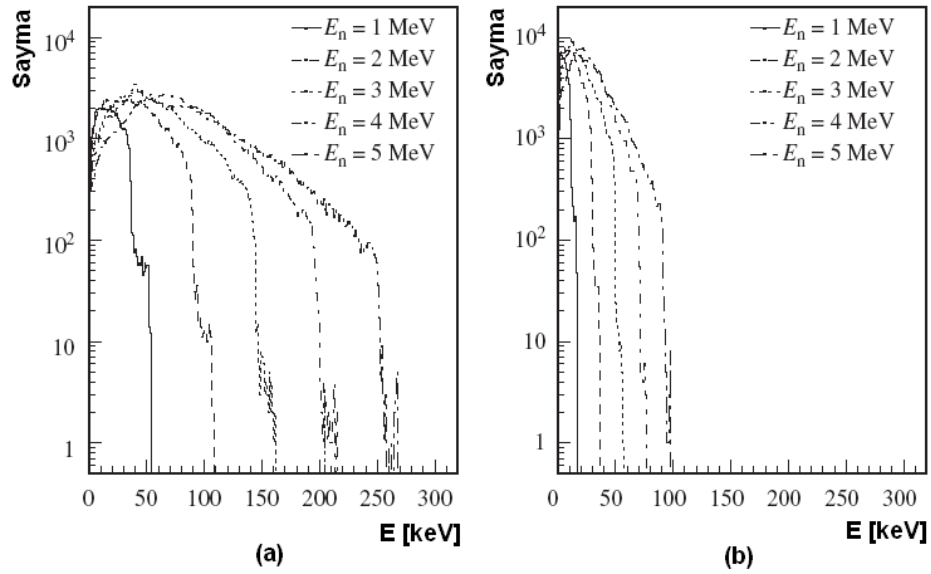
Şekil 7.3 Enerjileri 1,2,3,4 ve 5 MeV olan nötronların Ge çekirdeğinden elastik saçılmaları sonucu, çekirdeğin geri tepme enerji dağılımları

Elastik saçılma noktaları, gelecek bölümde anlatılacak olan gama ışını iz sürme tekniği ile kolaylıkla belirlenerek elenebilir. İnelastik saçılmaya uğrayan nötronlar için durum daha karmaşıktır. İnelastik saçılmadan sonra uyarılmış haldeki Ge çekirdeği temel hale dönerken, dedektör içinde izleri sürülebilecek gama ışınları yayınlar. Bu gama ışınları

hedef noktasından gelmediklerinden dolayı, istenmeyen arka fona neden olurlar. Şekil 7.4.a'da inelastik saçılmaya uğrayan farklı enerjili nötronlar için Ge çekirdeğinin geri tepme enerji dağılımları gösterilmiştir. 1 MeV nötronlar için bu dağılım, germanyumun çift-çift izotopları için 0 ile yaklaşık 35 keV ve ^{73}Ge izotopu için ise 0 ile yaklaşık 53 keV aralığındadır. (7.1) ile verilen sinyal yükseklik kusuru etkisinin, HPGe dedektörleri için uygulanmasıyla, 1 MeV nötronlar için bu dağılım 0 ile 16,7 keV aralığına daraltılmıştır (Şekil 7.4.b).

$$E_i = 0,21 \times E_R^{1,099} \quad (7.1)$$

Burada E_i , Ge' nin iyonlaşma enerjisi ve E_R ise, HPGe kristalinde Ge çekirdeğinin geri tepme enerjisidir. Bu düzeltmenin uygulanması ve 5 keV' lik enerji eşliğinin kabulüyle, 1 MeV enerjili nötronların inelastik saçılmalarından ortaya çıkan enerji depolama noktalarının % 52'si ve 5 MeV nötronların ise % 5'i elenebilmiştir.



Şekil 7.4.a Enerjileri 1,2,3,4 ve 5 MeV olan nötronların Ge çekirdeğinden inelastik saçılmaları sonucu, çekirdeğin geri tepme enerji dağılımları

b. Sinyal yükseklik kusuru etkisinin uygulanmasıyla elde edilen dağılım

8. İZ SÜRME TEKNİĞİ ve NÖTRONLARIN GAMA IŞINLARINDAN AYRIŞTIRILMA SİMÜLASYONLARI

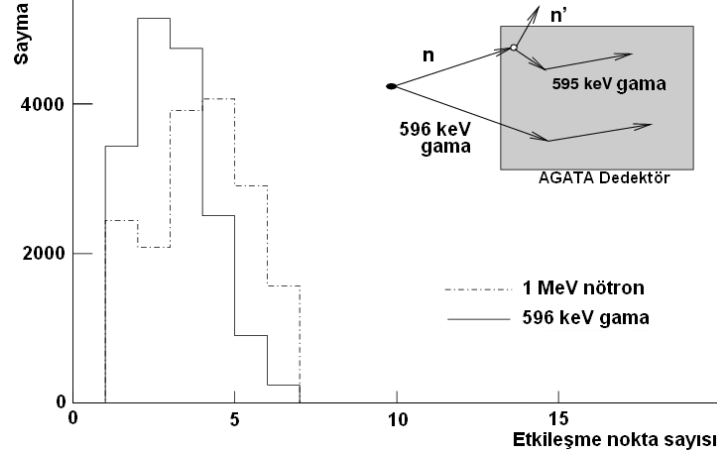
8.1 Ge Dedektöründe Etkileşme Nokta Sayıları

Basitleştirilmiş bir simülasyonda, AGATA dedektör küresine, merkezlerindeki hedeften, 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV enerjili gama ışınları gönderilmiştir. 1 MeV enerjili nötronların, ^{74}Ge çekirdeklerinden inelastik saçılmaya uğramaları sonucu, birinci uyarılmış haline (2_1^+) geçen ^{74}Ge , temel haline (0_1^+) dönmek için materyal içinde 596 keV enerjili gama ışınları açığa çıkarır. Bu simülasyonun yapılma amacı, gama ışınları iz sürme algoritmasının kullanılması ile, kaynağı farklı olan bu iki 596 keV enerjili gama ışınlarının birbirlerinden ayrıştırılma oranının belirlenmesidir. Nötronların, dedektör materyalindeki diğer izotoplardan inelastik saçılmaları sonucu açığa çıkacak olan gama ışınlarını engellemek amacı ile, simülasyonda dedektör materyali olarak HPGe yerine ^{74}Ge seçilmiştir.

Şekil 8.1’de iz sürme algoritmasının uygulanmasının ardından, dedektör materyalindeki etkileşme nokta sayılarının “npt” dağılımları, nötronlar ve gama ışınları için ayrı ayrı gösterilmiştir. 1 MeV enerjili nötronlar için dağılımın ortalama değerinin, 596 keV enerjili gama ışınları için olana göre bir fazla olduğu görülmektedir. Bunun nedeni, ileri yönde iz sürme algoritmasının kümeleme aşamasında, dedektördeki nötron etkileşme noktalarının, gama ışını etkileşme noktalarının kümesine dahil edilmesidir.

1 MeV enerjili nötronların, ^{74}Ge dedektörü ile etkileşmelerinin simülasyonlarının ardından ileri yönde iz sürme algoritmasının uygulanmasıyla elde edilen gama ışın histogramlarındaki 596 keV piki, farklı etkileşme nokta sayıları için şekil 8.2’de gösterilmiştir. Bu pikin yüksek enerjili tarafında beliren tümsek, nötron etkileşme noktalarının kümeye dahil edilmelerinin sonucudur. Nötron etkileşme noktalarının kümeye dahil edilmediği durumlarda, inelastik nötron saçılmasından açığa çıkan gama ışınlarının enerjileri 596 keV’dir. Nötron etkileşme noktalarının da kümeye dahil edilmesi, 596 keV değerine geri tepme enerjisinin eklenmesine neden olur. Böyle

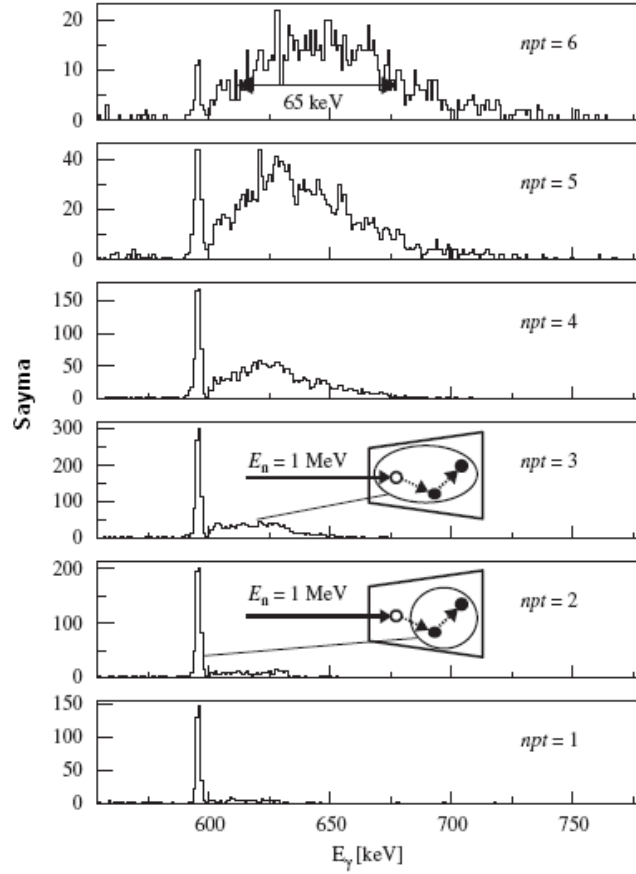
kümeler ise, gama ışın histogramlarında 596 keV'den büyük enerjili bir tümsekte kendilerini gösterirler.



Şekil 8.1 İz sürme algoritmasının uygulanmasının ardından, nötronlar ve gama ışınlarının dedektördeki etkileşme nokta sayılarının dağılımları

1 MeV enerjili nötronların ^{74}Ge kristalinden inelastik saçılmaları sonucu, çekirdeğin geri tepme enerji dağılımı 0 ile 35 keV aralığındadır (Bkz. 3.17). $N_{pt}=6$ için olan histogram incelendiğinde, tümseğin FWHM değerinin 65 keV civarında olduğu görülmektedir. Bu ise, gama ışını etkileşme noktalarından hariç kümede en az iki tane nötron etkileşme noktası olduğu anlamına gelmektedir.

Dedektördeki etkileşme nokta sayısının artması, Mgt iz sürme algoritmasının kümeleme aşamasında, nötron etkileşme noktalarının kümeye dahil edilme olasılığını da arttırmaktadır. Bu ise, şekilden de görülebileceği gibi, pikin yanında beliren tümseğin daha şiddetli olmasına neden olmaktadır.



Şekil 8.2 Enerjileri 1 MeV olan nötronların ^{74}Ge 'den inelastik saçılmaları sonucu elde edilen gama ışın histogramları

2 ve 3 etkileşme noktalı küme örneğinde, nötron etkileşme noktalarının (halka) kümeye dahil edilmesi tümseğe katkı vermekte iken, dahil edilmemesi durumunda küme kendini pikte gösterir

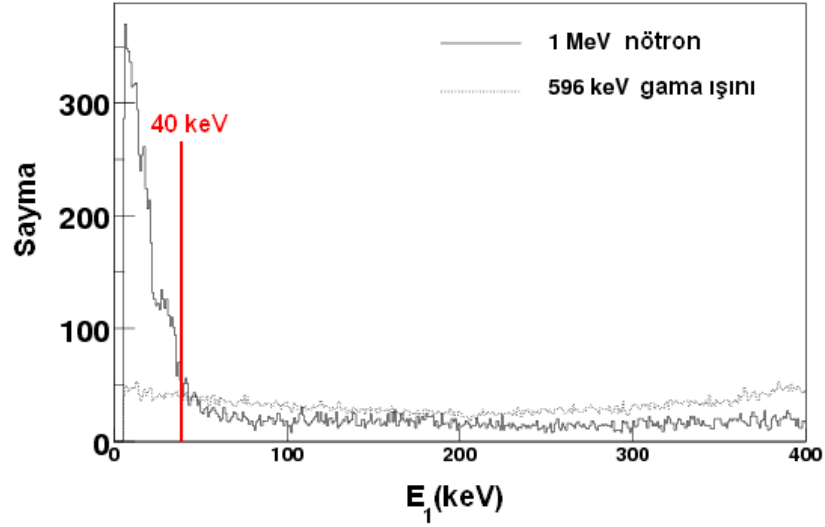
Bu bölümde iz sürme tekniğine dayalı olarak, nötronların gama ışınlarından ayrıştırılmaları amacıyla belirlenen kıstaslardan bahsedilecektir. Bu kıstaslardan ilki, nötronlar ve gama ışınlarının dedektördeki ilk etkileşme noktalarına depoladıkları enerji dağılımlarının farklı olması üzerinedir. İkinci kıstas, nötronlar ve gama ışınlarının dedektörlere gelme doğrultularının farklılığı üzerine konulmuştur. Son kıstas ise, ileri yönde iz sürme işleminde oluşturulan kümelerin FM dağılımlarının, nötronlar ve gama ışınları için farklılığından yararlanılacaktır. Aşağıdaki bölümlerde, 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV enerjili gama ışınları için, ^{74}Ge dedektörlerinde ölçüm simülasyonları yapılmış ve sinyal yükseklik kusuru uygulanmadan kıstaslar belirlenmiştir.

8.2 İlk Etkileşme Noktalarına Depolanan Enerjiler

İnelastik nötron saçılmasından dolayı geri tepen germanyum çekirdeği, dedektörde düşük enerjili etkileşme noktalarının oluşmasına neden olur (Bkz. Bölüm 7.2). Bu etkileşme noktalarının, iz sürme algoritmasında oluşturulan kümelere dahil edilmesi ve kümelerdeki elemanların sıraya dizilmesinin ardından belirlenen ilk küme elemanı (ilk etkileşme noktası), büyük olasılıkla geri tepme etkileşme noktası olacaktır. Bu nedenle, ilk etkileşme noktasına " E_1 " depolanan enerjilerin dağılımları, hedeften yayınlanan nötronlar durumunda, 0 ile en büyük geri tepme nokta enerjisi arasında bir yoğunluk gösterecektir. Şekil 8.1'de görüldüğü gibi, bu yoğunluk yaklaşık 40 keV'ye kadar uzanmaktadır. Dedektördeki ilk etkileşme noktalarına depoladıkları enerjileri bu değere kadar olan 1 MeV enerjili nötronların atılması, nötronların gama ışınlarından ayrışımına katkı sağlar. Böylelikle nötronların yaklaşık % 41'inden kurtulunabilir.

Hedeften yayınlanan gama ışınları için, E_1 enerji dağılımları şekil 8.3'den de görüldüğü gibi, herhangi bir bölgede yoğunlaşma göstermez. Bu nedenle nötronların elenmesi için koyulan kıstas, gama ışınlarında büyük oranlarda kayba neden olmaz. Bu kayıp yaklaşık % 8'dir ve 596 keV enerjili gama ışın pikinin foto pik veriminde çok büyük düşüslere neden olmadığından dolayı kabul edilebilir derecededir.

İlk etkileşme noktasında depolanan enerji histogramları, farklı etkileşme sayılı kümeler için incelenmiş ve çizelge 8.1'de görüldüğü gibi, nötronlar ve gama ışınlarına ait atılma oranları elde edilmiştir. Kümedeki etkileşme nokta sayısının artmasının, kümeye dahil edilebilecek nötron etkileşme nokta sayısının da artmasına neden olur (Bkz. Şekil 8.2). Çizelgeden de görüldüğü gibi, etkileşme nokta sayısı arttıkça atılma yüzdeleri de artmaktadır.



Şekil 8.3 Nötronlar (düz çizgi) ve gama ışınlarının (kesikli çizgi) ^{74}Ge dedektör materyalinde ilk etkileşme noktalarına depoladıkları enerjilerin, iz sürme işleminin uygulanmasından sonra elde edilen dağılımları

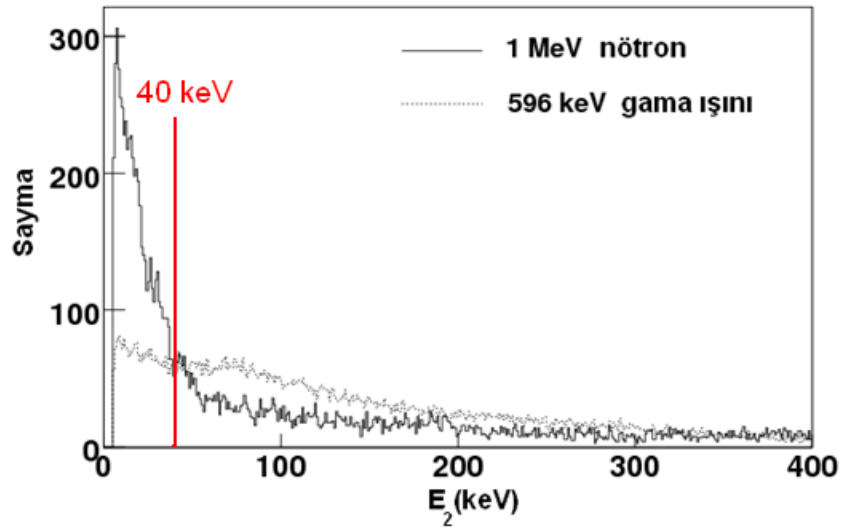
Histogramlar aynı sayım verecek şekilde denkleştirilmişlerdir. 40 keV kıstası ile, nötronlar % 41 oranında temizlenmiştir

Çizelge 8.1 Dedektörde farklı sayıda etkileşmeye sahip nötronlar ve gama ışınları için, ilk etkileşme noktası üzerine belirlenen 40 keV kıstasının uygulanmasıyla sayımlardaki azalmalar

Etkileşme Nokta Sayısı	1 MeV Enerjili Nötronlar			596 keV Enerjili Gama ışınları		
	Atılan Sayımlar	Histogramdaki Toplam Sayımlar	Atılma Yüzdesi (%)	Atılan Sayımlar	Histogramdaki Toplam Sayımlar	Atılma Yüzdesi (%)
1	924	11555	8	74	73695	0
2	1982	9309	21	7329	110733	7
3	7615	17379	44	11341	101599	11
4	9584	18167	53	7322	54506	13
5	7059	12971	54	3055	19579	16
6	3879	7137	54	951	5335	18

İz sürme işleminde oluşturulan küme elemanlarının sıralanması aşamasında, eğer varsa, kümede bulunan geri tepme etkileşme noktası, ilk değil de, ikinci (veya üçüncü, ...) sırada yerini alabilir. Buna ek olarak, kümeleme aşamasında bir kümeye yanlışlıkla birden fazla geri tepme enerji noktası dahil edilebilir. Böyle kümelerde, küme elemanlarının sıralanmasının ardından, ikinci (veya üçüncü, ...) küme elemanı geri tepme etkileşme noktası olabilir. Her iki durumda da, ikinci (veya üçüncü, ...)

etkileşme noktalarının histogramları, 0 ile en büyük geri tepme enerjisi arasında yoğunlaşacaktır (Şekil 8.4). İkinci elemanı 40 keV'ye kadar olan kümelerin atılması, 596 keV pikinin foto pik veriminde, ilk etkileşme noktasındaki göre biraz daha fazla kayba neden olduğundan dolayı, ikinci etkileşme noktası için 40 keV'den biraz daha düşük bir değer belirlenmiştir. Üçüncü ve daha büyük numaralı etkileşme noktaları için benzer analizler yapılmış, fakat bu kümeler üzerinde kıstasların uygulanmasının, hedeften yayınlanan gama ışınlarının foto pik verimlerinde kabul edilemeyecek büyüklükte kayıplara neden olduğu görülmüştür.



