

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**NÜKLEER REAKSİYONLAR SONUCU AÇIĞA ÇIKAN GAMMA IŞINLARI VE
NÖTRONLARIN GERMANİYUM DETEKTÖR SİSTEMİ İLE ETKİLEŞMELERİ**

Menekşe ŞENYİĞİT

FİZİK ANABİLİM DALI

**ANKARA
2011**

Her hakkı saklıdır

ÖZET

Doktora Tezi

NÜKLEER REAKSİYONLAR SONUCU AÇIĞA ÇIKAN GAMMA IŞINLARI VE
NÖTRONLARIN GERMANYUM DETEKTÖR SİSTEMİ İLE ETKİLEŞMELERİ

Menekşe ŞENYİĞİT

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ayşe KAŞKAŞ

Bu tezde, nükleer reaksiyonlar sonucu açığa çıkan nötron ve gama ışınlarının AGATA gama ışın detektörleri ile etkileşmeleri incelenmiştir. Nötronların detektörlerle etkileşmesi sonucu açığa çıkan gama ışınları ile reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınlarının etkileşme noktalarını birbirlerinden ayırt edebilmek amacı ile kullanılacak yeni bir yöntem geliştirilmiştir. Nötron gama ayırışım yöntemi için iz sürme tekniğine dayalı simülasyon yapılmıştır. Yöntemin geçerliliğini sınavabilmek için ^{252}Cf kaynağının kullanıldığı bir deney tasarlanmış ve LNL laboratuvarında gerçekleştirilmiştir. Deney sonuçları simülasyondan elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Geliştirilen iz sürme yöntemi ile gama ışın histogramında nötron kaynaklı “*background*”un yaklaşık %50 oranında temizlenebileceği belirlenmiştir. Nötron gama ayırışımı, hem gama ışın histogramlarını temizleyebilmek hemde ileride AGATA detektörleri ile nötronların da ölçülebilmesini sağlamak amacı ile önemlidir.

Eylül 2011, 126 sayfa

Anahtar Kalimeler: Yüksek saflıkta Ge detektörleri, AGATA, gama ışınlarının maddeyle etkileşmesi, nötron saçılması, iz sürme, time of flight, Geant4, Agata, mgt

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

THE INTERACTION OF GAMMA RAYS EMITTED AFTER NUCLEAR REACTIONS AND NEUTRONS WITH GERMANIUM DETECTOR SYSTEMS

Menekşe ŞENYİĞİT

Ankara University
Graduate School of Educational Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Ayşe KAŞKAŞ

In this thesis, interactions of neutrons and gamma-rays which are emitted after nuclear reactions with AGATA detectors are investigated. A new method is developed with the aim of separating neutron and gamma-ray interaction points from each other. For neutron gamma-ray discrimination method, simulations which are based on the "tracking" technique is developed. In order to test the method, an experiment is carried out by using a ^{252}Cf source at LNL laboratory. Experimental results are compared to the simulations. With the suggested tracking method, about 50% of the neutron induced background can be rejected in the gamma-ray histograms. Neutron gamma discrimination studies are important for cleaning the gamma-ray spectra as well as being the first step for neutron measurements in AGATA detectors.

September 2011, 126 pages

Key Words: High purity Ge detectors, AGATA, interaction of gamma-rays with matter, neutron scattering, tracking, time of flight, Geant4, Agata, mgt

TEŞEKKÜR

Tezimin hazırlanması sırasında çalışmalarımı titizlikle takip eden, araştırmalarımın her aşamasında bilgi, öneri ve yardımlarını esirgemeyen, akademik ortamda olduğu kadar beşeri ilişkilerde engin fikirleriyle yetişme ve gelişmeye katkıda bulunan danışman hocam Sayın Prof. Dr. Ayşe KAŞKAŞ'(Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı) a teşekkür etmeyi bir borç bilirim. Çalışmalarımı yönlendiren, engin tecrübelerinden yararlanmamı sağlayan Sayın Prof. Dr. Ayşe ATAÇ'(Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı) a, manevi desteğini esirgemeyen değerli bölüm başkanımız Sayın Prof. Dr. Satılmış ATAĞ'(Ankara Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı) a ve grup arkadaşım olan Sayın Araş. Gör. Serkan AKKOYUN'a teşekkür ederim.

Doktora süresince bana karşı duyduğu inançtan dolayı merhum babam Ali Osman KARAHASANOĞLU'na ve annem Fatma KARAHASANOĞLU'na, çalışmalarım süresince birçok fedakarlıklar göstererek beni destekleyen eşim Kadir ŞENYİĞİT'e ve ailesine en derin duygularıyla teşekkür ederim.

Menekşe ŞENYİĞİT

Ankara, Eylül 2011

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTARCT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xiv
1.GİRİŞ.....	1
2. GAMA IŞINLARI.....	4
2.1 Gama Işınlarının Madde ile Etkileşmesi.....	5
2.1.1 Fotoelektrik olay.....	6
2.1.2 Compton saçılması.....	8
2.1.3 Thomson ve Rayleigh saçılması.....	10
2.1.4 Çift oluşum.....	11
2.2 Detektör Tepkisi.....	12
2.3 Detektör Duyarlılığı.....	15
2.4 Enerji Çözünürlüğü.....	16
2.5 Verim.....	17
2.6 Puls Yükseklik Kusuru.....	19
2.7 Gama Işını Detektörleri.....	20
2.7.1 Sintilasyon detektörleri.....	20
2.7.2 Yarı-iletken detektörler.....	22
2.7.3 Çoklu-detektör sistemleri.....	24
3. NÖTRONLAR.....	27
3.1 Nötron Kaynakları.....	28

3.1.1 Radyoaktif nötron kaynakları.....	28
3.1.1.1 (α , n) kaynakları.....	29
3.1.1.2 (γ , n) kaynakları.....	30
3.1.2 Hızlandırılan yüklü parçacıkların reaksiyonu.....	31
3.1.3 Kendiliğinden fisyon.....	32
3.2 Nötronların Maddeyle Etkileşmesi.....	33
3.2.1 Elastik saçılma.....	33
3.2.2 İnelastik saçılma.....	34
3.2.3 Nötron yutulması.....	35
4. AGATA.....	36
4.1 AGATA Projesinin Nükleer Fizik Açısından Önemi.....	40
5. GAMA-IŞINI İZ SÜRME TEKNİĞİ.....	49
5.1 İleri Yönde İz Sürme Tekniği.....	50
6.GEANT4 SİMÜLASYONU ve MGT PROGRAMI.....	56
6.1 Geant4 Simülasyon Programı.....	56
6.2 Mgt Programı.....	57
7. NÖTRON-GAMA IŞINI AYRIŞIMI İÇİN YAPILAN SİMÜLASYONLAR.	59
8. Nötron Gama Ayırımı için Geliştirilen Yöntemler.....	65
7.2 ²⁵² Cf DENEYİ ve SONUÇLARI.....	86
8.1 Deney Simülasyonu.....	86
8.2 Deney Analizi.....	91
8.2.1 TOF yöntemi.....	97
8.2.2 İz sürme yöntemi.....	102
9. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	116
KAYNAKLAR.....	122

ÖZGEÇMİŞ.....	125
----------------------	------------

SİMGELER DİZİNİ

AGATA	Advanced Gamma Ray Tracking Array
ATC	<i>AGATA Triple Cluster</i>
BaF ₂	Barium Fluoride
BGO	Bismuth Germanate
CERN	The European Organization for Nuclear Research
ESS	<i>Escape Suppressed Spectrometer</i>
eV	Elektron Volt
FWHM	Full Width at Half Maximum
GANIL	Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
GDR	Giant Dipole Resonance
GEANT4	Geometry and Tracking 4
GRETA	Gamma-Ray Energy Tracking Array
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung
HpGe	High Purity Germanium
KEK	High Energy Accelerator Research Organization
keV	Kilo Elektron Volt
LHC	Large Hadron Collider
LNL	<i>Laboratori Nazionali di Legnaro</i>
MeV	Mega Elektron Volt
ns	Nano Saniye
PHD	Pulse Height Defect
PSA	<i>Pulse Shape Analysis</i>
RIB	Radioactive Ion Beam
TOF	Time of Flight

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1	180 tane tane yüksek saflıktaki Germanyum yarı iletken (HPGe) detektöründen oluşan AGATA sisteminin Geant4 simulasyon programında modellenen şekli.....	2
Şekil 2.1	Gama ışınının madde ile etkileşmesinin şiddete bağlı olarak açıklanması.....	5
Şekil 2.2	Fotoelektrik olayı gösteren şema.....	6
Şekil 2.3	Gama spektrumunda fotoelektrik olaydan kaynaklanan fotopik.....	8
Şekil 2.4	Compton saçılmasını gösteren şema.....	8
Şekil 2.5	Compton saçılmasının geometrik gösterimi.....	9
Şekil 2.6	Gama spektrumunda Compton bölgesinin gösterimi.....	10
Şekil 2.7	Çift oluşumu gösteren şema	11
Şekil 2.8	Üç gama etkileşme mekanizmalarının baskın olduğu bölgeler.....	12
Şekil 2.9	γ -ışını ölçümünde meydana gelen olaylar.....	13
Şekil 2.10	Bir detektörün tek enerjili gama-ışınları için detektör tepkisi.....	14
Şekil 2.11	Gausyen yapılu pikin enerji çözünürlüğünü gösteren şema.....	17
Şekil 2.12	Kaynaktan dedektöre gelen parçacıkların dedektörle etkileşmeleri sırasında izledikleri yollar.....	18
Şekil 2.13	NaI(Tl) detektörünün şematik gösterimi.....	21
Şekil 2.14	Yarı-iletken detektörlerin şematik gösterimi.....	23
Şekil 2.15	GASP detektörünün gösterimi.....	24
Şekil 2.16	Gamasphere düzenleniminin gösterimi.....	25
Şekil 2.17	Euroball detektör düzenleniminin gösterimi.....	26
Şekil 3.1	Elastik saçılma.....	33
Şekil 3.2	İnelastik saçılma.....	34
Şekil 3.3	Nötron yakalama.....	35
Şekil 4.1	LNL laboratuvarında bulunan ve 15 tane HPGe detektöründen oluşan demonstrator.....	37
Şekil 4.2	180 tane altıgen ve 12 tane beşgen şeklinde yüksek saflıkta Germanyum yarı iletken (HPGe) detektörlerinden oluşan AGATA küresi.....	38

Şekil 4.3	Kapsüllenmiş bir HPGe AGATA kristali, kapsüllenen kristalin boyutları ile kristalin “core” kısmı ve bu kristalin enine ve boyuna bölümlere ayrılmasıyla elde edilen 36 bölümü.....	38
Şekil 4.4	Agata detektör modülü.....	39
Şekil 4.5	4 numaralı detektör bölümünde gelen gama ışınının tamamen soğurulduğu sinyaller.....	40
Şekil 4.6	N-Z grafiği.....	41
Şekil 4.7	<i>Halo</i> çekirdek olan ^{11}Li 'un şematik gösterimi.....	44
Şekil 5.1	Gama-ışını etkileşme mekanizmaları.....	49
Şekil 5.2	Kümeleme ve kümelemeden önceki etkileşme noktalarının gösterimi....	52
Şekil 5.3	Compton iz sürme tekniğinin gösterimi.....	53
Şekil 5.4	İdeal bir Ge küresinin kümeleme ve iz sürme işlemlerinden sonraki şekli.....	55
Şekil 7.1	HIFE rekasiyonundan açığa çıkan nötronların ve gama ışınlarının Agata programında simülasyonu sonucu elde edilen TOF histogramı.....	60
Şekil 7.2	Reaksiyon sonucu açığa çıkan nötron ve gama ışınlarının detektörle etkileşmesi.....	62
Şekil 7.3	$\cos \theta_E - \cos \theta_G$ farkının grafiği.....	63
Şekil 7.4	θ_G açısının şematik gösterimi.....	64
Şekil 7.5	İz sürme yapıldıktan sonra 2 MeV enerjili nötronların inelastik saçılması sonucu açığa çıkan gama ışınlarının enerjileri.....	65
Şekil 7.6	Ge izotoplarının enerji geçişleri.....	66
Şekil 7.7	AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda 1 MeV enerjili nötronların inelastik saçılmasından kaynaklanan farklı etkileşme noktaları sayısına göre enerji-sayım grafiği.....	67
Şekil 7.8	AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda 1 MeV enerjili nötronların elastik saçılmasından kaynaklanan farklı etkileşme noktaları sayısına göre enerji-sayım grafiği.....	68
Şekil 7.9	AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda 1 MeV enerjili nötronların inelastik saçılmasından kaynaklanan farklı etkileşme noktaları sayısına göre enerji-sayım grafiği.....	69

Şekil 7.10	^{nat}Ge için nötronun germanyum çekirdeğiyle elastik saçılması sonucunda germanyum çekirdeğinin geri tepme enerjisi dağılımları.....	69
Şekil 7.11	^{nat}Ge için nötronların germanyum çekirdeğiyle inelastik saçılması sonucunda germanyum çekirdeğinin geri tepme enerji dağılımları.....	70
Şekil 7.12	AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluştuğu durumda 1 MeV enerjili nötronlar için $\theta_E - \theta_G$ açılımları.....	71
Şekil 7.13	AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluştuğu durumda 1 MeV enerjili nötronların ve 595.9 keV enerjili gama ışınlarının a)“efirst” enerjisi-sayım grafiği b)“esecond” enerjisi-sayım grafiği.....	73
Şekil 7.14	AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluştuğu durumda 1 MeV enerjili nötronların ve 595.9 keV enerjili gama ışınlarının $\theta_E - \theta_G$ açılımları-sayım grafiği.....	74
Şekil 7.15	AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV gama ışınları için “ <i>figure of merit</i> ” değerlerini gösteren histogram.....	75
Şekil 7.16	İlk etkileşim noktası ile reaksiyon merkezi arasındaki mesafeyi gösterir şema.....	76
Şekil 7.17	595.9 keV enerjili gama ışınlarının ve 1 MeV enerjili nötronların “iz sürme” den öncesinde ve sonrasında ^{74}Ge izotopundan oluşturulan detektörler içerisinde aldıkları mesafelerin histogramları.....	77
Şekil 7.18	Nötron-gama ayrışımı için kullanılan yöntemlerin uygulanmasıyla ve AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulması ile 1 MeV enerjili nötronların gama ışın enerjisi histogramında görülen azalma.....	80
Şekil 7.19	^{nat}Ge ve PHD durumunda, a) katlılığı 10 ve enerjisi 150 keV aralıklı olacak şekilde 100 keV ile 1450 keV arasında gama ışınları ile nötron gönderilmediği durumda (gri) ve eş zamanlı olarak katlılığı 6 olan 1-5 MeV enerji dağılımlı nötronların AGATA detektörlerine yollanması sonucu (siyah) iz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramı. b) belirlenen kriterlerin konulduğunda ve konulmadığında iz sürme işleminden sonra elde edilen enerji histogramı.....	82
Şekil 7.20	a) P/B oranlarındaki iyileşme oranları b) fotopik verimlerdeki düşüş oranlarının gama ışın enerjisi ile değişimleri.....	85

Şekil 8.1	İz sürme metodu ile elde edilen kriterleri test edebilmek amacıyla tasarlanan deney için AGATA Triple cluster, BaF ₂ detektörü, kurşun blok ve ²⁵² Cf kaynağı ile oluşturulan deney düzeneği.....	87
Şekil 8.2	²⁵² Cf 'un kendiliğinden fisyonu sonucunda açığa çıkan nötronun enerji spektrumu.....	88
Şekil 8.3	İz sürme metodundaki (E ₁ <20 keV, E ₂ <15 keV, Δθ > 15°, 0.05<FM<1) kriterlerin programa eklendiği ve eklenmediği durumda ²⁵² Cf kaynağından yayınlanan nötronların 834 keV enerjili piki ve bu pikin yanındaki tümsek.....	89
Şekil 8.4	AGATA Triple cluster'ın farklı zaman çözünürlükleri için elde edilen TOF spektrumları. AGATA Triple cluster ile ²⁵² Cf kaynağı arasındaki mesafe 70 cm olarak alındı. a) Pb blok olmadığı zaman çözünürlüğünün 5ns'ye eşit olması durumu b-d) Pb blok konulduğu zaman çözünürlüğünün 5ns, 10ns ve 15ns olduğu durum.....	90
Şekil 8.5	16 HELENA detektörü ve 4 tane AGATA Triple cluster ile yapılan ²⁵² Cf deney düzeneği.....	92
Şekil 8.6	²⁵² Cf deneyi için tetikleme şartını gösteren basitleştirilmiş elektronik şema.....	93
Şekil 8.7	Deneyden elde edilen verilerin kullanılarak <i>mgt</i> programında iz sürme işlemine sokulması sonucu elde edilen Enerji-Sayım histogramı.....	94
Şekil 8.8	Doppler etkisini gösteren histogram.....	96
Şekil 8.9	n(¹ H, ² H)γ reaksiyonunun gelen nötron enerjisine göre tesir kesiti.....	97
Şekil 8.10	Deneyden elde edilen verilerin kullanılmasıyla çizdirilen Etkileşme Noktalarının Enerjileri-TOF histogramı.....	98
Şekil 8.11	Deneyden elde edilen verilerin kullanılmasıyla farklı etkileşme noktalarının enerjileri için TOF histogramı.....	99
Şekil 8.12	AGATA detektörlerinin zaman çözünürlüğünün etkileşme noktalarının enerjisine göre grafiği.....	100
Şekil 8.13	Etkileşme noktalarının enerjilerinin TOF'a göre çizdirildiği histogramda “banana” tipi kapının hem nötron hemde gama ışını için uygulanması.....	101

Şekil 8.14	Gama ışını için <i>TOF</i> kapısı konulduktan sonra ve mgt programında iz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın enerji histogramı.....	102
Şekil 8.15	^{252}Cf datasına <i>TOF</i> yöntemi uygulanarak nötronların ve gama ışınlarının ayırt edilmesi ile birlikte her birinin ilk etkileşme noktasına bıraktıkları enerjinin-‘ <i>efirst</i> ’ sayıma göre grafiği.....	103
Şekil 8.16	^{252}Cf datasına <i>TOF</i> yönteminin uygulanması ile birlikte gama ışınları ve nötronlar için elde edilen “ <i>figure of merit</i> ” değerlerini gösteren histogram.....	103
Şekil 8.17	^{252}Cf datasına <i>TOF</i> yöntemi uygulanarak nötronların ve gama ışınlarının ayırt edilmesi ile birlikte her birinin gama ışınlarının gelme yönündeki açı farkı olan $\theta_E - \theta_G$ ’nin sayıma göre grafiği.....	104
Şekil 8.18	$E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $FM > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterlerinin programa eklendikten sonra, kriter olmadığı standart iz sürme işleminden sonra ve <i>TOF</i> yönteminin uygulanması ile elde edilen gama ışınlarının Enerji-sayım grafiği.....	111
Şekil 8.19	$E_1 < 45$ keV kriterin programa eklendiği durumda, standart iz sürme işleminden sonra ve <i>TOF</i> kriterinin uygulanması ile elde edilen gama ışınlarının Enerji-sayım grafiği.....	112
Şekil 8.20	“ <i>Figure of merit</i> ”’in “ <i>efirst</i> ”’e göre histogramı.....	113
Şekil 8.21	“ <i>Figure of merit</i> ”’in gama ışınlarının gelme yönündeki açı farkı olan $\theta_E - \theta_G$ ’ye göre histogramı.....	114
Şekil 8.22	İki boyutlu $FM - \Delta\theta$ histogramının kullanılmasıyla elde edilen $FM > 0.03$ ve $\Delta\theta > 1^\circ$ veya $E_1 < 35$ keV kriterinin programa eklendiği durumda, standart iz sürme işleminden sonra ve ayrıca <i>TOF</i> kriterinin uygulanması ile elde edilen gama ışınlarının Enerji-sayım grafiği.....	115

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 3.1	<i>Be</i> (α, n) nötron kaynaklarının karakteristikleri.....	29
Çizelge 7.1	AGATA detektörlerinin sadece ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda AGATA küresinin merkezinden gönderilen 1 MeV enerjili nötronlar ile 596 keV enerjili gama ışınları için <i>mgt</i> programında kapılar konulmasıyla 596 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki ve toplam spektrumdaki azalmaların yüzdesi. Kapılar için $E_1 < 40$ keV, $E_2 < 30$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < FM < 1$ değerleri alınmıştır.....	79
Çizelge 7.2	^{nat}Ge ve PHD durumunda AGATA küresinin merkezinden gönderilen 1 MeV enerjili gama ışınları ile enerjisi 1 ile 5 MeV arasında değişen düzgün dağılımlı nötronlar için <i>mgt</i> programında kapılar konulmasıyla birlikte 834 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki ve toplam spektrumdaki azalmaların yüzdesi. Kapılar için $E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < FM < 1$ değerleri alınmıştır.....	81
Çizelge 7.3	Katlılığı 10 olan gama ışınları ile bu gama ışınlarıyla çakışık olarak yayınlanan nötronların $M_n=0$ ve $M_n=6$ durumlarında gama ışın piklerinin P/B oranları ve kriter I ve II'nin uygulanmasıyla P/B oranında elde edilen iyileştirmeler ($R_{P/B}$).....	83
Çizelge 7.4	Katlılığı 10 olan gama ışınları ile bu gama ışınlarıyla çakışık olarak yayınlanan nötronların $M_n=0$ ve $M_n=6$ durumlarında gama ışın piklerinin fotopik verimleri (ϵ) ve kriter I ve II'nin uygulanmasıyla elde edilen verimlerdeki iyileştirmeler (R_ϵ).....	84
Çizelge 7.5	Atılan nötronların yüzdeleri.....	82
Çizelge 8.1	AGATA <i>Triple cluster</i> ile ^{252}Cf kaynağı arasındaki mesafe 70 cm olarak alındığı durumda atılan nötronların yüzdeleri.....	91
Çizelge 8.2	TOF yönteminin uygulanması ile birlikte nötronların ve gama ışınlarının ayrımının yapılması ile birlikte E_1 , E_2 , $\Delta\theta$, FM kapılarının değişik değerlere yerleştirilmesi sonucu atılan nötron ve gama ışınlarının yüzdeleri.....	105

Çizelge 8.3	^{252}Cf deneyinden ve ^{60}Co datasından elde edilen veriler için <i>mgt</i> programında kapılar konulmasıyla 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi.....	107
Çizelge 8.4	^{252}Cf deneyinden ve ^{60}Co datasından elde edilen veriler için <i>mgt</i> programında kapıların değişik kombinasyonlarının konulmasıyla birlikte 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi.....	108
Çizelge 8.5	^{252}Cf deneyinden elde edilen veriler için çizdirilen iki boyutlu FM- E_1 histogramına bakılarak elde edilen $E_1 > 62$ keV ve $\text{FM} > 0.07$ kriterine $\theta_E - \theta_G$ kriterinin eklenmesiyle birlikte 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi.....	113
Çizelge 8.6	^{252}Cf deneyinden elde edilen veriler için çizdirilen iki boyutlu FM- $\Delta\theta$ histogramına bakılarak elde edilen kriterlere E_1 kriterinin eklenmesiyle birlikte 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi.....	114

1. GİRİŞ

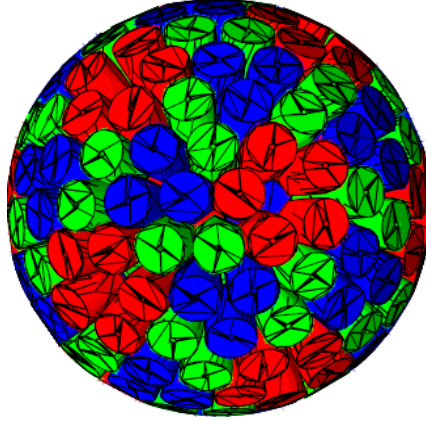
Nükleer yapının bilinmeyen bölgelerini keşfederken, reaksiyonlarda üretilen birleşik çekirdeğin bozunumundan sonra kalan çekirdeğin tanımlanması önemlidir. Birleşik çekirdeğin bozunumu sonucunda birçok hafif parçacık, proton, α -parçacığı ve nötronlar yayınlanır, bu süreci ardışık γ -ışınlarının yayınlanması takip eder. Yayınlanan γ -ışınlarının yardımıyla çekirdeğin açısal momentumu (spin), uyarılma enerjisi, proton ve nötron sayıları arasındaki fark olan izospin elde edilebilir. Kalan çekirdeğin hangi çekirdek olduğunu tanımlamak için yayınlanan bütün parçacıkların ve γ -ışınlarının detektörler yardımıyla olabildiğince fazlasının ölçülebilmesi önemlidir.

Yayınlanan γ -ışınlarını daha iyi analiz edebilmek için gelişmiş yeni tip detektörlere ihtiyaç vardır. Şimdiye kadar kullanılan germanyum detektör topluluklarında, 1 MeV'lik enerjide toplam pik verimi %10 ile sınırlanmıştır. Çünkü bu tip detektörlerde genellikle detektör dışına kaçan gama ışınlarını ölçmek için BGO veya Na(I) kalkanı kullanılmaktadır. Detektör dışına kaçan gama ışınları nedeniyle gama ışınlarının toplam enerjisi germanyum kristaline aktarılamamaktadır ve bu gama ışınları ölçüme dâhil edilememektedir. Sonuç olarak BGO veya Na(I) gibi Compton kalkanlarının kullanımı gama ışını verimini düşürmektedir.

Bu amaçla geliştirilen yeni tip bir gama ışını detektör kümesi Avrupa'da tasarlanan AGATA'dır. AGATA 180 tane yüksek saflıktaki Germanyum yarı iletken (HPGe) detektörlerinden oluşmaktadır. Detektörler üçlü modüller halinde bir küre meydana gelecek şekilde yerleştirilir ve 4π katı açısının %80'ini kaplayan bir detektör küresi oluşturulur. Bu detektörler elektronik olarak bölmelere ayrılmış olduğundan, Compton kalkanına ihtiyaç hissedilmemektedir. Şekil 1.1'de Geant4 simulasyon programında modellenen 180 detektörlü AGATA sistemi verilmiştir.

Her bir HPGe detektörü birbirinden elektronik olarak ayrılmış 36 adet bölüme sahiptir. Detektörlerin ayrı bölümlere sahip olması ve AGATA için özel olarak geliştirilmekte olan dijital sinyal tekniği (PSA) ile Compton saçılmasına uğrayan gama ışınlarının izleri detektör küresi içinde takip edilebilecektir ("*tracking*"). *Tracking* ile her bir γ -ışınının

etkileşme noktaları tek tek belirlenebilecektir. Bu sayede enerji ve konum doğru olarak ölçülebilecektir.



Şekil 1.1 180 tane yüksek saflıktaki Germanyum yarı iletken (HPGe) detektöründen oluşan AGATA sisteminin *Geant4* simülasyon programında modellenen şekli

AGATA'nın 2018 yılında tamamlanması beklenmektedir. Tamamlandığında deneysel hassasiyetin ve gama ışın veriminin diğer dedektörlere veya dedektör topluluklarına göre 100 ile 1000 kat arasında artması beklenmektedir (Simpson 2005). AGATA dedektör küresinin 1/12'si tamamlanmıştır. Bu dedektörler İtalya'da bulunan LNL (*Laboratori Nazionali di Legnaro*) laboratuvarında faaliyete geçmişlerdir. 2010 yılı itibariyle deneyler başlamıştır.

Nötron etkileşmelerinin γ -ışınlarının *tracking-izleme* performansını nasıl etkilediği önemlidir. Daha önce yapılan bir çalışmada özellikle inelastik nötron saçılmasından sonra ortaya çıkan gama ışınlarının bu performansı olumsuz yönde etkilediği görülmüştür (Ljungvall ve Nyberg 2005). Bu nedenle hem nötronun inelastik saçılmasından sonra yayınlanan γ -ışınlarının izlerine hem de hedeften saçılan γ -ışınlarının izlerine bakılmalıdır. İnelastik nötron saçılmasından sonra ortaya çıkan gama ışınları enerji histogramında bir *background* oluşturmaktadır. Bu nedenle, tez çalışmada, ileri yönde iz sürme tekniği kullanılarak nötronlarla gamaların ayırt edilebilmesi için geliştirilmiş olan mevcut yöntemler incelenecek ve yeni teknikler geliştirilmeye çalışılacaktır. AGATA dedektörlerinde nötron etkileşmelerinin incelenmesi, gama ışın enerji histogramlarındaki *backgroundun* azaltılması için

gereklidir, ayrıca AGATA detektörleri ile gelecekte yapılacak deneylerde nötronların da ölçülebilmesi konusunda bir temel oluşturacaktır.

Tezde ilk olarak gama ışınları ayrıntılı olarak incelenmiş, madde ile etkileşme türleri ve gama ışınını ölçmek için kullanılan detektörler tipleri anlatılmıştır. Üçüncü bölümde nötronlar ele alınarak, nötronların madde ile etkileşmesi incelenmiş ve nötron kaynaklarından bahsedilmiştir. Dördüncü bölümde AGATA projesi ve AGATA detektör kümesi ele alınmıştır. Beşinci bölümde, reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınlarının detektör topluluğu içerisinde takip edilebilmesi için gerekli olan ileri yönde iz sürme tekniği anlatılmıştır. Altıncı bölümde ise, analizlerde kullanılan *Geant4* simülasyon programı ve *mgt* programı hakkında bilgi verilmiştir. Yedinci bölümde, nötron gama ayırımı için yapılan simülasyonlar ve geliştirilen yöntem anlatılmıştır. Geliştirilen yöntem, bir nötron ve gama kaynağı olan ^{252}Cf ile yapılan deney üzerinde denenmiştir. Bu deney AGATA detektörleri ile yapılan ilk deneylerden birisi olması sebebiyle önemlidir. Bu deneyin simülasyon ve data analizleri ile deneysel sonuçlar sekizinci bölümde verilmiştir. Sonuç ve tartışma, dokuzuncu bölümde yer almaktadır.

2. GAMA IŞINLARI

Bir çekirdek alfa veya beta parçacığı yayınladığında, yani çekirdek alfa veya beta bozunumuna uğradığında, genelde kız çekirdek uyarılmış duruma geçer. Daha sonra kız çekirdek gama ışını yayınlayarak daha düşük bir enerji seviyesine iner ve sonunda taban durumuna düşer. Bu şekilde açığa çıkan fotonlara gama ışını denir. Gama ışınları farklı şekillerde oluşabilmektedir: i) nükleer reaksiyonlar sonucunda uyarılmış durumda olan çekirdeklerin taban durumlarına geçmesi sırasında, ii) radyoaktif bozunmaya uğrayan çekirdeklerde, iii) çift oluşum sonrasında meydana gelen pozitronun bir elektronla birleşip yok olması sonucunda, iv) yüklü parçacıkların (e^-) ani hızlandırılması veya durdurulması sonucunda (Bremsstrahlung).

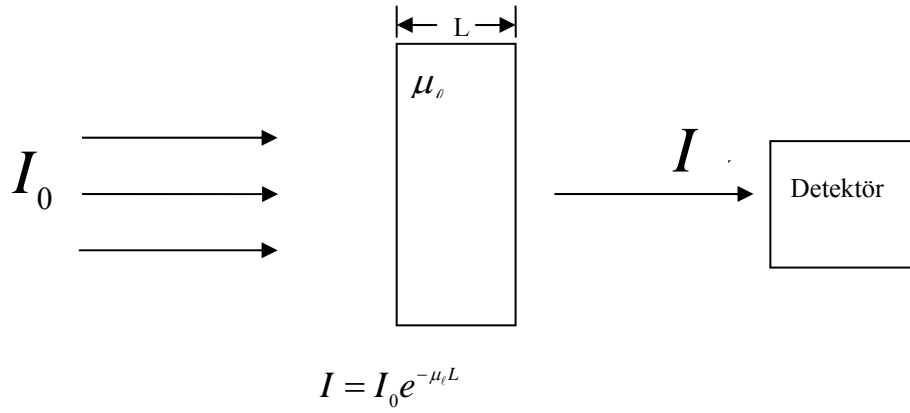
Gama ışınları, X-ışınları veya görünür ışık gibi elektromanyetik radyasyon fotonlarıdır. Tek fark frekansları ve fotonların enerjisidir. Bu fotonlar, görünür ışık enerjisine (yaklaşık 1eV) kıyasla çok yüksek enerjiye sahiptir. Gama ışınlarının enerjileri tipik olarak 0.1-10 MeV arasında olup, bu değer çekirdek durumları arasındaki enerji farkı mertebesinde, dalgaboyu olarak ise 10^4 ile 100 fm aralığına karşı gelmektedir. Yüksüz olmaları sebebiyle elektrik ve manyetik alanda sapma göstermezler.