Şekil 8.4 Nötronlar (düz çizgi) ve gama ışınlarının (kesikli çizgi) ^{74}Ge dedektör materyalinde ikinci etkileşme noktalarına depoladıkları enerjilerin, iz sürme işleminin uygulanmasından sonra elde edilen dağılımları

Histogramlar aynı sayım verecek şekilde denkleştirilmişlerdir. Kıstasın 40 keV olarak belirlenmesi, 596 keV pikini foto pik veriminde, E_1 'e göre biraz fazla düşüşe neden olur

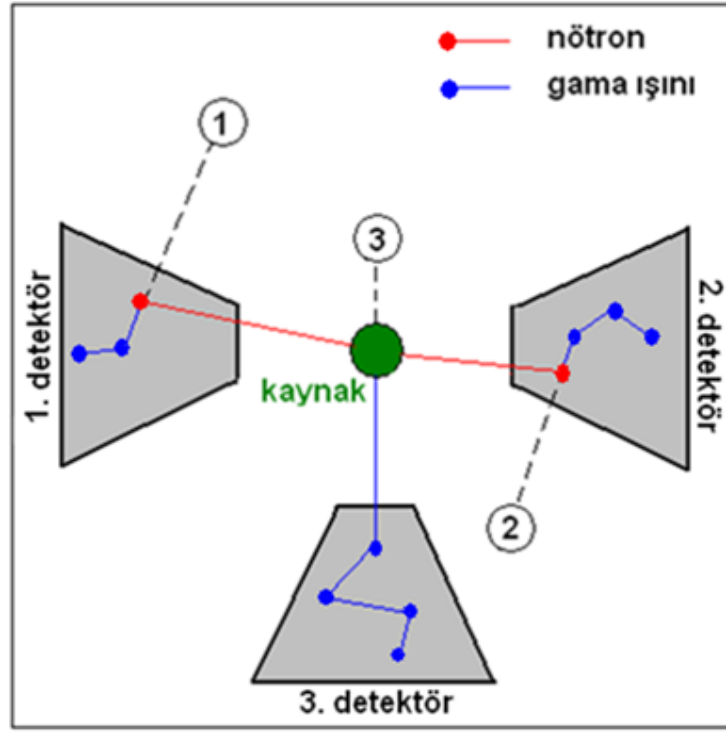
8.3 Gama Işınlarının Dedektöre Gelme Doğrultuları

Gama ışınlarının dedektöre gelme doğrultularının, nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan gama ışınları ile kaynaktan yayınlanan gama ışınları için farklı olması, ayrışım için diğer bir sınıftır. Dedektör içerisinde açığa çıkan gama ışınları, şekil 8.5'de görüldüğü gibi dedektöre herhangi rasgele bir doğrultudan gelmiş olarak belirlenirken, kaynaktan gelen gama ışınlarının gelme doğrultuları belirli olup, dedektörlerin merkezindeki hedefin/kaynağın bulunduğu noktadan geçer.

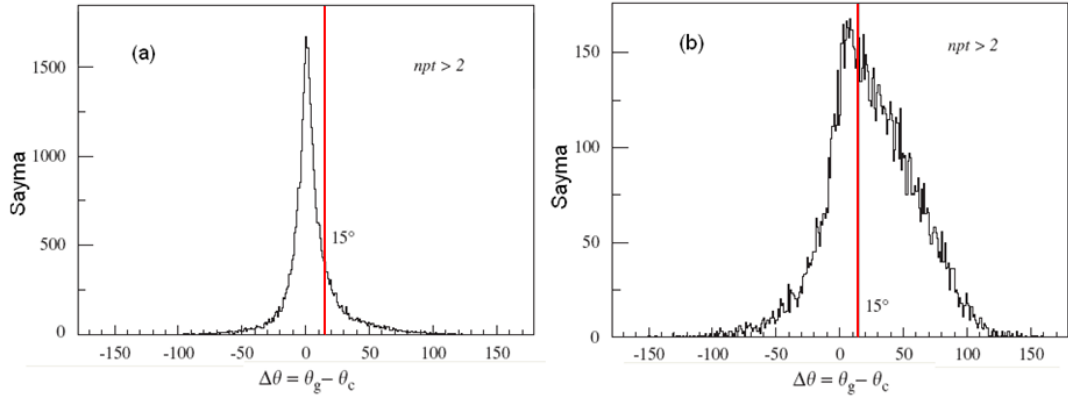
Ayrışımı bu yolla gerçekleştirmek için yapılan çalışmalarda, " θ_g " ve " θ_c " olmak üzere iki farklı saçılma açısı tanımlanır. θ_g , geometrik açı olarak adlandırılır ve hedef/kaynak noktası ile dedektördeki ilk etkileşme noktasını birleştiren doğru ve dedektördeki ilk etkileşme noktası ile ikinci etkileşme noktasını birleştiren doğru arasındaki dar açıdır. θ_c ise, Compton açısı olarak adlandırılır ve hedeften dedektöre gelip, ilk etkileşme noktasından ikinci etkileşme noktasına olan saçılma için, Compton saçılma bağıntısının kullanılmasıyla elde edilen açıdır. Geometrik açının hesaplanması için, kaynağın ve dedektördeki etkileşme noktalarının koordinatlarına ihtiyaç duyulurken, Compton açısının hesabı için ise, hedeften yayınlanan radyasyonun enerjisi ile etkileşme noktalarına depolanan enerjilerin değeri bilinmelidir.

Hedeften yayınlanarak dedektöre gelen gama ışınları için geometrik ve Compton açıları basitçe aynı olup, birbirlerine eşittir. Buna karşın nötronlar için durum biraz daha karmaşıktır. Dedektöre gelen nötronlar için ilk etkileşme noktası, inelastik nötron saçılma noktasıdır. Bunun yanı sıra bu noktadaki inelastik saçılmadan açığa çıkan gama ışınları için ilk etkileşme noktası ise, bu nokta civarında farklı bir yerdedir. Bunun sonucu olarak, nötronlar için geometrik ve Compton açıları, birbirlerinden farklıdır.

Dedektörlerin merkezinden gelen gama ışınları için, değerleri aynı olan geometrik ve Compton açılarının farkı " $\Delta\theta = \theta_g - \theta_c$ ", 0° civarında keskin bir dağılım gösterir (Şekil 8.6.a). İz sürme işleminden sonra elde edilen bu dağılımın sıfırdan büyük bir FWHM'ye sahip olmasının nedeni, sonlu konum çözünürlüğüne sahip dedektördeki etkileşme noktalarının koordinatlarındaki belirsizlikten dolayıdır. Şekil 8.6.b'de benzer dağılım nötronlar için gösterilmiştir. Nötronlar için $\Delta\theta$ değerlerinin sıfırdan farklı olmasından dolayı, elde edilen bu dağılım daha geniştir. Bu genişliğe ek olarak, bu dağılımın pozitif bölgede yoğunlaşacak şekilde asimetric olmasının nedeni, Klein-Nishina dağılımından da görülebileceği gibi 596 keV enerjili gama ışınları için ileri yönde saçılmanın baskın olmasıdır. İleri yönde saçılmanın baskın olması, θ_c 'nin, θ_g 'ye göre daha küçük olmasına neden olur ki bu da pozitif bölgedeki yoğunlaşmayı açıklar.



Şekil 8.5 Kaynaktan yayınlanan nötronların dedektör materyalinde inelastik saçılmaları sonucu açığa çıkan gama ışınlarının 1. ve 2. dedektörlere gelme doğrultuları, farklı nötronlar için farklıdır (1 ve 2 doğrultuları). Kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının bir dedektöre gelme doğrultuları ise, her zaman kaynak noktasından geçer



Şekil 8.6.a Dedektör merkezindeki kaynaktan yayınlanan gama ışınları, b. inelastik nötron saçılmasından dolayı dedektörde açığa çıkan gama ışınları için geometrik ve Compton açı farklarının “ $\Delta\theta$ ” dağılımları

Tek etkileşme noktalı kümeler için saçılmadan bahsedilemeyeceğinden dolayı, histogramlar ikiden büyük kümelerin toplamı için çizilmiştir. 15° kıstasının uygulanması ile nötronlar yaklaşık % 40 oranında temizlenmiştir

Açı farkları 15° 'den büyük olan kümeler, geri tepme etkileşme noktası içerdiği kabul edilerek elenmiştir. Böylelikle nötronların yaklaşık % 40'ından kurtulunmuştur. Bunun yanı sıra bu eleme, dedektörlerin merkezlerindeki kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının da yaklaşık % 9'unun kaybedilmesi demektir ki bu kayıp, 596 keV enerjili gama ışınlarının foto pik verimlerinde çok büyük düşüslere neden olmadığından dolayı kabul edilebilir.

Etkileşme noktalarının konum çözünürlüklerinin daha da iyileştirilmesi, bu kıstas ile daha iyi sonuçlar elde edilmesini sağlayabilir. İyileştirme ile, şekil 8.6.a'daki dağılımın genişliği azalacaktır. Böylelikle, aynı kıstasın kullanılması durumunda gama ışınlarındaki kayıp azalacak ya da aynı oranda gama ışını kaybında, nötron etkileşme noktası içeren kümelerdeki elenme artacaktır. Farklı etkileşme sayıları için ilk etkileşme noktasında depolanan enerji histogramları incelenerek, çizelge 8.2'de görüldüğü gibi, nötronlar ve gama ışınlarına ait atılma oranları elde edilmiştir.

Çizelge 8.2 Dedektörde farklı sayıda etkileşmeye sahip nötronlar ve gama ışınları için, açı farkı üzerine belirlenen 15° kıstasının uygulanmasıyla sayımlardaki azalmalar

Etkileşme Nokta Sayısı	1 MeV Enerjili Nötronlar			596 keV Enerjili Gama ışınları		
	Atılan Sayımlar	Histogramdaki Toplam Sayımlar	Atılma Yüzdesi (%)	Atılan Sayımlar	Histogramdaki Toplam Sayımlar	Atılma Yüzdesi (%)
2	1492	8664	17	7657	100398	8
3	6720	17132	39	10641	99518	11
4	8071	18092	45	5109	54322	9
5	5703	12942	44	1398	19562	7
6	2983	7130	42	303	5335	6

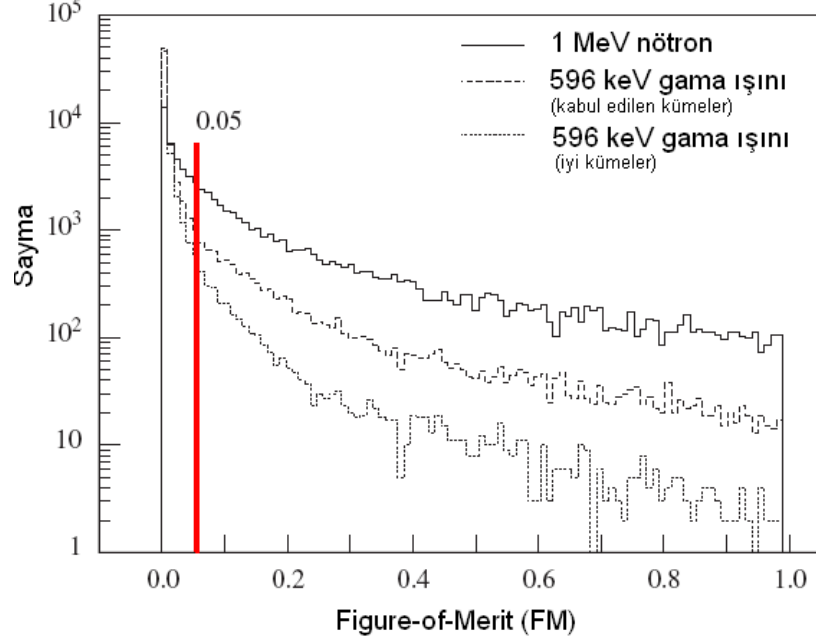
8.4 Kümelerin FM Değerleri

Mgt iz sürme algoritmasında oluşturulan kümelerin, her zaman mükemmel doğrulukla oluşturulmuş kümeler olmadıklarından, bölüm 5.2'de bahsedilmişti. Kümelerin FM değerleri, onların iyilik derecelerini belirten ve 0 ile 1 arasında değerler alabilen bir niceliktir. İyi kümelerin FM değerleri 0'a yakınken, 1'e yakın FM değerli kümeler kabul edilmiş fakat iyi olmayan kümelerdir.

Algoritma, kümelerdeki tüm etkileşme noktalarının gama ışını etkileşme noktası olması durumunda, o kümeleri izlerini sürmek üzere kabul eder. Bunun yanı sıra bazı durumlarda, kümedeki nötron etkileşme nokta ya da noktalarının, yanlışlıkla gama ışını etkileşme noktası olarak ele alındığı durumlar ortaya çıkabilir. Üstelik buna ek olarak, böyle kümelerin FM değerleri, sadece gama ışını etkileşme noktası içeren kümelerin FM değerlerinden de büyük olabilir.

Kümelerin iz sürme işleminde elde edilen FM değerlerinin incelenmesi ile, 1 MeV nötronlardan kaynaklı gama ışınları ve dedektörlerin merkezlerinde bulunan hedeften yayınlanan gama ışınlarının ayrıştırılması için son kıstas belirlenmiştir. Buna göre, FM değerleri $0,05 < FM < 1$ şartını sağlamayan kümeler elenmiştir. Bu eleme ile nötronların yaklaşık % 53'ünden kurtulunurken, gama ışınlarındaki kayıp ise yaklaşık % 5 olmuştur. Şekil 8.7'de, nötronlar ve gama ışınları için FM dağılımları verilmiştir. FM değerleri 1' den küçük olan kümeler veya nötron etkileşme noktası içeren kümeler, "kabul edilen kümeler" olarak işaretlenirken, toplam enerjisi, dedektör merkezlerindeki hedeften yayınlanan gama ışınlarının enerjisi olan 596 keV değerine eşit kümeler, "iyi kümeler" olarak işaretlenmişlerdir. Bu iyi kümelerin dağılımları, diğer dağılımlara göre küçük FM değerlerinde yoğunlaşmış ve daha hızlı bir düşüş göstermektedir.

İz sürme algoritmasında oluşturulan kümelerin FM değerleri, farklı eleman sayılarına göre ayrı ayrı incelenmiş ve sonuçları çizelge 8.3'de verilmiştir. Belirlenen FM kıstasının 1 MeV enerjili nötronlar için uygulanmasının ardından, bir elemanlı kümelerin atılma oranı, diğer kümelere göre daha yüksektir. Bunun nedeni, iz sürme algoritmasında geri tepme etkileşme noktalarının, başka hiçbir nokta ile ilişkilerinin kurulamayıp tek başlarına kümelenmesidir. Böyle kümeler ise, düşük FM değerine sahip olacak ve eleneceklerdir.



Şekil 8.7 ^{74}Ge dedektörüne gelen 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV enerjili gama ışınları için, mgt iz sürme algoritmasından elde edilen FM dağılımları

FM < 1 şartını sağlayan kümeler, kabul edilmiş kümeler iken, toplam enerjisi 596 keV olan kümeler, iyi kümelerdir. $0,05 < \text{FM} < 1$ kistası ile nötronlar yaklaşık % 53 oranında temizlenmiştir

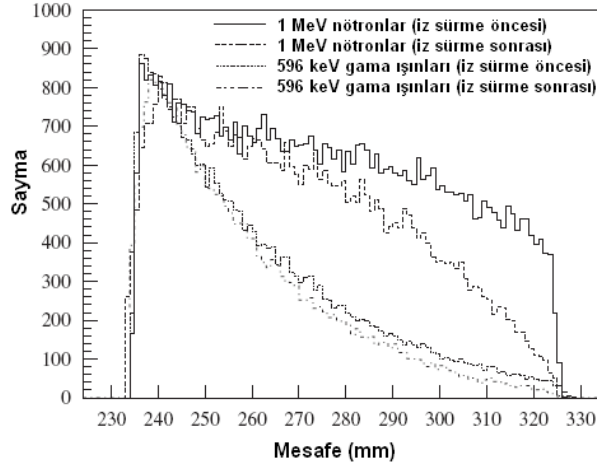
Çizelge 8.3 Farklı eleman sayılı kümeler için, FM üzerine belirlenen kistastın uygulanmasıyla sayımlardaki azalmalar

Etkileşme Nokta Sayısı	1 MeV Enerjili Nötronlar			596 keV Enerjili Gama ışınları		
	Atılan Sayımlar	Histogramdaki Toplam Sayımlar	Atılma Yüzdesi (%)	Atılan Sayımlar	Histogramdaki Toplam Sayımlar	Atılma Yüzdesi (%)
1	2002	2551	79	518	7558	7
2	929	2022	46	1933	19072	10
3	1622	3798	43	539	17912	3
4	1738	3975	44	139	9747	1
5	1556	3019	52	37	3706	1
6	1119	1727	65	17	1023	2

8.5 Etkileşme Mesafeleri

AGATA dedektörlerinin merkezindeki hedeften yayınlanarak dedektördeki ilk etkileşmelerini yapan nötronlar ve gama ışınlarının, bu iki nokta arasında aldıkları mesafeler incelenmiştir. Şekil 8.8'den de görüldüğü gibi, gama ışınları için mesafe

dağılımı 26 cm civarında yoğunluk gösterir. Hedef ile dedektörler arası mesafe 23,5 cm olup, geriye kalan 2,5 cm ise 596 keV enerjili gama ışınlarının ^{74}Ge materyalindeki ortalama serbest yollarına denk gelmektedir. Nötronlar için bu dağılımın merkezinin, 26 cm'den daha büyük değerlerde olduğu görülmektedir.



Şekil 8.8 ^{74}Ge dedektörüne gelen 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV enerjili gama ışınları için, hedef ile ilk etkileşme noktası arası mesafenin dağılımları

Bu dağılımlar iz sürme işlemi öncesi ve sonrası için ayrı ayrı verilmiştir

İz sürme işleminden önce, nötronlar için olan dağılımın 26 cm'den büyük bölgesinde bir yoğunlaşma görülmektedir. Etkileşme mesafesi çok büyük olan bu olayların, iz sürme işlemindeki FM değerleri 1'den büyüktür ve bu nedenle büyük oranda elenirler. Böylelikle iz sürme işleminden sonra elde edilen nötronlara ait dağılımda, yoğunlaşmanın etkisi azaltılmış olur (Şekil 8.8).

Menziller üzerine farklı kıstaslar konularak, nötronların gama ışınlarından ayrıştırılmasında bu metodun kullanılıp kullanılmayacağı incelenmiştir. İncelemeler sonucunda foto pik verimindeki düşüşün, diğer metotlara göre çok fazla olduğu görülmüş olup ayrışım için bu metot kullanılmamıştır.

8.6 Enerjileri 596 keV Olan Gama Işınları ve 1 MeV'lik Nötronların ⁷⁴Ge Dedektörlerinde Ölçüm Simülasyonları

Önceki bölümde üç farklı sınıfta belirlenen kıstasların uygulanmasındaki amaç, nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan gama ışın piklerini ve bu piklere ait tümsekleri mümkün olduğunca yok etmektir. Bunu yaparken dikkat edilecek bir nokta ise, hedeften yayınlanan gama ışınlarının foto pik verimini en yüksek değerinde tutmaktır.