Gama ve X-ışınlarının, alfa ve beta parçacıklarına göre madde içine nüfuz edebilme özelliği çok daha fazla, iyonlaşmaya sebep olma etkileri ise çok daha azdır. Madde içerisinden geçerken gama ışını üstel bir fonksiyon şeklinde bir şiddet azalmasına uğrar.

Radyoaktif kaynaklardan yayınlanan gama ışınlarının incelenmesi, uyarılmış nükleer durumların yapısı hakkında bilgi edinilebilmesi açısından önemlidir. γ -ışını deneylerinde, i) γ -ışınlarının enerjileri ve şiddetleri ile enerji durumları tanımlanır, ii) γ -ışını yayınlanma süresi ile bazı durumlarda deformasyon parametrelerini veren enerji durumlarının yarı ömrü ölçülür, iii) enerji durumlarının paritesi γ -ışınlarının polarizasyonları ile verilir, iv) γ -ışınlarının açısal dağılımları ile spinleri, manyetik moment ve kuadrapol moment hakkında bilgi verir (Lee, Deleplanque ve Vetter 2003). Gama ışını ölçümlerinde, γ -ışınlarının madde ile etkileşme türleri önemlidir.

2.1 Gama Işınlarnın Madde ile Etkileşmesi

1900 yılında Paul Villard, alfa ve beta parçacıklarından farklı olarak manyetik alandan etkilenmeyen, madde içinde daha yüksek nüfuz etme özelliğine sahip bir radyoaktif ışının varlığını keşfederek bu ışınlara gama ışını adını vermiştir. 1909 yılında, Soddy ve Russell gama ışınının şiddetinin madde içinden geçerken üstel olarak azaldığını keşfetmişlerdir. Bu azalmanın bir ölçüsü olan sönüm katsayısının maddenin yoğunluğuna oranının ise yaklaşık olarak bütün maddeler için sabit olduğunu bulmuşlardır. Bu olayı açıklayan basit bir şema Şekil 2.1'de verilmiştir.



Şekil 2.1 Gama ışınının madde ile etkileşmesinin şiddete bağlı olarak açıklanması

Monoenerjetik gama ışınları ince, paralel hale getirilebilir ve belirli bir kalınlığa sahip maddeden geçtikten sonra detektör yardımıyla şiddeti ölçülebilir. Eğer $I(x)$ ile ortamda herhangi bir x noktasındaki gama ışınının şiddeti tanımlanırsa, çok küçük bir dx kalınlığından geçerken ışın şiddetinde oluşan dI değişimi aşağıdaki şekilde yazılabilir (Das ve Ferbel 2005):

$$dI = I(x + dx) - I(x) = -\mu I(x) dx \quad (2.1)$$

Burada, eksi işaret şiddetin ışın demetinin madde içerisinde aldığı yol boyunca azaldığını göstermektedir. μ ise gama ışının birim uzunluk başına toplam soğurulma olasılığını verir ve lineer sönüm katsayısı olarak adlandırılır. Boyutu ise cm^{-1} basamağındadır. Bu olasılık, gama ışınlarının madde ile etkileşme çeşitlerine bağlıdır. Gama ışını madde ile üç şekilde etkileşir; fotoelektrik soğurma, çift oluşumu ve

Compton saçılması. Toplam soğrulma olasılığı bu etkileşmelere karşı gelen soğrulma olasılıkları cinsinden

$$\mu = \tau(\text{fotoelektrik}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{çift oluşum}) \quad (2.2)$$

şeklinde tanımlanır. Denklem 2.1 ise,

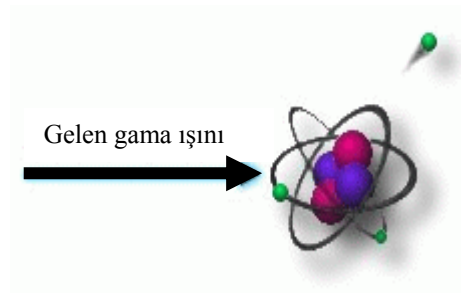
$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.3)$$

olarak elde edilir. I/I_0 oranı gama ışınının maddeden geçiş olasılığı olarak tanımlanabilir. Gama ışınının madde içinde etkileşme yapmadan önce aldığı yol olarak tanımlanan ortalama serbest yol, lineer sönüm katsayısına bağlıdır ve cm boyutundadır:

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (2.4)$$

2.1.1 Fotoelektrik olay

Fotoelektrik olayda gama ışınının, atomun dış kabuğundaki elektronla etkileşerek bütün enerjisini ona aktarır ve atomdan bir elektron sökölerek atom iyonlaşır (Şekil 2.2). Atomdan sökülün bu elektrona fotoelektron denir.



Şekil 2.2 Fotoelektrik olayı gösteren şema

Fotoelektronun kinetik enerjisi, gelen gama ışınının enerjisiyle, elektronun bağlanma enerjisinin farkına eşittir:

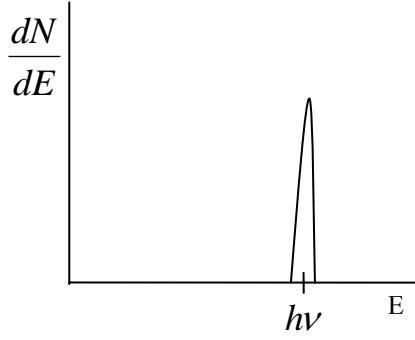
$$T_{e^-} = E_\gamma - W \quad (2.5)$$

Burada, T_{e^-} fotoelektronun kinetik enerjisi, W ise elektronun bağlanma enerjisidir ve $W = h\nu_0$ değerine eşittir, E_γ ise gelen gama ışınının enerjisidir ve $h\nu$ 'ye eşittir. Atomun yörüngesinden bir elektron koparmak için gerekli olan enerji, elektronun bağlanma enerjisine eşit ya da büyük olmalıdır. Gama ışınının atom tarafından soğurulmasıyla iyonlaşan atomun kabuğunda bir boşluk meydana gelir. Ortamdan bir serbest elektronun yakalanmasıyla veya daha üst seviyede bulunan elektron yörüngelerinden bir elektronun bu boşluğa düşmesiyle bu boşluk doldurulabilir. Böylece üst yörüngelerde oluşan boşluklar, daha üst yörüngelerdeki elektronların bu boşluklara yerleşmesiyle doldurulabilir, bu süreç sonunda bir veya bir kaç karakteristik x-ışını yayınlanır. Sonradan yayınlanan bu düşük enerjili gama ışını genellikle soğurulur ve meydana gelen sürece katkıda bulunmaz.

Fotoelektrik olay sonucunda soğurma olasılığı, gama ışınının enerjisine, elektronun bağlanma enerjisine ve atom numarasına bağlıdır. Olasılık, daha sıkı bağlı elektron için daha büyüktür. Böylece bağlanma enerjisi diğer tabakalardan yüksek olan K tabakasındaki elektronlar için fotoelektrik soğurma olasılığı daha büyük olur. Bu olasılık, soğurucu atomun atom numarasına bağlı olarak hızla artar ve artan gama ışınının enerjisi ile hızla bir biçimde azalır:

$$\tau \propto Z^4 / E^3 \quad (2.6)$$

Burada, τ atom başına fotoelektrik soğurma olasılığıdır. Gama ışını ölçümü için fotoelektrik olay önemlidir çünkü gelen gama ışını bütün enerjisini detektöre bırakır ve bu spektrumda bir tam enerji piki (fotopik) verir (Şekil 2.3). Böylece gelen gama ışınlarının enerjisi doğru bir şekilde ölçülebilir. Bu yüzden günümüzde kullanılan detektör sistemlerinde Z sayısı büyük olan atomlar seçilmektedir. (Knoll, 2000).

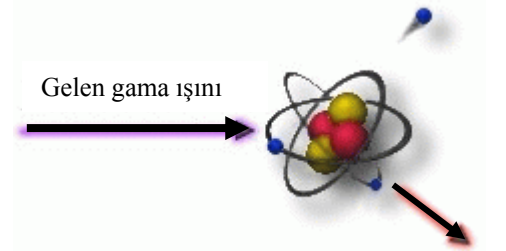


Şekil 2.3 Gama spektrumunda fotoelektrik olaydan kaynaklanan fotopik

2.1.2 Compton saçılması:

Compton saçılması, ilk olarak 1923 yılında Arthur Compton tarafından gözlenmiştir. Bu keşif ona 1927 Nobel Fizik Ödülünü kazandırmıştır ve ışığın sadece dalga özelliği ile açıklanamayacağını göstermesi açısından önemlidir. Bu çalışmada karbon bir hedefteki elektronlardan saçılan x-ışınlarının dalga boyunun, gelen ışığın dalga boyundan daha uzun olduğu gözlenmiştir.

Compton saçılmasında gelen gama ışını, hedefle yani durgun kütle enerjisine sahip bir elektronla etkileşir (Şekil 2.4). Gama ışını enerjisinin bir kısmını elektrona aktararak yörüngeden bir elektron koparır. Elektron bu kazandığı enerji ile saçılan gama ışınının yönünden farklı bir yönde hareket eder.



Şekil 2.4 Compton saçılmasını gösteren şema

Böylelikle gelen gama ışınının enerjisi saçılan elektron ve gama ışını tarafından paylaşılır. Bu olayda enerji ve momentum korunur. Compton saçılması hedefteki malzemenin atom numarasından hemen hemen bağımsızdır. Saçılan gama ışınının dalga boyundaki değişim:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \theta) \quad (2.7a)$$

ile verilir. Burada

λ = gelen gama ışınının dalga boyu

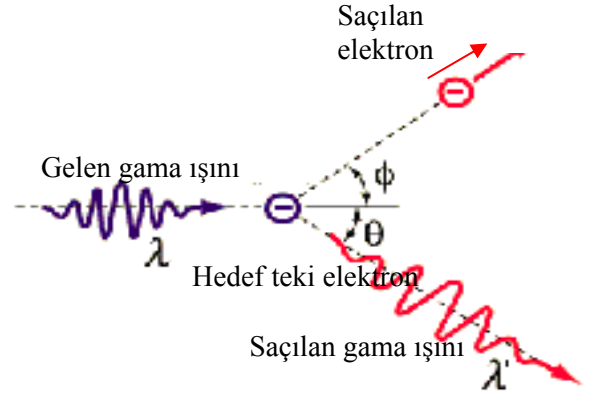
λ' = saçılan gama ışınının dalga boyu

h = Planck sabiti

m_e = elektronun kütlesi

c = ışık hızı

θ = saçılan gama ışınının saçılma açısı



Şekil 2.5 Compton saçılmasının geometrik gösterimi

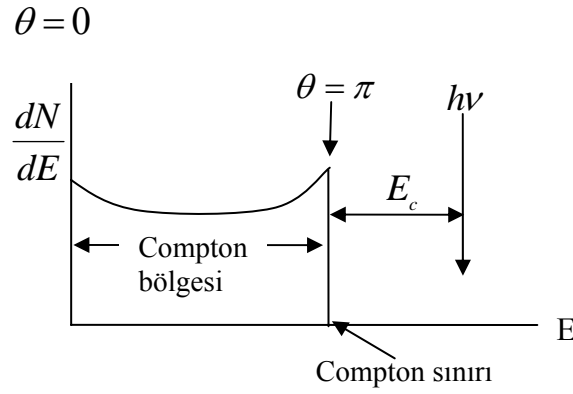
Bu bağıntı enerji cinsinden yazılabilir.

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.7b)$$

Burada $m_e c^2$ elektronun durgun kütle enerjisi θ saçılma açısı ve E_{γ} ise gelen gama ışınının enerjisidir. Bu formülde açığa bağlı olarak iki özel durum incelenebilir:

1. $\theta \cong 0$ olduğu durum. Bu durumda denklem 2.7a'da $\lambda \cong \lambda'$ veya $h\nu \cong h\nu'$ olur. Böylece, çarpışmadan sonra geri tepen Compton elektronu çok küçük bir enerjiye sahip olur ve saçılan gama ışınının enerjisi yaklaşık olarak gelen gama ışınının enerjisine eşit olur.
2. $\theta = \pi$ olduğu durumda ise gelen gama ışını geldiği yönün tam tersi yönünde saçılırken, elektron ileri yönde hareket eder. Böylece tek bir Compton saçılmasında elektrona maksimum enerji aktarılacaktır.

Bu tez çalışmasında gama ışınının Germanyum detektörü ile etkileşmelerinin inceleneceği düşünülürse, detektörde tüm yönlerde saçılmaların gözlenebileceği unutulmamalıdır. Böylece elektrona, sıfırdan tahmin edilen bir maksimum değere kadar sürekli bir enerji aktarılabilir (Şekil 2.6).



Şekil 2.6 Gama spektrumunda Compton bölgesinin gösterimi

Herhangi bir θ açısında Compton saçılma olasılığı kuantum mekaniksel hesaplamalarla bulunabilir. Kullanılan formül, elektron başına diferansiyel tesir kesitini veren Klein-Nishina formülüdür (Knoll, 2000):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)(1 + \alpha(1 - \cos\theta))} \right) \quad (2.8)$$

Burada $\alpha = h\nu / m_e c^2$ ince yapı sabiti ve $r_e = \hbar / m_e c^2$ klasik elektron yarıçapıdır.

Compton saçılması, bu tez çalışmasında ilgilenilen enerji aralığındaki en önemli olaylardan birisidir ve gerçek izlemeyi (*tracking*) yapabilmeyi sağlayan tek mekanizmadır.

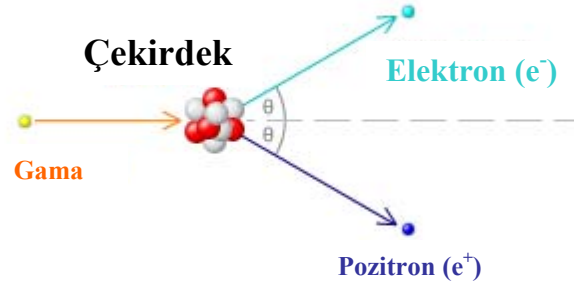
2.1.3 Thomson ve Rayleigh saçılması:

Thomson saçılması, gama ışınının durgun halde bulunan bir elektronla elastik saçılma yapması sonucu meydana gelmektedir. Bu saçılma türü gelen gama ışınının enerjisinin elektronun durgun enerjisinden küçük olduğu ($h\nu \ll m_e c^2$) durumda görülmektedir. Rayleigh saçılması, Thomson saçılmasıyla aynıdır. Rayleigh saçılmasının Thomson saçılmasından tek farkı, gelen gama ışınının atomun içindeki bağlı elektronlarla elastik saçılma ile etkileşmesi sonucu oluşmasıdır. Her iki saçılma türünde de gama ışınları atomun uyarılmasına ya da iyonlaşmasına neden olmamaktadır ve saçılmadan sonra da

enerjileri değişmemektedir. Rayleigh saçılması enerjisi yaklaşık 50 keV'den daha düşük olan gama ışınları için fotoelektrik soğurumdan sonra baskın olan ikinci mekanizmadır. Gelen gama ışınının enerjisi saçılmadan sonra değişmemektedir.

2.1.4 Çift oluşumu:

Çift oluşumu, gama ışınının enerjisinin 1.02 MeV' den (elektronun durgun kütesinin iki katı) büyük olduğu durumlarda meydana gelir. Bu etkileşimde gama ışını daha önce çekirdekte var olmayan bir elektron-pozitron çifti



Şekil 2.7 Çift oluşumu gösteren şema

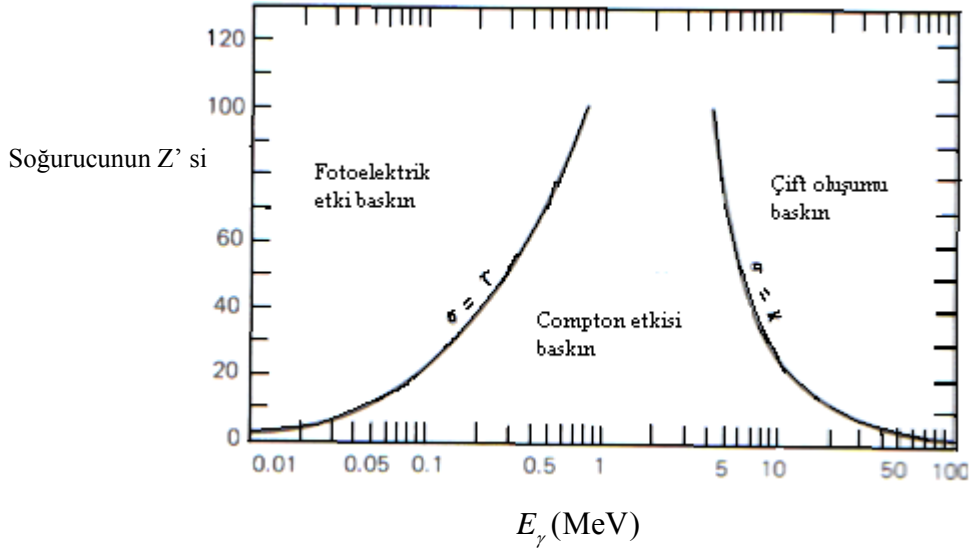
üretmesi sonucunda yok olur. Pozitronlar çok kısa bir yarı ömre sahiptirler ve iki tane 0.511 MeV enerjiye sahip gama ışımına dönüşürler (Şekil 2.7). Eğer gelen gama ışınının enerjisi 1.02 MeV' den büyükse enerji fazlalığı, elektron-pozitron çiftine kinetik enerji olarak paylaşılır. Enerjinin korunumu uygulanarak elektron-pozitron çiftinin enerjilerin toplamı,

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (2.9)$$

olarak yazılır. Burada, E_{e^-} ve E_{e^+} , elektronun ve pozitronun kinetik enerjileridir. Elektron ve pozitron, tüm kinetik enerjilerini ortamda kaybetmeden önce bir kaç milimetre yol alırlar. Oluşan yüklü parçacığın (elektron+pozitron) kinetik enerjisinin davranışı bir delta fonksiyonu şeklindedir. Bu durum spektrumda gelen gama ışınının enerjisinden $2m_0c^2$ kadar düşük olan enerjiye karşı gelen bir pik olarak gözlenir. Her bir çift oluşumu etkileşmesinde enerjinin tamamı detektöre aktarılabilir. Bu enerji gama ışını spektrumunda *çift kaçma piki* olarak gözlenir.

Fotoelektrik soğurmada da olduğu gibi çift oluşumun gerçekleşmesi için, yani momentumun korunumunun sağlanması için, olayın bir atom içerisinde gerçekleşmesi gerekmektedir. Gelen gama ışınının çift oluşum tesir kesiti κ ise, Z^2 ile orantılıdır.

Tüm bu fotoelektrik olay, Compton saçılması ve çift oluşumu olaylarında gama ışını enerjisinin bir kısmını veya tamamını elektrona aktarır. Kullanılan materyalin Z sayısına bağlı olarak, bu etkileşmelerin baskın olduğu enerji bölgeleri farklılık gösterir. Düşük enerji bölgesinde fotoelektrik olay, orta enerji bölgesinde (ortalama olarak 100 keV-10 MeV arasında) genellikle Compton saçılması, daha yüksek enerjilerde (10 MeV üstü) ise çift oluşumu baskındır (Şekil 2.9).



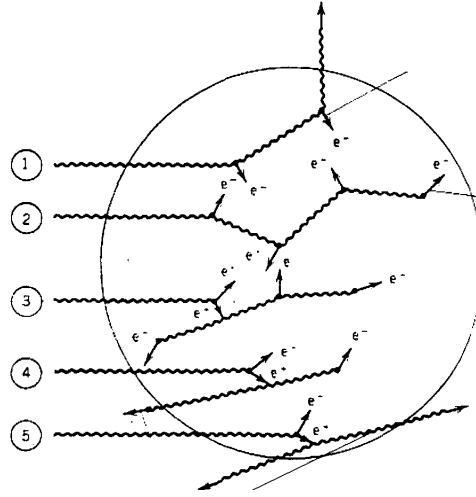
Şekil 2.9 Gama etkileşme çeşitlerinin baskın olduğu bölgeler (Krane, 1988)

Şimdiye kadar anlatılan bu etkileşmelerin gama ışını ölçümlerinde detektörde gösterdiği tepkiyi inceleyelim.

2.2 Detektör Tepkisi

Bir X-ışını veya gama ışını yüksüzdür ve bu nedenle materyal içinden geçerken doğrudan maddenin uyarılmasına veya iyonizasyon yapmasına sebep olamaz. Bu nedenle gama ışını doğrudan ölçülemez. Gama ışını detektör kristaliyle etkileşmesi sonucunda madde içindeki bir elektrona enerjisinin bir kısmını veya tamamını aktarır (Knoll, 2000). Böylece gama ışınının enerjisi, enerjisini aktardığı elektronlar yardımıyla ölçülmüş olur. Tüm bu etkileşmeler Bölüm 2.1'de anlatılmıştır. Gama ışını detektöre girdiğinde fotoelektrik soğurmaya maruz kalarak bütün enerjisini aktarabilir veya birkaç defa Compton saçılması yaparak sonunda fotoelektrik soğurma ile tüm enerjisini

detektöre aktarabilir. Ayrıca çift oluşumu yaparak elektron-pozitron çifti de açığa çıkabilir. Bütün bu olaylar Şekil 2.10 'da gösterilmiştir (Krane, 1988).

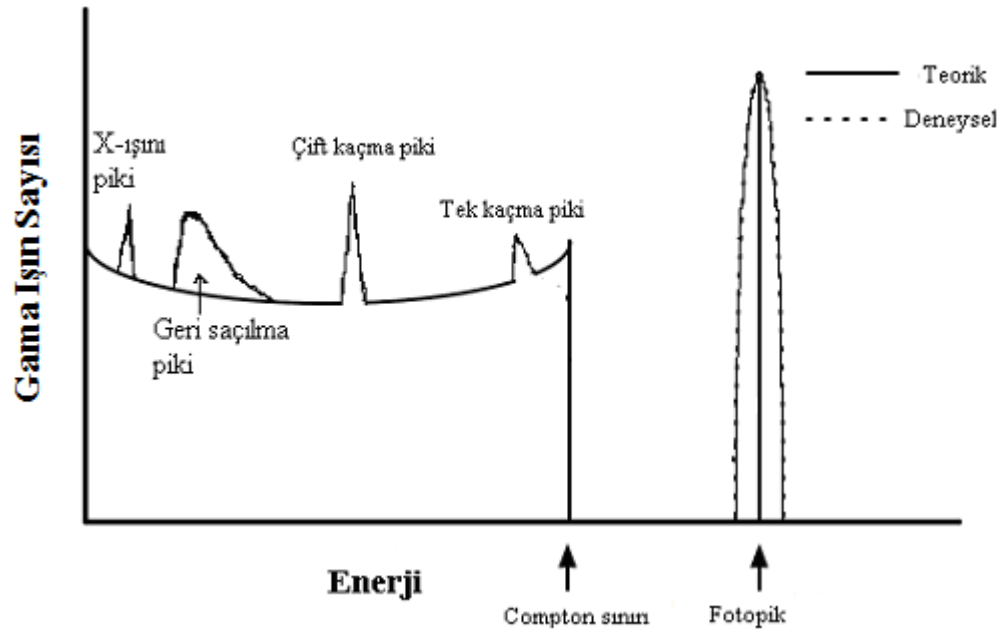


Şekil 2.10 γ -ışını ölçümünde meydana gelen olaylar. (1) Gama ışını detektör içerisinde bir kaç kez Compton saçılması yapar ve enerjisinin hepsini aktarmadan detektörü terkeder. (2) Gama ışını, pek çok Compton saçılması yaptıktan sonra kalan enerjisini fotoelektrik soğurma ile detektöre bırakır. (3) Çift oluşumu yapan gama ışını, elektron-pozitron çifti meydana getirir. Pozitron atom elektronuyla birleşerek yok olur. Açığa 1.02 MeV enerjili gama ışını çıkar. Bu gama ışını, Compton saçılması ve fotoelektrik soğurma yaparak tüm enerjisini detektöre bırakır. (4) Yok olma sonucu açığa çıkan gama ışınlarından biri detektörü terk eder ve diğeri 0.51 MeV enerjisini detektöre bırakır. (5) Yok olma sonucu açığa çıkan gama ışınlarından her ikisi de detektörü terk ederken 1.02 MeV'lik enerjiyi detektör materyaline aktarır.(Krane 1988)

Şekilde görüldüğü gibi, gama ışını detektöre girdiğinde her seferinde enerji kaybederek bir çok kez Compton saçılması yapabilir. Etkileşmeye girdiği noktalarda enerji kaybederek elektron salınmasına sebep olabilir. En sonunda enerjisi o kadar azalmıştır ki fotoelektrik soğurma yaparak yok olur veya kristalin kenarına çok yaklaşıp kristalin dışına çıkar. Eğer detektöre giren ilk gama ışını, fotoelektrik etkileşme yaparsa detektör kristaline bütün enerjisini bırakır. Detektör kristaliyle üçüncü tür etkileşme meydana geldiğinde ise, yani gelen gama ışınının enerjisi 1.02 MeV' den fazlaysa, bir

çift elektron-pozitron çifti oluşumundan sonra iki tane 0.511 MeV'lik enerjiye sahip gama ışını açığa çıkar. Bu gama ışınları detektör içinde hiçbir etkileşme yapmadan detektörden dışarı kaçabilir veya ardışık Compton saçılmalarıyla kısmen ya da tamamen soğurulabilir.

Anlatılan bu üç etkileşmenin detektör tepkisi, gama ışın spektroskopisi yardımıyla incelenebilir. Gama ışın spektroskopisi ölçülen gama ışını sayısının, detektörde depolanan enerjiye göre dağılımını verir. Şekil 2.11'de tek enerjili gama ışınının üç farklı etkileşmesini gösteren spektrum görülmektedir.



Şekil 2.11 Tek enerjili gama ışınları için detektör tepkisi

Şekilde, fotopik, gelen gama ışınının çeşitli etkileşmeler yaptıktan sonra enerjisinin tamamını detektöre fotoelektrik soğurma ile aktarması sonucunda oluşmuştur. Bu arada ardışık Compton saçılmasından sonra kimi gama ışınları enerjisinin tamamını detektöre aktarmadan kaçabilirler. Compton saçılması $0-180^\circ$ açı arasında gerçekleştiğinden, bu durum sıfırdan Compton sınırı olarak adlandırılan maksimum bir değere kadar sürekli enerji spektrumu şeklinde gözlenir. Detektör içinde bütün açılarda saçılma olacağı için, saçılan elektronun enerji aralığı, $\theta = 0^\circ$ için 0'dan, $\theta = 180^\circ$ için $2E_\gamma / (mc^2 + 2E_\gamma)$ 'ya kadar değişir. Spektrumda, gelen gama ışınının enerjisi 1.02 MeV'i geçerse çift oluşum

gözlenir. Bu olayda yaratılan 0.511 MeV'lik gama ışınlarından birisi kaçır ve diğeri Compton saçılmasıyla tamamen soğurulursa ($E_\gamma - mc^2$), spektrumda tek kaçma piki gözlenir. Yaratılan bu ışınlarından ikisi birden etkileşme yapmadan detektör dışına kaçarsa ($E_\gamma - 2mc^2$), spektrumda çift kaçma piki gözlenir. Anlaşılacağı gibi, ikisi birden enerjisini detektöre bıraktığında enerji, fotopikte gözlenir.

Ayrıca, fotoelektrik soğurum olduğu durumda genellikle karakteristik bir X-ışını yayımlanır. Çoğunlukla bu X-ışını enerjisi etkileşmenin yakınında hemen soğurulur. Eğer fotoelektrik soğurum detektör yüzeyine yakın bir yerde meydana gelirse, X-ışını kaçabilir. Şekil 2.11'de karakteristik X-ışınına ait olan pik gösterilmiştir. Spektrumda, enerjisi 0.2-0.25 MeV arasında olan pik ise geri saçılma pikidir. Bu pik, kaynaktan çıkan gama ışınlarının detektör etrafında bulunan herhangi bir madde ile Compton etkileşmesine girmesi sonucu, maddeden geri yönde saçılmasından kaynaklanır. Geri saçılma pikinin bu enerji aralığı içinde olmasını sebebi ise, denklem 2.7b'de saçılma açısının 180° alınması ve $E_\gamma \gg \frac{m_e c^2}{2}$ limit durumu göz önünde tutulması sonucunda geri saçılma pikinin enerjisinin 0,256 MeV olmasıdır (Knoll, 2000).

2.3 Dedektör Duyarlılığı

Dedektör duyarlılığı (hassasiyet), verilen bir radyasyon ve enerji için kullanılabilir sinyal üretme yeteneğidir. Bütün enerjilerde tüm enerji tiplerine duyarlı olabilen bir dedektör yoktur. Bunun yerine dedektörler, verilen bir enerji aralığında belli radyasyon tiplerine duyarlı olarak üretilirler. Bu aralığın dışına çıkıldığında genellikle kullanılamaz bir sinyal üretilir veya verim çok düşer (Leo, 1994).

Verilen bir enerji aralığında verilen bir radyasyon tipinin dedektör duyarlılığı bir kaç faktöre bağlıdır:

- 1) Dedektörde gerçekleşen iyonizasyon reaksiyonları için tesir kesit
- 2) dedektör kütlesi
- 3) doğal dedektör gürültüsü
- 4) dedektörün hassas kısmını kaplayan koruyucu materyal

Tesir kesit ve dedektör kütlesi, gelen radyasyonun tüm enerjisini veya bir kısmını dedektöre iyonizasyon formunda dönüştürmesi olasılığıyla belirlenir. Yüklü parçacıklar yüksek iyonlaşmaya sahiptirler. Bu sebeple, küçük hacimli ve düşük yoğunluklu dedektör hacminde bile iyonlaşma yapabilmektedirler. Yüksüz parçacıklar ise, öncelikle dedektörle etkileşirler ve dedektör ortamında iyonlaşma yapabilen yüklü parçacıklar açığa çıkarılırlar. Bu etkileşmelerin tesir kesitleri genellikle çok küçüktür. Bu nedenle makul bir etkileşme sağlayabilmek için dedektör hacminin ve materyal yoğunluğunun yüksek olması gerekmektedir.

Dedektörde iyonlaşma meydana gelse bile kullanılabilir sinyal için belli bir asgari miktar gereklidir. Bu miktar, gürültü (noise) olarak adlandırılır ve dedektör elektroniğine bağlıdır. Dedektör çıkışındaki voltaj veya akım dalgalanmalarıyla açığa çıkar ve radyasyon olsun yada olmasın her zaman mevcuttur. Bu nedenle, iyonlaşma sinyalinin ortalama gürültü değerinden büyük olması gerekmektedir.

Anlatılanlara ek olarak, dedektörün etrafını çevreleyen koruyucu materyal, dedektör duyarlılığını kısıtlayan diğer bir faktördür. Sadece uygun bir enerji ile gelip, bu koruyucu materyali geçip, dedektör içinde soğurulabilen radyasyonlar ölçülebilir. Koruyucu materyalin kalınlığı düşük değerlerde tutularak radyasyon ölçümü sağlanabilir (Leo, 1994).

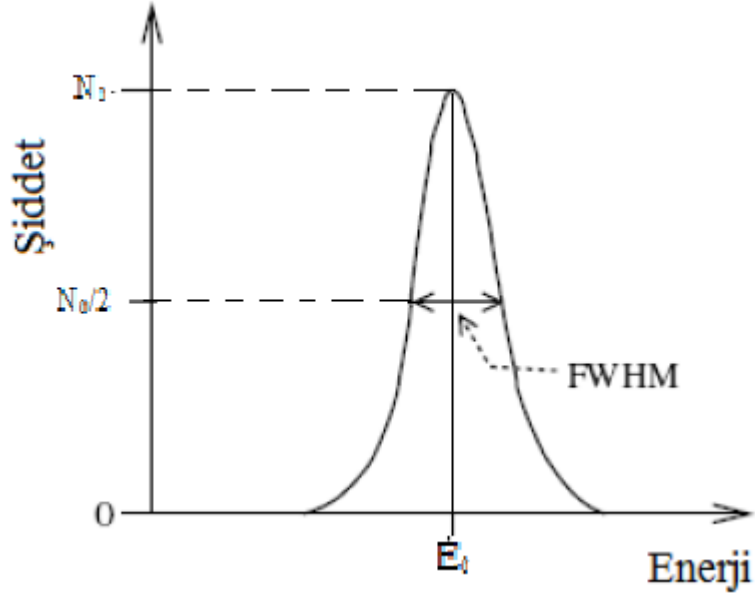
2.4 Enerji Çözünürlüğü

Gelen radyasyonun enerjisini ölçmek için tasarlanan bir dedektörün performansı bir tek enerjili kaynağın puls dağılımının genişliği ile nitelendirilir. Kalınlık, çan eğrisinin maksimum yüksekliğinin yarısındaki genişlik ile ölçülür ve *full width half maximum* (FWHM) veya Γ ile gösterilir (Şekil 2.12). Bir dedektörün farklı enerjilerde parçacıkları tanımlayabilme yeteneği enerji çözünürlüğü olarak adlandırılır ve Denklem 2.10'daki oran ile verilir (Tsoulfanadis, 1983).

$$R(E_0) = \frac{\Gamma}{E_0} \quad (2.10)$$

Enerji çözünürlüğünü etkileyen üç önemli faktör:

- 1) dedektörde üretilen yük taşıyıcılarının sayısındaki istatistiksel dalgalanmalar
- 2) dedektörün kendi içindeki, önyükselteçteki ve yükselteçteki elektronik gürültü
- 3) dedektörde üretilen yüklerin tamamının toplanamaması



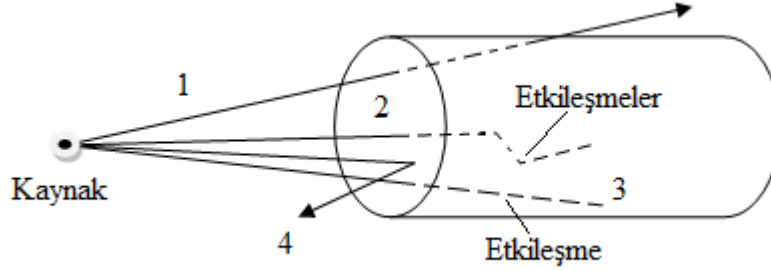
Şekil 2.12 Gaussiyen yapıdaki pikin enerji çözünürlüğünü gösteren şema

2.5 Verim

Bir parçacık dedektöre çarptığında ölçülebileceği kesin değildir. Ölçümün olup olmayacağı, Parçacığın enerjisine ve tipine, dedektörün tipine ve büyüklüğüne bağlıdır. Şekil 2.12'de verildiği gibi, parçacık, dedektörle etkileşme yapmadan gidebilir (1), dedektör içinde etkileşmeler yaparak soğurulabilir (2), uygun elektronik aletlerle ölçülemeyecek kadar küçük sinyal meydana getirebilir (3), dedektör penceresinden saçılarak dedektör ile etkileşemeyebilir (4) (Tsoulfanidis, 1983).

Ölçülen parçacıkların oranı, dedektör verimi (ϵ) olarak adlandırılan nicelikte verilir. Verim, mutlak verim (*absolute efficiency*) ve öz verim (*intrinsic efficiency*) olmak üzere ikiye ayrılabilir. Mutlak verim Denklem 2.11 ve öz verim Denklem 2.12 ile verilmiştir. Mutlak verim, sadece dedektör özelliklerine değil, özellikle dedektörle kaynak arasındaki uzaklık gibi ölçüm geometrisinin detaylarına bağlıdır. Bu iki verim izotropik

kaynak için $\varepsilon_{\text{öz}} = \varepsilon_{\text{mutlak}} \cdot (4\pi / \Omega)$ bağıntısıyla ilişkilendirilir. Burada Ω , gerçek kaynak konumundan gözlenen dedektör katı açısıdır (Knoll, 2000).



Şekil 2.12 Kaynaktan dedektöre gelen parçacıkların dedektörle etkileşmeleri sırasında izledikleri yollar: (1) dedektöre gelen parçacık etkileşme yapmadan gidebilir, (2) gelen parçacık dedektör içerisinde etkileşmeler yaparak soğurulabilir, (3) dedektörle etkileşir ancak ölçülemeyecek kadar küçük sinyal verebilir, (4) dedektörle etkileşmeden saçılabilir (Tsoulfanidis, 1983).

$$\varepsilon_{\text{mutlak}} = \frac{\text{dedektör tarafından ölçülen puls sayısı}}{\text{kaynak tarafından yayınlanan radyasyon sayısı}} \quad (2.11)$$

$$\varepsilon_{\text{öz}} = \frac{\text{dedektör tarafından ölçülen puls sayısı}}{\text{dedektöre gelen radyasyon sayısı}} \quad (2.12)$$

Bir dedektörün öz verimi genellikle dedektör materyaline, radyasyonun enerjisine ve gelen radyasyon yönünde dedektörün kalınlığına bağlıdır. Dedektör materyali ile etkileşerek ikincil yüklü parçacık üreten yüksüz parçacıklar için her zaman iyi bir verim elde edilemez. Bu durumda dedektör boyutu ve kütlesi önemli olmaktadır.

Gelen radyasyonun tüm enerjisi dedektöre depolandığında gama ışın histogramında tam enerji pikinde gözlenir. Fotopik verimi, tüm enerji piki olduğunda hesaplanır ve Denklem 2.13 ile verilir (Tsoulfanidis, 1983).

$$\left(\begin{array}{c} \text{fotopik} \\ \text{verimi} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{toplam dedektör} \\ \text{verimi} \end{array} \right) \times \frac{\left(\begin{array}{c} \text{fotopikteki} \\ \text{sayım} \end{array} \right)}{\left(\begin{array}{c} \text{spektrumdaki toplam} \\ \text{sayım} \end{array} \right)} \quad (2.13)$$

Denklemden toplam dedektör verimi ile çarpılan oranı pikin toplama oranı (*peak-to-total*, P/T) olarak adlandırılır.

2.6 Puls Yükseklik Kusuru

Herhangi bir dedektör tipiyle parçacığın enerjisinin ölçülmesi, gelen parçacığın enerjisinin dedektörün çıkışında toplanan yüklerle orantılı olması varsayımına dayanır. Eğer parçacığın toplam enerjisi iyonizasyonlarla yitiriliyorsa ve üretilen tüm yükler toplanmıyorsa bu varsayım geçerlidir. Eğer yükler detektörde toplanmadan önce yeniden birleşirlerse bu varsayım geçerli olmaz (Tsoulfanidis, 1983).

Parçacıklar detektörlerle etkileştiğinde enerjisinin tamamını ya da bir kısmını elektronlara aktararak iyonlaşmaya sebep olurlar ve elektron deşik çiftleri oluşur. Oluşan bu elektron deşik çiftlerinden deşikler, detektöre uygulanan dış bir elektrik alan yönünde, elektronlar ise zıt yönde hareket ederler. Eğer bu yüklerin enerjilerinin tümünü detektöre aktarırsa çıkış sinyali gelen gama ışınının enerjisi ile orantılıdır. Bu yüklerin kapasitörlere ulaşmadan önce yeniden bileşecekleri veya tuzaklanma sebebiyle toplanmalarının engellenmesi durumları meydana gelebilir. Böylece sinyal yükseklik kusuru (*pulse height defect*, PHD) denilen durum oluşur. Bu durumda daha düşük genlikli sinyal elde edilir ve gelen parçacığın enerjisi doğru bir şekilde ölçülemeyecektir. İyonlaşma ile oluşan elektron deşik çiftleri dedektöre uygulanan dış elektrik alanı azaltırlar. Bu sebeple PHD'den dolayı meydana gelen sinyal kusuru dedektör içinde mümkün en büyük elektrik alan oluşturularak engellenebilir.

Nötron ölçümleri için PHD önem kazanmaktadır. Eğer gelen nötron ağır dedektör çekirdeğiyle elastik ve inelastik olarak etkileşirse yoğun bir iyonlaşmaya sebep olur. Bu yoğun iyonlaşma durumunda yüklerin toplanmadan önce tekrar birleşmesi olasılığı artmaktadır. Bu nedenle, PHD nötron ölçümleri için önemlidir.

2.7 Gama Işını Detektörleri

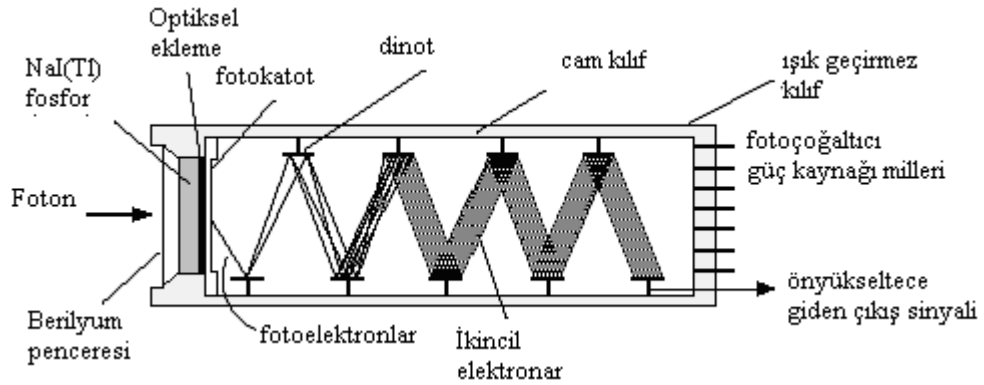
Nükleer fizik genellikle Compton saçılması ve fotoelektrik olayın baskın olduğu 100 keV- 1MeV enerji aralığındaki gama ışınlarıyla ilgilenmektedir. Bir gama ışını geniş bir detektöre geldiğinde ardışık olarak elektron üretir (Şekil 2.10). Gama ışını detektörlerinde bu elektronlar ölçülür. Örneğin, Germanyum detektörlerinde, elektronlarla meydana gelen iyonizasyon sonucunda açığa çıkan elektronun depolanan enerjisi bir puls şeklinde gözlenebilir. Eğer gama ışını soğurulursa, detektör gama ışınının enerjisine bağlı bir sinyal verir. Bu prensibe dayalı detektör tipleri, sintilasyon detektörleri ve yarı-iletken detektörleridir (Basdevant, Rich ve Spiro 2005).

2.7.1 Sintilasyon detektörleri

Sintilasyon bir materyalin uyarıldığı zaman ışık yaydığı bir süreçtir. Sintilasyon detektöründe gelen radyasyon detektör materyalini uyararak gama ışınlarının açığa çıkmasına sebep olur. Gelen radyasyonun enerjisi, bu gama ışınlarının enerjileri toplanarak ölçülür. İlk sintilasyon detektörlerinden biri ZnS ile kaplanmış bir cam ekrandır. Bu tür bir detektörle yapılan deneyler karanlık bir odada gözlenerek yapılmıştır. Modern sintilasyon detektörlerinde ışığı elektronik olarak ölçülebilir bir nicelik haline dönüştürmek için fotoçoğaltıcı tüp kullanır. Böyle bir tüpün fotokatoduna gelen ışık bir elektrik sinyaline çevrilir, daha sonra yükselteçlere gönderilerek uygun sayaçlar yardımıyla gelen gama ışınının enerjisi belirlenir. (<http://science.jrank.org/pages/5057/Particle-Detectors.html>, 2010).

Gama ışınlarını ölçmek için en kullanışlı sintilasyon detektörü, fotoçoğaltıcı tüpe monte edilen NaI kristalinden oluşan detektördür. Ayrıca, gama ışını yayınlama olasılığını artırmak ve ışığın kendisinin soğurulmasını azaltmak için kristale aktivatör denilen küçük miktarda safsızlıklar ilave edilir. En çok kullanılan safsızlık atomu Talyum'dur ve bu şekilde oluşturulmuş bir detektöre NaI(Tl) denir. Böyle bir NaI(Tl) detektörünün şematik gösterimi Şekil 2.13'de verilmiştir. Gama ışınları için yüksek verim gerektiğinde NaI(Tl) kullanılabilir, ancak zaman çözme gücü bakımından bu detektör iyi bir seçim değildir.

Gelen gama ışını detektöre girdikten sonra atomları uyarılmış düzeylere çıkaran pek çok etkileşme yapar. Uyarılmış durumlar hızla görünür bölgede ışık yayımlarlar. Giriş penceresinin arkasında bulunan fotoçoğaltıcı tüpün (PMT) fotokatodu ışığı fotoelektronlara çevirir. Fotoçoğaltıcı tüpün içinde bir dizi elektrot bulunmaktadır. Fotoelektronlar bu elektrotlara doğru olan bir elektrik alan içerisinde hızlandırılır. Bu elektrotlar sayesinde sökülen elektron sayısı çoğaltılır. Bu elektronlar daha sonra yükselteçler yardımıyla gözlenebilir bir elektrik pulsuna dönüştürülür. Bu puls, diğer bir elektronik donanım ile ölçülür ve analiz edilir (http://www.scionixusa.com/pages/navbar/scin_detect/scin_response.html, 2011).



Şekil 2.13 NaI(Tl) detektörünün şematik gösterimi

(<http://www4.nau.edu/microanalysis/microprobe/WDS-Scintillation.html>, 2011)

Sintilatörden yayınlanan ışık pulsunun şiddeti soğurulan gama ışınının enerjisine bağlı olduğundan sonuç *pulse height spektrum* yardımıyla analiz edilebilir (gama spektroskopisi).

Gama ışını spektroskopisi vasıtasıyla uyarılma enerjisinin ve açısal momentumun elde edilmesi ile nükleer yapının gelişimindeki ilk deneyler bir kaç NaI(Tl) sintilasyon detektörü ile yapılmıştır. Bu tür deneylerde duyarlılık, detektörlerin zayıf çözünürlüğü (yaklaşık 90 keV ile 1300 keV arasında), büyüklüğü ve sayısıyla sınırlanmıştır. Bununla beraber, bu ilk deneyler düşük spinli çekirdeklerin dönme yapısını incelemeye yardımcı olmuştur ($I < 8\hbar - 10\hbar$). Sintilatör düzenlenimi, hedef etrafına dizilmiş bölümlü bir yapıya sahip olan NaI(Tl) detektörlerinden oluşmuştur. Bu düzenlenim enerji kalorimetresini oldukça verimli hale getirmiştir ve gama ışını geçişlerinde yayınlanan

birçok enerjinin ölçülmesini sağlamıştır. Ancak, kesikli düzeyde gama spektroskopisi uygulamasında enerji ölçümleri, NaI(Tl) sintilasyon detektöründe enerji çözünürlüğünün sınırlı olması nedeniyle kısıtlıdır. Gama ışın spektropisindeki gelişmeler, germanyum detektörlerinin kullanılmasıyla hızlanmıştır (Gerl ve Korten 2001).

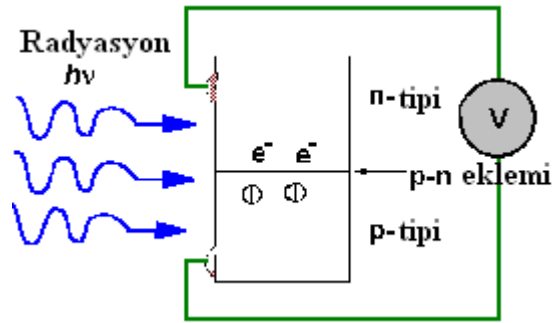
2.7.2 Yarı-iletken detektörler

Yarı-iletken madde, elektrik iletkenliği bakımından, iletken ile yalıtkan arasında kalan maddelerdir. Normal durumda yalıtkan olan bu maddeler ısı, ışık, manyetik etki veya elektriksel gerilim gibi dış etkiler uygulandığında bir miktar değerlik elektronlarını serbest hale geçirerek iletken duruma gelirler. Uygulanan bu dış etki veya etkiler ortadan kaldırıldığında ise yalıtkan durumuna geri dönerler. Bu özellik elektronikte yoğun olarak kullanılmasını sağlamıştır. Yarı iletkenlerin değerlik yörüngelerinde dört elektron bulunur. Elektronik ekipmanlarda en yaygın olarak kullanılan yarı iletkenler germanyum ve silisyum elementleridir.

Yarı-iletken detektörlerde radyasyon, detektörde serbest bırakılan yük taşıyıcılarının sayısı ile ölçülür. İyonize radyasyon serbest elektronlar ve deşikler oluşturur. Elektron-deşik çiftlerinin sayısı, yarı-iletkene radyasyon tarafından iletilen enerji ile orantılıdır. Sonuç olarak, iletkenlik bandından değerlik bandına bir kaç elektron iletilir ve değerlik bandında eşit sayıda deşikler oluşur. Dış bir elektrik alan etkisi altında, elektronlar anoda, deşikler katoda doğru sürüklenirler ve yük, elektrotlar tarafından toplanmış olur. Böylece ölçülebilen bir puls oluşur (Şekil 2.14). Bir elektron-deşik çiftinin oluşması için gerekli enerji değeri gelen radyasyonun enerjisinden bağımsızdır. Elektron-deşik çiftlerinin sayısının ölçümü, gelen radyasyonun enerjisinin bulunmasına olanak sağlar. Yarı-iletken detektörlerde puls yüksekliğinin istatistiksel değişimi gaz detektörlerine göre daha düşüktür ve enerji çözünürlüğü daha yüksektir. Elektronlar hızlı hareket ettiklerinden, zaman çözünürlüğü de iyidir ve yükselme zamanından (rise time) bağımsızdır (http://en.wikipedia.org/wiki/Semiconductor_detector, 2010, http://ikpe1101.ikp.kfa-juelich.de/briefbook_part_detectors/node167.html, 2010).

Nükleer fizikte genellikle bir yarı-iletken detektör olan germanyum detektörleri kullanılır. 1960'lı yılların ortalarında çok iyi enerji çözünürlüğüne sahip germanyum

(hem Ge(Li) hem de yüksek saflıktaki germanyum (HpGe)) detektörlerinin kullanılmasıyla yeni bir döneme girilmiştir. 1970'lerde yüksek spin spektroskopisindeki ilk gelişme, deneyde bir çok Ge(Li) detektörlerinin kullanılmasıyla gözlenmiştir. Sadece 4 tane Ge(Li) detektörünün kullanılmasıyla spini $30\hbar$ 'dan büyük $^{160,161}\text{Yb}$ 'nin yapısı detaylı olarak incelenmiştir. (Gerl ve Korten 2001). Her ne kadar bu tür deneylerde önemli sonuçlar sağlanmış olsa da, Germanyum detektörlerinde enerjinin tam olarak toplanamaması nedeniyle, pik/background oranının düşük olması deneysel bir problem olarak kalmıştır. Bu problem yalnız Germanyum detektörlerinin kullanıldığı bütün deneylerde mevcuttur. Günümüzde kullanılan klasik germanyum detektörleriyle bile, standart bir ^{60}Co kaynağının tipik iki piki (1173 keV ve 1332 keV), fotopik sayımının sadece ~%20'sini içeren bir spektrum oluşturur. Germanyum kristalinden Compton saçılması ile yayınlanan γ -ışınlarının oluşturduğu sürekli Compton bölgesi sayımın ~%80'lik kısmına karşı gelir. Çözüm ise, detektörün etrafına yerleştirilen BGO vb. detektörlerden oluşan kalkanlar kullanmaktır. Kalkan görevi gören bu detektörlerle germanyum detektöründen soğrulmadan kaçan gama ışınları yakalanabilir. Böylece sadece germanyum detektöründe soğrulan gama ışınları ölçülerek temiz bir spektrum elde edilebilir.



Şekil 2.14 Yarı-iletken detektörlerin şematik gösterimi

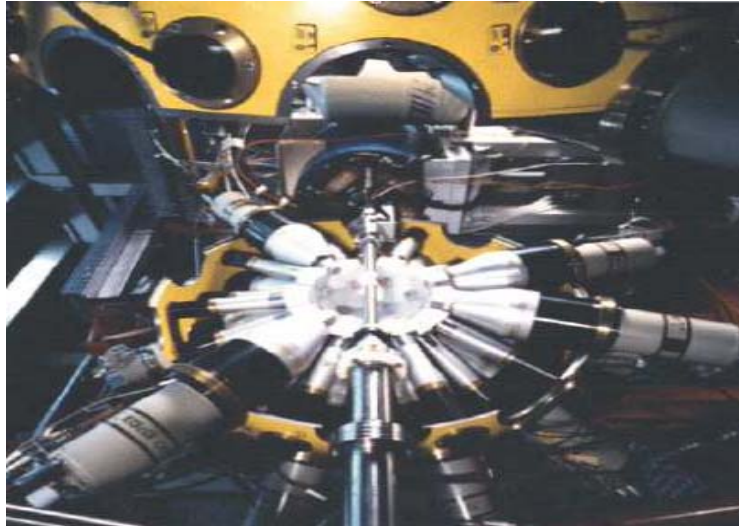
(<http://elchem.kaist.ac.kr/vt/chem-ed/optics/detector/graphics/pd.gif>, 2010)

Germanyum detektörü ve kalkanın kombinasyonu *Escape Suppressed Spectrometer (ESS)* olarak adlandırılır. Başlangıçta, kalkan olarak NaI(Tl) sintilatör detektörleri, daha sonra da daha yoğun sintilatör olan BGO kullanılmıştır. Böylece daha çok ESS hedef etrafına yerleştirilebilmiştir. Bu şekilde sayımların %55'i fotopiki oluşturmaktadır. (Gerl ve Korten 2001)

2.7.3 Çoklu-detektör sistemleri

Son yıllarda birden fazla gama detektörü kullanılarak oluşturulan detektör düzenlenimleri spektroskopik araştırmalara önemli katkılar sağlamıştır. Bu tür detektör düzenlenimlerinde yüksek saflıkta germanyum kristali kullanılmıştır. Örneğin TESSA3 9, NORDBALL 20, GASP 40, EUROGAM 128, GAMMASPHERE 220 ve EUROBALL 239 adet HpGe detektöründen oluşmuştur. Bu tür düzenlenimlerin tasarlanmasıyla, çekirdekte dönmenin sebep olduğu egzotik şekiller (süper-, hiper- ve üçeksenli deformasyonlar), küresel ve deforme çekirdekte ortak durumlar (oktupol durumlar, süper deforme çekirdekte *giant dipol resonance*) ve dönme hareketinin sönümü vb. özellikler gözlenebilmiştir. Son yıllarda kullanılan düzenlenimler ise GASP, GAMMASPHERE ve EUROBALL'dır (Pignanelli 2002).

GASP, Compton kalkanlı 40 tane HpGe detektörü ve bir dizi yardımcı donanımdan oluşur (şekil 2.15). Bu 40 HpGe detektörü hedef konumundan 27 cm uzağa yerleştirilmiştir ve toplam katı açının %10'unu kaplamaktadır. 1332 keV'lik γ -ışını enerjisinde, toplam mutlak fotopik verimi yaklaşık %3'dür. 1332 keV'deki ortalama enerji çözünürlüğu 2.3 keV'den daha iyidir. Kullanılan Germanyum detektörlerinin ortalama bağlı verimi %82'dir (<http://www.pd.infn.it/gama/GASP/Performances.htm>, 2011).



şekil 2.15 GASP detektörünün gösterimi

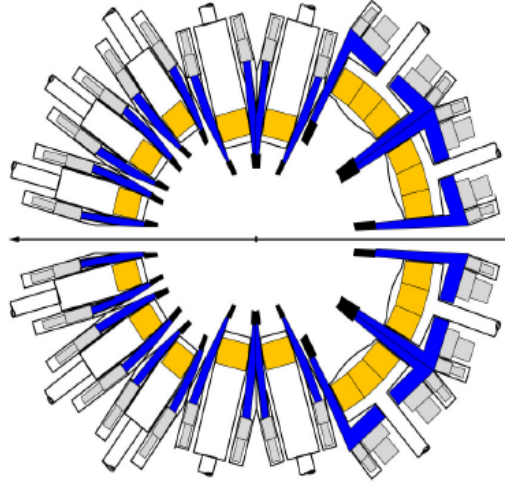
GAMMASPHERE, aslında detektör topluluğunun adını ifade etmektedir. Bu spektrometre ilk olarak 1993 yılında California Berkeley Üniversitesi, Lawrence Berkeley Nükleer Araştırma laboratuvarında kurulmuştur. 110 adet germanyum kristalinden oluşur. Germanyum detektör kristalleri ~72mm çapında, ~84mm uzunluğunda olup yaklaşık olarak %78 bağıl verime sahiptir (Şekil 2.15). Gammasphere'de germanyum için elde edilen toplam pik ^{60}Co için %57-61 civarındadır. Tüm Gammasphere düzenleniminin toplam fotopik verimi %9.4'dür.



Şekil 2.16 Gammasphere düzenleniminin gösterimi

EUROBALL, detektör topluluğu projesiyle farklı tipte detektörler geliştirilmiş ve gözlem sınırları yüksek seviyelere taşınmıştır. Bu detektör topluluğu çalıştırıldığı merkezlerde farklı hızlandırıcılarla birlikte kullanılmıştır. Euroball, demet ekseninin başında, sonunda ve demet eksenini 90° çevreleyen üç detektör grubundan oluşmuştur. Son detektör grubunun arka tarafında, 15 tane kümelenmiş germanyum ve onların BGO kalkanları bulunmaktadır. 30 tane Germanyum detektörü, hedeften demet doğrultusuna 370 mm uzaklıkta, 5 tanesi 18° , 10 tanesi 35° , 15 tanesi 52° olacak şekilde 3 halka şeklindeki detektör grubuna yerleştirilir. Merkezi bölüm, katı açının yaklaşık 2π 'lik bir bölgesinde *Clover* detektörlerinin iki halkasını kapsayacaktır (Şekil 2.17). Bu halkaların her biri, hedeften 265 mm uzaklıktaki germanyum kristallerinin ön yüzü ile 13 *Clover*

detektörü tutma kapasitesine sahiptir. Bu düzenlenimde toplam fotopik verimi yaklaşık %10'dur (Gerl ve Korten 2001).



Şekil 2.17 Euroball detektör düzenleniminin gösterimi

EUROBALL, GASP, GAMMASPHERE gibi detektör düzenlenimlerinde Compton saçılmasına uğrayıp detektör dışına kaçan gama ışınlarını ölçüm dışı bırakmak için, Compton kalkanı kullanılmaktadır. Son yıllarda geliştirilen AGATA ve GRETA gibi yeni tip detektörlerde böyle bir kalkana gerek yoktur. Çünkü bu düzenlenimlerde kullanılan her bir detektör, birbirinden elektronik olarak ayrılmış bölümlere sahiptir. Detektöre çarpan bir gama ışını bu detektör içinde birden fazla çarpışma yapabilir. Detektörlerin bu şekilde elektronik bölümlere sahip olması, gama ışının yaptığı çarpışmaların detektör içinde izlenebilmesine olanak sağlar. Bu nedenle bu tip detektörlere “*tracking*” (iz sürme) detektörleri de denir. Bu tip detektörler tüm 4π katı açısını kaplayacak şekilde küresel bir düzenlenim oluşturur. Böylece pik verimi önemli ölçüde artacaktır. Bu tip detektörlerden AGATA, Bölüm 4’de ayrıntılı olarak incelenecektir.

3. NÖTRONLAR

Nötron, net elektrik yükü olmayan bir atom altı parçacıktır ve kütlesi $939.573 \text{ MeV}/c^2$ veya $1.008664915 (78) u$ 'dur. Fermiyondur, spini $\frac{1}{2}$ olup hidrojen atomu dışında bütün çekirdeklerde bulunur. Manyetik momenti ve kütlesi elektronunkinin yaklaşık 1840 katıdır. Nötron m kütleli bir klasik parçacık olarak tanımlanabilir, ancak deBroglie dalga boyuyla ifade edilen bir dalga karakteri de gösterir. Çekirdeğin dışında bir serbest nötron yaklaşık 15 dakika içinde bir proton, elektron ve anti nötrinoya dönüşür. Çekirdek içindeki bağlı nötron çok uzun (hatta kararlı) veya çok kısa ömürlü olabilir. Serbest nötronlar kararsız olmalarına rağmen, özellikleri yüksek duyarlılıkla ölçülmüştür: manyetik dipol momenti $\mu = (-1.91304184 \pm 0.00000088) \mu_N$ ve nötron-proton kütle farkı $m_n - m_p = 1.29340 \pm 0.00003 \text{ MeV}$ olarak tespit edilmiştir. Nötronların kinetik enerjileri 0.025 eV 'dan 50 MeV 'e kadar geniş bir dağılım gösterir.

Bütün atomların çekirdekleri, sadece tek bir protona sahip olan hidrojenin dışında, protonlar ve nötronlardan oluşur. Nötronların sayısı bir elementin izotopunu tanımlar, atom numarası aynı ancak nötron sayısı farklı olan elementlere izotop denir. Örnek olarak Karbon-12 izotopu 6 nötron ve 6 protona sahipken, Karbon-14 izotopu 6 proton ve 8 nötrona sahiptir.

Günümüzde standart model her bir nükleonun 3 tane kuarktan oluştuğunu ve nükleer kuvvetlerin kuarklar arasındaki etkileşmelerin bir sonucu olduğunu ileri sürmektedir. Nötron bir adet $+2/3$ yüklü yukarı kuark ile iki adet $-1/3$ yüklü aşağı kuarktan (udd) oluşan yüksüz bir parçacıktır, baryon olarak sınıflandırılır.

Nötronlar, yüklü parçacıklar gibi hızlandırılmaz. Yüksek enerjili nötronların farklı maddelerin atomlarıyla yaptıkları çarpışmalar sonucunda hızları azaltılabilir. Buna nötronun yavaşlatılması denir. Sonuç olarak, nötronlar çok düşük enerjilere ulaşabilirler ve nötronlar kinetik enerjilerine göre sınıflandırılabilirler:

Nötronlar	Enerji Aralığı	Dalgaboyu (Å)	Hız(m/s)
Ultra Soğuk	≤ 300 neV	≥ 500	≤ 8
Soğuk	0.12 meV-12 meV	26.1 – 2.6	152 – 1515
Termal	12 meV- 100 meV	2.6 – 0.9	1515 - 4374
Epitermal	100 meV-1 eV	0.9 – 0.28	4374 – 13.8e3
Orta	1eV – 0.8 MeV		
Hızlı	> 0.8 MeV		

3.1 Nötron Kaynakları

Çok kısa yarı ömürlerinden dolayı nötronlar doğada serbest halde bulunamazlar. Yapay olarak elde edilmeleri gerekir. Bunun için çeşitli reaksiyonlar kullanılır. Bu reaksiyonlarda hedef çekirdek alfa, proton, döteron, gama ışınları ile bombardıman edilerek uyarılmış birleşik çekirdek elde edilir. Eğer uyarılma enerjisi birleşik çekirdek içindeki son nötronun bağlanma enerjisinden daha büyükse, bu durumda nötronun yayınlanması olasıdır. Geri kalan uyarılma enerjisi nötron ve kalan çekirdek arasında paylaşılır. Kalan çekirdek uyarılmış durumda bir süre kalabilir. Sonra gama ışını yayımlayarak taban düzeyine geçer.