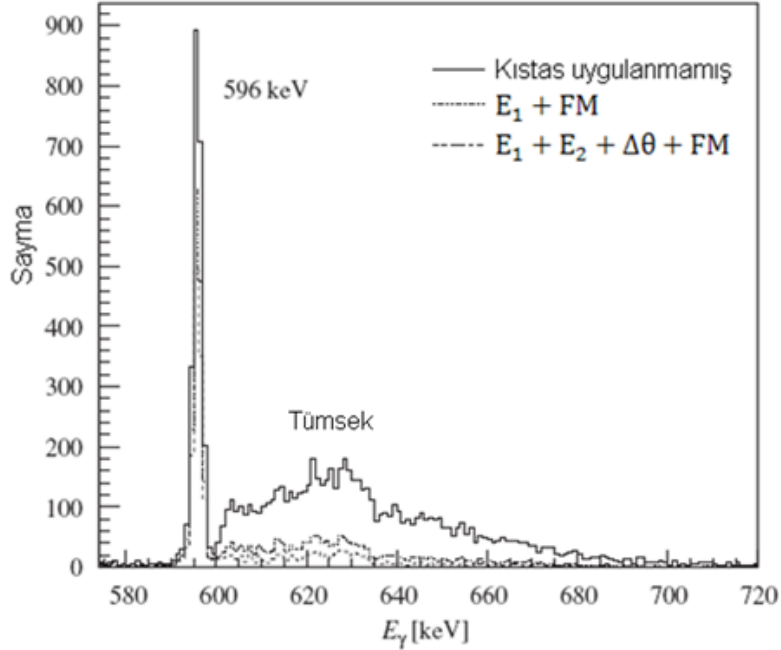
Bu şekilde tarif edilen en iyi değerleri elde etmek için öncelikle, 596 keV enerjili gama ışınları ve 1 MeV enerjili nötronların, ⁷⁴Ge dedektörlerinin merkezindeki hedeften yayınlanmaları ve dedektörlerde ölçümlerinin simülasyonları yapılmıştır. Simülasyon sonucu elde edilen verilere, farklı sınıflardaki kıstaslar bağımsız ve beraber olarak iz sürme işlemi sırasında uygulanmış, elde edilen sonuçlar çizelge 8.4'de verilmiştir. Buna göre, tüm sınıflardaki kıstasların birlikte uygulanmasıyla, nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan 596 keV enerjili gama ışınlarına ait pikin % 47'si ve bu pike ait tümseğin ise % 92'si elenmiş olup, toplamda % 69'luk bir nötron elemesi sağlanmıştır. Buna karşın bu kıstasların uygulanması, dedektörlerin merkezinden yayınlanan 596 keV enerjili gama ışınlarının foto pik verimleri % 22 kadar azalmıştır. Foto pik verimindeki bu yüksek düşüşün kabul edilemeyeceği çalışmalarda, tabloda verilen diğer kıstasların kullanımı, nötronların gama ışınlarından ayrışımı için farklı seçeneklerdir.

Çizelgeden de görülebileceği gibi farklı sınıflarda belirlenen kıstaslar, dedektörlerin merkezinden yayınlanan gama ışınları için birbirlerinden tamamen bağımsızlardır. Örneğin, E₁ için belirlenen kıstasın uygulanması sonucu gama ışınlarının toplam sayımındaki azalma % 6 ve FM kıstasının uygulanması sonucu % 5 iken, her ikisinin birlikte uygulanması sonucu toplam sayımdaki azalma % 11'dir. Bu değer, ayrı ayrı azalmaların toplamını verir. Buna karşın nötronlar için farklı sınıflardaki kıstasların birbirlerinden ayrık olmadığı görülebilir. Örneğin, E₁ kıstası sonucu azalma oranı % 40 ve FM kıstası sonucu % 44 iken, her ikisinin birlikte uygulanması sonucu elde edilen toplam azalma % 58 olmaktadır. Bu değer ise % 84 olarak beklenen değerden küçüktür.

Çizelge 8.4 Nötronlar ve gama ışınlarından elde edilen 596 keV pik ve tümseğinin, farklı kıstasların uygulanmasıyla, sayımlarındaki azalmaların yüzdeleri

KISTAS	1 MeV Enerjili Nötronlar			596 keV Enerjili Gama ışınları
	596 keV Piki	Tümsek	Toplam	Pik
E_1	6	63	40	6
$\Delta\theta$	26	65	46	11
FM	28	55	44	5
$E_1 + FM$	32	77	58	11
$E_1 + E_2 + \Delta\theta + FM$	47	92	69	22

1 MeV enerjili nötronların ^{74}Ge dedektörlerine, merkezlerinden yollanmasının simülasyonu yapıldıktan ve iz sürme işlemi uygulandıktan sonra elde edilen gama ışın histogramının 596 keV piki civarı, şekil 8.9'de verilmiştir. Farklı kıstasların uygulanmasının ardından, piktaki ve bu pike ait tümsekteki azalmalar görülmektedir.



Şekil 8.9 ^{74}Ge dedektörlerinin merkezlerinden yollanan 1 MeV enerjili nötronların simülasyonunun ve iz sürme işleminin uygulanmasının ardından elde edilen gama ışın histogramı

Farklı kıstasların uygulanması ile 596 keV piki ve tümseğindeki düşüşler açıkça görülmektedir

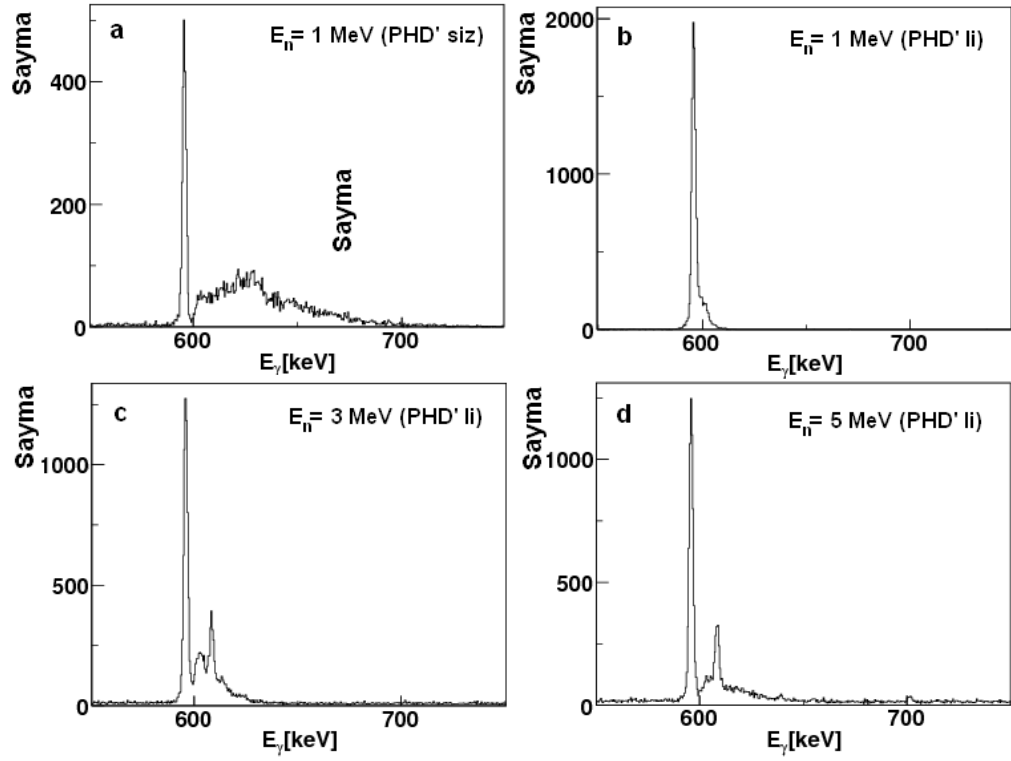
Dedektördeki nötron etkileşme noktalarında depolanan enerjilerin değerleri, sinyal yükseklik kusurunun simülasyonlara dahil edilmesi ile birlikte, düşer. E_R , Ge

kristalindeki geri tepme enerjisi olmak üzere, Ge kristalindeki iyonlaşma enerjisi, (7.1)'deki gibi hesaplanabilir. Değeri yaklaşık 18 keV olan geri tepme etkileşme noktaları, düzeltmeden sonra yaklaşık 5 keV değerli olurlar. Düşük enerji eşiği olan 5 keV'den daha küçük enerjili etkileşme noktaları, iz sürme algoritmasında elenirler. Dolayısıyla belirlenen kıstasların, böyle noktalar için hiçbir önemi yoktur. Üstelik böyle noktaların sayılarının artması, özellikle 1 numaralı kıstas için, nötron elenme yüzdelerinin de düşmesine neden olur.

Şekil 8.10.a, b'de, 1 MeV nötronların inelastik saçılmalarından elde edilen gama ışın histogramlarına, sinyal yükseklik kusurunun uygulanmasının etkileri görülmektedir. Bu etkinin uygulanmasıyla, etkileşme noktalarının enerjilerinin düşmesinin yanı sıra, tümsekteki azalma ve 596 keV'lik tam enerji pikindeki artış açıkça görülmektedir (sayma eksenleri farklıdır). Bunun sebebi, geri tepme enerji noktalarının elenmesiyle, tümseğe dahil olan sayımların pike kaymasıdır (Bkz. Bölüm 8.1). Kaynaktan yayınlanan nötronların enerjilerinin artması, gama ışın histogramlarında beliren tümseğin genişlemesine ve daha yüksek enerjili kısımlara doğru kaymasına neden olur. Bu kayma ile, 5 keV enerji eşiği nedeniyle elenen sayımlarda da azalmalar meydana gelir. Şekil 8.10.b-d'de bu duruma örnek olarak, sırasıyla 1,3 ve 5 MeV enerjili nötronlar için 596 keV pikleri ve bunlara ait tümsekler gösterilmiştir.

8.7 Enerjileri 1 MeV Olan Gama Işınları ve 1–5 MeV Dağılımlı Nötronların ^{doğal}Ge Dedektörlerinde Ölçüm Simülasyonları

Simülasyonların bu kısmında, dedektör materyali doğal germanyum kristali seçilmiş ve 4π katı açıyı kaplayan dedektörlerin merkezinden dedektörlere, gama ışınları ve nötronlar yollanmıştır. Yollanan bu gama ışınları, 1 MeV değerinde tek enerjili olmakla beraber, nötronların enerjileri, 1 ile 5 MeV aralığında düzgün dağılımlıdır ve PHD uygulanmıştır.



Şekil 8.10.a ^{74}Ge dedektörlerinde inelastik saçılmaya uğrayan 1 MeV nötronların simülasyonlarının ardından iz sürme işleminin uygulanmasıyla elde edilen gama ışın histogramı. b. Simülasyonlara PHD' nin eklenmesinin etkisi görülmektedir. Nötron enerjisinin artmasının tümseğe etkisi, c. 3 ve d. 5 MeV enerjili nötronlar için sırasıyla gösterilmiştir

596 ve 608 keV pikleri, ^{74}Ge ' ün sırasıyla $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ve $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ geçişlerinden açığa çıkan gama ışınlarıdır

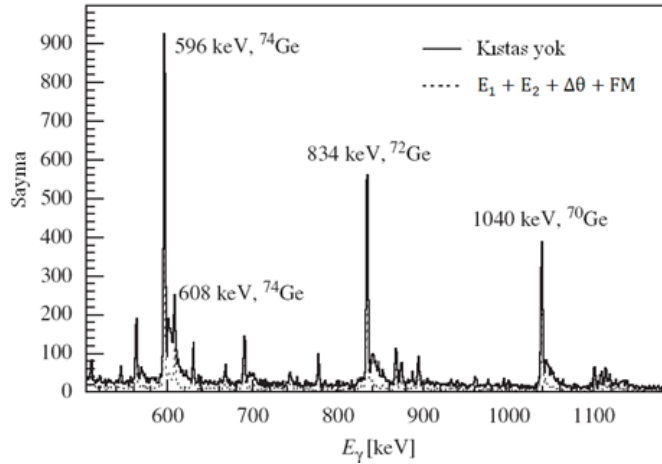
Farklı kıstasların, simülasyon sonuçlarına uygulanmasına ilişkin analizler, çizelge 8.5'de verilmiştir. Buna göre, tüm sınıflardaki kıstasların birlikte uygulanmasıyla, 834 keV enerjili gama ışın pikinin % 39'u ve bu pike ait tümseğin % 76'sı elenmiş olup, toplamda % 54' lük bir elenme elde edilmiştir. Bu pik, nötronların ^{72}Ge kristalinden inelastik saçılmalarından sonra çekirdeğin $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden açığa çıkan gama ışınlarına aittir. Buna karşın bu kıstasların uygulanması, dedektörlerin merkezlerinden yayınlanan 1 MeV enerjili gama ışınlarının foto pik verimleri % 14 kadar azalmıştır. Foto pik verimindeki bu düşüşün kabul edilemeyeceği çalışmalarda, Çizelgede verilen diğer kıstasların kullanımı, nötronların gama ışınlarından ayrışımı için farklı seçeneklerdir. Şekil 8.11'de simülasyon sonucu elde edilen gama ışın histogramına ait bir kısım görülmektedir.

Çizelge 8.5 Nötronlar ve gama ışınlarından elde edilen 834 keV pik ve tümseğinin, farklı kıstasların uygulanmasıyla, sayımlarındaki azalmaların yüzdeleri

KISTAS	1–5 MeV Enerji Dağılımlı Nötronlar			834 keV Enerjili Gama Işınları
	834 keV Piki	Tümsek	Toplam	Pik
E_1	1	38	11	1
$\Delta\theta$	25	51	36	11
FM	23	45	36	4
A : $E_1 + FM$	23	58	40	5
B : $E_1 + E_2 + \Delta\theta + FM$	39	76	54	14

8.8 Çok Katlı Ardışık Gama Işınları ve 1-5 MeV Enerji Dağılımlı Nötronların AGATA HPGe Dedektörlerinde Ölçüm Simülasyonları

Tipik bir ağır-iyon kaynaşma-buharlaşma (heavy-ion fusion-evaporation “HIFE”) reaksiyonundan sonra yüksek enerji ve spin durumlarında bulunan çekirdekler, önce bir veya birkaç nötron yayınlar sonra çok sayıda ardışık gama ışını yayınlayarak taban duruma geçerler. Birbirini takiben yayınlanan gama sayısı, yani katlılık “ M_γ ”, bu deneylerde yüksektir ve iz sürme tekniğinin sonuçlarını etkiler. Çalışmanın bu kısmında gerçekçi bir sonuç elde etmek amacı ile çok katlılık göz önünde bulundurulmuştur.

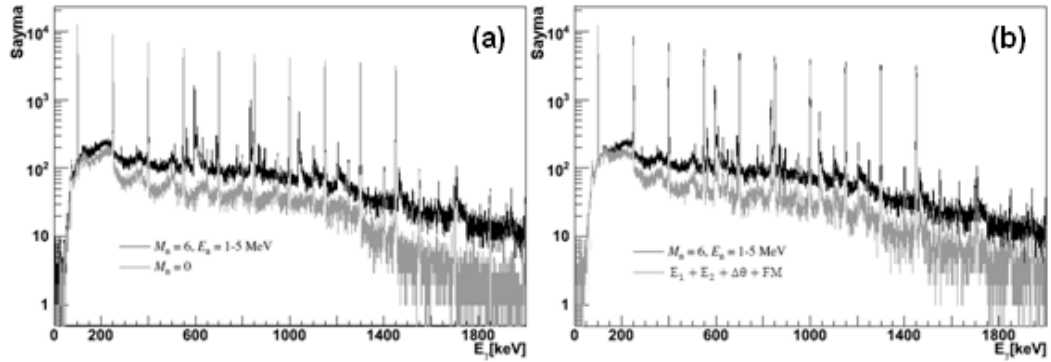


Şekil 8.11 ^{70}Ge dedektörlerinin merkezlerinden yollanan 1–5 MeV aralığında enerji dağılımlı nötronların ve 1 MeV enerjili gama ışınlarının simülasyonu ve iz sürme işleminin ardından elde edilen gama ışın histogramı

$E_1, E_2, \Delta\theta$ ve FM kıstaslarının birlikte uygulanması ile arka fondaki azalma görülmektedir

Bu simülasyon, alüminyum kapsüllü HPGe materyalinden yapılmış ve 4π katı açığı kaplayan AGATA dedektörlerine, dedektörlerin merkezinde bulunan hedeften ardışık gama ışınları ile eş zamanlı olarak nötronların yollanması şeklindedir. Dedektörlere yollanan gama ışınları için $M_\gamma = 10$ olup, enerjileri 100 keV'den 1450 keV'ye kadar 150 keV aralıklı olacak şeklindedir. Gama geçişlerinin bu dizilimi, dönen deforme bir çekirdeği tarif etmektedir. Gama ışınlarıyla eş zamanlı olarak, katlılığı $M_n = 6$ olacak şekilde yollanan nötronların enerjileri, 1 ile 5 MeV aralığında düzgün bir dağılıma sahiptir.

Nötronların AGATA dedektörlerinden inelastik saçılmaları sonucu açığa çıkan arka fonun, kaynaktan yayınlanan gama ışınları histogramını nasıl etkilediklerini incelemek için farklı bir kontrol simülasyonu da yapılmıştır. Bu simülasyonda, hedeften yayınlanan gamalara çakışık olarak herhangi bir nötron yayınlanması olmamıştır. Şekil 8.12.a'da, bu simülasyondan elde edilen gama ışın histogramı gri çizgi ile gösterilmiştir. Aynı şekil üzerindeki siyah çizgili histogram ise, nötronların varlığındaki simülasyona ait olup, nötronların gama histogramını nasıl etkilediğini açıkça göstermektedir. Bu etki, inelastik nötron saçılma piklerinin ortaya çıkması ve daha fazla arka fon şeklinde kendini göstermektedir.



Şekil 8.12.a Katlılığı 10 olan ardışık enerjili gama ışınları (gri çizgi) ve bunlara çakışık olarak bir olayda 6 tane yayınlanan 1–5 MeV enerji dağılımlı nötronların (siyah çizgi), AGATA dedektörlerine yollanmasının simülasyonu ve iz sürme işlemi sonrası elde edilen gama ışın histogramları, b. belirlenen kıstasların uygulanması sonucu, P/B ve foto pik verimlerinde iyileşmeler görülmektedir

Bu etkinin ölçüsü, histogramdaki gama ışın piklerinin, pik arka fonuna oranları “P/B” ve foto pik verimlerinin analizleri ile anlaşılabilir. Çizelge 8.6’da gama ışın piklerinin P/B oranları ve çizelge 8.7’de foto pik verimleri, kaynaktan nötron yayınlanmadığı durum için ve kıstasların uygulanmasından önce ve sonraki durumlar için ayrı ayrı verilmiştir. Buna göre, örneğin 1000 keV enerjili gama ışınları için, dedektör ile etkileşen nötron olmadığı durumda P/B değeri 37,5 olarak ölçülmüştür. Kaynaktan nötronların yayınlanması durumunda, histogramdaki arka fon artmış ve piklerin gözlelenebilirliği azalmıştır. Bunun sonucu olarak, P/B oranları oldukça düşmüştür. Bu düşüş ile, örneğini verdiğimiz 1000 keV enerjili pikin P/B oranı 13,7 değerindedir.

Belirlenen tüm kıstasların birlikte uygulanması ile bu düşüşün etkisi azaltılarak, P/B değeri iyileştirilmiş ve 32,8 değeri elde edilebilmiştir. Çizelgeden de görülebileceği gibi, bu gama ışın piki için P/B oranı, B kıstasının kullanılması ile, yaklaşık 2,40 kat iyileştirilmiştir. Çizelge 8.5’de verilen A ve B kıstaslarının kullanılması sonucu elde edilen, P/B oranlarındaki iyileştirmeler “ $R_{P/B}$ ” ve verimlerdeki iyileştirmeler “ R_{ϵ} ”, gama ışın enerjisinin fonksiyonu olarak şekil 8.13’de gösterildiği gibi çizilmiştir.