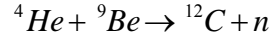
Nötron kaynaklarını incelemek için önce son nötronun bağlanma enerjisini düşünmek gerekir. Alfa parçacıklarının birleşerek oluşturduğu düşünülen çekirdeklerin ayrılma enerjileri büyüktür ve bu çekirdekler çok karardır (^8Be hariç; ^{12}C , ^4He , ^{16}O vb.). Hafif çekirdekler için bağlanma enerjisi 2-20 MeV, orta ağırlıkta çekirdekler için 7-10 MeV, ağır çekirdekler için 6-7 MeV civarındadır. Nötronu elde etmek için hafif çekirdekler kullanılır.

3.1.1 Radyoaktif nötron kaynakları

Bu kaynaklar küçüktürler, taşınabilirler, sabit bir verimleri vardır. Genellikle, tesir kesitinin bulunmasında, nötronların yavaşlatılmasında, nötron detektörlerinin kalibrasyonunda kullanılırlar. Bu tip kaynaklar 2 çeşittir.

3.1.1.1 (α, n) kaynakları

Nötronun keşfine sebep olan reaksiyon, laboratuarlarda uygun bir nötron kaynağı olarak kullanılabilir. Uygun bir hedef materyalle alfa yayınlayan bir izotopun karışımıyla küçük bir nötron kaynağı oluşturmak olasıdır. Amerikyum-Berilyum, Radyum-Berilyum bu tip kaynaklara örnek olarak gösterilebilir. Amerikyum ve radyum alfa kaynaklarıdır. Berilyumun kararlı izotopu olan ${}^9\text{Be}$, nispeten zayıf bağlı bir nötrona sahiptir (1,7 MeV bağlanma enerjili). Radyoaktif bozunmadan açığa çıkan α parçacığı (5-6 MeV), bir ${}^9\text{Be}$ çekirdeğine çarparsa, bir nötron çıkabilir:



Bu reaksiyon için Q değeri 5,7 MeV' tur. Çizelge 3.1' de bu tip kaynaklar için çeşitli örnekler verilmiştir.

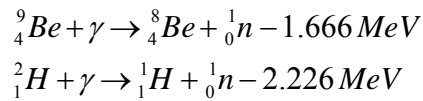
Çizelge 3.1 $Be(\alpha, n)$ nötron kaynaklarının karakteristikleri

Kaynak	Yarı- ömür	E_α (MeV)	Birincil Alfa		$E_n < 1.5$ MeV ile	
			Hesaplanan	Deneysel	Parçacıkları	Yüzde Ürün
${}^{239}\text{Pu}/\text{Be}$	24000y	5.14	65	57	11	9-33
${}^{210}\text{Po}/\text{Be}$	138 g	5.30	73	69	13	12
${}^{238}\text{Pu}/\text{Be}$	87.4 y	5.48	79	–	–	–
${}^{241}\text{Am}/\text{Be}$	433 y	5.48	82	70	14	15-23
${}^{244}\text{Cm}/\text{Be}$	18 y	5.79	100	–	18	29
${}^{242}\text{Cm}/\text{Be}$	162 d	6.10	118	106	22	26
${}^{226}\text{Ra}/\text{Be} + \text{kız}$ çekirdekleri	1602 y	Çoklu	502	–	26	33-38
${}^{227}\text{Ac}/\text{Be} + \text{kız}$ çekirdekleri	216 y	Çoklu	702	–	28	38

Bu izotopların birçoğunda, özellikle ^{226}Ra ve ^{227}Ac 'de, yüksek enerjili gama ışını *background* olarak gözlenir. Bu nedenle bu tip kaynaklar bazı uygulamalar için uygun değildir. Ayrıca, bu kaynaklar, gama radyasyonunun biyolojik tehlikesinden dolayı daha dikkatli işlemler gerektirir. Tablo 3.1'deki geri kalan izotoplar, daha basit alfa bozunumlarını içerir ve gama ışını *background*'u daha düşüktür. ^{226}Ra ve radyoaktif ürünlerinin yüksek şiddetli gama ışını yayınlamalarından dolayı, Ra-Be nötron kaynakları yerine yaygın olarak ^{210}Po , ^{238}Pu ve ^{241}Am kaynakları kullanılmaktadır. Bu kaynaklar Ci cinsinden α aktifliği başına, saniyede $2-3 \times 10^6$ nötron üretmektedir.

3.1.1.2 (γ , n) kaynakları

Bu tip kaynaklara fotonötron kaynakları da denilmektedir. Bazı radyoizotop gama ışınları kaynakları uygun bir hedef materyalle birleştirildiğinde nötron oluşturabilir. Bu reaksiyonlarda γ -ışını çekirdek tarafından yutulur ve bir nötron açığa çıkar. Açığa çıkan nötronun enerjisi, gama ışınının enerjisi ve nötronun bağlanma enerjisi arasındaki farktan elde edilir. Bu reaksiyonlarda fotonötron elde etmenin avantajı, gama ışını kaynağı yaklaşık tek enerjili ise nötronların da yaklaşık tek enerjili olmasıdır. Örneğin ^{24}Na izotopu tarafından yayınlanan 2.76 MeV'lik γ ışınlarının soğurumu, ^9Be 'daki nötronu sökmek için yeterli olabilir. Radyoizotop fotonötron kaynakları için sadece iki hedef çekirdek, ^9Be ve ^2H , pratik bir öneme sahiptir ve karşı geldikleri reaksiyonlar aşağıda verilmiştir:



Burada birinci reaksiyon için verim yeterlidir (yaklaşık 2×10^6 nötron/s) ancak yarı-ömrü kısadır (15 saat). Nötronun enerjisi yaklaşık 0.8 MeV' dir. Gama kaynağı olarak kullanılan, daha uzun ömürlü bir izotop olan ^{124}Sb (60 gün), ^9Be 'un nötron bağlanma enerjisinden daha büyük bir enerjiye sahip bir gama ışını yayınlamaktadır. Üretilen nötronlar yaklaşık 24 keV gibi çok düşük bir enerjiye sahiptir. Gama ışın enerjileri için uygun olan nötron enerjisi

$$E_n(\theta) \cong \frac{M(E_\gamma + Q)}{m + M} + \frac{E_\gamma [(2mM)(m + M)(E_\gamma + Q)]^{1/2}}{(m + M)^2} \cos \theta \quad (3.1)$$

bağıntısı ile hesaplanabilir. Burada

θ = gama ışınıyla nötron yönü arasındaki açı

E_γ = gama enerjisi ($\ll 931$ MeV kabul edilir)

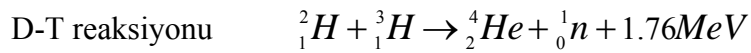
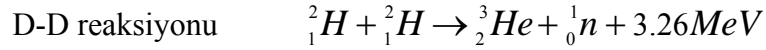
M = geri tepen çekirdeğin kütlesi $\times c^2$

m = nötron kütlesi $\times c^2$

Bu kaynakların sakıncalı tarafı gama radyasyon şiddetinin fazla olmasından dolayı tehlikeli olmalarıdır.

3.1.2 Hızlandırılan yüklü parçacıkların reaksiyonu

Bu reaksiyonlarda nötron içeren izotoplar, örneğin Hidrojen izotopları yaygın olarak kullanılır.



${}^9\text{Be}(d, n)$, ${}^7\text{Li}(p, n)$ ve ${}^3\text{H}(p, n)$ reaksiyonlarında reaksiyonu başlatabilmek için gerekli yüklü parçacık demeti siklotronlar ve Van de Graff gibi hızlandırıcılar vasıtasıyla elde edilir. Bu nedenle diğer radyoaktif bozunma kaynakları gibi kullanışlı değildirler. Bununla birlikte, yüklü parçacık enerjisinin ve gözlenen nötron yayınlanma açısının dikkatli seçimi ile hemen hemen istenilen her enerjide ve mümkün olduğunca tek enerjili nötron demeti elde edilebilir. Bu amaçla kullanılacak bazı reaksiyonlar şunlardır:



Ayrıca bu nötron kaynaklarına bir örnek de nükleer reaktörlerdir. Nükleer reaktörlerde Uranyum gibi ağır bir çekirdekle çarpışan yavaş nötronlar fisyon olayına sebep olur. Fisyon sonucunda çekirdek ikiye bölünür, 2-3 tane nötron ve pek çok yan ürün açığa çıkar. Bu nedenle fisyon reaktörleri de bir nötron kaynağı olarak düşünülebilir. Reaksiyondan sonra açığa çıkan nötronlar hızlı nötronlardır. Bu nötronlar genellikle reaktör içinde termal enerjilere kadar yavaşlatılırsalar da, reaktör korunda hızlı nötronlar da bulunur. Reaktör içinde radyasyon zırhında açılacak küçük bir delik yardımı ile laboratuardaki deneyler için bir nötron demeti elde edilebilir. Reaktör korundan gelen yüksek düzeydeki nötron akıları, özellikle nötron yakalaması yoluyla radyoizotop üretiminde ve nötron aktivasyon analizinde kullanılır.

3.1.3 Kendiliğinden fisyon

Uranyumdan daha ağır olan pek çok çekirdek kendiliğinden fisyon uğrama olasılığına sahiptir. Her bir fisyon olayında hemen birkaç hızlı nötron yayınlanır, böylece bu radyoaktif çekirdek numunesi kolay ve pratik bir izotropik nötron kaynağı olabilir. Bir nötron kaynağı olarak kullanıldığında, izotop yeterince ince bir kapsülle kaplanır. Böylece kaynaktan sadece hızlı nötronlar ve gama ışınları yayınlanır.

En yaygın kullanılan kendiliğinden fisyon kaynağı ${}^{252}\text{Cf}$ dir. 2.65 yıl gibi uzun bir yarı-ömre sahiptir. Alfa bozunma olasılığı %96.91 iken kendiliğinden fisyon olasılığı %3.09'dur. Nötronlar doğrudan doğruya fisyon reaksiyonu sonucunda üretilir ve her bir parçalanma başına yaklaşık 4 nötron elde edilir. Nötron üretim hızı, 1 gram ${}^{252}\text{Cf}$ başına 2.3×10^{12} nötron/s'dir, ${}^{252}\text{Cf}$ nin birim Curie başına aktifliği ise 4.3×10^9 nötron/s civarındadır. Nötronların enerjisi ortalama olarak 1-3 MeV civarında olan sürekli bir dağılım şeklindedir.

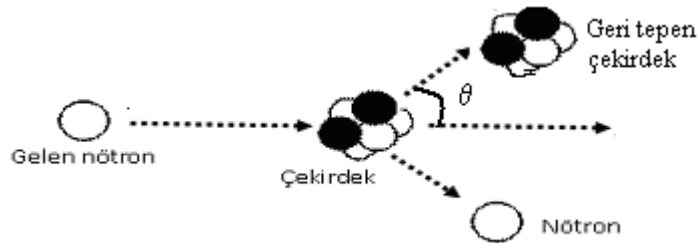
3.2 Nötronların Maddeyle Etkileşmesi

Nötronların madde ile etkileşme şekli büyük ölçüde enerjilerine bağlıdır. Nötronlar daha önce bahsedildiği gibi, yüksüz parçacıklardır ve madde içinden geçerken çekirdeğin etrafındaki elektronlarla etkileşmezler. Ancak, madde içindeki bu atomların çekirdekleriyle etkileşirler. Bu etkileşmelere yol açan nükleer kuvvet çok kısa menzillidir. Yani, bir etkileşme meydana gelebilmesi için nötronların çekirdeğe yakın bir noktadan geçmesi gerekir. Çekirdeğin boyutunun atomun boyutuna kıyasla çok küçük olması nedeniyle, nötronlar düşük etkileşme olasılığına sahiptir ve madde içinde hiçbir etkileşme yapmadan uzun mesafe kat edebilirler.

Gama ışınlarının aksine, nötron etkileşmelerinden kaynaklanan ikincil radyasyonlar genellikle ağır yüklü parçacıklardır. Nötron etkileşmeleri elastik saçılma, inelastik saçılma ve nötron yutulması olmak üzere üç sınıfa ayrılabilir.

3.2.1 Elastik saçılma

Elastik saçılma nötronların yavaşlatılmasında önemli bir süreçtir. Elastik çarpışma, nötronun kinetik enerjisinin nötron ile hedef çekirdek arasında paylaşılmasıyla sonuçlanan çarpışma türüdür. Bilyardo toplarının çarpışmasına benzetilebilir. Nötron bir çekirdekle çarpışır ve farklı bir yönde saçılır. Nötronun kaybettiği enerji hedef çekirdek tarafından kazanılır (Şekil 3.1). Eğer nötron ağır bir çekirdekle çarpışırsa, neredeyse aynı hızla saçılır ve çok küçük bir miktarda enerji kaybeder. Hafif bir çekirdek ise böyle bir çarpışmada çok fazla enerji kazanır, bu durumda nötronların yavaşlatılmasında hafif çekirdeklerin önemli olduğu söylenebilir. Bu çarpışmada enerji ve momentum korunur, çekirdeğin fiziksel yapısında bir değişiklik olmaz.



Şekil 3.1 Elastik saçılma

Durgun olan hedef çekirdeğin kütlesi M , geri tepme açısı θ olsun. Laboratuvar sisteminde, hedef çekirdeğe çarpan nötronun enerjisi E_n ve etkileşme ile çekirdeğe aktarılan enerji $E_{\text{çek}}$ ile verilsin. Bu durumda, nötron ile hedef çekirdeğin elastik çarpışması için enerji ve lineer momentum korunum yasaları uygulandığında

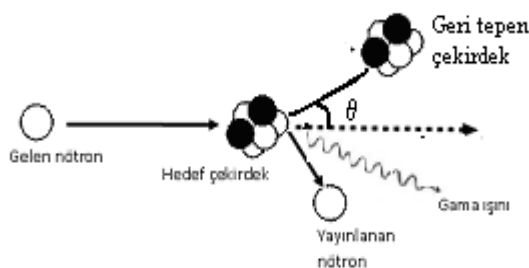
$$E_{\text{çek}} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_n \cos^2 \theta \quad (3.2)$$

oranı elde edilir. Verilen bu denklemlerle birlikte geri tepen çekirdeğin geri tepme enerjisi hesaplanabilir.

3.2.2 İnelastik saçılma

İnelastik saçılmada, gelen nötron hedef çekirdek tarafından soğurulur ve bir birleşik çekirdek oluşturur. Birleşik çekirdek daha sonra, orijinal çekirdeği uyarılmış duruma geçer ve daha düşük kinetik enerjili bir nötron yayınlar. Çekirdek genellikle bir ya da daha fazla gama yayınlamasıyla taban durumuna geçer. Şekil 3.2 inelastik saçılma olayını göstermektedir. Kendi taban durumuna ulaşan çekirdekte açığa çıkan nötronun kinetik enerjisi, hedef çekirdeğin ve yayınlanan gama enerjisinin toplamına eşittir. Bu çarpışmada enerji korunmaz, momentum korunur ve çekirdeğin fiziksel yapısı değişir.

İnelastik saçılma ağır çekirdeklerle yüksek enerjili nötronların çarpışmasında çok etkilidir. Ancak düşük enerjili nötronlarla (bir kaç MeV) hafif bir çekirdeğin çarpışması elastik saçılma şeklinde olacaktır.



Şekil 3.2 İnelastik saçılma

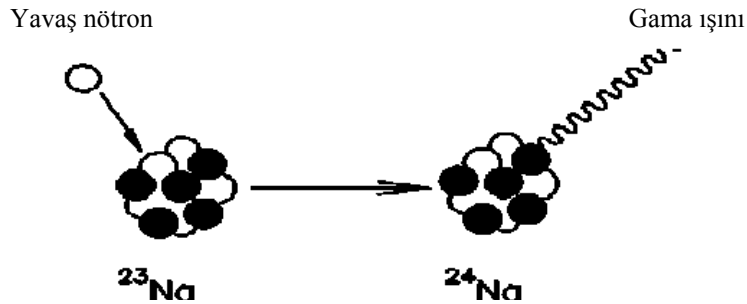
Elastik saçılmada olduğu gibi hedef çekirdeğe çarpan nötronun enerjisinin E_n , etkileşme ile çekirdeğe aktarılan enerji $E_{çek}$ olarak alınsın. Nötron ile hedef çekirdeğin inelastik çarpışması için

$$E_{çek} = \frac{2m^2ME_n \cos^2 \theta \pm 2\sqrt{m^4ME_n \cos^2 \theta (ME_n \cos^2 \theta - E_{uy} (m+M))} - m^2E_{uy} (m+M)}{m(m+M)^2} \quad (3.3)$$

elde edilir. Burada E_{uy} ise uyarılma enerjisidir.

3.2.3 Nötron yutulması

Nötronlar saçılırken yeterli enerji kaybettiğinde, soğuran maddenin çekirdeği ile doğrudan etkileşebilir. Nötron yine çekirdek tarafından yakalanır, çekirdeğin yeni bir izotopunu oluşturur ve çekirdek sadece bir gama ışını yayınlar (Şekil 3.3). Bu olaya nötron yutulması denir. Pek çok çekirdekte meydana gelen bu reaksiyon çok düşük enerjili nötronlar için önemlidir. (n,γ) reaksiyonunun ürün çekirdeği genellikle radyoaktiftir, gama ve beta yayınlar (http://trshare.triumf.ca/~safety/EHS/rpt/rpt_2/node30.html, 2010).

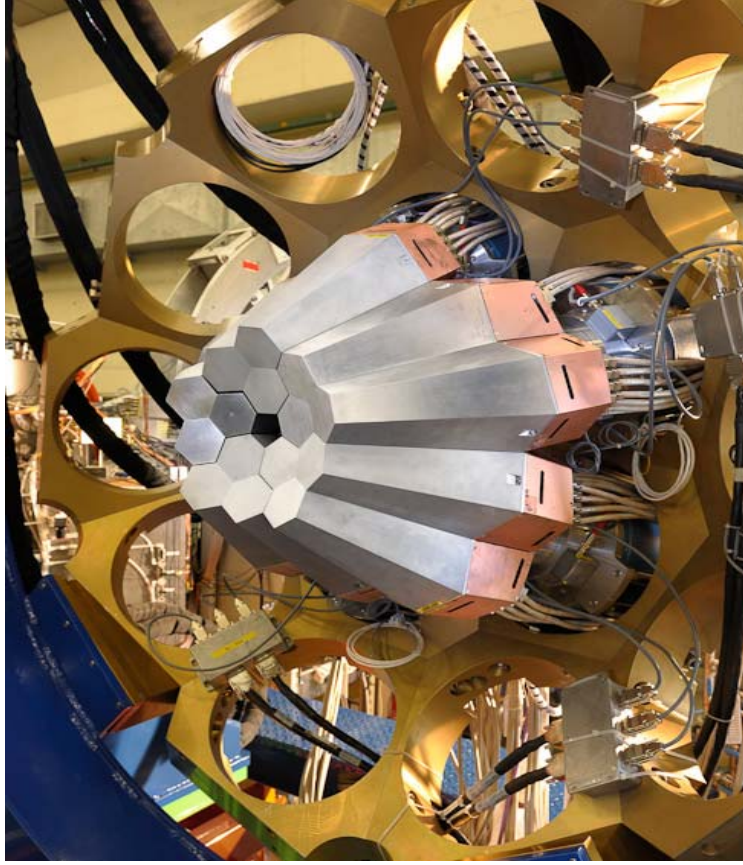


Şekil 3.3 Nötron yakalama (http://trshare.triumf.ca/~safety/EHS/rpt/rpt_2/node30.html, 2010)

4. AGATA

AGATA, Türkiye'nin de dâhil olduğu 12 Avrupa ülkesi ve 43 araştırma biriminin oluşturduğu ortak bir Avrupa projesidir (AGATA, <http://www-w2k.gsi.de/agata>, 2011). Ayrıca, AGATA, bu proje dâhilinde geliştirilmekte olan ve 4π 'lik bir katı açı kaplayan gama ışın detektör küresinin adıdır. AGATA'nın açılımı ise, "Advanced Gamma-ray Tracking Array" dir. Ağustos 2011 itibariyle 15 tane HPGe detektörlerinden oluşan "demonstrator" dan oluşmaktadır (Şekil 4.1). Bu dedektörler LNL'de (Laboratori Nazionali di Legnaro, İtalya) bulunmaktadır. 2010 yılında bu dedektörlerle deney yapılmaya başlanmıştır. 2018 yılına kadar tüm AGATA küresinin tamamlanması planlanmaktadır ve radyoaktif iyon demetlerinin olduğu GSI'a (Gesellschaft für Schwerionenforschung, Almanya) ve daha sonra GANIL'e (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Fransa) taşınması düşünülmektedir. AGATA, tamamlandığında nükleer kararlılığın limitlerinde nükleer yapı çalışmaları için büyük bir öneme sahip olacaktır. AGATA detektörü geniş bir enerji aralığında (bir kaç keV enerjiden 10MeV ve daha fazla enerjiye kadar) iyi bir çözünürlüğe ve olası yüksek bir verime sahiptir. (AGATA, <http://www-w2k.gsi.de/agata>, 2011).

Günümüzde yaygın olarak kullanılan detektör düzenlenimlerinde en iyi toplam fotopik verimi elde edebilmek için, sinyal/*background* oranı iyileştirilmeye çalışılmıştır. Bu amaçla Compton saçılmasından dolayı detektör dışına kaçan gama ışınlarını veto etmek için Compton kalkanı kullanılmıştır. Euroball ve Gammasphere bu tür detektör düzenlenimlerine örnek olarak verilebilir. Yeni nesil γ -ışın detektörlerinde bu tip kalkana ihtiyaç hissedilmeyecek şekilde elektronik bir tasarım geliştirilmiştir, AGATA ve USA'de bulunan GRETA (Gamma Ray Energy Tracking Array). Her iki detektörle de "tracking", yani gama ışının izlenmesi yapılabilmektedir (Korichi 2004). Hem iz sürme yapabilmeleri hem de Compton kalkanına ihtiyaç hissetmemeleri nedeniyle bu yeni tip detektörlerde çok daha iyi verim elde edilebilecektir.

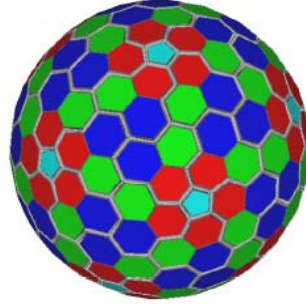


Şekil 4.1 LNL laboratuvarında bulunan ve 15 tane HPGe detektöründen oluşan demonstrator, (http://agata.lnl.infn.it/Inaugurazione/foto/index_en.htm, 2011).

Yapılan hesaplara göre, AGATA küresinde Ge kristalleri toplam katı açının %80'ini kaplayabilecek ve örneğin 1 MeV enerjisi olan γ -ışınları için *full-energy detection efficiency* %50 civarında olacaktır. Ayrıca AGATA'nın açısal çözme gücünün, yani gama ışınlarının gelme yönünü tespit etme kapasitesinin, 1° den küçük olması beklenmektedir. Bu özellik, enerji spektrumlarındaki Doppler genişlemesini azaltır. AGATA'nın deneysel duyarlılığı, bugünkü detektör kürelerine kıyasla, $10^2 - 10^3$ kat arttırması beklenmektedir.

AGATA'da çok bölümlü germanyum (Ge) detektörleri kullanacaktır. AGATA küresi 180 tane altıgen ve 12 tane beşgen şeklinde yüksek saflıkta Germanyum yarı iletken (HPGe) kristallerini içermektedir (Şekil 4.2). Bu detektörlerin uygun şekilde yerleştirilmesiyle birlikte 4π 'lik katı açının yaklaşık %80'lik bir bölümü kaplanacaktır. Altıgen (HPGe) kristalleri her biri boyuna (z yönünde) ve enine (açısal koordinat

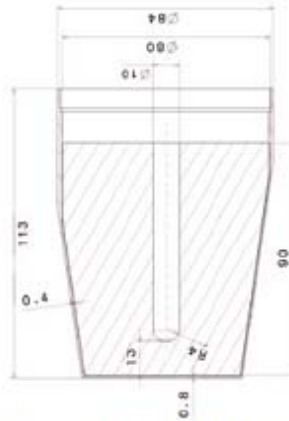
cinsinden) elektronik olarak birbirinden ayrılmış ve 36 bölümlü bir kristal elde edilmiştir (Şekil 4.3). Kristallerin merkezinde bulunan “core” kısmı ile birlikte kristaller 36+1 bölümden oluşmaktadır. Bu kristaller 8cm çapa ve 9cm uzunluğa sahiptir. Böylece AGATA küresinde toplam 192 tane HPGe kristali ve 6780 tane birbirinden elektronik olarak ayrılmış bölüm bulunacaktır. AGATA'nın içinde 60 küme ve her kümede birbirinden farklı üç tane HpGe kristali vardır. Bu üçlü germanyum detektör grubunun ince bir Alüminyum ile kapsüllenmesi yapıldıktan sonra, bir “*cryostat*”ın içine konularak, üçlü kümeler oluşturulmuştur. Bu yeni teknoloji, Euroball ve Miniball projelerinde geliştirilmiş ve detektörlerin güvenilirliği artmıştır (Gerl ve Korten 2001).



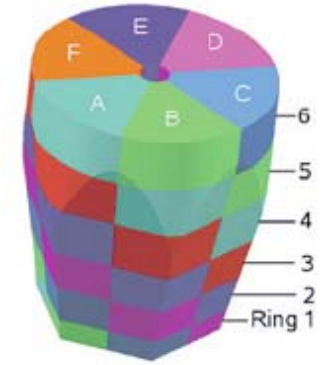
Şekil 4.2 180 tane altıgen ve 12 tane beşgen şeklinde yüksek saflıkta Germanyum yarı iletken (HPGe) detektörlerinden oluşan AGATA küresi (Gerl and Korten 2001)



Kapsüllemiş kristal



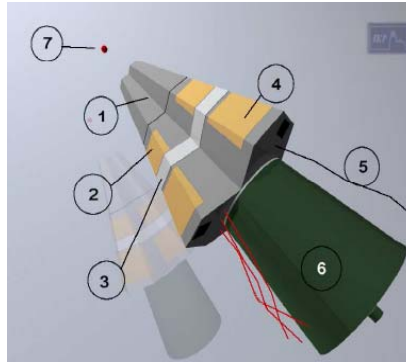
Kapsüllenen kristalin boyutları ve "core"u



bölmelerin numaralandırılması

Şekil 4.3 Kapsüllemiş bir HPGe AGATA kristali, kapsüllenen kristalin boyutları ile kristalin “core” kısmı ve bu kristalin enine ve boyuna bölümlere ayrılmasıyla elde edilen 36 bölümü (Söderström 2011)

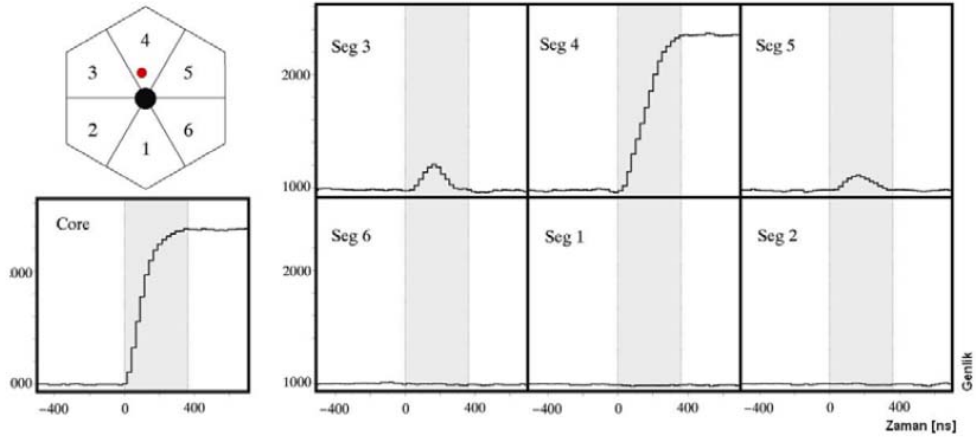
Şekil 4.4’de detektör modülü verilmiştir. Birinci kısımda her biri 36 bölüme sahip üçlü detektör kümeleri bulunmaktadır (*cluster*) ve alüminyum ile kapsüllenmesi yapılmıştır. Burada alüminyum ile kapsüllenmesi ve *cryostat* içine konulmasıyla, detektörün hem taşınabilir olması hem de vakum içinde tutulması sağlanmıştır. İkinci kısım 111 tane ön yükselteç bulunan kısımdır. Bu yükselteçler, “*cryostat*” içine monte edilmiş alan-etkileşimli transistor içeren bir soğuk kısımdan ve Ge detektörlerinin arkasındaki bir ılık kısımdan oluşur. Üçüncü kısım ise "*cryostat*"ın destek kısmıdır. Dördüncü kısımda ise detektöre çarpan radyasyonu pulsa dönüştürmek için gerekli elektronik devreler bulunmaktadır. Beşinci kısım detektörden elde edilen verileri taşıyan fiber optik kabloları göstermektedir. Altıncı kısım sıvı nitrojen yardımıyla HpGe detektörlerinin ve elektronik devrelerinin soğutulması için kullanılır. Yedinci kısım ise radyasyon kaynağını göstermektedir (Gerl ve Korten 2001).



Şekil 4.4 Agata detektör modülü: (1) *cryostat* ve alüminyum ile kaplanmış herbiri 36 bölüme sahip üçlü detektör kümesi (2) önyükselteç kısmı (3) "*cryostat*"ın destek kısmı (4) detektöre çarpan radyasyonu pulsa dönüştürmek için gerekli elektronik devreler (5) fiber optik kablolar (6) elektronik devrelerin soğutulduğu kısım (7) radyasyon kaynağı (Gerl ve Korten 2001)

Yeni tip detektörler çok bölümlü germanyum kristalinden ve dijital sinyal tekniğine dayalı elektronikten oluşmaktadır. Böylece sinyal şekil analizi (*PSA*) ile Ge detektöründeki bir gama ışınının etkileşmelerinin enerji, zaman ve konum bilgileri elde edilebilir. Etkileşme noktalarının konumları ve her bir etkileşme noktasındaki enerjilerin kullanılmasıyla gama ışınlarının izleri üç boyutlu olarak yeniden düzenlenir. İz sürmedeki verim, bu konumların ve enerjilerin belirlenmesindeki hassasiyete yani *PSA*'nın hassasiyetine bağlıdır. *PSA* ile detektördeki elektronik olarak ayrılmış her bir

bölümde gözlenen sinyallerin detaylı analizi yapılabilmektedir. Gelen bir gama ışını detektöre çarptığında, sadece çarptığı bölümden değil komşu bölümlerden de sinyal gelmektedir. Komşu bölümlerdeki sinyallerin genlikleri ile etkileşme noktasının koordinatları belirlenebilir. (Şekil 4.5)



Şekil 4.5 4 numaralı detektör bölümünde gelen gama ışınının tamamen soğurulduğu sinyaller. Komşu bölümler olan 3 ve 5 numaralı bölümlerde de sinyal gözlenmektedir. Etkileşme noktasının 3 numaralı bölmeye daha yakın olmasından dolayı bu bölümdeki sinyal, 5 numaralı sinyalden daha büyüktür. (Gerl and Korten 2001)

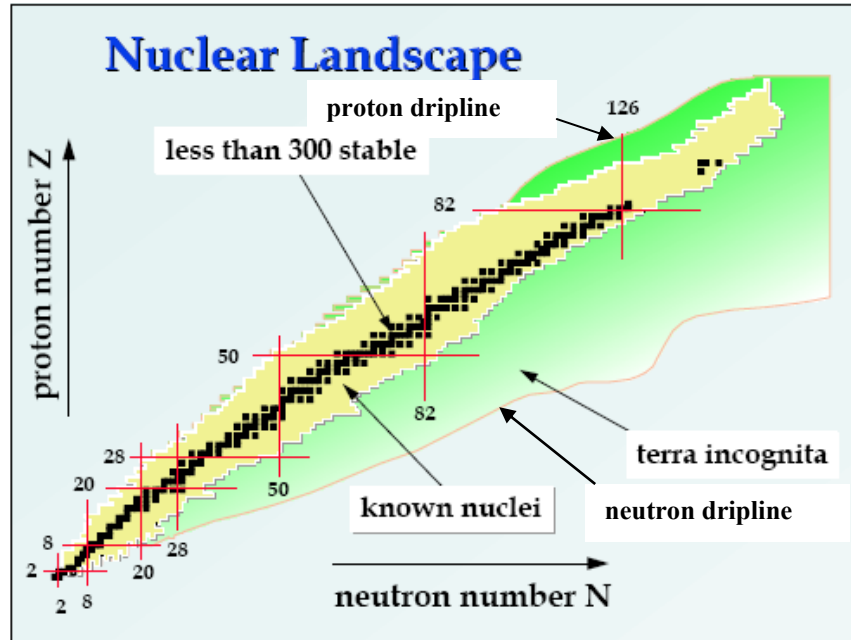
PSA için gerekli olan sinyaller AGATA küresinde bulunan HPGe kristallerinin ortasındaki “core” kısmından yada diğer 36 bölümünden alınabilir. Bölümlerde herbir etkileşme noktası için eşik enerjisinin alınması sebebiyle bölümlerden alınan sinyal, “core” kısmından alınan sinyalden daha düşük olmaktadır.