Çizelge 8.6 Katlılığı 10 olarak yayınlanan ardışık enerjili gama ışınları ile çakışık yayınlanan 0 ve 6 nötron olması durumlarında, gama ışın piklerinin P/B oranları

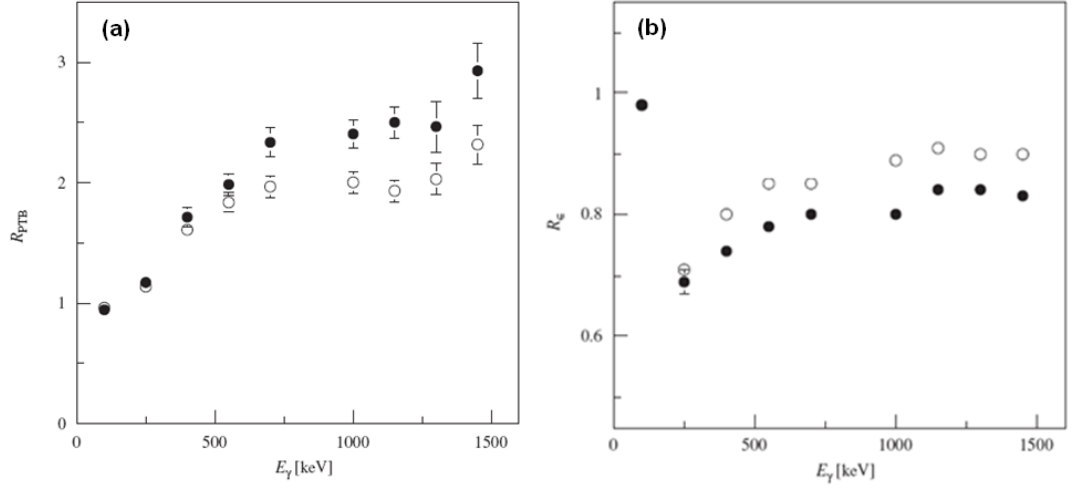
A ve B kıstaslarının uygulanmasıyla bu oranlardaki iyileşmeler ($R_{P/B}$) görülmektedir

E_{γ}	P/B				$R_{P/B}$	
	Kıstassız	Kıstassız	A	B	A	B
	$M_n=0$	$M_n=6$	Kıstası $M_n=6$	Kıstası $M_n=6$		
100	32,0	25,2	23,3	23,6	0,93	0,94
250	16,6	10,9	12,0	12,8	1,10	1,17
400	34,6	15,5	24,3	26,5	1,57	1,71
550	36,5	15,3	27,6	30,3	1,80	1,98
700	35,7	15,4	29,7	35,9	1,93	2,33
850	35,8	8,30	17,9	22,1	2,15	2,65
1000	37,5	13,7	26,9	32,8	1,97	2,40
1150	35,4	13,7	26,0	34,3	1,89	2,50
1300	57,2	18,7	40,1	49,5	2,00	2,46
1450	110,2	25,0	56,9	73,2	2,28	2,93

Çizelge 8.7 Katlılığı 10 olarak yayınlanan ardışık enerjili gama ışınları ile çakışık yayınlanan 0 ve 6 nötron olması durumlarında, gama ışın piklerinin fotopik verimleri (ϵ)

A ve B kıstaslarının uygulanmasıyla, verimlerdeki iyileşmeler (R_ϵ) görülmektedir

E_γ	ϵ				R_ϵ	
	Kıstassız	Kıstassız	A	B	A	B
	$M_n=0$	$M_n=6$	Kıstası $M_n=6$	Kıstası $M_n=6$		
100	0,60	0,57	0,56	0,56	0,98	0,98
250	0,52	0,49	0,35	0,34	0,71	0,69
400	0,48	0,46	0,37	0,34	0,80	0,74
550	0,44	0,41	0,35	0,32	0,85	0,78
700	0,41	0,39	0,33	0,31	0,85	0,80
850	0,38	0,36	0,32	0,29	0,89	0,81
1000	0,37	0,35	0,31	0,28	0,89	0,80
1150	0,35	0,32	0,29	0,27	0,91	0,84
1300	0,32	0,31	0,28	0,26	0,90	0,84
1450	0,31	0,30	0,27	0,25	0,90	0,83



Şekil 8.13 A kıstasının (açık halka) ve B kıstasının (kapalı halka) uygulanmasıyla elde edilen a. P/B oranlarındaki iyileşme oranlarının, b. foto pik verimindeki düşüş oranlarının gama ışın enerjisi ile değişimleri

Gama ışınlarına çakışık olarak yayınlanan nötronların varlığının foto pik verimlerini düşürücü yöndeki etkisi, P/B oranlarındaki düşüş kadar fazla olmayıp ihmal edilebilir. Bu durum, çizelge 8.6'da, $M_n = 0$ ve $M_n = 6$ için, kıstasların uygulanmadığı foto pik verimleri karşılaştırılarak görülebilir. Örneğin 1000 keV enerjili gama ışınları için, nötronların olmadığı durumda bu pikin verimi 0,37 iken, nötronların varlığı ile 0,35 değerine düşmüştür. Nötronların, mevcut gama ışın piklerindeki sayımları azaltma etkisi olmayıp, histogramlarda daha fazla arka fon oluşmasına neden olurlar. Foto pik verimlerindeki düşüşün sebebi de budur. Tüm histogramdaki sayımın, herhangi bir gama ışın pikindeki sayıma göre oldukça fazla olması ise, foto pik verimlerindeki ihmal edilebilir düşüşün sebebini açıklar.

B kıstasının, 1000 keV enerjili gama ışın piki için uygulanması ile foto pik verimi 0,31 değerine düşmüştür. Bu düşüş ile birlikte foto pik verimindeki kayıp % 20 olmuştur. Buna karşılık, nötronların ^{70}Ge 'den inelastik saçılmalarıyla, çekirdeğin $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden açığa çıkan 1039 keV enerjili gama ışınlarının foto pik verimindeki düşüş % 51'dir. Bu değer, gama ışın piklerinin verimlerindeki düşüşe kıyasla oldukça yüksektir ki bu istenilen durumdur. A ve B kıstaslarının kullanılması sonucu elde edilen R_ϵ düşüş oranları, gama ışın enerjisinin fonksiyonu olarak şekil 8.13'de gösterildiği gibi çizilmiştir.

Düşük enerji eşiğinin değiştirilmesinin R_ϵ ve $R_{P/B}$ oranlarına etkisi incelenmiştir. Bu enerji eşiğinin, çalışmalarda kullanılan 5 keV değerinden 30 keV değerine yükseltilmesiyle, $R_{P/B}$ oranı 1 MeV enerjili gama ışınlar için 2,4 değerinden 1,9'a düşmüştür. Bunun yanı sıra eşiğin değiştirilmesinin, R_ϵ oranlarını etkilemediği de görülmüştür.

9. AGATA DENEYLERİ

AGATA dedektörlerinin 3 ve 4 modülünün kullanıldığı ilk deneyler, 2010 yılı mart ayından itibaren gerçekleştirilmektedir. Bu deneylerden ikisi, “AGATA Demonstrator Test with a ^{252}Cf source: Neutron Gamma Discrimination” (Şenyiğit vd. 2011) ve “Order-to-chaos in Warm Rotating ^{174}W Nuclei” (Vandone vd. 2011) deneyleridir. Nötronların gama ışınlarından ayrıştırılması amacıyla iz sürme tekniğine dayalı olarak geliştirilen metod ve TOF tekniği, bu deney verileri üzerinde test edilmişlerdir. Deneyler, deney analizleri ve sonuçları, aşağıdaki bölümlerde ayrı başlıklar halinde açıklanmıştır.

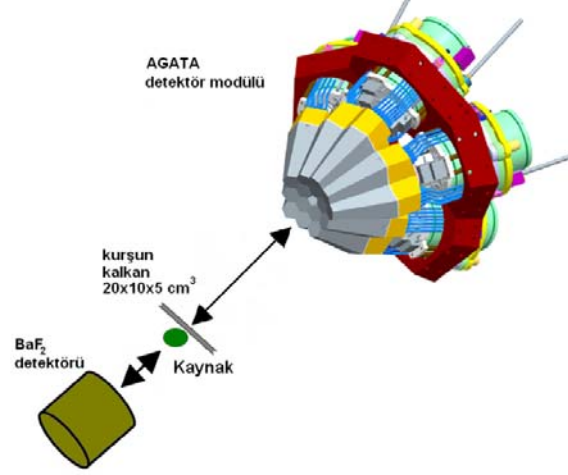
9.1 Deney I: “AGATA Demonstrator Test with a ^{252}Cf source: Neutron Gamma Discrimination”

Nötron gama ayrışımını incelemek için en uygun kaynak, hem gama ışını hemde nötron yayınlaması nedeni ile ^{252}Cf ($t_{1/2}=2,65$ yıl) dir (Knoll 2000). Bu çekirdek, yüksek olasılıkla α bozunmakla birlikte kendiliğinden bölünme (fizyon) de yapabilir. α bozunma olasılığı kendiliğinden bölünme ile kıyaslandığında 36 kat daha yüksektir. Nötronlar, ^{252}Cf çekirdeğinin kendiliğinden bölünmesi sırasında açığa çıkarlar. Açığa çıkan nötronların enerji dağılımı 8 MeV’ye kadar devam etmekle birlikte, tepe noktası 1,0 ve 1,5 MeV arasında bulunur (Moshkin 1969). Gama ışınları ise, bölünme ürünlerinden ve bunların β bozunmaları sonucunda ortaya çıkan çekirdeklerden kaynaklanırlar. Bir bölünme sonucunda, ortalama 4 nötron ve 8 gama ışını yayımlanmaktadır (Valentine 2001).

9.1.1 Deney simülasyonu

Deney öncesi yapılan simülasyonlarda, ^{252}Cf kaynağından 70 cm uzağa AGATA dedektör modülü ve 10 cm uzağa Baryum Florid “BaF₂” dedektörleri şekil 9.1’deki gibi yerleştirilmiştir. Kaynak ile AGATA dedektörleri arasında 5 cm kalınlıklı kurşun kalkan yerleştirilerek, ani gama ışınlarının sayısı azaltılmıştır. Böylelikle, AGATA

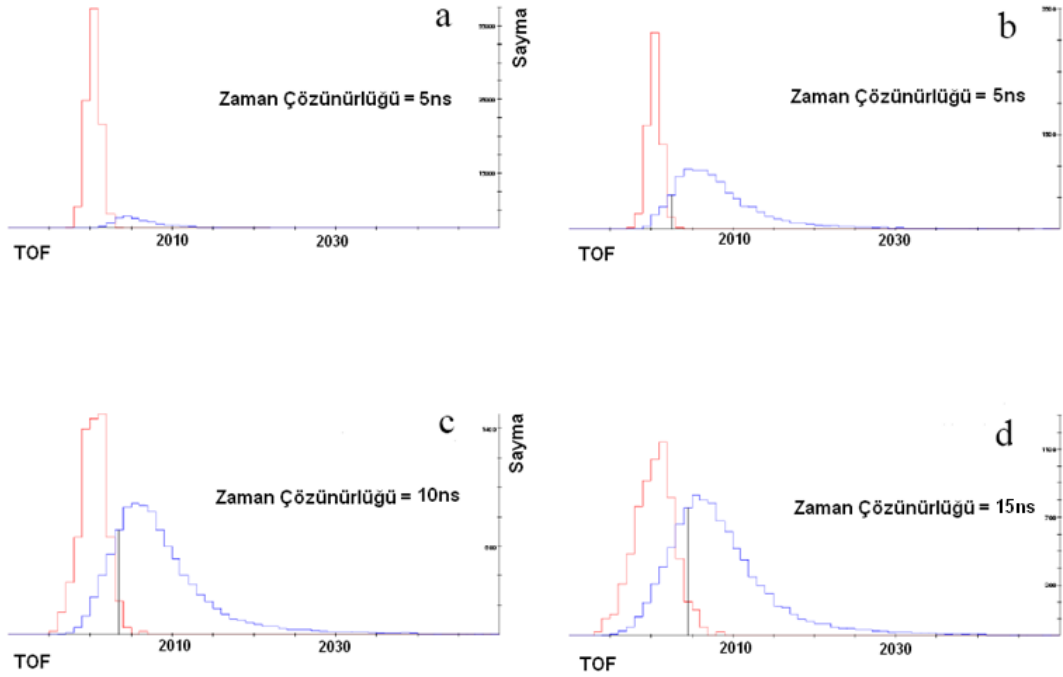
dedektörlerine ulaşan gama ışınları ve nötronların sayımları, sırasıyla % 95 ve % 50 oranında düşürülerek, sayımlar arasındaki fark azaltılmıştır.



Şekil 9.1 ^{252}Cf deneyi için yapılan ön simülasyonlarda deney düzeneğinin şematik gösterimi

TOF tekniği ile ayrışımı gerçekleştirmek amacıyla yapılan TOF simülasyonlarından elde edilen sonuçlar şekil 9.2’de gösterilmiştir. AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlükleri bilinmediğinden ve 15 ns’den iyi olduğu tahmin edildiğinden dolayı bu simülasyonlar, üç farklı zaman çözünürlük değeri için ayrı ayrı yapılmıştır. Şekilden de görüldüğü gibi, dedektörlerin zaman çözünürlüklerinin artması, gama ışını ve nötronların TOF dağılımlarının birbirine yaklaşmasına neden olur. Bu da, bu tekniğin kullanılmasıyla gerçekleştirilecek ayrışımın başarı oranını düşürür.

Zaman çözünürlüğünün 10 ns’den daha düşük olduğu durumlarda, ayrışımın iyi sonuçlar verdiği, simülasyonlarda görülmüştür. Buna göre, iz sürme tekniğine dayalı geliştirilen 3 kıstasın da ayrışım için kullanılmasıyla, örneğin nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan 834 keV enerjili gama ışın pikininin % 43’ü ve bu pike ait tümseğin % 85’i elenmiştir.



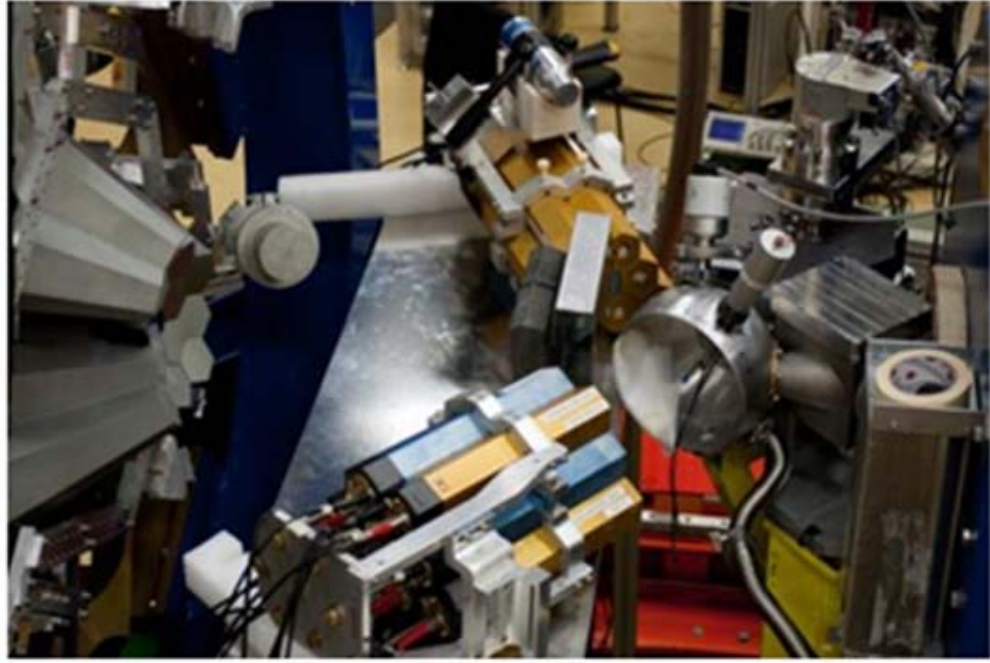
Şekil 9.2 BaF₂ ve AGATA dedektörlerinin kullanılmasıyla yapılan simülasyon sonucu elde edilen, gama ışınları (kırmızı çizgi) ve nötronlara (mavi çizgi) ait TOF dağılımları. AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlüklerinin a. 5 ns olduğu ve kurşun kalkan kullanılmadığı durumdaki dağılımlar ile b-d. kurşun kalkanın varlığındaki farklı çözünürlükler için dağılımlar gösterilmiştir (Şenyiğit vd. 2011)

9.1.2 Deney ve ayırım tekniklerinin testleri

Deney, 2010 yılının Mayıs ayında LNL laboratuvarlarında gerçekleştirilmiştir. Şekil 9.3'de, 60 kBq'lik ²⁵²Cf kaynağından 50 cm uzağa 4 adet AGATA dedektör modülü ve 10 cm. uzağa, TOF ölçümlerinde tetikleyici olarak kullanılmak üzere, 16 adet HELENA (BaF₂) dedektörü yerleştirilerek kurulmuş deney düzeneği gösterilmiştir. Deneyde tetikleme şartı olarak, 1 AGATA ve 1 HELENA sinyalinin varlığı aranmıştır. AGATA dedektörleri ile kaynak arasına yerleştirilen 5 cm kalınlıklı kurşun plaka, bu dedektörlere çarpan gama ışınlarının sayısının azaltılmasını sağlamıştır. Deney 10 gün sürmüştür ve 6 TB büyüklüğünde ham veri toplanmıştır.

Kaynaktan çıkan gama ışınlarının AGATA dedektörlerinin ön ve arka yüzeylerine ulaşma süreleri sırasıyla, 1,7 ns ne 2,0 ns'dir. Buna karşılık 1 ve 5 MeV enerjili

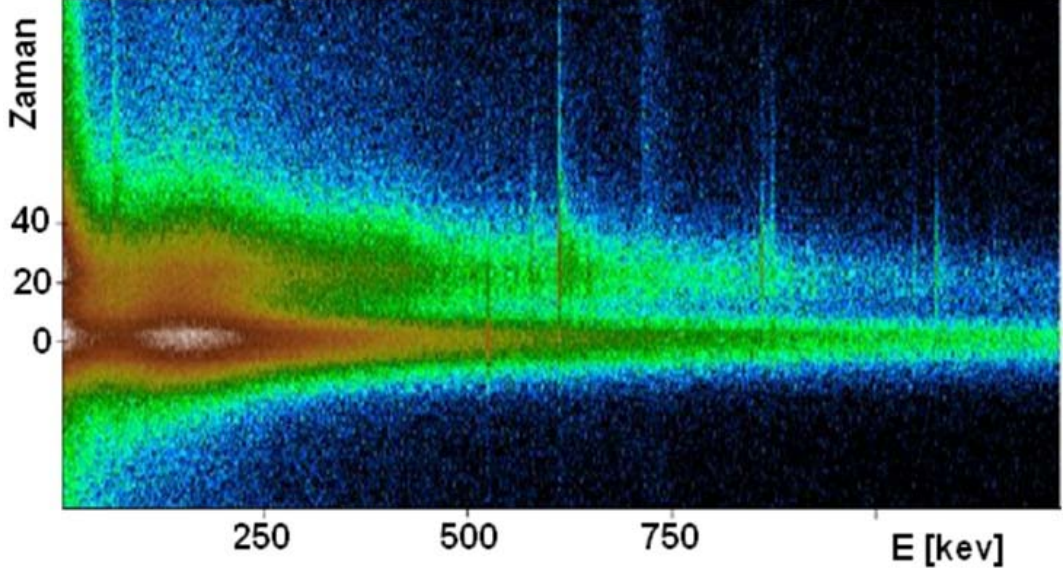
nötronlar için bu süre değerleri ön yüzey için sırasıyla, yaklaşık 36 ns ve 17 ns, arka yüzey için ise sırasıyla, 42 ns ve 20 ns'dir. Nötronlar ve gama ışınlarının TOF değerleri arasındaki farkın büyük olması, bu yöntemi kullanarak ayrışımı gerçekleştirmeyi mümkün kılar.



Şekil 9.3 Denede AGATA ve HELENA dedektörlerinin yerleşimini (Şenyiğit vd. 2011)

TOF değerleri yaklaşık 10 ns'den büyük olan gama ışınları (Örneğin; 596, 608, 834 ve 1040 keV), AGATA dedektör materyalindeki farklı Ge izotoplarından inelastik saçılmaya uğrayan nötronlardan açığa çıkan gama ışınlarıdır (Şekil 9.4). Ayrıca, nötron elastik ve inelastik saçılması sonucu geri tepen Ge izotoplarının dedektörlere depoladıkları enerji, yüksek zaman (TOF > 10 ns) ve düşük enerji bölgesinde ($E_\gamma < 50$ keV) seçilebilmektedir. ^{72}Ge 'nin uzun yaşam süreli (444 ns) ilk 0^+ uyarılmış seviyesinden, temel haline dönmesi sonucu açığa çıkan 691 keV enerjili gama ışınları, büyük TOF değerli olarak şekilde görülmektedir. Kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının dedektörlere ulaşma süreleri 1,7 ns civarında keskin bir dağılıma sahiptir. Şekilden görülebileceği gibi, enerji ve zaman değerlerine göre verilen iki boyutlu dağılımda, düşük enerjilerde süre eksenine göre dağılım daha geniştir. Bu genişliğin sebebi, düşük enerjilerdeki zayıf sinyallerin zamanlarının belirlenmesindeki güçlüktür.