4.1 AGATA Projesinin Nükleer Fizik Açısından Önemi

Bugüne kadar nükleer fizik alanında yapılan deneysel çalışmalarda, ya kararlılık vadisindeki ya da ona yakın bölgedeki çekirdeklerin nükleer yapısının araştırılmasına önem verilmiştir. Hızlandırıcılarda kullanılan ışın demetleri ve hedefler genellikle kararlı çekirdeklerden oluşmaktadır ve bu nedenle reaksiyonlarda üretilen çekirdekler kararlılık vadisinde veya ona yakın bölgededir. Ancak kararlılık vadisi dışında çalışılabilen iki özel durum vardır. Bir hedef çekirdek ile bir ağır iyonun çarpışmasında, iki çekirdeğin fisyonu daima ya hedeften ya da demetten nötronca daha az (yani proton

zengini) bir çekirdek meydana getirir. Çünkü nötron zengini bölgeye doğru kararlılık vadisinden uzaklaşmaktadır (Şekil 4.6). Genellikle bu reaksiyonlar, yüksek açısız momente ve nispeten yüksek uyarılma enerjisine sahip bir birleşik çekirdek oluşturur. Bu çekirdek yüksek sıcaklığa çıktığında buharlaşarak parçalanır. Bu arada gelen parçacığa benzer veya farklı parçacıklar açığa çıkar. Bu olaya buharlaşma (*evaporation*) denir. Üç veya dört nötronun *evaporation* yaptığı ağır iyon reaksiyonları çok yaygındır. Böylece fisyon *evaporation* reaksiyonları başlangıç birleşik çekirdeğinden nötron sayısı daha az olan bir çekirdeğin açığa çıkmasına sebep olur.

Geçen çeyrek yüzyıl boyunca sayısız çalışmalarda protonların artık çekirdeğe bağlı olmadığı limit değer olan proton *drip line*'inin bile dışında nötron sayısı az olan birçok çekirdek üzerine çalışılmıştır. Şimdiye kadar çalışılan kararsız çekirdeklerin büyük bir kısmı fisyon reaksiyonu ile elde edilen ürünlerin spektroskopisi ile incelenmiştir. Kendiliğinden fisyon veya düşük enerjili fisyon süreçlerinde kız çekirdeğin kütlesi genellikle $A \sim 80-110$ ve $A \sim 130-150$ civarındadır. Bu iki bölgedeki nötron zengini çekirdekler, kararlılık eğrisinden uzakta iyi bilinen çekirdeklerin bulunduğu bölgeyi oluşturur (Casten 2000).



Şekil 4.6 N-Z grafiği

Şekil 4.6’da kararlılık eğrisi verilmiştir. Şekil, kararlılık eğrisine yakın civarda şimdiye kadar çalışılmış kararlı çekirdekler, proton ve nötron *drip-line*’lerinin tahmini bölgeleri ve neredeyse hiç bir şeyin bilinmediği yani keşfedilmemiş bölgeyi gösteren “*terra incognita*” bölgelerine sahiptir. Siyah karelerle gösterilen kısım kararlı çekirdeklerdir. Bu çekirdekler radyoaktif değildir veya uzun ömürlüdürler, dünyanın yaşından daha uzun yarı-ömre sahiptirler. Bu şekilde 300’den daha az çekirdek vardır. Bu çekirdekler kararlılık vadisini oluştururlar. Sarı renkli kısım laboratuarlarda üretilen ve daha kısa ömre sahip olan çekirdeklerdir. Nötron ya da proton eklenmesiyle kararlılık vadisinden uzaklaşılır ve daha sonra nükleer bağlanmanın sona erdiği *dripline*’lara ulaşılır. Bu bölgedeki çekirdeklerde nötronları ve protonları bir arada tutmaya yetecek kadar güçlü bir nükleer kuvvet yoktur. *Dripline* dışındaki çekirdekler hemen nükleon yayınlırlar. Böylece protonların ve nötronların birleşimiyle bir çekirdek oluştururlar. Deneysel olarak *proton dripline*’ını $Z=83$ ’den büyük çekirdekler temsil eder. Buna karşın nötron *dripline* kararlılık vadisinden oldukça uzaktadır ve ulaşılması daha zordur. Nötron *drip line*’ının yeri büyük ölçüde belirsizdir. Bu bölgeyi incelemek önemlidir, çünkü *dripline* yakınındaki zayıf bağlı çekirdekler ve yüksek asimetric N/Z oranlı çekirdeklerde yeni nükleer fizik kavramlarının ortaya çıkması beklenmektedir. Deneysel olarak ulaşılabilen hafif çekirdekler dışında nükleer modeller yardımıyla nötron *dripline* bölgesi tahmin edilebilir. *Dripline*’lara ulaşıldığında çekirdeğin yapısının değişmesi beklense de N/Z oranının uç noktalarında nükleer kabuk modelinin nasıl değişeceği bilinmemektedir.

Şekil 4.6’daki kırmızı çizgiler, kararlılık vadisi etrafında bilinen sihirli sayıları göstermektedir. Yeşil ile gösterilen kısım *terra incognita*’yı oluşturur. Nükleer yapı fiziği için bu bölgede bulunan kararsız çekirdeklerle çalışılabilmek çok büyük öneme sahiptir. Bu yeni bölgelere ulaşabilmek için iki tip teknolojik gelişme vardır: bir tarafta iyon kaynakları ve hızlandırıcılar, diğer tarafta ise deneyler için yeni tip detektörler. İlk ilerleme, radyoaktif nükleer demetlerin (RNB- Radioactive Nuclear Beam) üretimiyle olmuştur (Casten 2000). Bu demetler, iyonlaştırılmış ve sonrasında hızlandırılmış radyoaktif demetlerdir. Ancak bu demetler, kararlı çekirdeklerin demetlerinden çok daha zayıftırlar. Bu nedenle bilinmeyen bölgede çalışabilmek için deneyde kullanılan detektörlerin çözünürlüğü ve verimi, günümüzde kullanılanlara göre çok daha iyi olmalıdır. Bu amaçla daha yüksek verime ve çözme gücüne sahip yeni tip gama ışını

detektör küreleri olan Amerika'daki GRETA ve Avrupa'daki AGATA detektörlerinin kullanılması uygundur.

AGATA detektörünün kullanılmasıyla birlikte daha evvel üzerinde çalışılmamış olan bölgede, enerji ve spin değerleri çok büyük değerler olan egzotik çekirdeklere ulaşılabilecektir. AGATA'nın radyoaktif ağır-iyon demetlerine sahip olan CERN, GANIL, GSI gibi büyük laboratuvarlarda kullanımı halinde, kararlılık eğrisinde bulunan kararlı çekirdeklerden giderek uzaklaşılacaktır (Şekil 4.6) ve daha evvel gözlenemeyen yeni çekirdeklere ulaşılabilecektir (Nazarewicz et al. 2003, Schlegel et al. 2002). Öte yandan AGATA'yı kararlı iyon demetleri ile birlikte kullanıp yüksek çözme gücünden yararlanarak yeni bilgilere ulaşılması mümkün olacaktır. AGATA'nın fizik programında yer alan bazı önemli konular aşağıdaki şekilde özetlenebilir:

a) β kararlılık çizgisinden uzaklaşılmasıyla birlikte nükleer kabuk modelinde yeni sihirli sayıların gözlenmesi, bazı enerji aralıklarının yok olması:

Tek-çift kuralı olarak bilinen bir kurala göre nötron veya proton sayıları çift olan çekirdeklerin kararlı oldukları gözlenmiştir. Sihirli sayılar kuralına göre ise nötron ve/veya proton sayıları 2, 8, 20, 50, 82 ve 126 olan çekirdekler karardır (Mayer 1948). Bu nedenle bu sayılara sihirli sayılar denir. Hem proton hem de nötron sayıları sihirli sayılardan birine eşit olan ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ gibi çekirdekler bolluk dereceleri (doğal dağılım oranları) yüksek olan kararlı çekirdeklerdir.

Teori ve deney kararlılık çizgisinden uzakta nükleer kabuk modelinde yeni sihirli sayıları işaret etmektedir. Çok iyi bilinen örnek, Neon, Magnezyum ve Sodyum izotoplarında sihirli sayı $N=20$ olan durumunun yok olmasıdır.

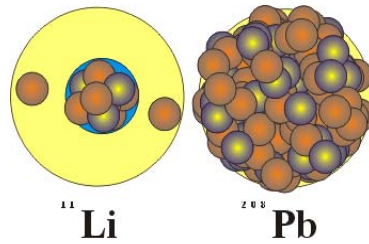
b) $N=Z$ çizgisinin devamındaki proton zengini çekirdeklerin yapıları ve proton-nötron çiftlenimi:

${}^{100}\text{Sn}$, 50 protona, 50 nötrona sahiptir ve N/Z oranı bire eşittir. Proton ve nötron yoğunluğu aynıdır. ${}^{100}\text{Sn}$ 'ye ait protonlar ve nötronlar kabuk modeline göre aynı orbitalleri işgal ederler. ${}^{100}\text{Sn}$ 'nin deneysel gözlenmesinin ve günümüzde çok sayıda $N=Z$ çekirdeğinin spektroskopik olarak çalışılmasının ardından, proton-nötron

çiftleniminin araştırılması tekrar önem kazanmıştır. Proton-nötron çiftlenim ilişkisi, $N=Z$ çekirdeği için önemlidir, çünkü nükleonlar aynı orbitalleri işgal ederler. Reaksiyondan sonra açığa çıkan ürünlerin tesir kesitinin çok düşük olmasının beklendiği $N=Z$ çizgisi boyunca egzotik çekirdeklerin yüksek spin yapılarını incelemek çok zor olduğu için deneysel olarak çok az şey bilinmektedir. Bu sebeple AGATA gibi yeni bir detektöre ihtiyaç vardır (Korichi 2004).

c) Proton ve nötron dağılımları bilinen nükleer yapıdan çok farklı olan 'halo' ve 'skin' çekirdeklerin yapıları:

Eğer bağlanma enerjisi düşükse ve nötronlar ile protonlar arasındaki Fermi enerjisi büyükse, çekirdeğin etrafında nötron (veya proton) yoğunluğunun baskın olması mümkündür. Bu şekilde, nötron kabuğu-*neutron skin* denir. Yani çekirdeğin merkezindeki dağılım aynıdır ancak nötron fazlalığı çekirdeğin etrafında bir kabuk gibi gözlenir. *Neutron skin* henüz deneysel olarak gözlenememiştir, ancak teorik olarak varlığı bilinmektedir. Çekirdekte nükleon yoğunluğu proton ve nötron için aynı olmayabilir. Nükleer potansiyel için önerilen modeller çekirdeğin kabuk kısmının nötron açısından zengin olduğunu öngörür. Nötron potansiyelinin, proton potansiyelinden daha uzaklara kadar etkin olduğu bilinir. Bu tür davranışlara örnek olarak halo çekirdekler verilebilir. Halo çekirdek, düşük kütle numarasına sahiptir ancak nötron veya proton açısından çok zengindir. En dıştaki nükleonlar çok zayıf bağlıdırlar. Bu çekirdeklerin yoğunluk dağılımları çekirdeğin $\sim A^{1/3}$ bağıntısı ile verilen yarıçapından elde edilen değerden, çok daha uzaktadırlar.



Şekil 4.7 Halo çekirdek olan ¹¹Li'un şematik gösterimi

Örneğin ^{11}Li en büyük *halo* çekirdektir, 6 nötron ve 3 protondan oluşan bir ^9Li çekirdeğine göre çok zayıf bağlı 2 halo nötronundan oluşur (Şekil 4.7). Bu durumda lityum çekirdeğinin yarıçapı, ^{208}Pb 'nun yarıçapı kadar büyük olur. AGATA sayesinde henüz ulaşılamamış olan *neutron skin* ve az da olsa görülen halo çekirdeklerin yapıları anlaşılabilir.

d) Nötron zengini çekirdeklerin yapıları ve bu bölgede gözlenebilecek aşırı deformasyonlar, hiperdeformasyon:

Nötron zengini çekirdeklerin, kabuk yapısını ve *neutron skin* özelliğini incelemek ilginçtir. Özellikle *fusion-evaporation* reaksiyonları ile yüksek spin durumlarında bu çekirdekleri üretmek zordur. (Valiente-Dobon vd.. 2006)

^{56}Ni , ^{40}Ca gibi çift-çift sihirli sayıya sahip çekirdekler ve $A\sim 60$ bölgesindeki çekirdekler dışında $A\sim 80$, $A\sim 130$, $A\sim 150$, $A\sim 190$ bölgesindeki çekirdekler aşırı deformasyona (SD-*superdeformation*) sahiptir. Hafif çekirdekler yüksek açısal momentuma sahip olduğunda superdeforme şekiller ortaya çıkar. Bu tip çekirdekler şekilleri küresellikten uzak, prolat veya oblat biçimindedir. Elipsoid olarak genellenen bu şekiller, çekirdeğin çok daha yüksek açısal momentuma sahip olduğu durumda aşırı bir biçimde uzayarak hiperdeformasyon (HD) adını alır. Superdeforme yapılarda büyük eksenin küçük eksene oranı 3:2 veya 2:1 civarındayken, hiperdeforme yapılarda bu oran 3:1'dir. Euroball gibi güçlü Ge detektör düzenlenimleri kullanılsa bile, yüksek spinde HD şekillerini gösteren çekirdekleri tanımlamak mümkün değildir. HD durumlarının gözlenmesi çekirdekte kabuk yapılarının belirlenmesine yardımcı olur. AGATA ile birlikte, oldukça yüksek spinlerde kesikli nükleer durumlar çalışılabilir (Korichi 2004).

e) Astrofiziksel önemi büyük olan r ve r_p süreçlerine dâhil olan çekirdekler:

Hidrojen füzyonunun Helyuma, Helyum çekirdeğinin füzyonunun ^{12}C 'a dönüşmesi, daha sonra birbirini izleyen (p,γ) , (p,α) reaksiyonları ve β -bozunum süreci normal yıldızların çoğunun evrimsel sürecini açıklayan CNO (karbon-nitrojen-oksijen) döngüsü olarak bilinir. Yıldızlarda enerji üretimini ve yıldızların nasıl oluştuğunu anlamak için nükleer reaksiyon oranlarının, yıldızların sıcaklığının bir fonksiyonu olarak bilinmesi gerekir. Bu oranlar hakkındaki bazı dolaylı bilgiler hedefe kararlı ışın demetlerinin

gönderilmesiyle gerçekleştirilen nükleer reaksiyonlardan elde edilmiştir. Ancak CNO döngüsünün veya rp bölgesinde daha ağır olan çekirdeklerin bu döngüden koparılmasını anlamak için henüz yeterli bilgiye ulaşamamıştır.

Ağır element nükleosentezi yıldızlarda meydana gelmektedir. Aslında, dünya ve dünya etrafındaki evren, yalnızca yıldız patlamalarının sonucu olan bir yıldız çöküntüsüdür. Demir ötesindeki çekirdeklerin çoğu muhtemelen süpernova olarak bilinen güçlü yıldız patlamalarından oluşmaktadır. Bu patlama olayları sadece bir kaç saniye içinde sona ermektedir. Bu zaman süresince, aynı zaman periyodunda bir araya gelmiş olan bilinen bütün galaksilerin enerjisinden daha çok enerji açığa çıkmaktadır. Birincil nükleosentez mekanizması hızlı nötron yakalamasının r sürecidir. Sonuçta oluşan çekirdek, (n,γ) ve (γ,n) oranları arasındaki denge ve β bozunum süresi ile tanımlanır. Böylece nükleosentezi anlamak, N-Z düzlemindeki r sürecini takip eden nötron zengini bölge boyunca çekirdeklerin basit özelliklerinin, kütlelerinin ve $T_{1/2}(\beta)$ 'nin bilinmesini sağlamaktadır. Bu çekirdeklere ulaşmak için AGATA gibi yeni tip detektörlere ve radyoaktif ışın demetlerine (RNB) ihtiyaç vardır (Casten 2000).

f) Süper ağır elementlerin keşfi:

Süper ağır çekirdekler atom sayısı $Z > 102$ olan çekirdeklerdir. Çekirdekteki proton sayısı arttıkça, itici Coulomb kuvvetleri fisyon bariyerinin azalmasına sebep olur. Proton sayısı yeterince büyük olduğunda, yaklaşık $Z \sim 114$ olduğunda bu bariyer tamamen kaybolur ve ardından çekirdek birden bire parçalanır. Bu tür çekirdekler kararlılık eğrisinin ortasında bulunur. Bu çekirdeklerin üretimi GSI, JINR, LBNL gibi büyük araştırma laboratuvarlarında ağır iyon hızlandırıcılarının kullanılması ile yapılır.

Yüksek spin dönme özelliklerinin incelenmesi fisyon bariyeri hakkında bilgi verir. Ancak, bunların çalışılması deneysel olarak zordur çünkü bu çekirdekler çok düşük kesitine sahiptirler (bir kaç 100 nanobarn). Bu sebeple iyi bir verime sahip yeni tip detektörlere ihtiyaç vardır.

g) Yüksek hızda dönen aşırı deforme çekirdeklerin enerji durumlarının incelenmesi,

h) Yüksek ısıdaki (enerji) çekirdeklere kaos:

Hızlı dönen çekirdekler deneysel olarak incelendiğinde E2 γ -geçişlerinin taban durumuna inmesinin, sadece *yrast* dönme bandı boyunca değil yüksek uyarılma enerjisine çıkan uyarılmış bantlar boyunca da gerçekleşebileceği gözlenmiştir. Bu bantların bozunumu dönen çekirdeğin γ -spektrumunda gözlenen sürekli dağılımları meydana getirir. Sürekli spektrum, geniş bir enerji aralığı üstünde uyarılmış dönme durumlarının B(E2) gücünün belli bir yayımından kaynaklanır. Günümüzde biliyoruz ki, *yrast* doğrusu ötesinde bir kaç 100 keV'lik uyarılma enerjisinde, dönme bantları enerjiiyi sarar (close in) ve kalan etkileşmeyle karışır. Bant durumları her hangi basit bir yapılandırmaya artık denk gelmemektedir. Ancak kaos dönüşümüne sebep olan kompleks yapılandırmaya doğru gelişmektedir. Bu karışan durumları anlayabilmek için AGATA gibi yeni tip detektörlere ihtiyaç vardır (Pignanelli 2002).

i) Yüksek ısıdaki çekirdeklerde '*giant resonance*' olayı.

Giant dipole resonance (GDR) bir gama ışını bir çekirdeğin yakınından geçerken onu uyardığında meydana gelir. Elektromanyetik gama ışını, protonları çekirdeğin bir tarafına doğru hareket ettirir. Yüksüz olan nötronlar ise sabit kalır. Gama ışını geçtiğinde, protonlar salınmaya başlar. Çekirdek salınmayı bitirdiğinde enerji fazlalığı ya nötron ya da gama radyasyonu olarak dışarı atılır. Gama radyasyonu, gama ışını detektörleri veya spektrometreler aracılığıyla ölçülür. Yayınlanan nötronlar karasızdırlar ve 15 dakika içerisinde bir proton, elektron ve antinötronun üretildiği beta bozunumuna uğrarlar. Reaksiyon sonucu açığa çıkan yan ürünler (veya ikincil ürünler) ölçülebilir. En önemli bozunum ürünü gama ışınlarıdır.

Günümüzdeki araştırmalarda yüksek ısıdaki GDR ile ilgilenilmektedir. Bu rezonans hafif çekirdeklerin, ağır çekirdekle çarpışmasından oluşur. Ağır çekirdeklerden oluşan hedef çok ince bir folyo (yaprak) biçimindedir. Ayrıca çarpan çekirdeğin geçebileceği kadar ince ve bir çekirdek-çekirdek etkileşmesi oluşturacak kadar kalın olmalıdır. Hedef folyo ile hafif çekirdeğin çarpışması sonucu bir birleşik çekirdek oluşur. Bu çarpışma her zaman kafa kafaya olmayabilir, hedef çekirdeğin hızlı bir biçimde dönmesine sebep olabilir. Açısız momentum birleşik çekirdeği yüksek uyarılmış durumlara (8-10 MeV) çıkarır ve daha sonra açığa çıkan gama ışınları geniş bir spektruma sahip olur.

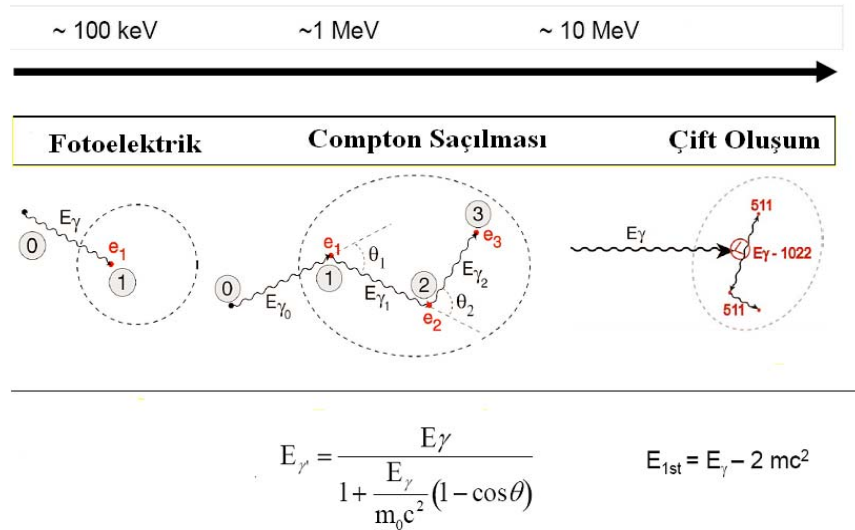
Soğurulan enerjinin bir kısmı çekirdekten protonların atılmasına yol açar, daha sonra gama ışınları yayınlanır (Kawatsu ve Shevin 2003).

Büyük hacimli BaF₂ sintilatörleri ile birleştirilen Euroball Ge detektörleri GDR'den gelen yüksek enerjili γ -ışınlarının ve enerjilerinin ölçümünde kullanılmıştır. AGATA detektörleri sayesinde *giant resonance* olayının daha ayrıntılı bir biçimde incelenmesi sağlanacaktır.

5. GAMA-IŞINI İZ SÜRME TEKNİĞİ

Gama ışınlarının enerjileri kesikli olarak depolandığı için her bir etkileşme noktası diğerinden ayrılabilir. Her bir etkileşme noktası bilindiğinde, bir gama ışınının ardışık saçılmalarını izlemek olasıdır. Çünkü her bir Compton saçılması için, saçılma açısı, gelen ve saçılan gama ışınının enerjisi arasında bir ilişki vardır (Fernea 2005).

Gama ışını izleme yönteminde temel olarak, detektör ile etkileşen her bir gama ışınının etkileşme noktalarının uzaysal koordinatları ve enerjileri kullanılarak detektör içindeki ardışık saçılmalar tanımlanır. Gama ışını izleme tekniğinin karakteristik özelliği tek bir gama olayı düşünülerek anlatılabilir (Şekil 5.1) (Bazacco 2004). Şekilde de görüldüğü gibi etkileşmeler fotoelektrik, Compton saçılması ve çift oluşumu şeklinde olabilir.



Şekil 5.1 Gama ışını etkileşme mekanizmaları (Bazacco 2004)

AGATA için geliştirilen “*tracking*” algoritmaları iki farklı yaklaşıma dayanmaktadır. Bunlar, “*forward tracking*” denilen ileri yönde iz sürme tekniği ve “*backward tracking*” olarak adlandırılan geri yönde iz sürme teknikleridir. İleri yönde iz sürme tekniğinde, γ -ışınlarının ilk etkileşme noktasından son etkileşme noktasına kadar olan ardışık saçılmaları izlenir. Geri yönde izleme tekniğinde ise, son etkileşme noktası için yaklaşık olarak 100 keV basamağında tipik bir enerji depolayan bir fotoelektrik soğurum seçilir ve bu noktadan başlayarak geriye doğru ardışık saçılmalar takip edilir.

(Fernea 2005). Analizlerde ileri yönde iz sürme tekniği kullanılması sebebiyle sadece bu teknik ayrıntılı olarak incelenecektir.

5.1 İleri Yönde İz Sürme Tekniği

Agata projesi kapsamında yapılması planlanan nükleer fizik deneylerinde reaksiyon sonucunda açığa çıkacak gama ışınlarının enerjilerinin ortalama olarak 1-2 MeV civarında olması beklenmektedir. Bu enerji aralığında Compton saçılmasına uğrayan gama ışınları baskındır. Bu nedenle ileri yönde iz sürme tekniği, Compton saçılmasına uğrayan gama ışınlarının izlerinin sürülmesi ve doğru enerjilerinin hesaplanması üzerine kurulmuştur.

γ -ışını iz sürme algoritmaları iki ana işlemden oluşmaktadır. Bunlardan birincisi “kümeleme” işlemidir. Bu işlemde ilk önce etkileşme noktaları arasındaki açı üzerine bir kriter konulur. Bu kriteri sağlayan etkileşme noktaları bir küme içerisine dâhil edilir. İkinci adım ise, *tracking* algoritmasıdır (Gerl and Korten 2001). Bu işlemde Compton formülü ve istatistiksel hesaplamalar yardımıyla, oluşturulan kümelerin geçerlilikleri “*figure of merit*” formülü ile karşılaştırılmakta ve olası en iyi kümeler belirlenmektedir.

Gama ışını izleme tekniğinin karakteristik özellikleri Şekil 5.1’de görüldüğü gibidir (Bazacco 2004):

- i. Düşük enerjili γ -ışınlarının varlığında fotoelektrik soğurum gözlenir (~ 100 keV).
- ii. Enerjileri birkaç yüz keV ile birkaç MeV arasında olan γ -ışınları ise ardışık Compton saçılmaları yaptıktan sonra fotoelektrik olayla detektörde soğurulur. Bu gibi olaylar, “*figure of merit*” kullanılarak yeniden yapılandırılır. “*Figure of merit*” ile Compton formülünde etkileşme noktaları arasındaki saçılma açılarının kosinüslerinin kullanılmasıyla elde edilen enerji değerleri ve etkileşme noktalarına bırakılan enerji değerlerinin birbiriyle olan uyumuna bakılmaktadır. “*Figure of merit*” bütün olası etkileşme noktaları için bu şekilde hesaplanır ve bir limit değeri kullanılarak ideal kümeler belirlenir.
- iii. Birkaç MeV’in üstünde, çift oluşum olayı da önemli hale gelir. Bu mekanizmada ilk etkileşme noktasında (e^+e^-) çiftini oluşturmak için gerekli olan $2m_0c^2$ ’lik enerji,

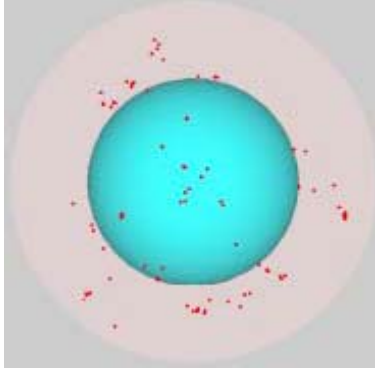
toplam γ -ışını enerjisinden çıkarılır. İki yok olma gama ışınının enerjisine karşı gelen noktalar ise aynı küme içerisine dâhil edilir.

İleri yönde iz sürme tekniğinde kullanılan algoritmada ilk adım, etkileşme noktalarının kümelenmesidir. Noktalar arası uzaklığa ek olarak tüm etkileşme noktalarının açısız koordinatları (θ, φ) programın ilk safhasında hesaplanır. Bu noktaların birbirlerine göre olan uzaklıkları incelenerek kümeleme işlemi yapılır. Eğer Denklem 5.1 ile verilen bağıntı geçerli olursa, kabul edilmiş açısız ayırımın verilen bir α değeri ve ilk etkileşme noktası i için belirlenen etkileşme noktası j , i ile aynı küme içine alınır.

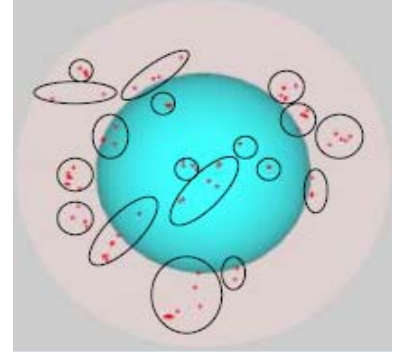
$$|\cos^{-1} \sin \theta_j \sin \theta_i \cos(\varphi_j - \varphi_i) + \cos \theta_i \cos \theta_j| \leq \alpha \quad (5.1)$$

Daha sonra bu süreç, etkileşme noktası j ve sonraki küme elemanı olan etkileşme noktası k ve diğer etkileşme noktaları ile devam eder. Eğer j 'nin açısız koordinatları yukarıdaki şartı sağlamazsa, program tarafından başka noktalar denenir. Eğer, i ve herhangi diğer etkileşme noktası arasında bağıl açısız ayırım α 'dan büyükse, i tek bir etkileşme kümesi olarak atanır. Bu kümeleme α 'nın çeşitli değerleri için tekrarlanır (0.1 rad aralıklarla $\alpha = 0.15-1.0$ rad) (Martens 2004). Bu nokta fotoelektrik olayın gerçekleştiği nokta olarak kabul edilir.

Eğer yapılan açısız ayırımında kullanılan α değeri için birden fazla küme oluşturulamıyorsa başka bir açısız ayırım kullanılmalıdır. Burada önemli bir husus bir etkileşme noktasının birden fazla küme içinde var olabilmesidir. Bu şekilde devam eden kümeleme işlemi sonunda her bir gama ışını için olası kümeler elde edilmiş olur. Aşağıda kümeleme yapılmadan önce ve yapıldıktan sonraki etkileşme noktaları temsili olarak gösterilmiştir.



Kümelemeden önce



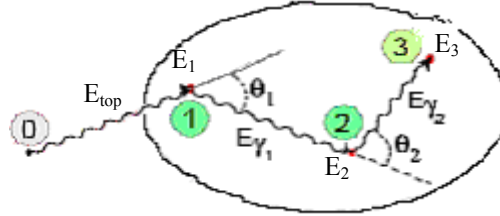
Kümelemeden sonra

Şekil 5.2 Kümeleme ve kümelemeden önceki etkileşme noktalarının gösterimi (<http://agata.pd.infn.it/documents/glp5152003/FrancoCamera.pdf>)

Kümeleme işleminin ardından *tracking* algoritmasına geçilmektedir. Bu işlemde kümeler içindeki etkileşme noktalarının Compton formülünü hangi olasılıkla sağladığına bakılmaktadır.