Yüksek enerjilere doğru gidildikçe, zaman eksenine göre olan dağılımın genişliğinin azaldığı görülmektedir.

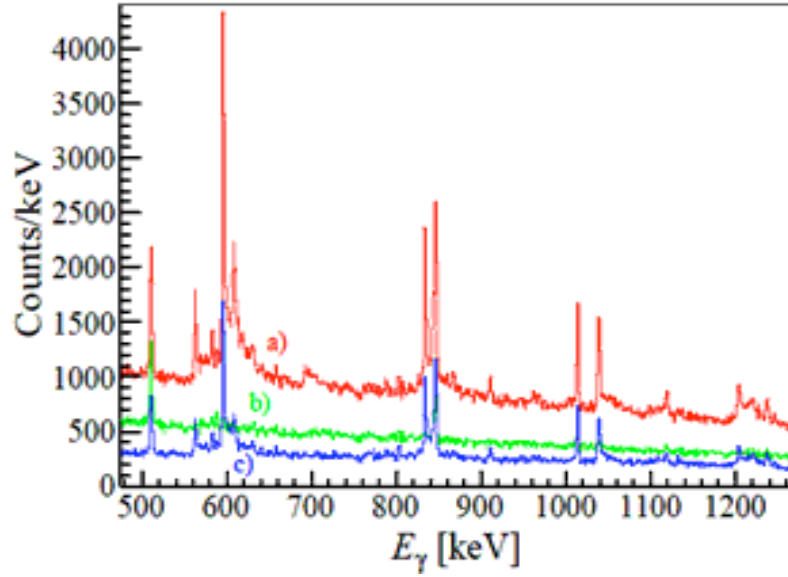


Şekil 9.4 Deney sonucu elde edilen, etkileşme enerjisine karşı TOF değerlerinin iki boyutlu histogramı (Şenyiğit vd. 2011)

Nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan gama ışınlarının TOF değerlerinin daha büyük oldukları görülmektedir

TOF değerleri 10 ns'den büyük olan gama ışınlarının elenmesiyle, nötronların gama ışınlarından ayrıştırılması sağlanmıştır. Bu uygulama ile, deney sonrası iz sürme sürecinden sonra elde edilmiş gama ışın histogramlarında (Şekil 9.5.a) arka fondaki azalma, şekil 9.5.c'de görülmektedir.

İz sürme tekniğine dayalı olarak geliştirilen 3 farklı ayırma kriterinin uygulanması ile, arka fonda azalma gözlenmiştir (Şekil 9.5.b). İlk yapılan analizlere göre, nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan 1040 keV enerjili gama ışını piki ve bu pike ait tümsekteki toplam azalma % 52 civarında olup, bu değer bölüm 8.8'de verilen simülasyon sonuçları ile uyumludur. Bu deney üzerindeki analizler devam etmektedir.



Şekil 9.5.a İzi sürülmüş gama ışın histogramında, b. TOF tekniğinin uygulanması veya c. iz sürmeye dayalı olarak geliştirilen kıstasların uygulanması sonucu arka fon oldukça azaltılmıştır (Şenyiğit vd. 2011)

9.2 Deney II: “Order-to-chaos in Warm Rotating ^{174}W Nuclei”

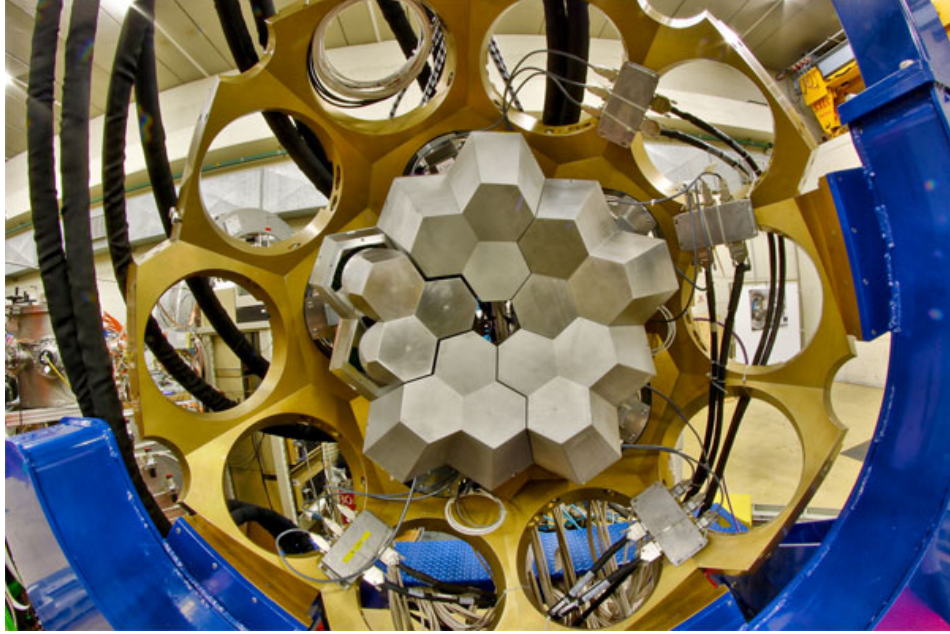
Deney, bileşik çekirdeğin 4n kanalı ile bozunduğu ^{174}W çekirdeğindeki yüksek uyarma enerjilerinde kaotik durumların olup olmadığının araştırılması ve bu çekirdeğin izomerik durumlarının incelenmesi amacıyla, 2010 yılının Temmuz ayında LNL’de gerçekleştirilmiştir. Yrast² çizgisine yakın düşük uyarma enerjili bölgede sistem, iyi kuantum sayılarına sahiptir. Yüksek enerjilerde (ısılarda), kaotik durumların ortaya çıktığı, sadece spin ve paritenin iyi korunan kuantum sayıları olarak kaldığı düşünülmektedir (Lee vd. 2006, Tandel vd. 2006, Leoni 2009, 2010). Kaotik bölgede, enerji durumları arasındaki gama geçişlerinin seçiciliği azalır. Bu deneyde, gama geçişlerinin seçiciliğini incelemek üzere yüksek K (spinin simetri eksenindeki iz düşümü) kuantum sayılı durumlar ve bunların gama bozunmaları incelenektir. Deney analizleri devam etmektedir.

² Literatürde “en baş döndürücü” anlamına gelen İsveççe sözcük. Nükleer fizikte ise, “verilen bir açıl momentuma karşılık en düşük enerjili çekirdek durumu” anlamında kullanılır.

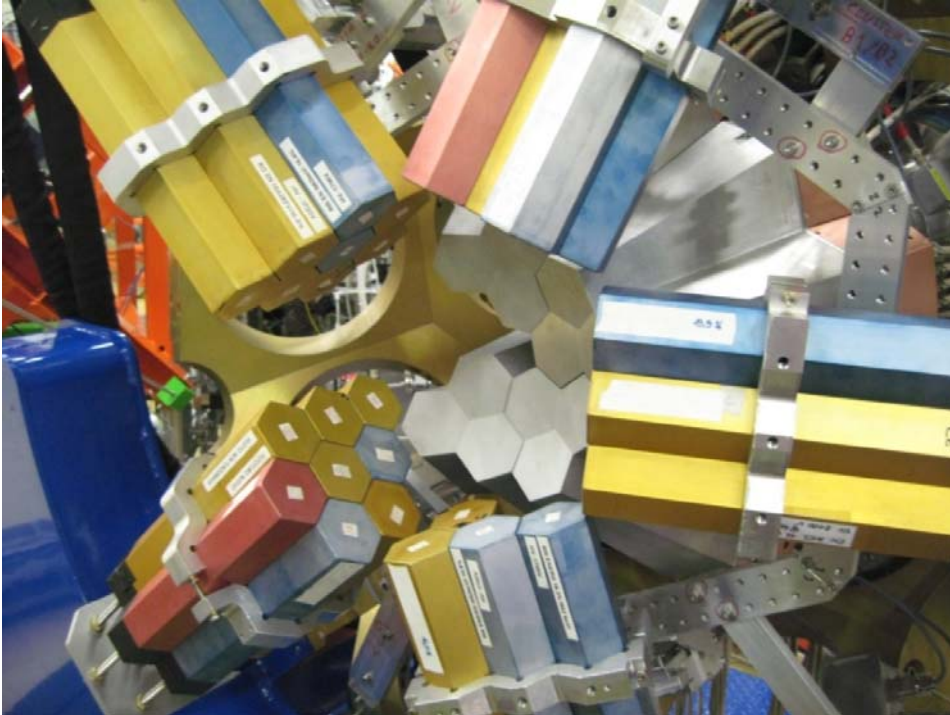
Deneyin bir diğler amacı, bileşik çekirdeğin düşük şiddetli 2n bozunma kanalından açığa çıkan ^{176}W çekirdeğindeki GDR'nin incelenmesidir. Deney, 217 MeV enerjili ^{50}Ti demeti, ^{128}Te hedef üzerine gönderilerek bir HIFE reaksiyonu gerçekleştirilmiştir. Bir mg/cm^2 'lik ^{128}Te hedefin arkasına, 50 mg/cm^2 'lik kurşun ($^{\text{doğal}}\text{Pb}$) destek yerleştirilerek, hedef çekirdeklerin geri tepmesi engellenmiş ve Doppler etkisi ortadan kaldırılmıştır.

Reaksiyon sonucu, $^{178}\text{W}^*$ bileşik çekirdeği oluşur ve bu bileşik çekirdeğin en olası bozunma kanalları, % 50 şiddetli 5n ve % 40 şiddetli 4n kanallarıdır.

Deneyde, reaksiyon ürünlerini ölçmek üzere hedeften 16 cm uzağa, 5 adet AGATA dedektör modülü (Şekil 9.6) ve 28 adet yardımcı HELENA (BaF_2) dedektörleri (Şekil 9.7) yerleştirilmiştir. HELENA dedektörleri bu deneyde öncelikli olarak, tetikleme ve katlılığın belirlenmesi amaçlarıyla kullanılmıştır. Tetikleme şartı olarak, 4 AGATA sinyali veya 3 AGATA il birlikte 1 HELENA sinyalinin ölçülmüş olması istenmiştir. Deney sırasında ortalama demet akımı, 1 pA'dır. Deney 1 hafta sürmüş ve yaklaşık 10 TB büyüklüğünde ham veri toplanmıştır.



Şekil 9.6 ^{174}W deneyinde reaksiyon ürünlerini ölçmede kullanılan 5 adet AGATA dedektör modülü (Vandone vd. 2011)



Şekil 9.7 Deneyde kullanılan 28 adet HELENA dedektörlerinin, AGATA dedektörleri civarında yerleşimi (Vandone vd. 2011)

HELENA dedektörlerin bu deneydeki öncelikli kullanım amacı katlılık belirlemesi olmakla beraber, bu dedektörler TOF tekniğinde tetikleyici olarak görev görürler

9.2.1 İz sürme tekniğine dayalı ayırışımın testi

Bu çalışmadaki amaç, nötron arka fonunu azaltmak ve gama ışın piklerinin P/B oranlarını arttırmak hedefiyle, bölüm.8’de bahsedilen iz sürme tekniğine dayalı geliştirilen metodun, bir HIFE reaksiyonu sonucu ortaya atılan gamalar için denenmesidir. Çizelge 9.1’de, analizi yapılabilen bazı gama ışın pikleri için test sonuçları verilmiş olup, örneğin 1333 keV enerjili gama ışın pikinin P/B oranındaki iyileşme, 1,71 olarak elde edilmiştir. Bunun yanı sıra R_{verim} % 64’tür ve bu, pikin foto pik veriminde 1,56 katlık bir düşüş anlamına gelir. Burada P/B oranındaki iyileşme başarılıdır.

Çizelge 9.1 Deney sonucu $^{178}\text{W}^*$ çekirdeğinden elde edilen gama ışın piklerinden bazılarının, iz sürme tekniğine dayalı geliştirilen kıstasların ($E_1 > 20$ keV; $E_2 > 20$ keV; $\Delta < 25^\circ$; $FM < 0,05$) uygulanmasıyla P/B oranlarındaki iyileşmeler ve foto pik verimlerindeki düşüşler

Burada, $R_{\text{P/B}}$ ve R_{verim} kıstaslı ve kıstassız elde edilen P/B ve verim değerlerinin oranlarını göstermektedir

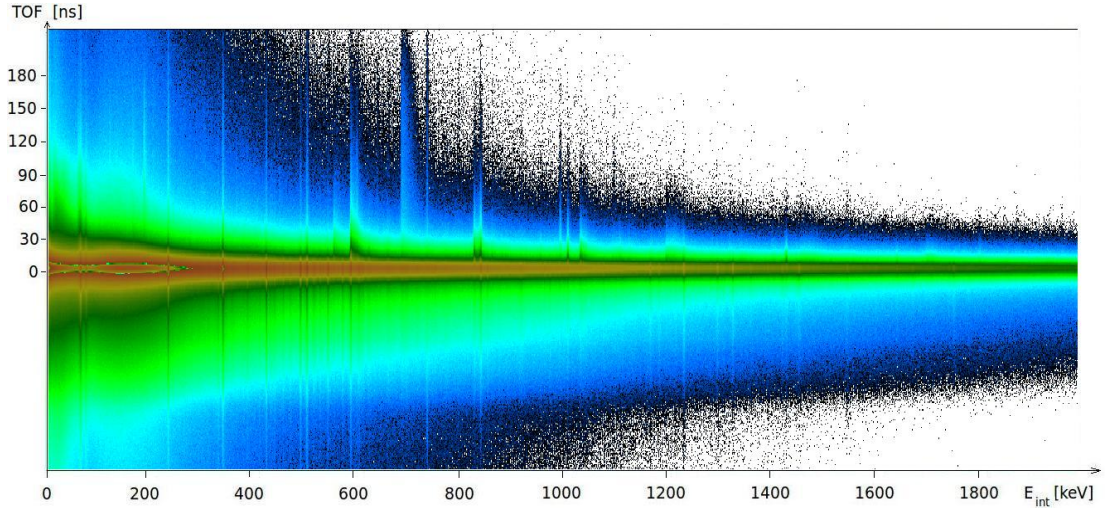
E_γ	P/B (Kıstassız)	P/B (Kıstaslı)	$R_{\text{P/B}}$	R_{verim}
243	1,19	1,69	1,42	0,13
349	1,30	1,79	1,38	0,31
433	1,14	1,73	1,45	0,44
499	0,97	1,46	1,51	0,48
552	0,50	0,74	1,48	0,53
860	0,15	0,21	1,40	0,60
1083	0,07	0,11	1,57	0,64
1333	0,24	0,41	1,71	0,64
1553	0,08	0,15	1,88	0,66

9.2.2 TOF tekniğine dayalı ayırışımın testi

Bu deneyde, hedeften yayınlanan gama ışınlarının 16 cm uzaklıktaki AGATA dedektörlerinin ön ve arka yüzlerine ulaşma süreleri sırasıyla 0,53 ns ve 0,83 ns’dir. Bunun yanı sıra 1,5 ve 20 MeV enerjili nötronlar için TOF değerleri ön yüz için sırasıyla, 11,0 ns, 5,3 ns ve 2,6 ns, arka yüz için ise sırasıyla, 17,8 ns, 8,3 ns ve 4,2 ns’dir. Hedef dedektör arası mesafenin küçük olmasından dolayı gama ışınları ve nötronların TOF değerleri arasındaki farkın küçük olması ve dedektörlerin zaman

çözme gücünün bu ayrışımı gerçekleştiremeyecek kadar büyük olması (10ns, Bkz. Bölüm 9.2.3), bu deney için TOF yöntemi ile ayrışımın başarılı bir şekilde yapılamayacağı anlamına gelir.

Şekil 9.8’de, deney verilerinden elde edilen TOF değerlerinin etkileşme noktası enerjilerine göre olan 2 boyutlu histogramı verilmiştir. Nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan gama ışınları, bu histogramda görülmektedir. Farklı enerji aralıkları için, TOF değerlerine konulan farklı kıstaslar ile, gama ışın piklerinin P/B oranlarındaki iyileşmeler ve verimlerdeki düşüşler verilmiştir (Çizelge 9.2). Örneğin 450 – 560 keV aralığında, TOF değerleri +8 ns’den küçük ve -7 ns’den büyük olan etkileşme noktaları gama ışın noktaları olarak belirlenmiş, bunun dışındakiler atılmıştır.



Şekil 9.8 ^{174}W deneyinden elde edilen, etkileşme noktası enerjilerine karşı TOF değerlerinin 2 boyutlu histogramı

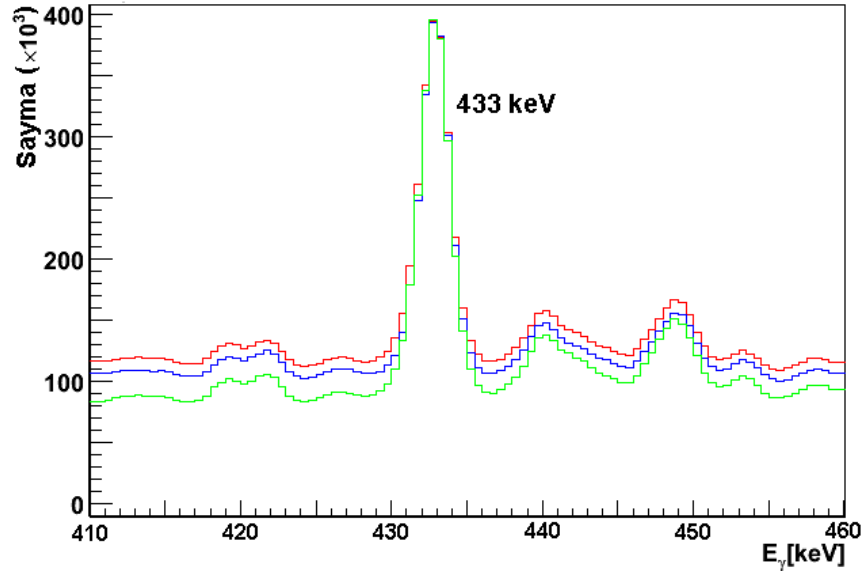
Nötronların inelastik saçılmalarından açığa çıkan gama ışınları, büyük TOF değerli olarak histogramda kendilerini göstermektedirler

Bu yöntemin uygulanması sonucu elde edilen gama ışın histogramlarında 433 keV ve 1333 keV pikleri, şekil 9.9’da örnek olarak gösterilmiştir. Bu sonuçlara göre, verim oranları düşük olmakla birlikte, P/B oranlarındaki iyileşme yetersizdir.

Çizelge 9.2 Deney sonucu $^{178}\text{W}^*$ çekirdeğinden elde edilen gama ışın piklerinden bazılarının, TOF tekniğine dayalı kıstasların uygulanmasıyla P/B oranlarındaki iyileşmeler ve foto pik verimlerdeki düşüşler

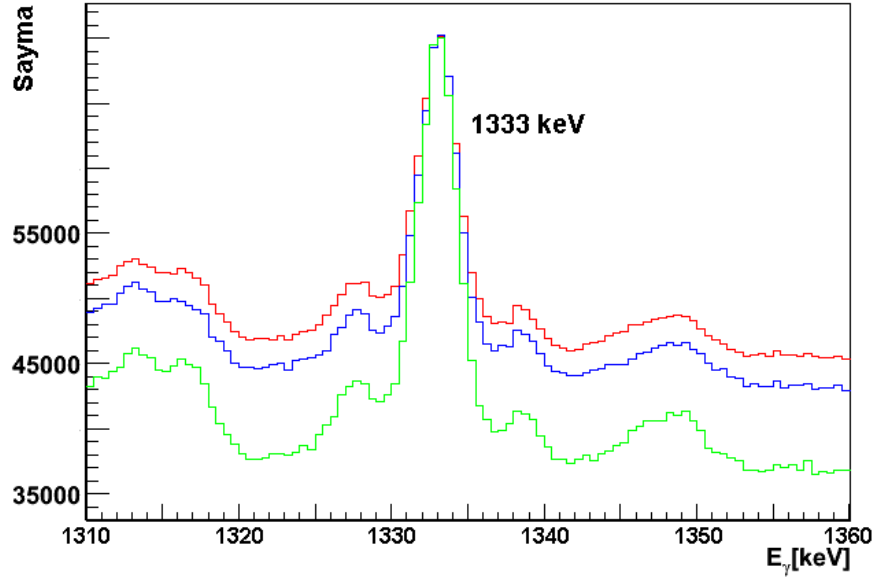
Burada, $R_{P/B}$ ve R_{verim} kıstaslı ve kıstasız elde edilen P/B ve verim değerlerinin oranlarını göstermektedir

E_γ	P/B (Kıstasız)	P/B (Kıstaslı)	$R_{P/B}$	R_{verim}
243	1,19	1,28	1,10	0,44
349	1,30	1,44	1,11	0,46
433	1,14	1,37	1,20	0,50
499	0,97	1,23	1,27	0,52
552	0,50	0,64	1,28	0,54
860	0,15	0,20	1,33	0,59
1083	0,07	0,11	1,57	0,63
1333	0,24	0,36	1,50	0,58
1553	0,08	0,10	1,25	0,46



Şekil 9.9 İz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramında 433 keV piki (kırmızı). TOF tekniğine dayalı (mavi) ve iz sürme tekniğine dayalı (yeşil) kıstasların uygulanmasından sonra pikteki iyileşmeler görülmektedir

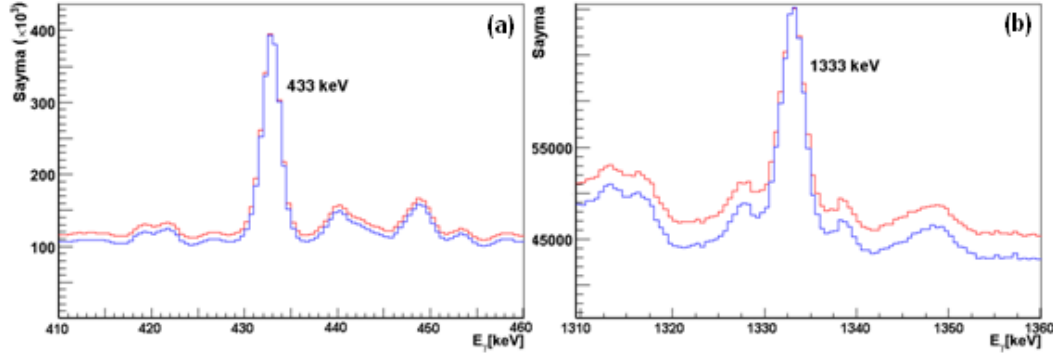
Histogramlar, pikler üst üste binecek şekilde normalize edilmiştir



Şekil 9.10 İz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramında 1333 keV piki (kırmızı). TOF teniğine dayalı (mavi) ve iz sürme tekniğine dayalı (yeşil) kıstasların uygulanmasından sonra pikteki iyileşmeler görülmektedir

Histogramlar, pikler üst üste binecek şekilde normalize edilmiştir

Yeni bir yöntem olarak, TOF ve iz sürme tekniklerine dayalı ayırışım metodlarının birlikte kullanılmaları düşünülmüş, sonuçlar çizelge 9.3’de verilmiştir. Bu yöntemde, TOF kapısı konularak atılan etkileşme noktaları iz sürme metodu ile tekrar sınanmış, belirlenen kıstaslar ile gama ışınlarına ait oldukları saptanan etkileşme noktaları tekrar verilere dahil edilmişlerdir. Çizelge 9.3’de gösterilen sonuçlara göre, örneğin 1333 keV enerjili gama ışın pikinin P/B oranındaki iyileşme 1,42 iken, $R_{\text{verim}} \% 84$ ’ tür ve bu foto pik veriminde 1.19 katlık bir düşüş anlamına gelir. Şekil 9.11.a.b, 433 keV ve 1333 keV enerjili gama ışın pikleri için P/B değerindeki iyileşmeleri göstermektedir. Foto pik veriminden ödün verilmesi tercih edilmeyen deneyler için bu yöntem uygun olabilir.



Şekil 9.11 İz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramında, a. 433 keV, b. 1333 keV pikleri (kırmızı)

TOF teniğine dayalı kıstaslarla beraber iz sürme tekniğine dayalı kıstasların uygulanması sonucu piklerdeki iyileşmeler (mavi) görülmektedir

Çizelge 9.3 Deney sonucu $^{178}\text{W}^*$ çekirdeğinden elde edilen gama ışın piklerinden bazılarının, TOF tekniğine dayalı kıstasların uygulanması ve ardından iz sürme tekniğine dayalı kıstaslarla sınanmasıyla, P/B oranlarındaki iyileşmeler ve foto pik verimlerinde düşüşler

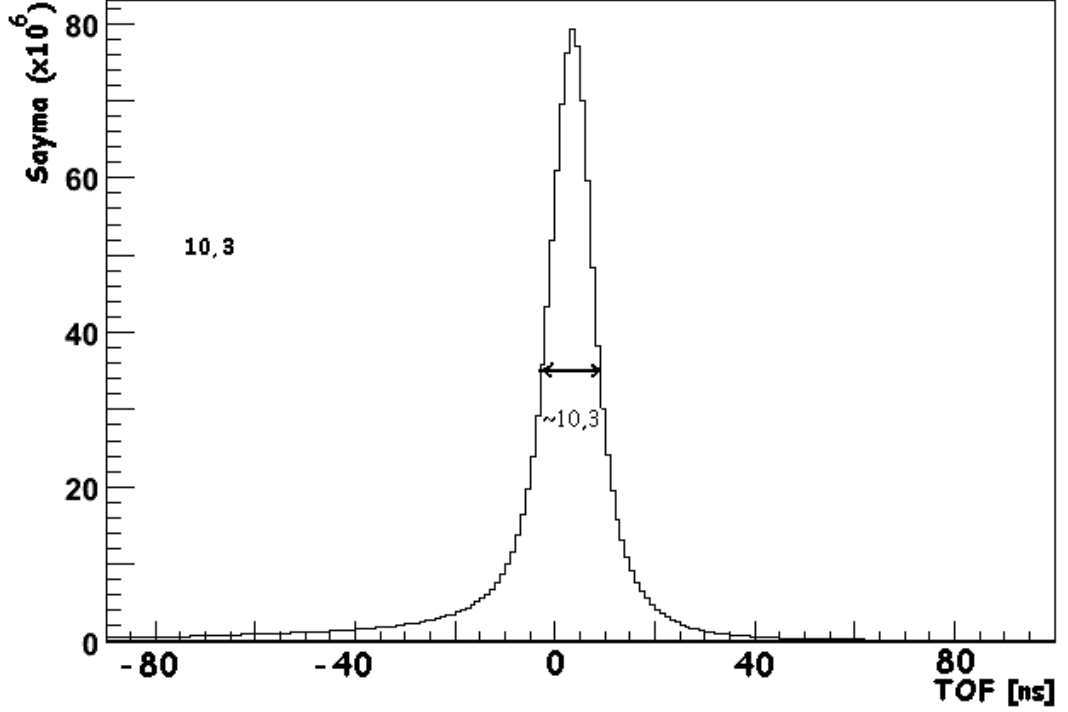
Burada, $R_{P/B}$ ve R_{verim} kıstaslı ve kıstasız elde edilen P/B ve verim değerlerinin oranlarını göstermektedir

E_γ	P/B (Kıstasız)	P/B (Kıstaslı)	$R_{P/B}$	R_{verim}
243	1,19	1,32	1,11	0,52
349	1,30	1,49	1,15	0,63
433	1,14	1,41	1,24	0,72
499	0,97	1,23	1,24	0,76
552	0,50	0,63	1,26	0,78
860	0,15	0,19	1,27	0,84
1083	0,07	0,10	1,43	0,86
1333	0,24	0,34	1,42	0,84
1553	0,08	0,12	1,50	0,83

9.2.3 AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlükleri

^{174}W deneyinden elde edilen verilere göre, AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlüklerinin belirlenmesi amacı ile de analizler yapılmıştır. Bu çalışmadan elde edilen, AGATA dedektörleri ile ölçülen gama ışınları ve nötronlara ait TOF dağılımı, şekil 9.12'de görülmektedir. Bu dağılımın genişliğinden, AGATA dedektörlerinin zaman

çözünürlükleri, $10,3 \pm 0,9$ olarak belirlenmiştir. Düşük enerjili sinyallerdeki belirsizliğin fazla olmasından dolayı, bu çalışma farklı enerji eşiği değerleri için detaylandırılmış ve sonuçları çizelge 9.4’de verilmiştir. Buna göre örneğin, enerjisi 500 keV’den büyük olan etkileşme noktalarından elde edilen TOF dağılımının genişliği, $8,8 \pm 1,2$ ns’dir.



Şekil 9.12 AGATA dedektörleri ile ölçülen gama ışınları ve nötronlara ait TOF dağılımı
Bu dağılımın genişliği (FWHM), dedektörlerin zaman çözünürlüğünü belirlemeyi sağlar

Çizelge 9.4 AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlüklerini belirlemek için, farklı enerji eşiği kullanılarak elde edilen TOF dağılımlarının FWHM değerleri

Enerji [keV]	FWHM	Enerji [keV]	FWHM
>0	$10,3 \pm 0,9$	>100	$10,2 \pm 1,0$
>10	$10,3 \pm 0,9$	>200	$9,9 \pm 1,0$
>20	$10,3 \pm 0,9$	>300	$9,4 \pm 1,1$
>30	$10,3 \pm 0,9$	>400	$9,1 \pm 1,0$
>40	$10,2 \pm 1,0$	>500	$8,8 \pm 1,2$
>50	$10,2 \pm 1,0$		

10. YÜKSEK ENERJİLİ GAMA IŞINLARI

Nükleer yapı fiziğinin en ilgi çekici konularından biri de, yüksek uyarma enerjilerinde nötronlar ile yarışarak salınan, “Dev Dipol Rezonans (GDR)” ve “Cüce Dipol Rezonans (PDR)” durumlarının gama bozunmalarının incelenmesidir. Bu tür gama ışınları yüksek enerjili olup ($E_\gamma > 8 \text{ MeV}$), çekirdeğin yapısı ve özellikle nükleer deformasyonlar hakkında önemli bilgiler verirler.

Enerjileri 10 MeV’den yüksek olan gama ışınları için çift oluşumu, Compton saçılmasına göre daha baskın etkileşme mekanizmasıdır (Bkz. Bölüm 3.2). Bu yüksek enerji bölgesinde iz sürme tekniğinin performansının nasıl olduğu ve nötronlardan kaynaklı arka fonun bu bölgeyi nasıl etkilediği, bu bölümde incelenmiştir.

Ayrıca, AGATA dedektörlerinde, gama ışınlarına ek olarak nötronların da izlerinin sürülmesi mümkün olabilir. Bu durumda, GDR ve PDR bozunumlarının, hangi reaksiyon kanallarından veya hangi çekirdekten atıldığı belirlenebilir. Bu tür bir çalışmanın yapılabilmesi için, nötron ve gama ışını etkileşme noktalarının birbirlerinden ayrılmaları gerekmektedir. Bu tezdeki çalışma, böyle bir yöntemin geliştirilebilmesi için bir ön hazırlık olarak düşünülmüştür.

10.1 Dev Dipol Rezonans (Giant Dipole Resonance)

Dev rezonanslar, atom çekirdeğinin yüksek frekanslı titreşimleridir (Goldhaber ve Teller 1948, Ring ve Schuck 1980, Zardi ve Bortignon 1986, Gossett 1988, Mattiuzii vd. 1995, Greiner ve Mahun 1996, Chamoiz 1997, Brink 1999, 2008, Bracco 2001, Kwatsu ve Shevin, 2003). Çekirdekdeki proton ve nötronların eş fazlı titreşimleri, “izoskaler rezonanslar” olarak adlandırılırken, zıt fazlı titreşimleri, “izovektör rezonanslar” olarak adlandırılır. Proton ve nötronları birbirinden ayırmak için fazladan enerji gerekeceğinden, izovektör karakterli olanlar, izoskalerlere göre daha yüksek enerjilerde ortaya çıkarlar.

İlk dev rezonans olan GDR, 15 MeV civarında foton enerjisinde, hedef çekirdeğin foto soğurum tesir kesitinde keskin bir artışın gözlenmesi ile, 1947 yılında Baldwin ve Klaiber tarafından keşfedilmiştir (Baldwin ve Klaiber 1947). Çekirdekle etkileşen elektromanyetik gama ışınlarının çekirdek çevresinde oluşturduğu elektrik alan, yüklü protonların çekirdekte salınmasına neden olur. Çekirdeğin kütle merkezinin sabit kalması gerekliliği, nötronların, protonların zıt yönünde hareket etmesine neden olur.

GDR uyarılması, tüm çekirdeklerin genel bir özelliğidir. Rezonansın şekli, (10.1)'de verildiği gibi bir Lorentz dağılımı ile iyi şekilde tanımlanabilir (Berman ve Fultz 1975).

$$\sigma(E) = \frac{\sigma_m}{1 + [(E^2 - E_m^2)^2 / E^2 \Gamma^2]} \quad (10.1)$$

Burada E_m , σ_m ve Γ sırasıyla, rezonans enerjisi, pik tesir kesiti ve FWHM'dir. Bu değerler, çekirdeklerin kütle numaraları ile değişiklik gösterirler.

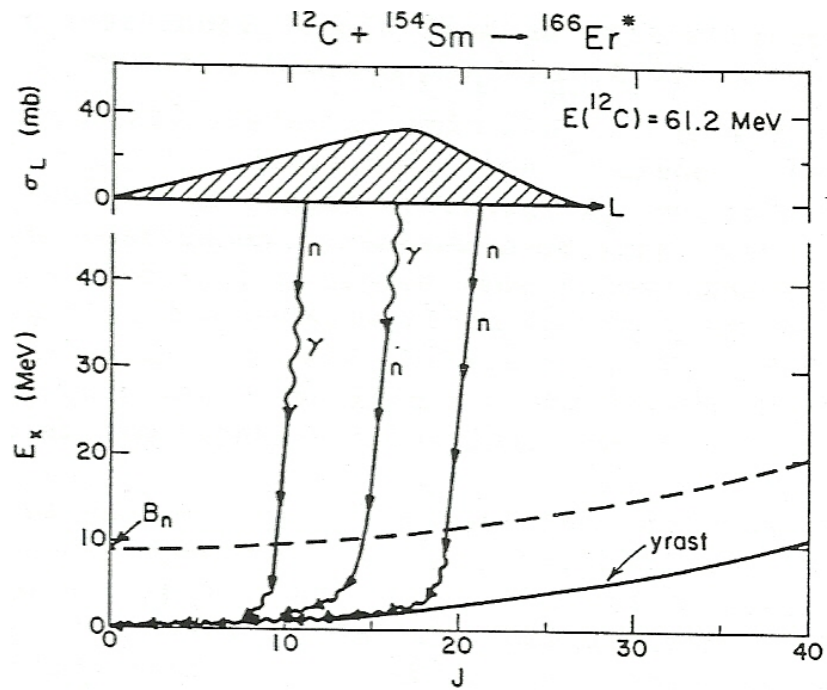
GDR enerjisi, (10.2) ile hesaplanabilir ve düşük kütle numaralı çekirdekler için daha yüksek değer alır. Bu rezonansların genişlikleri, 4 ile 7 MeV arasında değişir ve sihirli çekirdekler, rezonans genişlikleri en dar olan çekirdeklerdir.

$$E_m = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ MeV} \quad (10.2)$$

Çekirdeğin temel durumu üzerinde oluşan GDR durumlarında, çekirdeğin soğurduğu tüm enerji, rezonans bölgesine ulaşmak için kullanılır. Dev rezonanslar, temel durumla sınırlı olmayıp, tüm nükleer durumlar üzerinde oluşabilir (Brink 2008). GDR'lerin özellikleri, enerji seviyesinin mikroskobik yapısından bağımsız olduğundan dolayı, uyarılmış durumların foto soğurum tesir kesitleri, temel durumunki ile aynıdır (10.1).

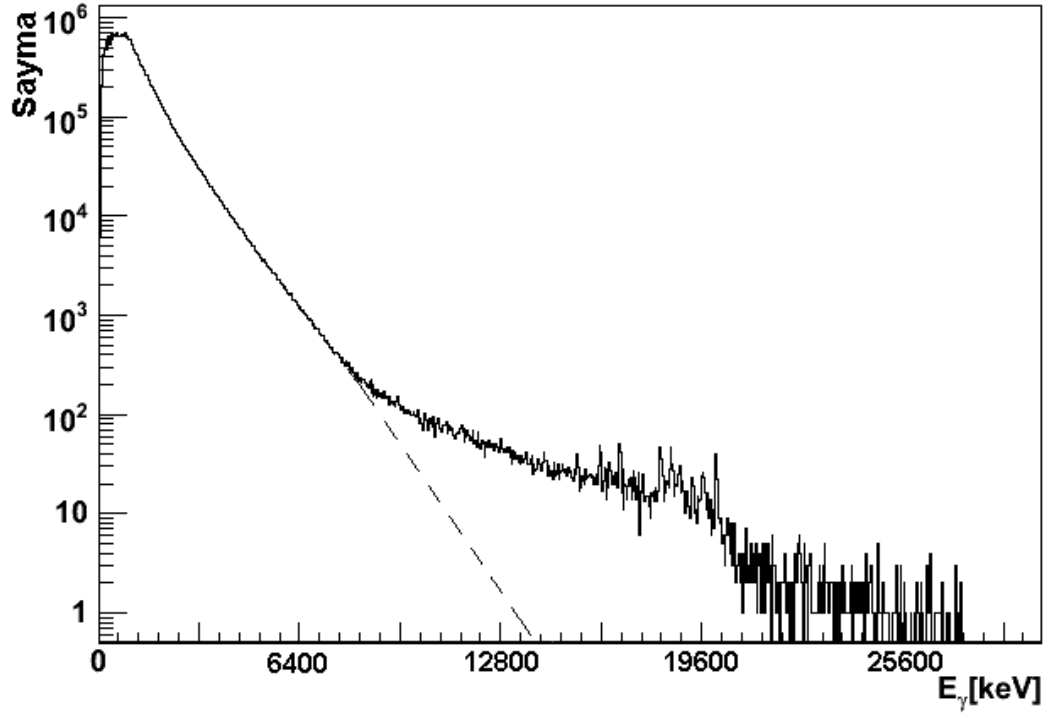
Uyarılmış durum GDR'lerini oluşturmada en sık kullanılan metotlardan biri, HIFE reaksiyonlarıdır. Reaksiyonda oluşan bileşik çekirdek, yüksek enerji ve açısal momentuma sahiptir (Şekil 10.1). Ağır çekirdeklerde Coulomb bariyeri, yüklü parçacıkların yayınlanmasını engellediğinden dolayı, bileşik çekirdek öncelikle baskın olarak nötron veya nötronlar yayınlar. Çekirdek uyarılma enerjisi, nötron ayırma

enerjisinin (~8 MeV) altına düşene kadar nötron yayınlama olayı devam eder. Çekirdek uyarılma enerjisinin 8 MeV'den düşük değerlere düşmesinin ardından çekirdek, gama ışınları yayarak, kalan enerji ve momentumunu atar. Bununla birlikte bileşik çekirdek, parçacık yayınlamaya oranla 10^{-3} ile 10^{-4} arasındaki düşük bir olasılıkla, ilk olarak yüksek enerjili gama ışınları yayınlamayı da seçebilir. Açığa çıkan bu gama ışınları, gama ışın histogramlarında yüksek enerjili bir tümsek olarak ortaya çıkarlar. Şekil 10.2'de, ^{174}W deneyi sonucu ^{176}W çekirdeğinden elde edilen GDR tümseği görülmektedir.