Her bir küme maksimum 6 tane etkileşme noktası içermektedir. Kümeleme işleminin sonunda farklı sayıda etkileşme noktası içeren n tane küme elde edilir. Gelen gama ışınının E_{top} enerjisi etkileşme noktalarının enerjilerinin toplamıdır, yani küme içerisinde bütün enerjinin depolandığı düşünülür. Farklı α değerlerini sağlayan bazı kümeler aynı olabilir. Her bir küme için “*figure of merit*” değeri ayrı ayrı hesaplanır. Kaynaktan başlanarak ardışık etkileşmelerde ilk etkileşme i ve ikincisi j olarak alınır. i etkileşme noktasından sonraki saçılma enerjisi $E_{s,e} = E_{top} - E_i$ bağıntısıyla verilir. Saçılmadan önceki gelen gama ışınının enerjisi $E_i = E_{top}$ ’dır (Martens et al. 2004). Bu işleme örnek olarak Şekil 5.3 verilebilir. Şekil, kümeleme sonunda elde edilmiş olan bir kümenin içerisindeki etkileşme noktalarını ve bu noktalara karşı gelen enerjilerini göstermektedir (<http://agata.pd.infn.it/documents/glp5152003/FrancoCamera.pdf>). Detektörle etkileşen her bir gama ışınının tüm enerjisini detektöre depolayana kadar Compton saçılmasına uğradığı ve en son fotoelektrik olayla soğurulduğu varsayılmıştır. Şekil 5.3’ de 1 ve 2 noktasında Compton saçılması, 3 noktasında ise fotoelektrik olayı gerçekleşmektedir. Burada 1 ve 2 noktalarında Compton saçılması sonucunda saçılan

elektronlar, gelen gama ışınlarının enerjilerinin bir bölümünü içermektedir. Buradaki elektronlar gama ışınlarının detektörde depoladığı enerjiyle saçılıp enerjisini hemen yitirdiğinden, aldıkları yol ihmal edilecek kadar küçüktür. Bundan dolayı saçılma noktasında enerjinin depolandığı varsayılır.



Şekil 5.3 Compton iz sürme tekniğinin gösterimi

E_1 , E_{top} enerjili gama ışınının 1 noktasında depoladığı enerji

E_2 , $E_{\gamma 1}$ enerjili gama ışınının 2 noktasında depoladığı enerji

E_3 , $E_{\gamma 2}$ enerjili gama ışınının 3 noktasında depoladığı enerjidir.

Compton saçılma formülünden saçılma enerjisi için diğer bir ifade

$$E_{s,kon} = \frac{E_i}{1 + E_i / m_e c^2 (1 - \cos \theta_{kon})} \quad (5.2)$$

olarak yazılabilir. Burada, $\cos \theta_{kon}$, etkileşme noktaları i , j ve kaynağın konumlarından elde edilir. Eğer, 1. etkileşme noktası olarak i ve 2. etkileşme noktası olarak j alınırsa (Gerl and Korten 2001)

$$\cos \theta_{konum=1} = \frac{\overline{01} \cdot \overline{12}}{|\overline{01}| |\overline{12}|} \quad (5.3)$$

olur. İki farklı noktadaki saçılma enerjilerinin örtüşmesini sınavabilmek için, Denklem 5.4'deki "figure of merit" tanımlanır.

$$F_E = \exp\left(-2 \frac{(E_{s,k} - E_{s,e})^2}{\sigma_e^2}\right) \quad (5.4)$$

Burada σ_e , etkileşme noktalarının konumlarındaki belirsizlikten dolayı enerjilerdeki belirsizliktir. Eğer küme sadece 2 etkileşme noktası içerirse, böyle bir ardışıklık için istatistik

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j} = P(E_t)_{Comp} P(r_{s \rightarrow i}) P(E_{s,e})_{Foto} P(r_{i \rightarrow j}) F_E, \quad (5.5)$$

veya başka şekilde

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j} = P(E_t)_{Comp} P(r_{s \rightarrow i}) P(E_{s,e})_{Comp} P(r_{i \rightarrow j}) F_E \quad (5.6)$$

ile verilir. Eğer küme, 2'den fazla etkileşme noktası içerirse, k üçüncü etkileşme noktası olarak seçilerek işleme devam edilir. j etkileşmesinden sonra saçılma açısı artık $E_{s,e} = E_t - e(i) - e(j)$ ve saçılmadan önceki toplam enerji $E_t = E_{top} - e(i)$ 'dir. Bu saçılma enerjisi ile i, j ve k etkileşmelerinin konumlarından elde edilen $E_{s,k}$ enerjisini karşılaştırmak için, aşağıda tanımlanan “*figure of merit*” kullanılır.

$$F_E = \exp\left(-\frac{(E_{s,k} - E_{s,e})^2}{\sigma_e^2}\right) \quad (5.7)$$

Kaynağın konumuyla artık uğraşılmayacağından dolayı buradaki 2 çarpanı kullanılmaz. Eğer küme içerisinde 3 etkileşme noktası varsa, ardışıklık için test istatistiği

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k} = F_{s \rightarrow i \rightarrow j} P(E_{e,s})_{Foto} P(r_{j \rightarrow k}) F_E \quad (5.8)$$

eğer değilse,

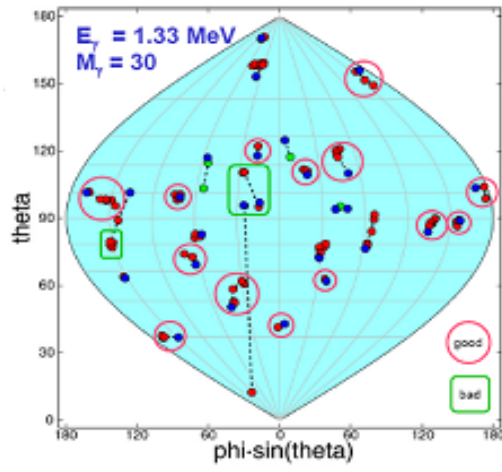
$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k} = F_{s \rightarrow i \rightarrow j} P(E_{e,s})_{Comp} P(r_{j \rightarrow k}) F_E \quad (5.9)$$

şeklindedir. Bu işlem tüm olası durumlar incelenip, küme içerisinde tanımlanmamış etkileşme noktası kalmayınca kadar tekrarlanır. Toplam “*figure of merit*”i maksimum

yapan ardışıklık Denklem 5.10 ile verilen şekilde küme için doğru ardışıklık olarak alınır.

$$F_{top} = (F_{s \rightarrow i \rightarrow \dots \rightarrow j})^{1/(2k-1)} \quad (5.10)$$

Tek noktaya sahip etkileşme kümelerinin “*figure of merit*”i F_{tek} olarak adlandırılır. Aşağıda ideal bir Ge küresinin kümeleme ve iz sürme işlemlerinden sonraki şekli verilmiştir.



Şekil 5.4 İdeal bir Ge küresinin kümeleme ve iz sürme işlemlerinden sonraki şekli (Gerl and Korten 2001)

6. GEANT4 SİMÜLASYONU ve MGT PROGRAMI

Bu bölümde AGATA detektör topluluğu için *Geant4* programı içerisine yüklenen *Agata* simülasyonu ve ileri iz sürme tekniğinin sonuçlarını incelemek için kullanılan *mgt* programı hakkında bilgi verilmiştir.

6.1 Geant4 Simülasyon Programı

Geant4, madde içinden geçen parçacıkların olası etkileşmelerinin bir simülasyonunu yapabilmek için geliştirilmiş, *Monte Carlo* metodunun kullanıldığı bir programdır. Geant4'ün açılımı "*Geometry And Tracking*"'dir ve CERN tarafından geliştirilmiştir. Programın Monte Carlo tabanlı olmasının sebebi bir olayın gerçekleşme olasılıklarını göz önüne alan bir yazılım olmasıdır. *Geant4* simülasyon programının temeli 1993 yılında CERN(European Organization for Nuclear Research) ve KEK (High Energy Accelerator Research Organization)'de birbirinden bağımsız iki çalışmanın yapılmasına kadar uzanmaktadır. Program dünya çapında yazılım mühendisleri ve fizikçilerin ortak çalışmalarının bir sonucudur. Ayrıca, 40'dan fazla enstitüden gelen yaklaşık 100 bilim adamının işbirliği ve Avrupa, Rusya, Japonya, Kanada, Amerika'da yapılan deneyler ile geliştirilmiştir. C++ programlama dilinde yazılmıştır.

Geometri, simülasyonu tasarlanan olayların fiziksel modellerini, detektör tepkisini ve *tracking*'i içeren geniş bir işlevselliğe sahiptir. *Tracking*, bir parçacığın madde içerisinden geçerken yapabileceği olası etkileşimlerin ve bozunum süreçlerinin bir simülasyonudur. Detektör tepkisi ise, gerçek bir detektörün simülasyonu şeklindedir ve parçacık detektör hacminden geçtiğinde gerçek bir detektörün nasıl cevap vereceğini tahmin eder. Fiziksel süreçler, elektromanyetik, hadronik ve optiksel süreçler, uzun ömürlü parçacıklar, maddeler ve elementler, 250 eV enerjiden TeV basamağındaki enerjiye kadar olan büyük bir enerji aralığı vb. gibi geniş bir alan kapsar. Başlangıçta yüksek enerji fiziği deneyleri için tasarlanmıştır, ancak günümüzde parçacık fiziği, nükleer fizik, hızlandırıcı tasarımı, uzay mühendisliği ve medikal fizik uygulamalarında da kullanılmaktadır (<http://www.ge.infn.it/geant4/papers/chep2000/pap-a140.pdf>, 2011).

Yazılım programına, sistemin geometrisi, bu geometriyi oluşturan malzemeler, ilgilenilen temel parçacıklar, olaylardaki birincil parçacıkların üretimi, maddeden geçen

parçacıkların izlenmesi, dış elektromanyetik alanlar, parçacık etkileşmelerini düzenleyen fizik süreçleri, detektör bileşenlerinin tepkisi, olay verilerinin üretimi, izlerin ve olayların depolanması, parçacık izlerinin ve detektörlerin görüntülenmesi, birbirini takip eden simülasyon verilerinin analizinin yapılması gibi tüm simülasyon süreçlerinin C++ sınıfları eklenmiştir.

Agata bilgisayar programı ise *Geant4* destekli bir yazılım programı olup bu tezde çalışılan AGATA detektörünün simülasyonunu yapan bir yazılımdır (<http://agata.pd.infn.it/documents/simulations/agataCode.html>, 2009). AGATA projesi çerçevesinde geliştirilen AGATA detektörlerinin düzenlenimini içerir. AGATA'da üç farklı tip (A, B, C) detektör bir araya getirilerek tek bir Alüminyum kapsül içine yerleştirilmiştir. Bu düzenlenim simüle edilerek, her bir detektörün konumu programda geometrik olarak tanımlanmıştır. Reaksiyon gerçekleştikten sonra açığa çıkacak olan parçacıklar ve enerjileri programda tanımlanarak, bu parçacıkların detektörle etkileşmesi sağlanır. Böylece her bir etkileşme noktasında parçacıkların enerjileri, üç boyutlu olarak konumları ve reaksiyonun gerçekleştiği andan detektörle etkileşim oluncaya kadar geçen zaman data olarak elde edilebilir.

6.2 *Mgt* Programı

Mgt programı, ileri iz sürme tekniğini kullanan bir algoritmadır ve C++ dilinde TMR (*Training and Mobility of Researchers*) projesi altında D.Bazzacco *et al.* tarafından geliştirilmiştir. *Mgt* programı, bir deney sonucu toplanan veya *Geant4* simülasyon programı tarafından oluşturulan verilerden yola çıkarak, detektörlere çarpan gama ışınlarının izlerini sürmeyi ve enerjilerini doğru olarak hesaplamayı amaçlar. Kullanılan veriler, detektörlerdeki etkileşme noktalarının konumlarından ve bu noktalarda depolanan enerjilerden oluşur.

Program, AGATA dedektörü için 5 keV'in altındaki gama ışınlarını ölçmemektedir. Ayrıca 0,500 cm içindeki iki etkileşme noktasını bir etkileşme noktası olarak kabul edip enerjilerini toplamaktadır. Deney veya *Geant4* simülasyonu ile belirlenen etkileşme noktaları *mgt* programı içinde iki farklı yöntem ile kümelenir. Bu yöntemler Leader ve Link algoritmalarıdır. Ayrıca *mgt* programı, hem χ^2 testi hem de “*figure of merit*”-

olasılık testini ayrı ayrı yapabilmesi açısından, geliştirilen diğer programlardan daha önemli bir avantaja sahiptir. *Mgt* algoritmasının en önemli özelliği diğer algoritmalara göre gama ışınının madde ile etkileşme türü olan çift oluşum algoritmasını da içermesidir. Ayrıca çok daha detaylı spektrum çıktıları verebilmektedir.

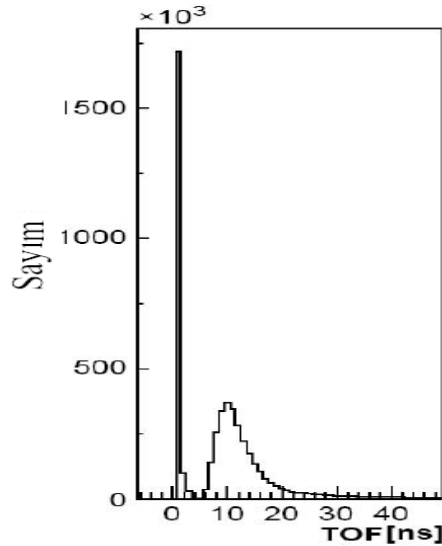
7. NÖTRON–GAMA IŞINI AYRIMI İÇİN YAPILAN SİMÜLASYONLAR

Bu tez çalışmasında, ileri yönde iz sürme tekniği kullanılarak nötronlarla gama ışınlarının ayırt edilebilmesi için geliştirilmiş olan mevcut yöntemler incelenecek ve yeni teknikler geliştirilmeye çalışılacaktır. Bu amaçla nötron yayınının fazla olduğu reaksiyonlar (kaynaşma-buharlaşma, *heavy-ion fusion-evaporation*) göz önüne alınabilir. Bu reaksiyonlarda enerjisi 10 MeV' e kadar olan nötronlar yayınlanır. Bu nötronlardan bazıları HPGe kristalleri ile etkileşecektir ve enerjisini bu kristallere bırakacaktır. Bu ise, γ tracking algoritmalarını etkileyebilecektir. Bu sebeple HPGe detektörlerindeki nötron etkileşmelerini nasıl modelleyeceğimiz önemlidir. İyi bir modellemeyle gama ışınları ve nötronlar ayırt edilebilirse, reaksiyondan sonra kalan çekirdek tanımlanabilir.

Nükleer reaksiyonlar, Agata projesi çerçevesinde geliştirilen 180 adet yüksek saflıktaki Germanyum detektörleri bir araya getirilerek oluşturulacak olan küresel bir detektör topluluğunun merkezinde gerçekleştirilecektir. Reaksiyon sonucunda açığa birçok hafif parçacık, proton, α -parçacığı, nötronlar çıkacak ve bunu γ -ışınlarının ardışık yayınlanması takip edecektir. Burada yayınlanan parçacıklar içinde nötronlar ile gama ışınları yüksüz parçacıklar olduğu için detektörü oluşturan malzemenin çekirdeğiyle etkileşirler. Nötronların çekirdekle inelastik saçılma ve nötron yutulması şeklinde etkileşmesi sonucunda yine gama ışınları yayınlanır. Nötron yutulması çok düşük enerjilerde gerçekleşir. Nötronların çekirdekle inelastik saçılması ise birkaç MeV basamağında daha baskındır. Bu nedenle nötronların inelastik saçılmasından kaynaklanan gama ışınları izlenecektir. Nötronların inelastik saçılması sonucunda da gama ışın histogramında nötron kaynaklı pikler, piklerin yanında tümsekler ve bir "background" oluşacaktır. Nötronun inelastik saçılmasından kaynaklı bu katkılar ve oluşan "background" temizlenmek istenmektedir. Buna ek olarak, AGATA detector kümesinin GSI, GANIL gibi laboratuarlarda kullanılmasıyla birlikte kararlılık eğrisinin dışındaki bilinmeyen bölgelerdeki çekirdeklere ulaşmak istenmektedir. Bu sebeple radyoaktif iyon demetleri kullanılacaktır. Bu durumda reaksiyondan açığa çıkan nötron sayısı artacaktır. Öncelikle gama ışın histogramının temizlenmesi daha büyük önem taşımaktadır. Bunun yanında reaksiyon başına açığa çıkan nötronların belirlenmesi, ölçülmesi önem kazanmaktadır. Çünkü bilinmeyen çekirdeklere ulaşmak

istenmektedir. Ayrıca, AGATA'da ölçülen nötronların oluşturduğu etkileşme noktalarının sayısının, gama ışınlarının etkileşme noktalarının sayısından daha fazla olduğu bilinmektedir. Bu ise γ -ışınlarının *tracking* performansını olumsuz yönde etkilemektedir.

Nötronlarla gamaları ayırt edebilmek için kullanılabilir 3 farklı yöntem vardır. Bunlar *TOF* yöntemi, puls şekil analizi (PSA) ve iz sürme tekniğine dayalı *tracking-iz* sürme yöntemidir. *TOF* yöntemi sık kullanılan ve bilinen bir yöntemdir. Bu yöntemde reaksiyondan açığa çıkan nötronların ve gama ışınlarının uçuş sürelerine bakılır. Nötronların ve gama ışınlarının hızlarının farklı olmasından dolayı bunların uçuş süreleri de farklı olacaktır. Eğer AGATA detektör kümesinin merkezindeki kaynaktan yayınlanan gama ışınına bakılırsa, bunun detektörün ön ve arka tarafına ulaşma süresi sırasıyla 0,8 ns ile 1,1 ns olacaktır. Kaynaktan yayınlanan nötronlar incelenirse nötronun enerjisinden dolayı uçuş süresi bir dağılım gösterecektir. Örnek olarak 2 MeV enerjili nötronlar için TOF değeri ,detektörün ön kısmı için 13 ve arka kısmı için 17 ns olacaktır. Bunun sonucunda gama ışınlarının TOF histogramı nötronun TOF histogramından daha düşük süre değerlerinde ve dar bir pik şeklinde olacaktır. Nötronların TOF histogramı ise nötronların enerjisine bağlı olarak daha geniş bir dağılım biçimindedir (Şekil 7.1).



Şekil 7.1 HIFE reaksiyonundan açığa çıkan nötronların ve gama ışınlarının Agata programında simülasyonu sonucu elde edilen TOF histogramı. Enerji eşiği 5 keV alınmıştır (Ljungvall and Nyberg 2005).

TOF yöntemi ile nötronlarla gama ışınlarını ayırt edebilmek için detektörlerin zaman çözünürlüklerinin iyi olması gerekmektedir ($FWHM \leq 5$ ns). Ayrıca kaynak ile detektör arasındaki mesafenin yeterince büyük olması gerekmektedir. AGATA detektör kümesi tamamlandığında kaynak ile detektör arası mesafe 23.5 cm olacaktır ve bu mesafe TOF yöntemini uygulamak için yeterli değildir. Bu sebeple diğer yöntemlere bakılması gerekmektedir.

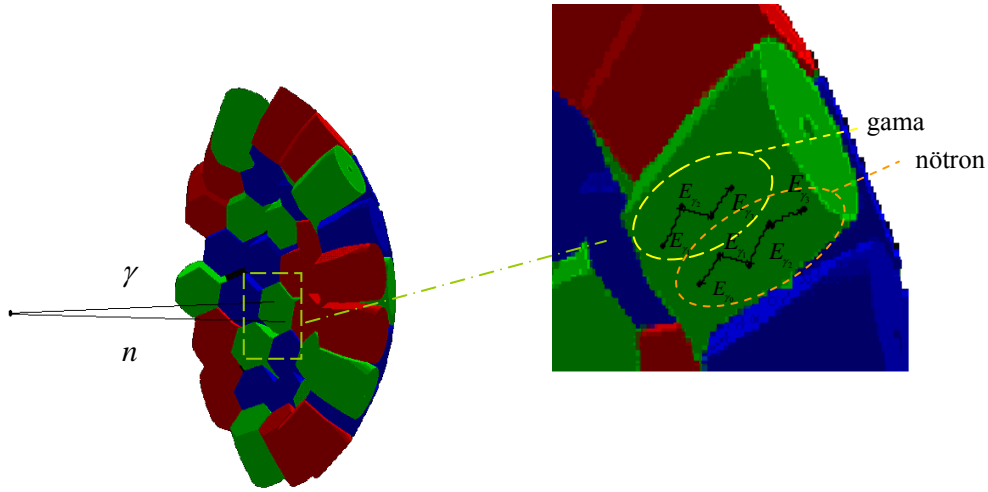
PSA yönteminde detektörle etkileşen nötronların ve gama ışınlarının detektör çıkış sinyallerine bakılmaktadır. Nötronların germanyum kristaliyle inelastik ve elastik olarak etkileşmesi ile germanyumun geri tepmesine ve yoğun bir iyonlaşmaya sebep olurlar. Bu yoğun iyonlaşma durumunda oluşan elektron ve deşikler, kapasitörlere ulaşmadan önce tekrar birleşebilirler. Bu durum sinyal çıkış sürelerini etkileyebilir. Gama ışınları ise iyonlaşmaya sebep olmazlar ve sinyal çıkışı nötronlarınkinden farklı olabilir. Nötronlar ve gama ışınları için PSA yöntemine dayalı bu tür bir ayırım, daha önce yapılan bir çalışmada düzlem ve koaksiyel germanyum detektörleri ile incelenmiştir (Ljungvall and Nyberg 2005). Bu durumda bir ayırım olmadığı görülmüştür. Fakat AGATA detektörlerinin çok bölümlü olması, bu bölümlerin elektronik olarak birbirinden ayrılmış olması ve her bir etkileşme noktasının enerji ve konumları hassas bir şekilde elde edilebilmesi sebebiyle bu yöntem çok hassas bir şekilde yapılabilir.

İz sürme yönteminde, nötronların ve gama ışınlarının izlerinin sürülerek etkileşme noktalarındaki konumların ve enerjilerin kullanılmasıyla kriterler belirlenir. Nötronların ve gama ışınlarının etkileşmeleri farklıdır ve böylece etkileşme noktalarındaki enerjileri ve konumları da farklı olacaktır. Böylece mgt programında gerekli algoritmalar yazılarak nötron gama ayırımı incelenebilir. Bu tez çalışmasında iz sürme yöntemi ile nötronlarla gama ışınlarının ayırımına bakılacaktır. Bunun için ilk önce Agata programından alınan veriler mgt programına aktararak simülasyon sonuçlarına bakılacaktır.

Nötronların inelastik saçılması sonucu açığa çıkan gama ışınları ile reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınlarını ayırt edebilmek için öncelikle AGATA küresinin merkezinde reaksiyon sonucu açığa bir gama ışını ve bir nötron çıktığı düşünülür. Bu durumda çekirdekle etkileşen gama ışını, enerjisine bağlı olarak bir veya daha çok

Compton saçılması yaptıktan sonra kalan enerjisini fotoelektrik olayla detektöre bırakacaktır. Detektöre gönderilen nötronlar ise germanyum çekirdekleri çeşitli şekillerde etkileşecektir. İnelastik çarpışma yaptıktan sonra açığa bir veya bir kaç gama ışını çıkacak ve germanyum çekirdeği geri tepecektir. Böylece ilk etkileşme noktasına germanyumun geri tepmesinden kaynaklanan bir enerji bırakılacaktır. Yayınlanan gama ışınları da Compton saçılmaları yaparak en son enerjisini fotoşuruma ile detektöre bırakacaktır. Şekil 7.2' de bu olaylar şematik olarak gösterilmiştir.

Reaksiyondan açığa çıkan gama ışınları ile nötronun inelastik saçılmasından açığa çıkan gama ışınlarının etkileşme noktalarına bıraktıkları enerjileri ile bu noktalarda meydana gelen etkileşmeler istenilen ayırımı sağlayabilecektir.

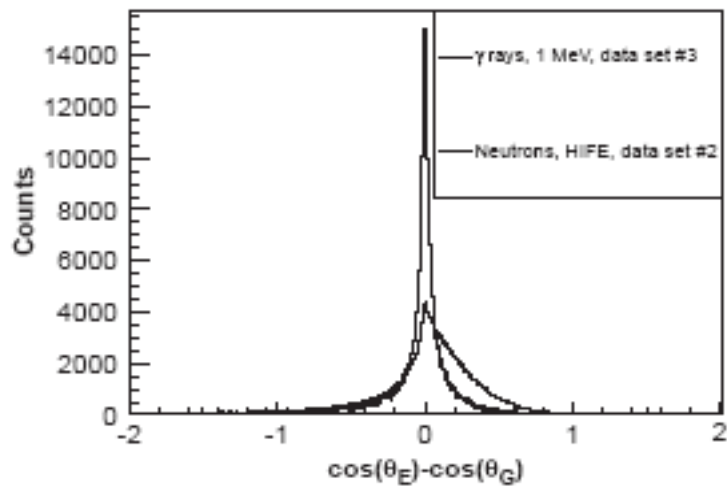


Şekil 7.2 Reaksiyon sonucu açığa çıkan nötron ve gama ışınlarının detektörle etkileşmesi. Detektöre gelen gama ışını Compton saçılmaları yaptıktan sonra enerjisini fotoelektrik olayla detektöre bırakır. Gelen nötron inelastik saçılma yaptıktan sonra germanyum çekirdeği geri teper ve açığa çıkan gama ışını Compton saçılmaları yaptıktan sonra enerjisini fotoelektrik olayla detektöre bırakır.

AGATA küresinin merkezinde gerçekleşen reaksiyon sonucunda açığa çıkan gama ışınları ile nötronların inelastik saçılmasından meydana gelen gama ışınlarını ayırt edebilmek için simülasyon programlarına dayanan çeşitli teknikler geliştirilmektedir. Bu tekniklerde *GEANT4* + *Agata* simülasyon programı ile *mgt* programı kullanılır. *Agata* simülasyonunda, reaksiyon gerçekleştikten sonra açığa çıkacak olan parçacıklar

ve enerjileri programda tanımlanarak, bu parçacıkların detektörle etkileşmesi sağlanır. Böylece her bir etkileşme noktasında parçacıkların enerjileri ve üç boyutlu olarak konumları data olarak elde edilebilir. Daha sonra bu veriler *mgt* programına aktarılır. Ancak *mgt* programı bu verilerden sadece etkileşme noktalarındaki enerjileri alır, deney yapılmış gibi çalışarak enerjileri kümelendirir ve bu küme içerisinde uygun bir iz sürme yapılmak için χ^2 testine tabî tutar. *Mgt* programının çalıştırılması sonucunda istenilen histogramlar elde edilir. Ayrıca programa amaca yönelik yeni algoritmalar da yazılabilir.

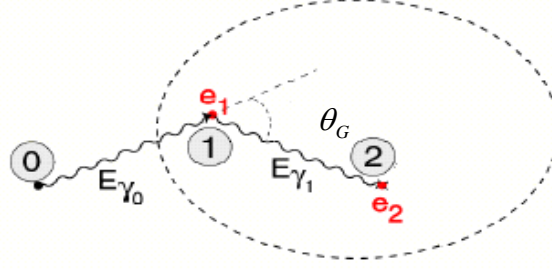
Nötron-gama ayırımını yapabilmek için Ljungvall ve Nyberg (2005) tarafından *mgt* programında iki farklı açı tanımlanmıştır ve bu açıların kosinüslerinin farklarına bakılmıştır. Bu farkların dağılımı Şekil 7.3’de verilmiştir. Grafikte inelastik nötron saçılmasından kaynaklanan gama ışınları ve hedeften gelen gama ışınları için bir farklılık görülmektedir. Bu amaçla inelastik saçılmadan kaynaklanan gama ışınları spektrumundan atmak için bir sınır değeri konulmuş ve bu gama ışınları %70 oranında azaltılmıştır. Ancak aynı zamanda hedeften gelen gama ışınları da %30 oranında azaltılmış olmaktadır. Ancak bu farklılık deneylerde kullanılacak kadar belirgin değildir. Ayrıca, nötronların detektörle olan etkileşme noktalarının sayısının gama ışınlarının etkileşme noktalarının sayısından fazla olduğu ve bu noktalara farklı enerjiler bıraktıkları bilinmektedir.



Şekil 7.3 $\cos \theta_E - \cos \theta_G$ farkının grafiği (Ljungvall ve Nyberg 2005)

Bu açılardan birincisi, θ_G , AGATA' nın merkeziyle gama ışınının detektörle etkileştiği ilk etkileşme noktası arasında çizilen doğru ile birinci ve ikinci etkileşme noktaları arasına çizilen doğru arasında kalan açıdır (Şekil 7.4):

$$\cos \theta_G = \frac{\vec{r}_{2 \rightarrow 1} \cdot \vec{r}_{1 \rightarrow 0}}{\|\vec{r}_{2 \rightarrow 1}\| \|\vec{r}_{1 \rightarrow 0}\|} \quad (7.1)$$



Şekil 7.4 θ_G açısının şematik gösterimi

θ_E ise, kosinüs formülünden elde edilen Compton saçılma açısının kosinüsüdür:

$$\cos \theta_E = 1 - m_0 c^2 \left(\frac{1}{E_s} - \frac{1}{E_t} \right) \quad (7.2)$$

Burada,

E_t :toplam enerji, $E_t = e_1 + e_2 + \dots = E_{\gamma_0}$

e_1 :birinci etkileşme noktasındaki enerji

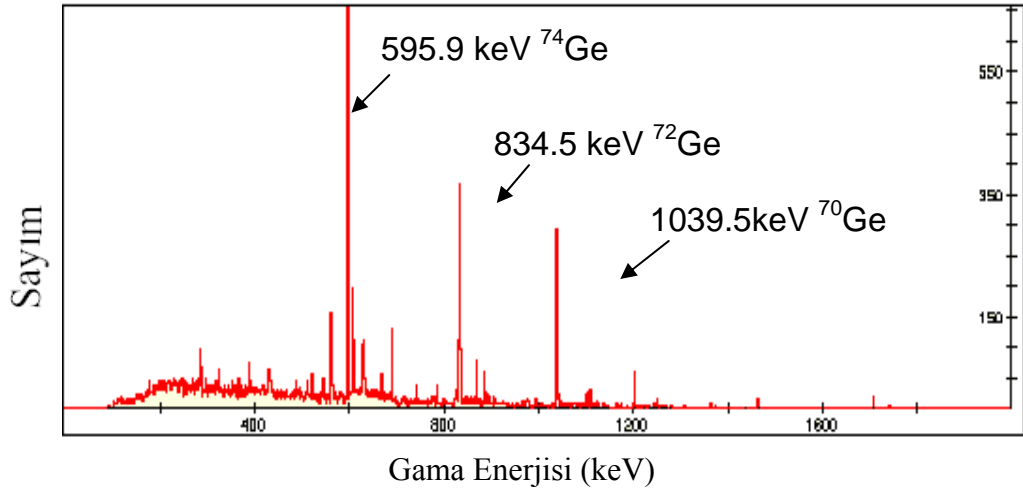
e_2 :ikinci etkileşme noktasındaki enerji

E_s :gama ışınının saçıldığı noktadaki enerjisi

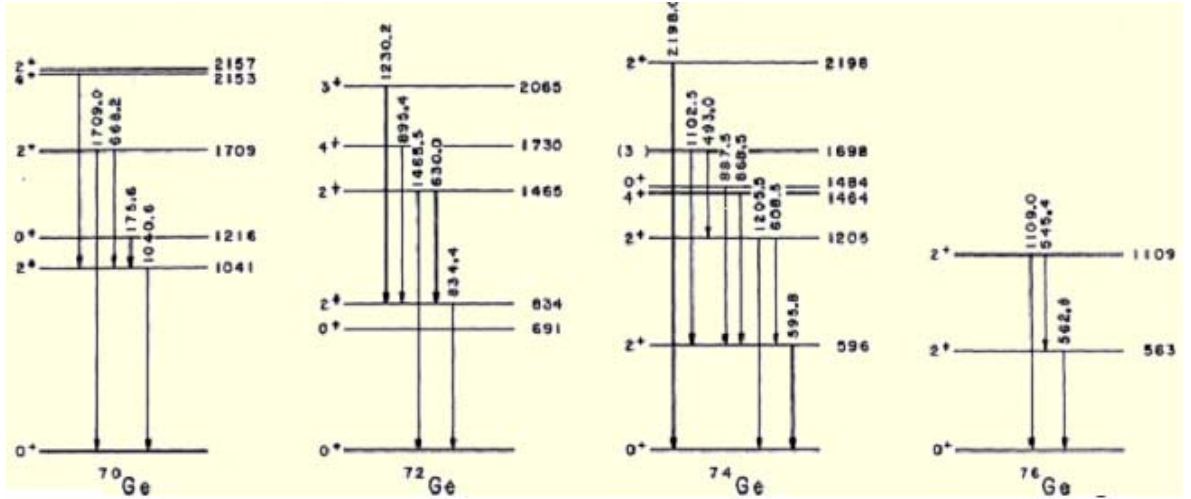
Hedeften gelen gama ışınları ile inelastik saçılmadan kaynaklanan gama ışınları için $\cos \theta_E - \cos \theta_G$ açı farkında belirgin bir ayırım gözlenemediği için başka yöntemlere de ihtiyaç vardır. Bu amaçla tez çalışması kapsamında geliştirilmeye çalışılan yöntemler aşağıda verilmiştir.