Şekil 10.1 Yüksek enerji bölgesinde gözlenen GDR olayında, bileşik çekirdeğin olası bozunma kanallarından bazılarının, enerjiye karşı spin grafiği (Snover 1986a, b)

Nötron ve yüksek enerjili gama ışınları yayınlayarak, enerji ve açısal momentumunu oldukça düşüren çekirdek, istatistiksel karakterde gama ışınları yayınlayarak yrast çizgisine yaklaşır ve sonunda taban durumuna döner

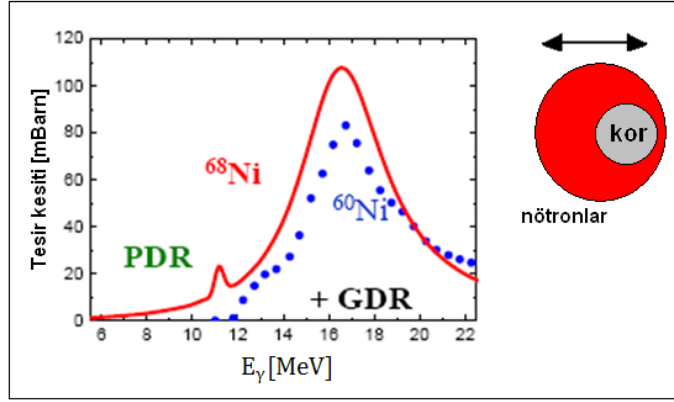


Şekil 10.2 ^{178}W bileşik çekirdeğinin gama histogramı

Histogramın yüksek enerjili kısmında, istatistiksel gama ışınlarının (kesikli çizgi) üzerindeki GDR tümseği görülmektedir

10.2 Cüce Dipol Rezonans (Pygmy Dipol Resonance)

Son yıllarda, nötron zengini çekirdeklerin incelenmesiyle, GDR tümseğinin düşük enerjili sırtında, PDR olarak adlandırılan yeni bir olay gözlenmiştir (Wieland vd. 2006, 2009, Bracco ve Wieland 2009, Paar vd. 2005, Tsoneva ve Lenske 2007, Avdeenkov ve Kamerzhiev 2009). PDR durumlarının karakterleri tam olarak anlaşılmamış olmakla birlikte, elektrik ve manyetik dipol karakterde oldukları düşünülmektedir. Değişik çekirdeklere yapılan araştırmalar, PDR tümseklerinin şiddetlerinin, çekirdeğin N/Z oranı ile doğru orantılı olarak arttığını göstermektedir. Buna bağlı olarak PDR olayı, nötron zengini çekirdeklere, N ve Z sayılarının eşit olduğu orta bölge (kor) dışında kalan nötron kabuğunun izoskaler karakterli titreşimi şeklinde düşünülmektedir. PDR'lerin şiddetleri, GDR'lere göre daha düşük olduğundan, pygmy (cüce) olarak isimlendirilmişlerdir ve genişliklerinin GDR'lerden daha az olduğu gözlenmiştir (Şekil 10.3).



Şekil 10.3 Nötron zengini çekirdeklerde, fazladan nötronların izoskaler karakterli titreşimleri sonucu, GDR'nin düşük enerjili sırtında açığa çıkan PDR tümseği (Wieland vd. 2009)

Şekil, ^{197}Au hedefine gönderilen 600 MeV/A enerjisindeki ^{68}Ni çekirdeklerinin Coulomb uyarılmaları (coulex) sonucu bozunumlarını göstermektedir

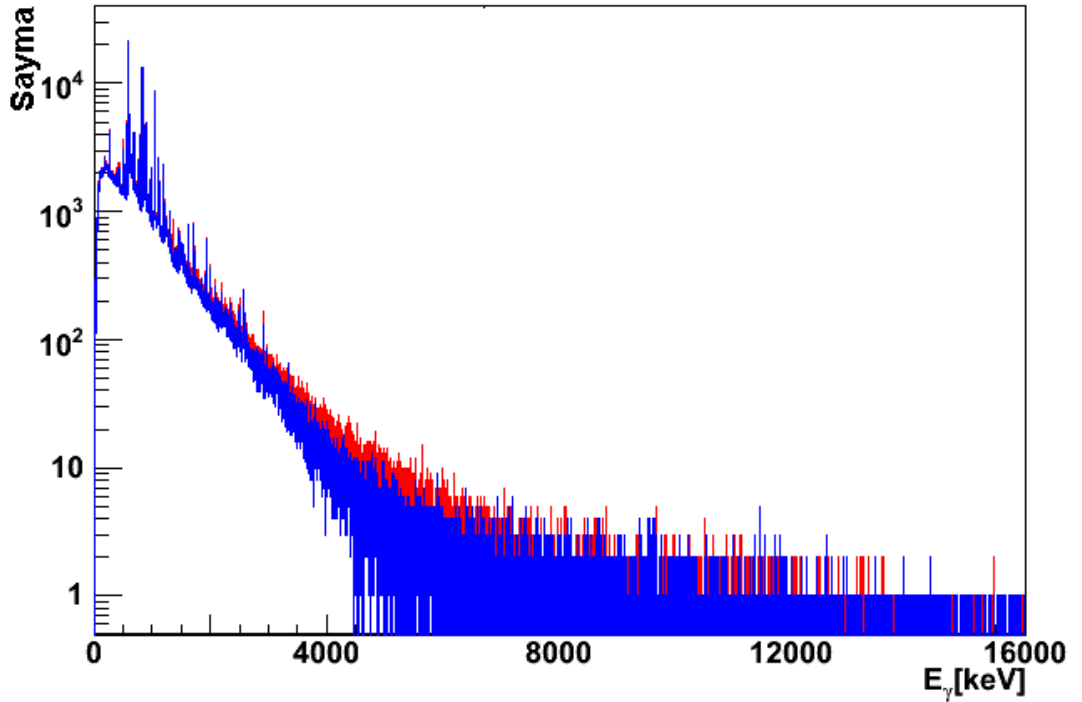
PDR'lerin incelenmesi ile, nükleer simetri enerjisi ve nötron kabuğunun (neutron skin) yapıları hakkında daha ayrıntılı bilgilere sahip olunabilir. Nükleer simetri enerjisinin yeni gözlemlerle iyileştirilmesi ile, sıvı damlası modelindeki yarı deneysel bağlanma enerjisinin daha güncel ifadesinin elde edilmesi beklenmektedir.

10.3 Yüksek Enerjili Bölgede İz Sürmenin İyileştirilmesi ve Arka Fonun Belirlenmesi

Yüksek uyarılma enerjili çekirdeklerin, yüksek enerjili gama ışınları yayınlama olasılıkları düşük olduğundan dolayı (Bkz. Bölüm 10.1), GDR ve PDR tümseklerinin şiddetleri de düşüktür ve histogramlarda gözlenmeleri zordur. Şiddetleri düşük olan GDR ve PDR tümseklerinin gözlenebilirliğini arttırmak için, içinde buldukları arka fonun kaynağının belirlenerek, bundan kurtulması ve yüksek enerjilerde baskın gama ışını etkileşme mekanizması olan çift oluşumunun (Bkz. Şekil 3.6) izinin sürülmesinin incelenmesi gerekmektedir.

10.3.1 Simülasyon sonuçları

Energileri 0-15MeV arasında olan nötronların, yapılan simülasyonlar ve iz sürme işlemine göre, dedektör materyalinde elastik saçılmaya uğrama olasılıkları çok yüksektir. (Bkz. Bölüm 3.3.4). Bu etkileşmeyi yapan nötronlar, iz sürme işlemi sırasında yok edilebilmektedirler (Ataç vd. 2009). Aynı enerjili nötronların, inelastik saçılmaları ($n,n\gamma$) ve nötron yakalama reaksiyonları (n,γ) sonucu açığa çıkardıkları gama ışınları, yaklaşık 8 MeV'ye kadar devam eden bir dağılım vermektedirler (Şekil 10.4). Nötron yakalama reaksiyonlarının tesir kesitleri düşük olmakla birlikte (Bkz. Bölüm 3.3.4), yüksek enerjili gama ışın yayınlanmasına katkıları olduğu görülmüştür. Bu simülasyona bağlı olarak, 8 MeV enerji değerinin üzerinde, nötron kaynaklı arka fonun bir sorun olmadığı sonucuna varılmıştır. Ancak, bu enerji bölgesinde gama ışını iz sürme tekniğinin performansının incelenmesi gerekmektedir.



Şekil 10.4 GEANT simülasyonu ile 0–15 MeV nötronların AGATA dedektörleri ile ölçülmesinden elde edilen gama ışın histogramı

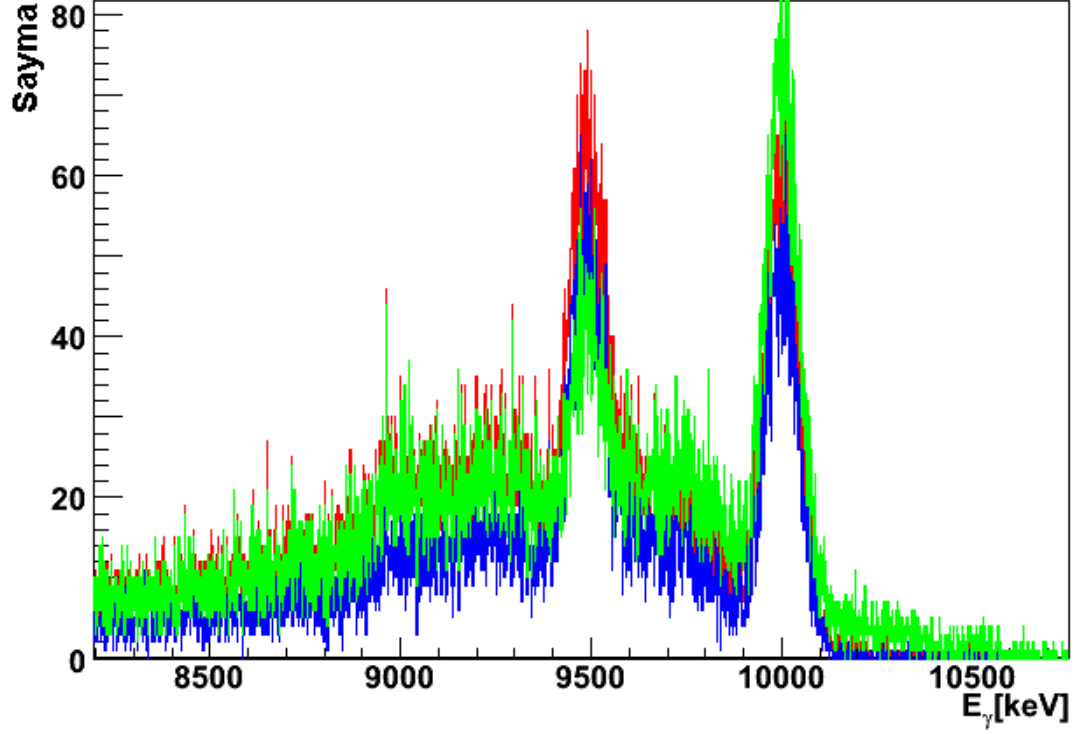
Elastik saçılmaya uğrayan nötronlar iz sürme işlemi ile yok edilebilmiştir. Nötron yayınlama ve inelastik saçılma (kırmızı çizgi) ile sadece inelastik saçılma (mavi çizgi) etkileşmelerinden açığa çıkan gama ışınları, yaklaşık 8 MeV'ye kadar uzanmaktadır

Bu amaçla, Almanya'nın GSI laboratuvarlarında gerçekleştirilmesi planlanan $^{18}\text{O} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{66}\text{Ni}$ bileşik çekirdek reaksiyonu düşünülerek bir simülasyon yapılmıştır. Reaksiyondan açığa çıkan yüksek enerjili (10 MeV) gama ışınlarının, dedektör materyali ile çift oluşum etkileşmesi yapma olasılığı daha büyüktür (Bkz. Bölüm 3.2). MGT iz sürme programında, çift oluşum etkileşmelerini Compton saçılma etkileşmelerinden ayırmak için, 2 tane 511 keV'lik gama ışınının varlığı aranır. Bulunan bu gama ışınları civarında, elektron ve pozitron kinetik enerjilerinin depolandığı yüksek enerjili etkileşme noktası, çift oluşum etkileşme noktası olarak belirlenir. Şayet çift oluşumdan sonra, 511 keV'lik gama ışınlarından bir veya iki tanesi tamamen veya kısmen AGATA dedektörlerinin dışına kaçarsa, çift oluşum olayı, Compton saçılması gibi algılanır ve 9 – 10 MeV arasında bir tümsek oluşur. Şayet 511 keV'lik bir gama ışını dedektör dışına kaçarsa, 9,5 MeV'de (10,000 – 0,511 MeV) bir tek kaçma piki belirir. Şekil 10.5'de, 10 MeV'lik gama ışın piki ve buna ait tek kaçma piki görülmektedir. Bir Gauss³ dağılımına uygun hale getirilerek piklerdeki toplam sayma belirlenmiş, pik verimi elde edilmiştir. Foto pik verimini iyileştirmenin bir yolu, kaçma piki ve etrafındaki tümseği oluşturan gama ışınlarını tespit ederek, bunları tam enerji pikine (10 MeV) dahil etmektir. Böylelikle tek kaçma piki ve etrafındaki tümsek azalırken, yüksek enerjili gama ışın pikindeki sayma artar. Bu tür bir yöntemin iz sürme algoritmasında kullanılması ile 10 MeV enerjili pikte % 11'lik artış, pikin toplam saymaya oranında (P/T) ise % 9'luk bir iyileşme gözlenmiştir. Ayrıca bu düzeltme ile, tek kaçma pikinde % 32'lik, kaçma piki ve etrafındaki tümseğin dahil olduğu bölgede (8,8–9,8 MeV) ise % 11'lik bir azalma gözlenmiştir.

İz sürme işlemi sırasında elde edilen ki-kare sayısının 0,5' ten küçük olması kıstası kullanıldığında ise (Bkz. Bölüm 8.4), 10 MeV enerjili pikte % 14' lük azalma, bu pikin P/T oranında ise % 28' lik bir iyileşme gözlenmiştir. Pik verimindeki % 14' lük azalmadan ötürü ki-kare kriteri yerine tek kaçma düzeltilmesi daha uygundur. Ayrıca bu kriterin kullanılmasıyla, tek kaçma pikinde % 24' lük, kaçma piki ve etrafındaki tümseğin dahil olduğu bölgede (8,8–9,8 MeV) ise % 33' lük bir azalma gözlenmiştir.

³ Carl Friedrich Gauss, Alman kökenli matematikçi ve bilim adamı. Gauss dağılımının (normal dağılım) eğrisi, çan şekilli bir eğridir.

Bu bölümde sunulan bulgular, yüksek enerjilerdeki iyileştirme ve iz sürme tekniği konularında daha detaylı çalışmaların yapılması gerektiğini göstermektedirler.



Şekil 10.5 GEANT ile yapılan yüksek enerjili gama ışın simülasyonu

İz sürme işleminden sonra elde edilen, 10 MeV enerjili yüksek enerjili tümseği ve buna ait tek kaçma tümseği histogramı (kırmızı çizgi). İz sürme işlemi sırasında ki-kare sayısının 1'den 0,5'e düşürülmesiyle, her iki tümsekte de azalma meydana gelir (mavi çizgi). Çift oluşum iz sürme algoritmasının iyileştirilmesiyle, tam enerji tümseğindeki yükselme ve tek kaçma tümseğindeki düşüş görülmektedir (yeşil çizgi)

11. SONUÇLAR ve TARTIŞMALAR

Bu tez çalışmasında, iz sürme tekniğinin ve deneysel hassasiyetin geliştirilmesinde, nükleer modellerin iyileştirilmesinde ve nükleer haritanın bilinmeyen bölgesindeki egzotik çekirdek çalışmalarında önemli rol oynayacak olan AGATA gama ışın spektrometresinin özellikleri irdelenmiştir. Nükleer reaksiyonlar sonucu ortaya çıkan gama ışınları ve nötronların AGATA dedektörleri ile etkileşmeleri incelenmiş, gama ışın histogramlarını temizleyebilmek ve ileride AGATA dedektörleri ile nötronların da ölçülebilmesini sağlamak amacıyla, nötronların gama ışınlarından ayrışımı konusu araştırılmıştır. Simülasyonlar ve ilk AGATA deneylerinden elde edilen sonuçlar, tezde verilmiştir.

İlk elde edilen sonuçlara göre, AGATA dedektörlerinin kor (core) ve bölüm (segment) sinyallerinden elde edilen zaman çözünürlüğü (FWHM), $10,3 \pm 0,9$ ns'dir. Bu değerdeki zaman çözünürlüğü ile kaynaktan 50 cm uzakta bulunan AGATA dedektörleri ile yapılan ^{252}Cf deneyinde, TOF yöntemi ile nötronların gama ışınlarından ayrıştırılması mükemmel sonuçlar vermektedir. Kaynak ile dedektörler arasındaki mesafenin 16 cm değerine düşmesi durumunda (^{174}W deneyi), 2 boyutlu TOF-enerji diyagramında, nötronlardan kaynaklı pikler gözlenmektedir. Fakat bu uzaklık değeri ve AGATA dedektörlerinin çözünürlük değerine göre TOF yöntemi ile ayrışım ancak sınırlı olarak sağlanmaktadır.

Tez çalışmasında yapılan simülasyonlarda, nötron gama ışını ayrışımını sağlamak amacı ile, gama ışını iz sürme tekniği içine dahil edilen bir metod geliştirilmiş ve bu metod deneyler üzerinde denenmiştir. Tipik bir HIFE reaksiyonu göz önünde bulundurularak yapılan simülasyon sonuçlarına göre 1 MeV'lik gama ışın pikinin P/B oranı 2,0 ile 2,4 kat arasında iyileştirilmiş, buna karşılık foto pik verimi 1,13 (% 12) ile 1,25 (% 20) arasında düşmüştür. Ayrıca, nötronun inelastik saçılmasından açığa çıkan 834 keV piki ve buna ait tümsek detaylı bir şekilde incelenmiş ve geliştirilen metod ile bunların % 54'ünün gama histogramından atılabildiği görülmüştür. Aynı simülasyon sonuçlarına göre 1 MeV'lik gama ışın pikinin ^{252}Cf kaynağı ile yapılan deneyden elde edilen ilk sonuçlara göre, nötronun inelastik saçılmasından açığa çıkan 1040 keV piki ve buna ait

tümsek için simülasyon sonucuna yakın bir değer (% 52) elde edilmiştir. Aynı deneyde TOF yöntemi kullanıldığında, nötron kaynaklı tümsek ve piklerin tamamının gama histogramından temizlendiği gözlenmiştir.

Hedef dedektör arası mesfenin kısalığı ve AGATA dedektörlerinin zaman çözünürlüğünün büyük olmasından dolayı TOF yönteminin başarılı olamadığı durumlarda, örneğin ^{174}W deneyinde, iz sürme tekniği için geliştirilen metod kullanılabilir. Yapılan çalışmalar sonucunda, bu metodun kullanılması ile, 1333 keV enerjili gama ışın pikinin P/B oranı 1,71 kat iyileştirilmiştir. Bu, foto pik veriminde 1.56 katlık (% 36) bir düşüş meydana getirmiştir. Foto pik verimindeki düşüşü azaltmak üzere, TOF yöntemi ile gama ışını iz sürme tekniği içine dahil edilen metodun bir arada kullanıldığı bir yöntem düşünülmüş, bu yöntem ^{174}W deneyi için denenmiştir.

Bu tezde verilen deneysel sonuçlar, AGATA dedektörleri ile yapılan ilk deneylerin analizlerine dayanmaktadır. İlerde, sinyal şekil analizi (PSA) tekniğinin daha da geliştirilmesi ile nötron-gama ayrışımı için önemli bir değer olan zaman çözünürlüğünün iyileşmesi (5–7 ns arası) beklenmektedir. Böyle bir iyileşme ile, AGATA dedektör küresinin yarıçapı olan 23,5 cm değerindeki uzaklıkta, TOF yönteminin etkili bir şekilde kullanılması mümkün olabilir. Ayrıca, iz sürme yöntemi dahilinde geliştiren yöntemin de buna yardımcı olarak kullanılabilirliği bu tez çalışmasında tespit edilmiştir.

İz sürme yönteminin yüksek enerjili gama ışınları için olan performansı da bu tezde incelenmiş ve bazı iyileştirmeler önerilmiştir. Bu konuda daha detaylı çalışmaların yapılması gerekmektedir.

KAYNAKLAR

- Aberg, S., Semmes, P.B. and Nazarewicz, W. 1997. Spherical Proton Emitters. *Physical Review C*, Vol. 56, pp. 1762–1773
- Ahmed, S.N. 2007. *Physics&Engineering of Radiation Detection*. Academic Press Inc., 764 p., Great Britain.
- Agostinelli, S. et al. 2004. Geant4-a Simulation Toolkit. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, Vol. 506, pp. 250–303.
- Akkoyun, S., vd. 2011. AGATA – Advanced Gamma Tracking Array. In manuscript. To be submitted to *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A* 2011-06-24
- Alpher, R.A., Bethe, H. and Gamow, G. 1948. The Origin of Chemical Elements. *Physical Review*, Vol. 73, pp. 803–804.
- Alvarez, C.R. 1998. The Euroball Array. *Il Nuovo Cimento*, Vol. III A, N. 6–7.
- Alvarez, C.R. 2004. The Advanced Gamma Ray Tracking Array AGATA. *Brazilian Journal of Physics*, Vol. 34, pp. 995–998.
- Anonymous. 2001. Web Sites: <http://www-w2k.gsi.de/agata>. Erişim Tarihi: 18.01.2007.
- Anonymous. 2001. Web Sites: <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>. Erişim Tarihi: 23.04.2011.
- Anonymous.2001. Web Sites: <http://greta.lbl.gov>. Erişim Tarihi: 07.02.2007.
- Anonymous. 2008. Web Sites: <http://www.nndc.bnl.gov>. Erişim Tarihi: 26.09.2008.
- Anonymous.2010. Web Sites: http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/NUSTAR. Erişim Tarihi: 18.10.2010.
- Anonymous. 2010. Web Sites: <http://rexttrap.home.cern.ch/rexttrap>. Erişim Tarihi: 19.11.2010.
- Anonymous. 2010. Web Sites: <http://pro.ganil-spiral2.eu>. Erişim Tarihi: 22.05.2010.
- Anonymous. 2010. Web Sites: <http://root.cern.ch>. Erişim Tarihi: 11.08.2010.
- Anonymous.2010. Web Sites: <http://www-wnt.gsi.de/frs/index.asp>. Erişim Tarihi: 11.08.2010.
- Arnold, E., et al. 1992. Quadrupole moment of ^{11}Li . *Phys. Lett. B*, Vol. 281, pp. 16–19.
- Ata, A. et al. 2009. Discrimination of Gamma rays Due to Inelastic Neutron Scattering in AGATA. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, Vol. 607, pp. 554–563.
- Avdeenkov, A.V. and Kamerdzhiiev, S.P. 2009. Pygmy Dipole Resonance in Nuclei. *Physics of Atomic Nuclei*, Vol. 72, pp. 1332–1339.
- Azaiez, F. and Korten, W. 1997. Exogam: a gamma-spectrometer for nuclear structure studies at SPIRAL. *Nuclear Physics News*, Vol. 7, pp. 21–25.
- Balabanski, D., Bucurescu, D. et al. 2008. AGATA Physics Case.
- Baldwin, G.C. and Klaiber, G.S. 1947. Photo-Fission in Heavy Elements. *Physical Review* Vol. 71, pp. 3–10.
- Basdevant, J.L., Rich, J. and Spiro, M. 2005. *Fundamentals in Nuclear Physics*. Springer, 515 p., USA.
- Bazzacco, D. 2004. The Advanced Gamma Ray Tracking Array AGATA. *Nuclear Physics A*, Vol. 746, pp. 248c–254c.
- Bazzocco, D. 2004. Gamma-ray Tracking for Large Detector Arrays. *IMTC 2004*, pp. 658–661.
- Berman, B.L. and Fultz, S.C. 1975. Measurements of the giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 47, pp. 713–761.

- Bethe, H.A. 1939. Energy Production in Stars. *Phys. Rev.*, Vol. 55, 434–456.
- Bohr, A. and Mottelson, B.R. 1999. *Nuclear Structure*. World Scientific, 471 s., Singapore.
- Bracco, A. 2001. Gamma Decay of the GDR on Superdeformed Configurations of ^{143}Eu . *Nuclear Physics A*, Vol. 682, pp. 449c–457c.
- Bracco, A. and Wieland, O. 2009. The Pygmy Dipole Resonance in the Neutron-Rich Nucleus $^{68}\text{Ni}^*$. *Acta Physica Polonica B*, Vol. 40, pp. 535–542.
- Brink, D.M. 1999. Summary Talk: Giant Resonances at Finite Temperature. *Nuclear Physics A*, Vol. 649, pp. 218c–221c.
- Brink, D.M. 2008. Giant Resonances in Excited Nuclei. Germany.
- Bruyneel, B. 2006. Characterization of Segmented Large Volume, High Purity Germanium Detectors, PhD Thesis, Universitat zu Köln, 131 p., Köln.
- Burbidge, E.M. et al. 1957. Synthesis of the Element in Stars. *Review of Modern Physics*, Vol. 29, pp. 547–650.
- Casten, R.F. 2000. *Nuclear Structure From a Simple Perspective*. Oxford University Press, 463 p., New York.
- Casten, R.F. 1999. New Physics with Radioactive beams: exotic structures in loosely bound systems. *J. Phys. G: Part. Phys.* Vol. 25, pp. 747–753.
- Chomaz, Ph. 1997. *Collective Excitations in Nuclei*. Ganil, 78 p., France.
- Cohen, B.L. 1971. *Concepts of Nuclear Physics*. McGraw-Hill Book Company, 433p., New York.
- Covello, A., et al. 2008. *Nuclear Structure Far From Stability: New Physics and New Technology*, Course CLXIX. IOS Press, 562 p., Italy.
- Crespi, F.C.L. 2007. A Pulse Shape Analysis Algorithm for Segmented HPGe Detectors. *Acta Physica Polonica B*, Vol. 38, pp. 1303–1309.
- Das, A. and Ferbel, T. 2005. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*. World Scientific Publishing Company, 399 p., Singapore.
- Eberth, J. et al. 2001. Miniball: a Ge Detector Array for Radioactive Ion Beam Facilities. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 46, pp. 389–398.
- Eberth, J. and Simpson, J. 2008. From Ge(Li) Detectors to Gamma-ray Tracking Arrays – 50 Years of Gamma Spectroscopy with Germanium Detectors. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 60, pp. 283–337.
- Evans, R.D. 1955. *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill Book Company, 972 p., New York.
- Farnea, E. 2006. Agata Simulation code. Web Sites: <http://agata.pd.infn.it/documents/simulations/docs/agataManual.pdf>. Erişim Tarihi: 29.05.2006.
- Friedman, W.A. and Bertsch, G.F. 2007. Neutron-Proton Pairing Reexamined. *Physical Review C*, Vol. 76, 057301.
- Gelletly, W. and Eberth, J. 2006. *Gamma-ray Array: Past, Present and Future*. Springer-Verlag, Vol. 700, pp. 79–117, Berlin.
- Gerl, J. 2003. The AGATA Project. *Acta Physica Polonica B*, Vol. 34, pp. 2481–2490.
- Gerl, J., Korten, W. et al. 2001. AGATA Technical Proposal. 87 p.
- Goldhaber, M. and Teller, E. 1948. On Nuclear Dipole Vibrations. *Physical Review*, Vol. 74, pp. 1046–1048.
- Gossett, C.A. 1988. Systematic Behaviour of the Giant Dipole Resonance in Highly Excited Nuclei. *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, Vol. 14, pp. S267–S274.
- Greiner, W. and Maruhn, J.A. 1996. *Nuclear Models*. Springer-Verlag, 375 s., Berlin.

- Hakansson, P. 1999. An Introduction to the Time-of-Flight Technique. *Brazilian Journal of Physics*, Vol. 29, pp. 422–427.
- Hammond, N.J., Duguet, T. and Lister, C.J. 2005. Ambiguity in Gamma-ray Tracking of ‘Two-Interaction’ Events. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, Vol. 547, pp. 535–540.
- Heyde, K.L.G. 1999. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*. IOP Publishing Ltd, 524 p., United Kingdom.
- Heyde, K.L.G. 1990. *The Nuclear Shell Model*. Springer-Verlag. 376 p., Berlin.
- Hodgson, P.E., Gadioli, E. and Gadioli Erba, E. 1997. *Introductory Nuclear Physics*. Oxford University Press, 723p., New York.
- Hofmann, S. and Münzenberg, G. 2000. The Discovery of the Heaviest Elements. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 72, pp. 733–767.
- Klein, O. and Nishina, Y. 1929. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Z. F. Physics*, Vol. 52(11–12), pp. 853–869.
- Knoll, G.F. 2000. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons Inc., 802 p., New York.
- Krane, K.S. 1988. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, 845 s., Canada.
- Kwatsu, C. and Shevin, M. 2003. Parameters for the Hot Giant Dipole Resonance. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*.
- Lamarsh, J.R. 1975. *Introductory to Nuclear Engineering*. Addison-Wesley Publishing Company. 626 p., USA.
- Lapp, R.E. and Andrews, H.L. 1963. *Nuclear Radiation Physics*. Prentice-Hall, 413 p., USA.
- Lee, I.Y. 1999. Gamma-ray Tracking Detectors. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. A*, Vol. 422, pp. 195–200.
- Lee, I.Y., Deleplanque, M.A. and Vetter, K. 2003. Development in Large Gamma-ray Detector Arrays. *Rep. Prog. Phys.*, Vol. 66, pp. 1095–1144.
- Lee, I.Y. et al. 2006. Order-to-Chaos Transition in Rotational Nuclei. *Physica Scripta*, Vol. T125, 142–146.
- Lagergren, K. 2003. *Experimental Nuclear Structure Studies at the Limits of Angular Momentum, Deformation and Neutron Deficiency*. PhD Thesis, Royal Institute of Technology, 58 p., Stockholm.
- Leo, W.R. 1994. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*. Springer-Verlag, 378 p., Berlin.
- Leoni, S. et al. 2009. Warm nuclei: Nuclear Structure Effects on the Order-to-Chaos Transition Region. *Acta Physica Polonica B*, Vol. 40, pp. 555–564.
- Leoni, S. 2010. Experimental Investigation of the Warm Rotation in the Order-to-Chaos Region by Gamma-Spectroscopy in the Quasi-Continuum. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 205, 012041.
- Lenzi, S.M. et al. 2010. Island of Inversion around ^{64}Cr . *Physical Review C*, 82, 054301
- Leroy, C. and Rancoita, P.G. 2004. *Radiation Interaction in Matter and Detection*. World Scientific, 698 p., Singapore.
- Lieder, R.M. et al. 2001. Development of Gamma-ray Tracking Detectors. *Acta Physica Polonica B*, Vol. 32, pp. 2395–2401.
- Ljungvall, J. and Nyberg, J. 2005. A Study of Fast Neutron Interactions in High-Purity Germanium Detectors. *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, Vol. 546, pp. 553–573.

- Ljungvall, J. and Nyberg, J. 2005. Neutron interactions in AGATA and Their Influence on Gamma-ray Tracking. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, Vol. 550, pp. 379–391.
- Ljungvall, J. 2005. Characterisation of the Neutron Wall and of Neutron Interactions in Germanium-Detector Systems. PhD Thesis. Uppsala Universitet, 65 s., Sweden.
- Lopez-Martens, A. et al. 2004. Gamma-ray Tracking Algorithms: a Comparison. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, Vol. 533, pp. 454–466.
- Marel, J. and Cederwall, B. 1999. Backtracking as a Way to Reconstruct Compton Scattered Gamma-rays. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, Vol. 427, pp. 538–551.
- Marel, J. and Cederwall, B. 2002. Gamma-ray Tracking in Germanium: the Backtracking Method. Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A, Vol. 477, pp. 391–396.
- Mattiuzzi, M. et al. 1995. Thermal Fluctuation and Collisional Damping Effects in GDR Observables in Hot ^{176}W Nuclei. Physical Letters B, Vol. 364, pp. 13–18.
- Metropolis, N. and Ulam, S. 1949. The Monte Carlo Method. Journal of the American Statistical Association, Vol. 44, pp. 335–341.
- Milechina, L. and Cederwall, B. 2003. Improvements in Gamma-ray Reconstruction with Positive Sensitive Ge Detectors Using the Backtracking Method. Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A, Vol. 508, pp. 394–403.
- Moshkin, G.N. et al. 1969. ^{252}Cf Neutron Source. Soviet Atomic Energy, Vol. 26, pp. 439–440.
- Münzenberg, G. 1999. Discoveries of Heaviest Elements. J. Phys G: Part. Phys., Vol. 25, pp. 717–725.
- Nilsson, S.G. and Ragnarsson, I. 2005. Shapes and Shells in Nuclear Structure. Cambridge University Press, 408 p., United Kingdom.
- Nörtershauser, W. et al. 2009. Nuclear Charge Radii of $^{7,9,10}\text{Be}$ and One-Neutron Halo Nucleus ^{11}Be . Physical Review Letters, Vol. 102, 062503.
- Paar, N. et al. 2005. Isotopic Dependence of the Pygmy Dipole Resonance. Physics Letters B, Vol. 606, pp. 288–294.
- Pipidis, P.A. 2006. Structural behavior of $^{157,158,159}\text{Dy}$ in the $I=30\text{--}50\text{ h}$ Spin Regime and the High-Spin Domain of ^{158}Er up to and Above Band Termination. PhD Thesis, The Florida State University, 232 p., Florida.
- Piqueras, I. et al. 2004. A Probabilistic Gamma-ray Tracking Method for Germanium Detectors. Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. A, Vol. 516, pp. 122–133.
- Recchia, F. 2008. In-Beam Test and Imaging Capabilities of the AGATA Prototype Detector. PhD Thesis, Università Degli Studi Di Padova, 159 s., Padova.
- Reiter, P. et al. 2002. The Miniball Array. Nuclear Physics A, Vol. 701, pp. 209c–212c.
- Reuss, P. 2008. Neutron Physics. EDP Sciences, 657 p., France.
- Ring, P. and Schuck, P. 1980. The Nuclear Many-Body Problem. Springer-Verlag. 716 p., New York.
- Satchler, G.R. 1980. Introduction to Nuclear Reaction. Macmillan Education Ltd, 166s., Hong Kong.
- Simpson, J. 2005a. The AGATA Project. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., Vol. 31, pp. S1801–S1806.
- Simpson, J. 2005b. The AGATA Spectrometer. Acta Physica Polonica B, Vol. 36, pp. 1383–1393.
- Simpson, J., Nyberg, J., Korten, W., et al. 2008. AGATA Technical Design Report, 233 p.

- Snover, K.A. 1986a. Giant Resonances in Excited Nuclei. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Vol. 36, 545–603.
- Snover, K.A. 1986b. Giant Dipole Resonances in Hot Nuclei. *International Conference of Heavy Ion Physics, Sicily*, pp. 69–86.
- Spieler, H. 2005. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press, 489 s., New York.
- Söderström, P.A. 2011. *Collective Structure of Neutron-Rich Rare-Earth Nuclei and Development of Instrumentation for Gamma-ray Spectroscopy*. PhD Thesis, Uppsala University, 120 p., Sweden.
- Şenyigit, M. et al. 2011. AGATA Demonstrator Test with a ^{252}Cf Source: Neutron-Gamma Discrimination. *LNL Annual Report 2010*.
- Tandel, S.K., Chowdhury, P. and Seabury, E.H. 2006. High-K Isomers and Rotational Structures in ^{174}W . *Physical Review C*, Vol. 73, 044306.
- Tanihata, I. et al. 1985. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region. *Physical Review Letters*, Vol. 55, pp. 2676–2679.
- Tsoneva, N. and Lenske, H. 2007. Pygmy Dipole Resonance in Exotic Nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, Vol. 59, 317–319.
- Tsoufanidis, N. 1995. *Measurement and Detection of Radiation*. McGraw-Hill Book Company, 636 s., New York.
- Valentine, T.E. 2001. Evolution of Prompt Fission Gamma rays for use in Simulating Nuclear Safeguard Measurements. *Annals of Nuclear Energy*, Vol. 28, pp. 191–201.
- Vandone, V. et al. 2011. Study of the Order-to-Chaos Transition in ^{174}W with the AGATA Demonstrator. *LNL Annual Report 2010*.
- Vetter, K. 2001. GRETA: The Proof-of-Principle for Gamma-ray Tracking. *Nuclear Physics A*, Vol. 682, pp. 286c–294c.
- Walecka, J.D. 2004. *Theoretical Nuclear and subnuclear Physics*. Imperial College Physics, 607p., London.
- Wieland, O. et al. 2009. Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon. *Physical Review Letters*, Vol. 102, 092502.
- Wieland, O. et al. 2006. Giant Dipole Resonance in the Hot and Thermalized ^{132}Ce Nucleus. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 97, 012501.
- Wong, S. 2004. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. 460 p., Weinheim.
- Zardi, F. and Bortignon, P.F. 1986. Particle Decay of Giant Resonances. *Europhysics Letters*, Vol. 1 (6), pp. 281–285.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Serkan AKKOYUN
Doğum Yeri : Dörtyol/HATAY
Doğum Tarihi : 23 Nisan 1979
Medeni Hali : Evli
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : İskenderun Lisesi, 1995
Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, 2003
Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, 2006

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

- 1) TÜBİTAK Proje Asistanlığı. Proje No: 106T055, 2006–2009.
- 2) Araştırma Görevlisi. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, 2009-

Yayımları (SCI ve diğer):

- 1) Simpson, J., Nyberg, J., Korten, W., et al. (Among the contributors: Ataç, A., **Akkoyun, S.**, Hüyük, T., Kara, O., Kaşkaş, A., Şenyiğit, M. Ankara, Turkey). 2008. AGATA Technical Design Report, 233 s.
- 2) Ataç, A., Kaşkaş, A., **Akkoyun, S.** et al. 2009. Discrimination of gamma rays due to inelastic neutron scattering in AGATA. Nuclear Instruments Methods in Physics Research A, 607, 554–563.
- 3) Şenyiğit, M., **Akkoyun, S.** et al. 2011. AGATA Demonstrator Test with a ²⁵²Cf Source: Neutron-Gamma Discrimination. LNL Annual Report 2010.
- 4) Vandone, V. et al. (Among the authors: Ataç, A., **Akkoyun, S.**, Kaşkaş, A.). 2011. Study of the Order-to-Chaos Transition in ¹⁷⁴W with the AGATA-Demonstrator. LNL Annual Report 2010.

- 5) Crespi, F.C.L. et al. (Among the authors: Ataç, A., **Akkoyun, S.**). 2011. Measurement of 15 MeV γ -Rays With the AGATA Cluster Detectors. LNL Annual Report 2010.
- 6) **Akkoyun, S.**, Angelis, G. de, Arnold, L., Ataç, A. Et al. 2011. AGATA-Advanced Gamma Tracking Array. In manuscript. To be submitted to Nuclear Instruments Methods in Physics Research A, 06.24.2011.
- 7) **Akkoyun, S.** 2009. (sunum). Gamma-ray and Neutron Simulation for AGATA Detectors and Tracking Technique. Turkish Physical Society, 26th International Physics Congress, Bodrum.

Kongre – Etkinlikler

- 1) AGATA Week, Legnaro, 2007.
- 2) AGATA Detector Acceptance Test, Köln, 2007.
- 3) The 6th Balkan School on Nuclear Physics, Troyan, 2008.
- 4) NEDA- New Neutron Detector for SPIRAL 2, İstanbul, 2009.
- 5) The 7th Balkan School on Nuclear Physics, Adrasan, 2010.
- 6) AGATA Physics Workshop, İstanbul, 2010.

Verdiği Dersler

- 1) Fizik I-II Mekanik (Uygulama)
- 2) Elektronik (Uygulama)
- 3) Fizik I-II Mekanik Lab.
- 4) Elektrik ve Manyetizma Lab.
- 5) Dalgalar ve Optik Lab.
- 6) Atom ve Molekül Fiziği Lab.
- 7) Elektronik Lab.