7.1 Nötron Gama Ayırımı için Geliştirilen Yöntemler

• Öncelikle *GEANT4+Agata* programı 1 ve 2 MeV enerjili nötronlar için çalıştırılmış ve buradan elde edilen sonuçlar *mgt* programına aktarılmıştır. AGATA detektörleri %21.23 oranında ^{70}Ge , %27.66 oranında ^{72}Ge , %7.73 oranında ^{73}Ge , %35.94 oranında ^{74}Ge ve %7.44 oranında ^{76}Ge izotopundan oluşmuştur. Bu nedenle *mgt* programında iz sürme yapıldıktan sonra elde edilen histogramlarda birçok pik gözlenmektedir. Bu piklerden en belirgin olanları 2 MeV enerjili nötronlar için ^{74}Ge , ^{72}Ge ve ^{70}Ge izotoplarının ilk uyarılmış durumdan taban durumuna geçerken yayınladıkları gama ışınlarından kaynaklanmaktadır. Ayrıca, AGATA detektörlerinde yüksek oranda ^{74}Ge izotopunun bulunması nedeniyle, taban durumuna geçerken yayınladığı 595.9 keV enerjili gama ışın piki, diğer piklere göre daha şiddetlidir (Şekil 7.5). İzotopların enerji geçişleri Şekil 7.6'da verilmiştir.

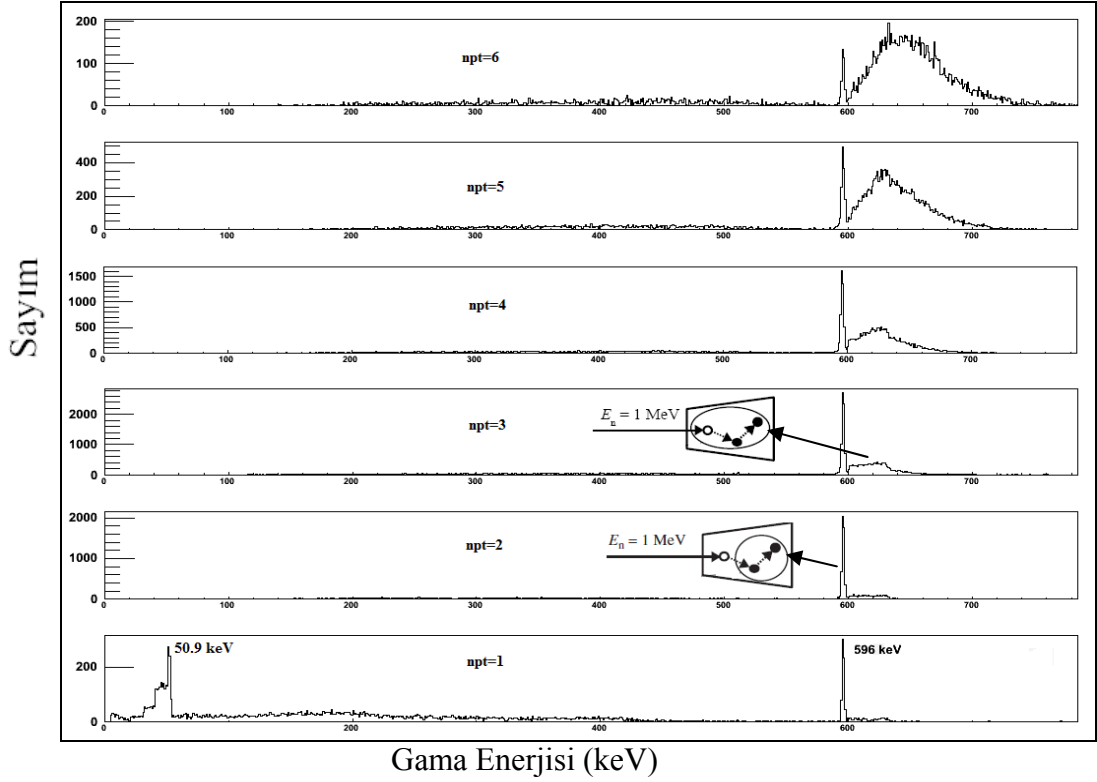


Şekil 7.5 İz sürme yapıldıktan sonra 2 MeV enerjili nötronların inelastik saçılması sonucu açığa çıkan gama ışınlarının enerjileri



Şekil 7.6 Ge izotoplarının enerji geçişleri (Chung, Mittler, vd.1970)

- Eğer bir küme içerisindeki etkileşme noktalarının sayısına “npt” denilirse, *mgt* programında farklı “npt” sayılarına göre gama ışınlarının enerjilerine bakılabilir. Elde edilen histogramlar aşağıda verilmiştir (Şekil 7.7, 7.11). Burada histogramın enerji aralığı 600 keV’e kadardır. Çünkü histogramda şiddeti en yüksek olan 595.9 keV’lik pikle ilgilenilmektedir. Bu pikin şiddeti daha yüksek olduğu için “npt” sayısının piklere olan katkısı bu pikle daha belirgin bir şekilde görülmektedir. Şekil 7.7’ye bakıldığında “npt” sayısı arttıkça 595.9 keV enerjili pikin yanında belirgin bir şekilde tümsek ortaya çıkmaktadır. “npt=1” olduğu durumda 50 keV ve 596 keV enerjisinde iki pik görülmektedir. Bu piklerden birincisi germanyum çekirdeğinin nötronla etkileştiğinde geri tepmesinden kaynaklanmaktadır. 1 MeV enerjili nötronlar için geri tepme enerjisinin 50-100 keV arasında olduğu bilinmektedir (Ljungvall and Nyberg 2005). Bu pikin nötronların germanyum çekirdeği ile hangi tür etkileşme sonucu açığa çıktığını anlayabilmek için *Agata* programında bir değişiklik yapılmıştır. Yapılan bu değişiklikle nötronların germanyum çekirdeğiyle sadece elastik ve inelastik saçılma yapması sağlanmıştır. Bu durumda elde edilen histogramlar Şekil 7.8 ve 7.9’da verilmiştir. Nötron yakalaması olduğu ve olmadığı durumda bu piklerde bir değişim gözlenmemiştir. Bu beklenen bir durumdur. İlgilenilen enerji aralığında nötron yakalaması olma olasılığı çok düşüktür. 596 keV civarındaki pik ise ^{74}Ge izotopunun ilk uyarıldığı durumdan taban durumuna geçerken yayınladığı gama ışınlarının tüm enerjisini detektöre fotoelektrik olayla aktarmasından kaynaklanmaktadır.



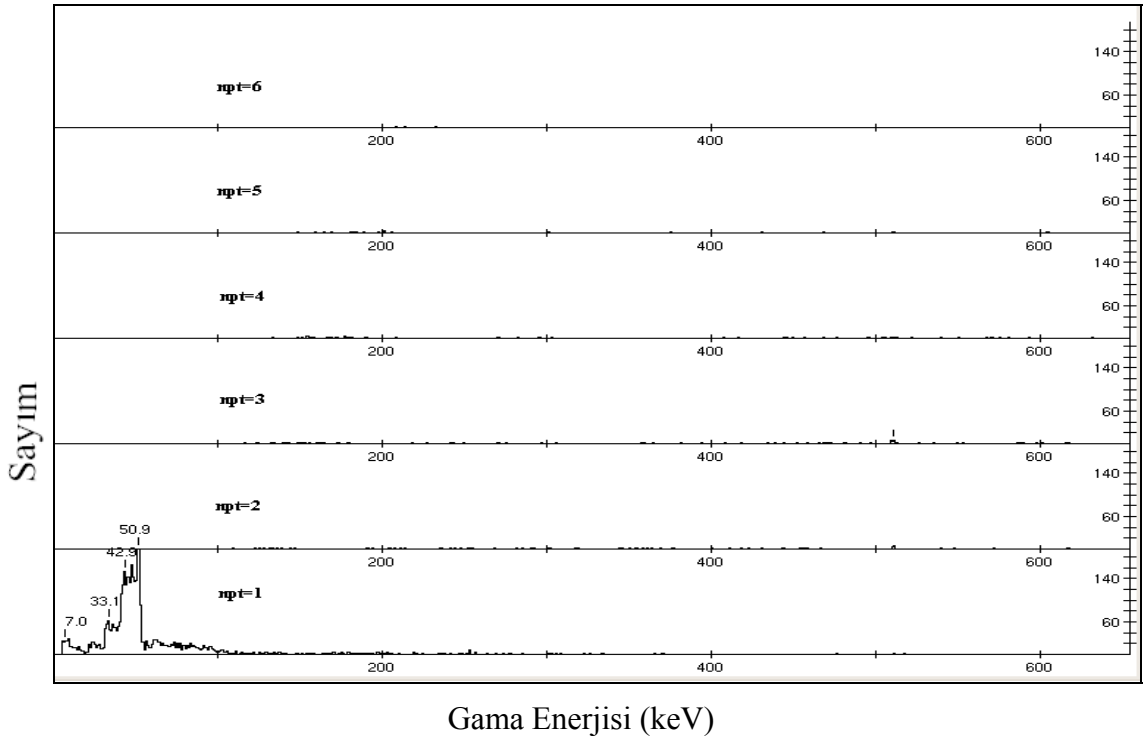
Şekil 7.7 AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda 1 MeV enerjili nötronların inelastik saçılmasından kaynaklanan farklı etkileşme noktaları sayısına göre enerji-sayım grafiği. “npt=3” olduğu durumda ilk etkileşme noktası -yani geri tepme enerjisinden gelen katkı- küme içine dâhil edilmiştir. Bu durumda histogramda bir tümsek olarak görülmektedir. “npt=2” olduğu durumda ise ilk etkileşme noktası kümeye dâhil edilmemiştir.

Şekil 7.8 ve 7.9’da “npt=1” olduğu durum incelendiğinde Şekil 7.8’de gözlenen 50 keV civarındaki pikin, nötronların sadece elastik saçılma yaptığı durumda germanyum çekirdeğinin geri tepmesinden kaynaklandığı anlaşılmıştır. 596 keV enerjisindeki pikin ise nötronların inelastik saçılma yapması durumunda uyarılma enerjisini gösteren pik olduğu gözlenmiştir. Ayrıca 1 MeV enerjili nötronlar için elastik saçılmadaki geri tepme enerjisinin 50 keV ve inelastik saçılmada oluşan geri tepme enerjisinin ise yaklaşık 35 keV olduğu sırasıyla Denklem 3.2 ve Denklem 3.3’den hesaplanabilir. Bu değerler de Şekil 7.8 ve Şekil 7.9’daki histogramlarda elde edilen değerlerle uyumaktadır. Şekil 7.10’da farklı nötron enerjileri için germanyum çekirdeğinin geri tepme enerjilerinin dağılımları elastik saçılma durumunda verilmiştir. Histogram incelendiğinde 1 MeV enerjili nötronlar için germanyumun geri tepme enerjisinin 0 ile 57 keV arasında değiştiği görülmüştür. İnelastik saçılma için elde edilen germanyum çekirdeğinin geri tepme enerji dağılımları Şekil 7.11’de verilmiştir. Bu histogramda, 1 MeV enerjili

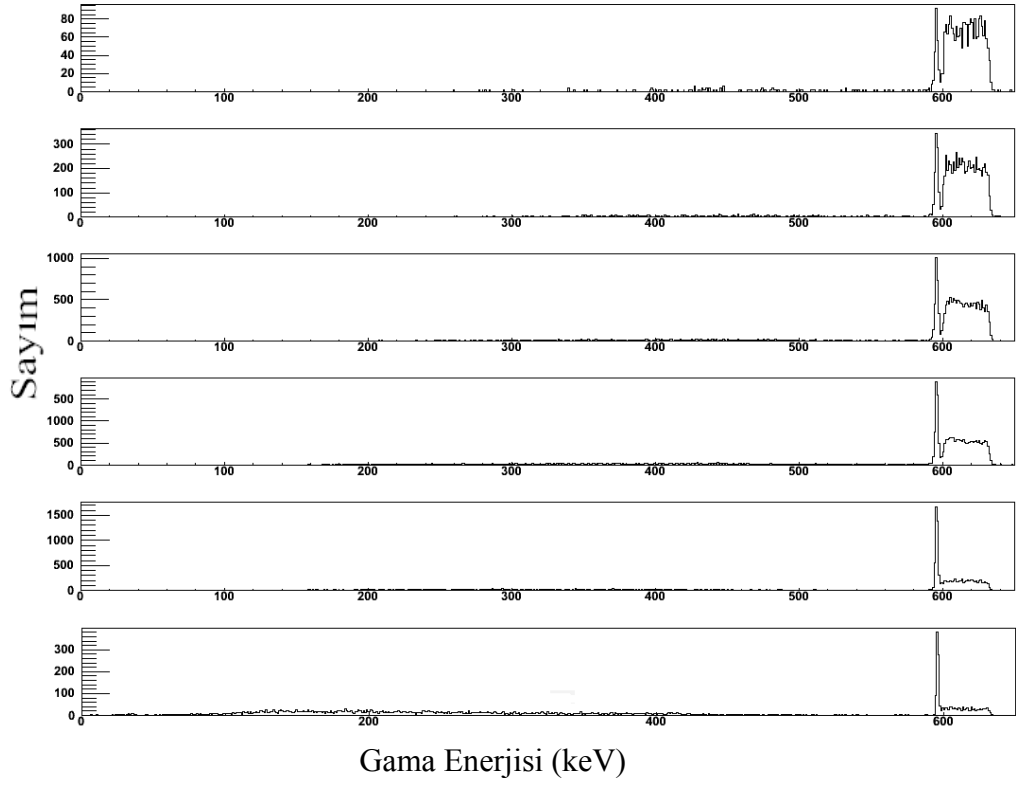
nötronlar için germanyumun geri tepme enerji dağılımını germanyumun çift-çift izotopları için 0 ile yaklaşık 35 keV arasında değiştirmektedir. ^{73}Ge izotopu için ise bu dağılım 53 keV'e kadar gitmektedir. PHD (*pulse height defect*) durumunda ise geri tepme enerjisi düşmektedir. Denklem 7.3 ile verilen PHD düzeltmesinin HPGe detektörlerine eklenmesi ile birlikte, 1 MeV nötronlar için bu dağılım 0 ile 16.7 aralığında daraltılmıştır. Bu daralma Şekil 7.11.b'de görülmektedir.

$$E_i = aE_R^b, \quad a = 0.21, \quad b = 1.099 \quad (7.3)$$

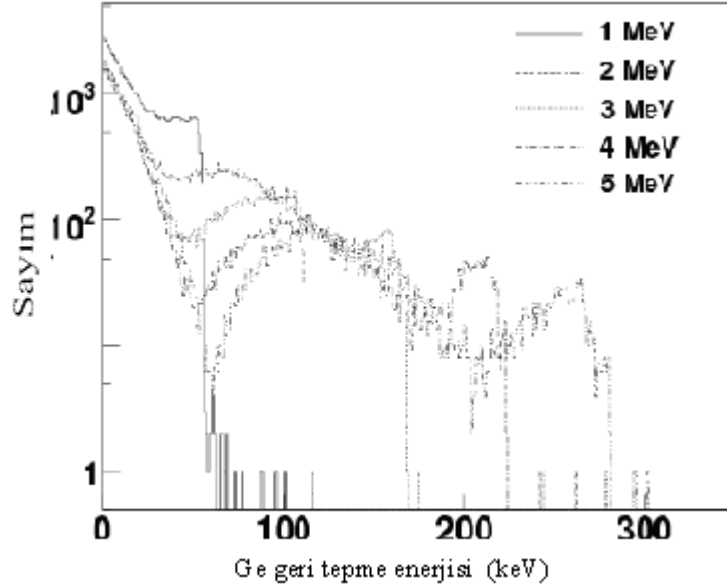
Burada E_i , germanyumun iyonlaşma enerjisi ve E_R degermanyum çekirdeğinin geri tepme enerjisidir.



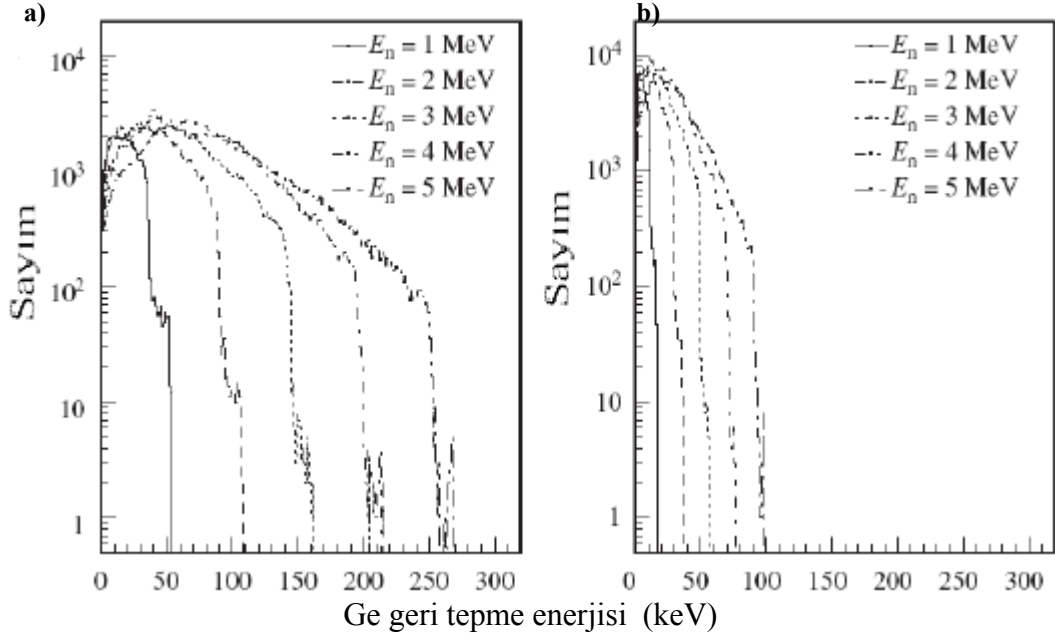
Şekil 7.8 AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda 1 MeV enerjili nötronların elastik saçılmasından kaynaklanan farklı etkileşme noktaları sayısına göre enerji-sayım grafiği



Şekil 7.9 AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda 1 MeV enerjili nötronların inelastik saçılmasından kaynaklanan farklı etkileşme noktaları sayısına göre enerji-sayım grafiği



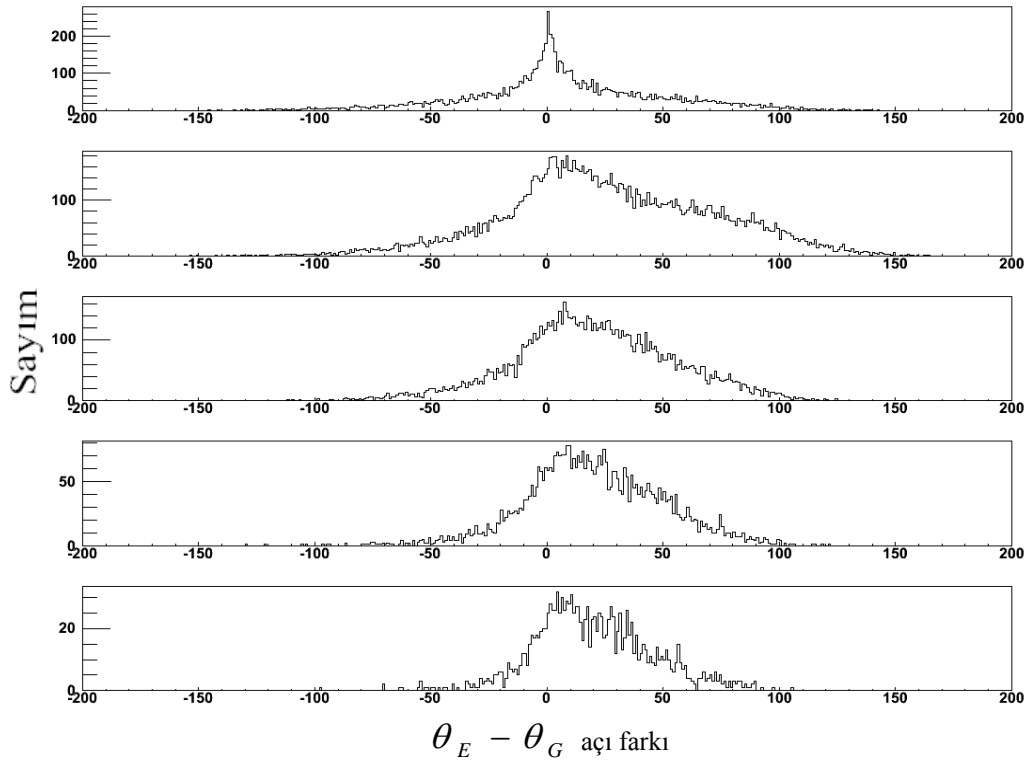
Şekil 7.10 ^{nat}Ge için nötronun germanyum çekirdeğiyle elastik saçılması sonucunda germanyum çekirdeğinin geri tepme enerjisi dağılımları. Gelen nötronun enerjisi 1, 2, 3, 4 ve 5 MeV olarak alınmıştır.



Şekil 7.11 ^{nat}Ge için nötronların germanyum çekirdeğiyle inelastik saçılması sonucunda germanyum çekirdeğinin geri tepme enerji dağılımları. Gelen nötronun enerjisi 1, 2, 3, 4 ve 5 MeV olarak alınmıştır. a) PHD olmadığı durum ve b) PHD olduğu durum

“npt=2” olduğu durumda 595.9 keV enerjili gama ışını, önce bir Compton saçılması yaparak kalan enerjisini fotosoğurma ile detektöre bırakır. “npt=3” olduğunda iki durum söz konusudur. İlk durumda inelastik saçılmadan kaynaklanan gama ışını iki kez Compton saçılması yaparak enerjisini detektöre fotoelektrik olayla bırakırsa 595.9 keV’de bir pik gözlenir. İkinci durumda ise, gelen nötron germanyum çekirdeğiyle etkileştiğinde, çekirdeğe bir geri tepme enerjisi verir. Germanyum çekirdeği ağır bir çekirdek olduğu için etkileşme yaptıktan sonra aldığı yol çok kısadır. Böylece ilk etkileşme noktasına bir geri tepme enerjisi bırakılmış olur. Bu etkileşmeden sonra açığa çıkan gama ışını ise bir Compton saçılması ve daha sonra fotoelektrik soğurma yaparak enerjisini detektöre bırakır. Bu durumda 595.9 keV enerjisine germanyum geri tepmesinden kaynaklanan bir enerji eklenmiş olur ve bu enerji 595.9 keV pikinin yanında bir tümsek olarak gözlenir. Bu şekilde diğer “npt” sayıları için pikler yorumlanabilir. “npt=6” olduğu durumda 595.9 keV enerjili pik neredeyse kaybolmuştur ve sadece tümsek görülmektedir. Bu da, “npt=6” seçildiğinde küme içerisinde mutlaka geri tepme enerjisinden kaynaklanan bir noktanın var olduğunu göstermektedir.

“npt=2” olduğu durumda tümsek hemen hemen hiç yokken, “npt=6” da bu tümseğin daha belirgin hale geldiği gözlenmiştir. Bu durum açı farklarını da etkilemektedir. Aşağıda 1 MeV enerjili nötronlar için $\theta_E - \theta_G$ açı farklarının grafikleri verilmiştir (Şekil 7.12). “npt=1” olduğunda tek bir etkileşme noktası olduğu için açı farkı gözlenememiştir. “npt=2” olduğunda düzgün simetrik bir dağılım elde edilmiştir. “npt” sayısı arttıkça bu dağılımda simetri bozulmaktadır.



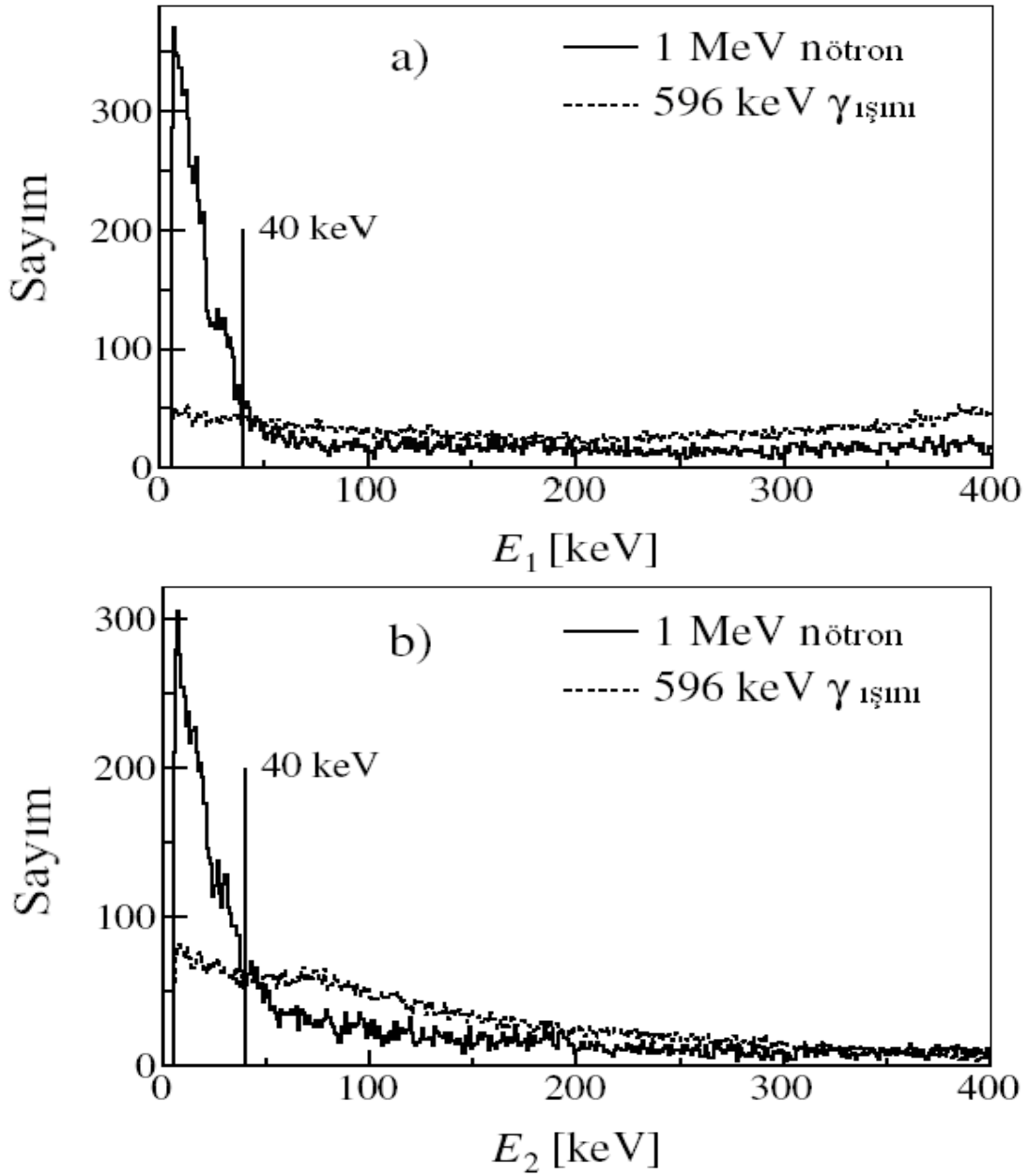
Şekil 7.12 AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluştuğu durumda 1 MeV enerjili nötronlar için $\theta_E - \theta_G$ açı farkları

- **Nötron gama ayırımı için geliştirilen iz sürme metodları:** Kümelerdeki etkileşme noktalarına bakıldığında, inelastik saçılmadan kaynaklanan gama ışınları ile hedeften gelen gama ışınları için ilk etkileşme noktasına bırakılan “*efirst*” (E_1) enerjileri önem kazanmaktadır. Bu yöntem, nötron gama ayırımı için geliştirilen iz sürme metodlarından birincisini oluşturmaktadır. Bu “*efirst*” enerjilerine bakabilmek için *Agata* simülasyon programında detektörlerin tek bir germanyum izotopundan, yani ^{74}Ge ‘den oluşması sağlanmıştır. Bu durumda enerji-sayım grafikleri, reaksiyon sonucunda sadece nötronların ve sadece gama ışınlarının yayınlandığı durumda ayrı ayrı

elde edilerek “*efirst*” enerjileri incelenmiştir (Şekil 7.13.a). Bu grafikte AGATA küresinin merkeziden 1 MeV enerjili nötronlar ile 596 keV enerjili gama ışınları gönderilmiştir. Histogram yardımıyla kümedeki her bir etkileşme noktası için ayrı ayrı kriterler belirlenmiştir. Bu kriterler belirlenirken, inelastik saçılmadan kaynaklanan gama ışınlarının olabildiğince fazlasından kurtulmaya çalışılmıştır. Buna karşın reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınlarının spektrumunda atılan gama ışınlarının yüzdesi düşük tutulmaya çalışılmıştır.

Elde edilen kriterler incelendiğinde *mgt* programda $E_1 < 40$ keV olarak alınması ile büyük ölçüde reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınları ile inelastik saçılmadan kaynaklı gama ışınlarının ayırımı yapılabilecektir. Bu kriter yardımıyla 1 MeV enerjili nötronlar gönderildiğinde 596 keV enerjili pikin %63’ü ve bu pikin yanında bulunan tümseğın %6’sı atılmış olur. Buna karşın 596 keV enerjili gama ışınlarının %6’sı kaybedilmiş olur.

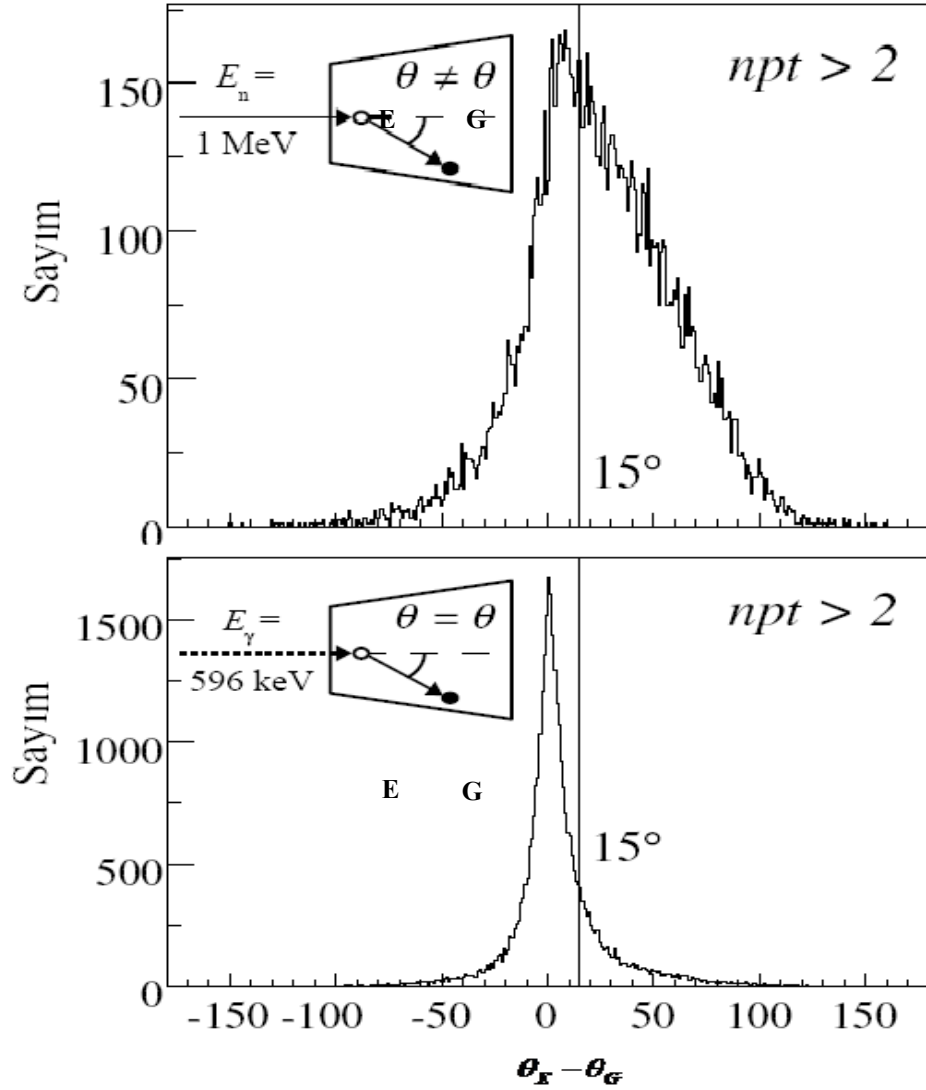
Mgt programında “*efirst*” enerji kriterine ek olarak “*esecond*” (E_2) enerjisi ve $\theta_E - \theta_G$ açı farkları için de kriterler eklenebilir. Bu yöntemler, iz sürme metodlarının ikincisi ve üçüncüsüdür. “*esecond*” enerjisi-sayım grafiği Şekil 7.13.b’de verilmiştir. *mgt* programda kriter olarak $E_2 < 30$ keV alınmıştır. $\theta_E - \theta_G$ açı farkları için elde edilen histogram Şekil 7.14’de verilmiştir. Histogram incelenerek $\theta_E - \theta_G$ açı farkı için 15° ’den büyük değerlerin atılmasına karar verilmiştir.



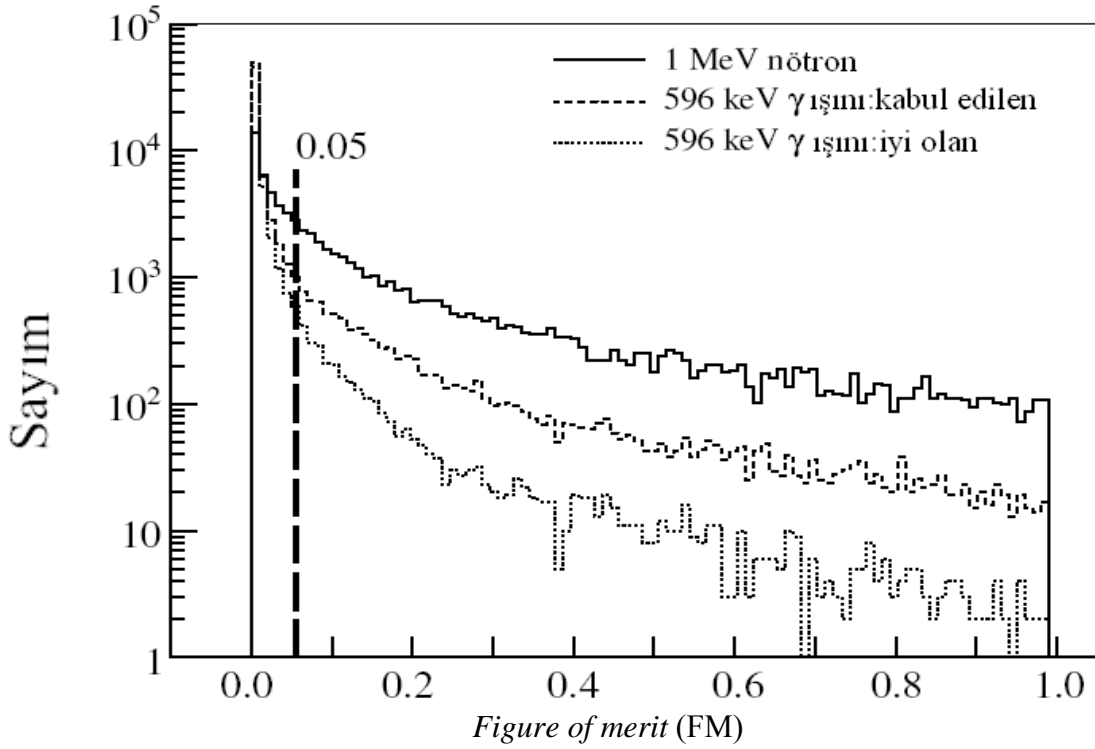
Şekil 7.13 AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluştuğu durumda 1 MeV enerjili nötronların ve 595.9 keV enerjili gama ışınlarının a)“efirst” enerjisi-sayım grafiği b)“esecond” enerjisi-sayım grafiği. Histogramlar ^{74}Ge için elde edilmiştir. (Ataç, Kaşkaş vd. 2009)

İnelastik saçılmadan kaynaklanan gama ışınları ile reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınlarını ayırt edebilmek için “figure of merit” (FM) değerlerine de bakılabilir. Bu yöntem ise iz sürme metodlarının sonucusudur. *Mgt* programında kümeleme işlemi yapılırken FM kullanılır. Küme içerisindeki etkileşme noktalarına bırakılan enerji

değerleri ile etkileşme noktaları arasındaki saçılma açılarının kosinüslerinin Compton formülünde kullanılmasıyla elde edilen enerji değerlerinin birbiriyle olan uyumuna bakılır. Nötron etkileşme noktası yanlışlıkla bir gama ışını etkileşme noktası olarak değerlendirilebilir. Bu durumda $FM < 1$ olduğunda bu kümenin tek bir nötron etkileşme noktası içerdiği kabul edilebilir. Böyle bir küme, içerisinde sadece gama ışını etkileşme noktası olan küme ile karşılaştırıldığında daha büyük FM değeri vermesi beklenir.



Şekil 7.14 AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluştuğu durumda 1 MeV enerjili nötronların ve 595.9 keV enerjili gama ışınlarının $\theta_E - \theta_G$ açı farkları-sayım grafiği (Ataç, Kaşkaş vd. 2009)

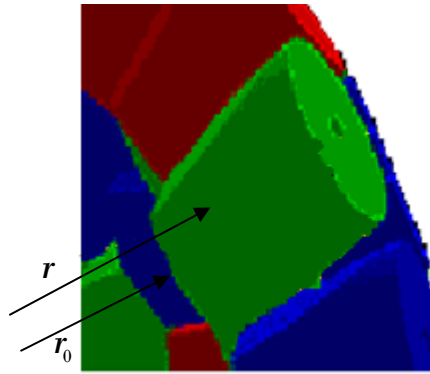


Şekil 7.15 AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV gama ışınları için “figure of merit” değerlerini gösteren histogram (Ataç, Kaşkaş vd. 2009)

Şekil 7.15, AGATA küresinin merkezinden 1 MeV enerjili nötronlar ile 596 keV enerjili gama ışınları gönderildiğinde elde edilen verilerin, *mgt* programında okutulmasıyla kümeleme işleminin sonucunda bulunan *FM* değerlerini gösteren bir histogramdır. Histogramdaki “kabul edilen” ve “iyi olan” isimlendirmesi $FM < 1$ durumuna karşı gelen kümelere aittir. Her iki tür etiketlemede $FM < 1$ olsa da “iyi olan”, toplam enerjisi detektör merkezindeki hedeften yayınlanan gama ışınlarının enerjisi olan 596 keV değerine eşit olan kümedir. “Kabul edilen” ise gelen enerji 596 keV olmasa da $FM < 1$ olduğu için kümeleme işlemi yapılır. Bu tür küme nötron noktası da içerebilir. Histogramda 1 MeV enerjili nötronlar da, “kabul edilen” için çizilmiştir. “İyi olan” gama ışınlarının *FM* dağılımı düşük *FM* değerlerinde pik vermektedir ve 1 MeV enerjili nötronların dağılımına göre daha çabuk azalan bir dağılım göstermektedir. Histogram yardımıyla gama ışınlarını ve nötronları ayırt edebilmek için $0.05 < FM < 1$ olan kriter kullanılır.

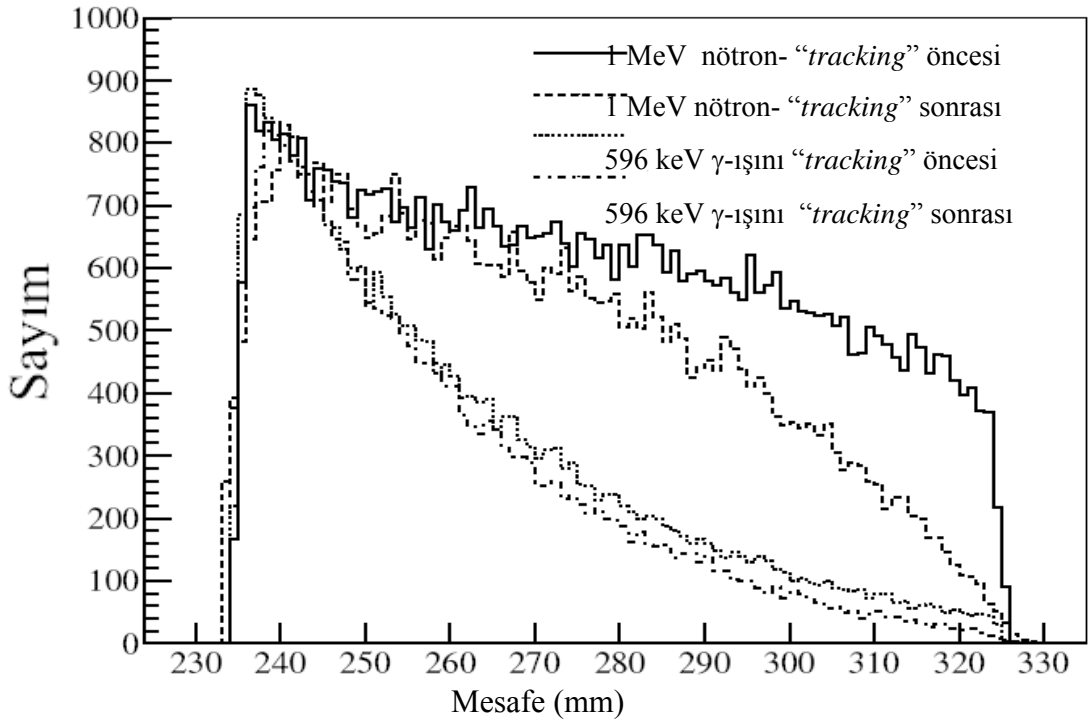
• Şimdiye kadar elde edilen kriterlere ek olarak, reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınları ile inelastik saçılmadan kaynaklanan gama ışınlarını ayırt edebilmek için, reaksiyonun meydana geldiği nokta ile nötronların ve gama ışınlarının Ge detektörleri ile etkileştiği ilk etkileşim noktası arasındaki mesafelere bakılmıştır. Bunun için, Ge detektörlerinin reaksiyon merkezine olan mesafesi (r_0), merkezden ilk etkileşim noktasına kadar olan mesafeden (r) çıkarılmıştır (Şekil 7.16):

$$d = r - r_0, \quad r_0 = 235.008 \text{ mm}$$



Şekil 7.16 İlk etkileşim noktası ile reaksiyon merkezi arasındaki mesafeyi gösterir şema

Agata programında değişiklik yapılarak detektörlerin sadece ^{74}Ge izotopundan oluşması sağlanmış ve *mgt* programında yapılan değişiklikler sonucu Şekil 7.17'deki histogram elde edilmiştir. Bu histogram oluşturulurken, AGATA küresinin merkezinden gönderilen 595.9 keV enerjili gama ışınları ile yine AGATA küresinin merkezinden gönderilen 1 MeV enerjili nötronların inelastik saçılması durumlarına hem iz sürme işleminden önce hem de iz sürme işleminden sonra bakılmıştır.



Şekil 7.17 595.9 keV enerjili gama ışınlarının ve 1 MeV enerjili nötronların iz sürme işleminden öncesinde ve sonrasında ^{74}Ge izotopundan oluşturulan detektörler içerisinde aldıkları mesafelerin histogramları (Ataç, Kaşkaş vd. 2009)

AGATA küresinin merkezinden gönderilen 595.9 keV enerjili gama ışınları için, AGATA küresinin merkezinden ilk etkileşme noktasına kadar aldığı mesafenin dağılımına bakıldığında, iz sürme işleminden önce ve sonra bu mesafelerin hemen hemen yakın, 26 mm civarında olduğu bulunmuştur. 600 keV enerjili gama ışınları için hesaplanan ortalama serbest yol ise 2.56 cm'dir. Bu değeri hesaplamak için aşağıdaki denklem kullanılır:

$$\lambda = \left(\frac{N_A \sigma_{Ge}}{A} \mu \right)^{-1} \quad (7.4)$$

Burada

λ : ortalama serbest yol

N_A : Avagadro sayısı

σ_{Ge} : Ge atomunun yoğunluğu

A : atomik kütle

μ : toplam tesir kesit veya toplam sönüm katsayısı

μ , fotoelektrik soğurma μ_f , Compton saçılması μ_C , ve çift oluşumu μ_k olasılıklarının toplamıdır:

$$\mu = \mu_f + \mu_C + \mu_k \quad (7.5)$$

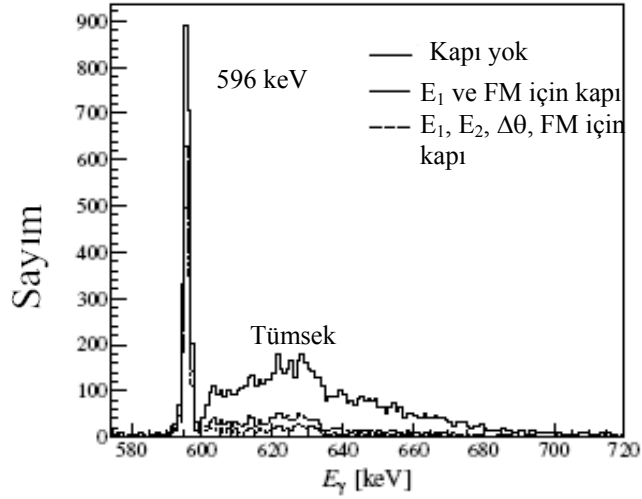
Bu toplam tesir kesiti, istenilen enerji için, veri merkezlerinden bulunur. 600 keV enerjili gama ışınları için bu değer 0.745 cm²/g veya 8.99 barn/atom'dur. Denklem 7.4'de $\sigma_{Ge}=5.323$ g/cm³, $A=72.9212$ ve $\mu=8.99*10^{-24}$ barn/atom değerlerinin alınmasıyla, $\lambda=2.5652$ cm bulunur. Bu değer ise, histogramda elde edilen değerle uyum içerisindedir. 1 MeV enerjili nötronlar için ise, bu değer daha yüksek olması beklenmektedir. Ancak histogram incelendiğinde, nötronlar için de AGATA küresinin merkezinden ilk etkileşme noktasına kadar aldığı mesafenin yaklaşık olarak 26 mm olduğu bulunmuştur. Bu ise, mgt programında bulunan iz sürme analizinden kaynaklanmaktadır. Çünkü program χ^2 testi yaparken, ortalama serbest yolu yaklaşık olarak 26 mm olan verileri yani ortalama serbest yolu gama ışınlarının ortalama serbest yoluna eşit olanları kabul edip, diğer verileri atmaktadır. Bu sebeple, ortalama serbest yol, nötronların inelastik saçılmasından kaynaklanan gama ışınları ile reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınlarını ayırt etmek için uygun bir yöntem değildir. Bu nedenle mgt programında nötron gama ayırımını yapmak için kullanılan kriterler arasına alınan yolları karşılaştıracak bir kriter konulamamıştır.

AGATA detektörlerinin sadece ⁷⁴Ge izotopundan oluşması sağlanarak, 1 MeV enerjili nötronlar ile 596 keV enerjili gama ışınları için bulunan tüm bu kriterlerin eşik değerleri, mgt programında uygun birer kapı (gate) olarak konulmuştur. Bu kapıların kullanılmasıyla 596 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekte ve toplam spektrumunda gözlenen azalma yüzde olarak Çizelge 7.1'de verilmiştir. Programda kapılar, $E_1 < 40$ keV, $E_2 < 30$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < FM < 1$ değerleri için yerleştirilmiştir. Bu durumda

E_1 ve FM için kapı konulduğunda toplam spektrumda %58'lik bir azalma olmuştur. Aynı şekilde E_1 , E_2 , $\Delta\theta$, FM kriterlerine aynı anda kapı konulduğunda 1 MeV enerjili nötronlar için toplam spektrumda %69'luk bir azalma ve buna karşılık 596 keV enerjili gama ışınları için ise %22'lik kayıp olmuştur. Bu iki durumdaki kriterlerin kullanılması sonucunda elde edilen gama ışın enerji histogramındaki azalmalar Şekil 7.18'de görülmektedir. Daha önce Ljungvall ve Nyberg (2005) tarafından yapılan çalışmada ise nötronların %70'i atılmış ve gama ışınlarının %30'u kaybedilmiştir (Şekil 7.3). Böylece konulan kriterlerle birlikte kaybolan gama ışınlarında bir iyileşme elde edilmiştir.

Çizelge 7.1 AGATA detektörlerinin sadece ^{74}Ge izotopundan oluşturulduğu durumda AGATA küresinin merkezinden gönderilen 1 MeV enerjili nötronlar ile 596 keV enerjili gama ışınları için *mgt* programında kapılar konulmasıyla 596 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki ve toplam spektrumdaki azalmaların yüzdesi. Kapılar için $E_1 < 40$ keV, $E_2 < 30$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < \text{FM} < 1$ değerleri alınmıştır.

Kapılar	1 MeV enerjili nötronlar			596 keV enerjili gama ışınları
	596 keV enerjili pik	Tümsek	Toplam	Pik
E_1	63	6	40	6
$\Delta\theta$	65	26	46	11
FM	55	28	44	5
E_1, FM	77	32	58	11
$E_1, E_2, \Delta\theta, \text{FM}$	92	47	69	22



Şekil 7.18 Nötron-gama ayrışımı için kullanılan yöntemlerin uygulanmasıyla ve AGATA detektörlerinin ^{74}Ge izotopundan oluşturulması ile 1 MeV enerjili nötronların gama ışın enerjisinin histogramında görülen azalma. Çizelge 7.1’de verilen kapılar kullanılmıştır (Ataç, Kaşkaş vd. 2009).

Bu kısma kadar yöntem geliştirilirken kolaylık olması amacıyla AGATA detektörlerinin yalnızca ^{74}Ge izotopundan oluşması sağlanmıştır. AGATA detektörlerinin önceki kısımda anlatıldığı gibi belli oranlarda germanyum izotoplarından oluşması sebebiyle, $^{\text{nat}}\text{Ge}$ durumu için yöntem tekrar incelenebilir. Bunun için AGATA detektör küresinin merkezinden detektöre 1 MeV enerjili gama ışınları ve enerjisi 1 ile 5 MeV arasında değişen düzgün dağılıma sahip nötronlar gönderilmiştir. Ayrıca PHD durumu göz önüne alınmıştır. Bu durumda elde edilen simülasyon sonuçları Çizelge 7.2’de verilmiştir. Nötronların, germanyumun bir izotopu olan ^{72}Ge kristali ile etkileşerek inelastik saçılma yapmasından sonra çekirdeğin $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden açığa çıkan 834 keV enerjili pike kapılar konulmuştur. Kapılar, $E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < \text{FM} < 1$ değerleri için yerleştirilmiştir E_1 , E_2 , $\Delta\theta$, FM kriterlerine aynı anda kapı konulduğunda nötronların inelastik saçılmasından kaynaklı 834 keV pikinin %39’u, bu pike ait tümseğin %76’sı ve toplam spektrumun %54’ü atılmıştır. Buna karşılık 1 MeV enerjili gama ışınlarının %14’ü kaybedilmiştir.

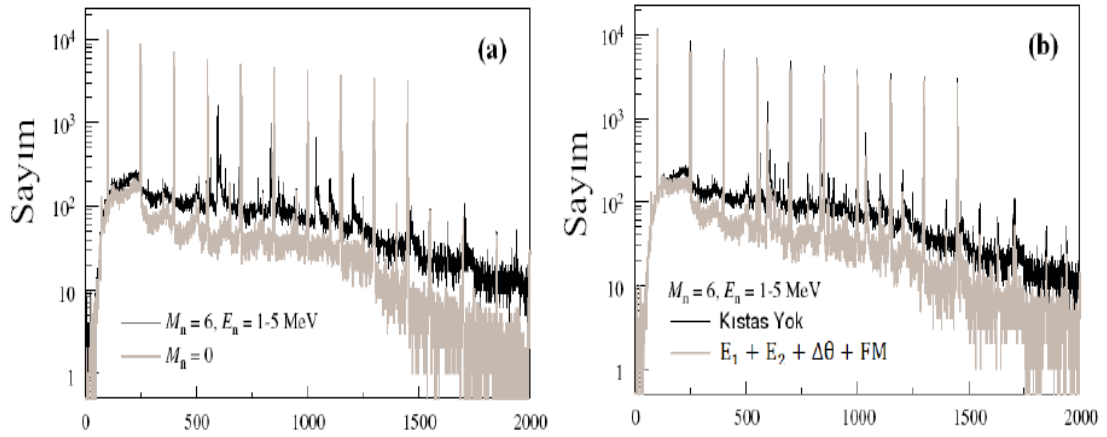
Çizelge 7.2 ^{nat}Ge ve PHD durumunda AGATA küresinin merkezinden gönderilen 1 MeV enerjili gama ışınları ile enerjisi 1 ile 5 MeV arasında değişen düzgün dağılımlı nötronlar için *mgt* programında kapılar konulmasıyla birlikte 834 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki ve toplam spektrumdaki azalmaların yüzdesi. Kapılar için $E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < FM < 1$ değerleri alınmıştır.

Kapılar	1-5 MeV enerjili nötronlar			1 MeV enerjili gama ışınları
	596 keV enerjili pik	Tümsek	Toplam	Pik
E_1	11	1	38	1
$\Delta\theta$	36	25	51	11
FM	36	23	45	4
E_1, FM	40	23	58	5
$E_1, E_2, \Delta\theta, FM$	54	39	76	14

Daha gerçekçi sonuç almak için sadece PHD'in alınması yeterli değildir. Bunun yanında katlılık (multiplicity) da dikkate alınmalıdır. Örnek olarak *heavy-ion fusion-evaporation* reaksiyonunu düşünebiliriz. Bu reaksiyondan sonra yüksek enerji ve spin durumunda bulunan çekirdek, önce bir veya birkaç nötron yayınladıktan sonra çok sayıda ardışık gama ışını yayınlayarak taban durumuna geçer. Bu şekilde arka arkaya yayınlanan gama ışınlarının sayısı, yani katlılık " M_γ ", bu deneylerde yüksektir. Bu sebeple iz sürme tekniğinin sonuçlarını etkilemektedir.

Simülasyonda ^{nat}Ge ve PHD durumunda, detektörlerin merkezindeki hedeften ardışık gama ışınları ile eş zamanlı olarak nötronların yollanmıştır. AGATA küresindeki detektör kümelerinin (*cluster*) etrafı alüminyum ile kaplanmıştır. Detektöre gönderilen gama ışınlarının enerjileri 150 keV aralıklı olacak şekilde 100 keV ile 1450 keV arasındadır ve $M_\gamma = 10^3$ 'dur. Bu durum dönen deforme bir çekirdeği tarif etmektedir. Gama ışınları ile eş zamanlı olarak enerjisi 1 ile 5 MeV arasında değişen düzgün dağılımlı nötronlar detektöre gönderilmiştir. Nötron için $M_n=6$ alınmıştır. Nötron yayımlandığı ve yayınlanmadığı durumda elde edilen gama ışın enerjisi histogramı Şekil

7. 19’da verilmiştir. Şekil incelendiğinde nötronların detektörlerle inelastik saçılma ile etkileştiği durumda kaynaktan yayımlanan gama ışınlarının enerji histogramında *background* oluşturduğu görülmektedir. Şekildeki gri renkteki histogram, detektöre sadece gama ışını gönderildiğinde gama ışın histogramı temiz bir şekilde elde edildiğini göstermektedir. Gama ışınlarıyla eş zamanlı olarak nötron gönderildiğinde ise, nötronun inelastik saçılmasından kaynaklı enerji pikleri açığa çıkar ve daha fazla *background* gözlenir.



Şekil 7.19 ^{nat}Ge ve PHD durumunda, a) katlılığı 10 ve enerjisi 150 keV aralıklı olacak şekilde 100 keV ile 1450 keV arasında gama ışınları ile nötron gönderilmediği durumda (gri) ve eş zamanlı olarak katlılığı 6 olan 1-5 MeV enerji dağılımlı nötronların AGATA detektörlerine yollanması sonucu (siyah) iz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramı. b) belirlenen kriterlerin konulduğunda ve konulmadığında iz sürme işleminden sonra elde edilen enerji histogramı

Gama ışın histogramında nötronun etkisi gama ışın piklerinin pikin-“background”a oranı (P/B) ve gama ışın piklerinin toplam fotopik verimi ile belirlenebilir. Çizelge 7.3’de gama ışın piklerinin P/B oranları ve Çizelge 7.4’de fotopik verimleri verilmiştir. Bu sonuçlar kaynaktan nötron yayımlanmadığı durum için kriterlerin uygulandığı ve uygulanmadığında verilmiştir. Nötron yayımlanması olmadığında 1 MeV enerjili gama ışınları için P/B oranı 37.5’dir. Nötron yayımlanması ($M_n=6$) olduğu durumda P/B oranı 1 MeV enerjili gama ışınları için 13.7’ye düşmüştür. Bu durumda histogramdaki “background” artmış ve piklerin gözlenebilirliği azalmıştır. için $E_1 < 40 \text{ keV}$, $E_2 < 30$

keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < FM < 1$ (kriter I) ve $E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < FM < 1$ (kriter II) olduğu kriterlerin uygulanması ile birlikte bu düşüşün etkisi azaltılarak P/B oranı iyileştirilmiştir ve bu oran 32.8 olmaktadır. Çizelge 7.3 ve Çizelge 7.4’de görülebileceği gibi kriter II’nin alınması ile gama ışın pikinin P/B oranı yaklaşık 2.4 kat iyileştirilmiştir. Kriter I ve II’nin uygulanmasıyla P/B oranında elde edilen iyileştirmeler $R_{P/B}$ ve verimlerdeki iyileştirmeler R_ϵ , gama ışının enerjisinin bir fonksiyonu olarak Şekil 7.20’de gösterildiği gibi çizdirilmiştir.

Çizelge 7.3 Katlılığı 10 olan gama ışınları ile bu gama ışınlarıyla çakışık olarak yayınlanan nötronların $M_n=0$ ve $M_n=6$ durumlarında gama ışın piklerinin P/B oranları ve kriter I ve II’nin uygulanmasıyla P/B oranında elde edilen iyileştirmeler ($R_{P/B}$)

E_γ	P/B				$R_{P/B}$	
	Kriter yok	Kriter yok	Kapı I	Kapı II	I	II
	$M_n=0$	$M_n=6$	$M_n=6$	$M_n=6$		
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	8.3	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

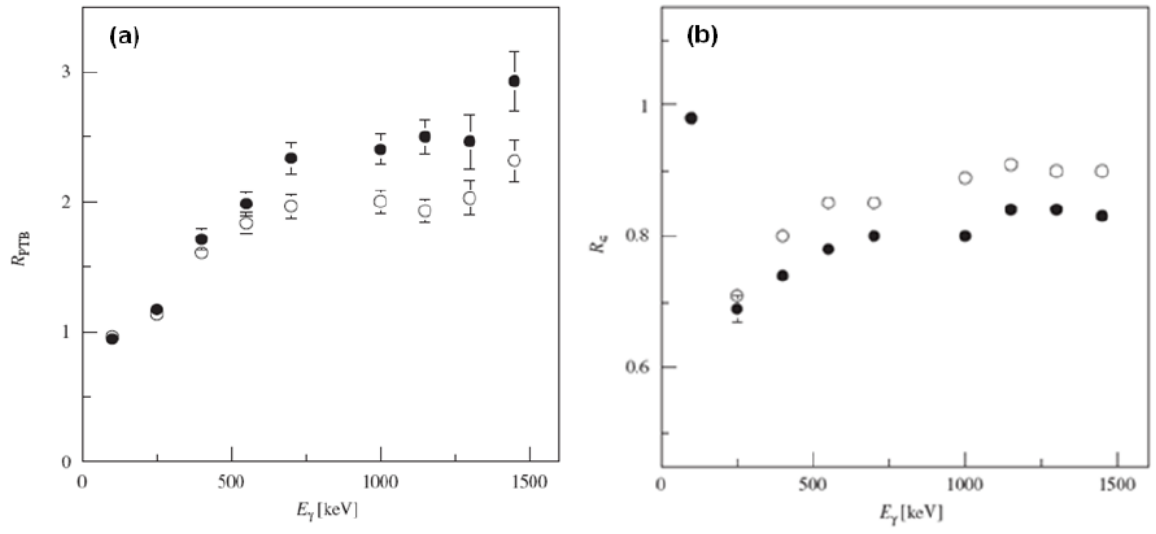
Çizelge 7.3’de verilen $M_n=0$ ve $M_n=6$ durumları için kriterlerin uygulanmadığı fotopik verimleri karşılaştırıldığında, gama ışınlarına çakışık olarak yayınlanan nötronların varlığının fotopik verimini düşürücü etkisi P/B oranlarındaki düşüş kadar fazla olmadığı görülmektedir. Nötronların olmadığı durumda 1 MeV enerjili gama ışınları için pikin verimi 0.37 iken nötronların varlığı ile bu değer 0.35’ düşmüştür. Fotopik verimideki düşüşün sebebi, nötronlar gama ışın piklerindeki sayımları azaltmayıp histogramda daha

fazla “background” oluşturmaktadır. Tüm histogramdaki sayımın herhangi bir gama ışın pikindeki sayıma göre oldukça fazla olması ise, fotopik verimindeki ihmal edilebilir düşüşün sebebini açıklar.

Kriter I’in uygulanması ile birlikte 1 MeV enerjili gama ışın pikinin fotopik verimi 1.13 (%11) oranında azaltılmıştır. Buna karşılık ^{70}Ge izotopunun $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden kaynaklı 1039 keV enerjili pikin fotopik verimi 1.57 (%36) oranında düşürülmüştür. Kriter II ile 1 MeV enerjili gama ışın pikinin fotopik verimi 1.25 (%20) oranında ve 1039 keV enerjili pikin fotopik verimi 2.02 (%51) oranında azaltılmıştır. Bu değer gama ışın piklerinin verimlerindeki düşüşe kıyasla oldukça yüksektir ve bu da istenen bir durumdur.

Çizelge 7.4 Katlılığı 10 olan gama ışınları ile bu gama ışınlarıyla çakışık olarak yayınlanan nötronların $M_n=0$ ve $M_n=6$ durumlarında gama ışın piklerinin fotopik verimleri (ε) ve kriter I ve II’nin uygulanmasıyla elde edilen verimlerdeki iyileştirmeler (R_ε)

E_γ	Fotopik verimi, ε				R_ε	
	Kriter yok	Kriter yok	Kapı I	Kapı II	I	II
	$M_n=0$	$M_n=6$	$M_n=6$	$M_n=6$		
100	0.60	0.57	0.59	0.56	0.98	0.98
250	0.52	0.49	0.39	0.34	0.71	0.69
400	0.48	0.46	0.40	0.34	0.80	0.74
550	0.44	0.41	0.38	0.32	0.85	0.78
700	0.41	0.39	0.36	0.31	0.85	0.80
850	0.38	0.36	0.35	0.29	0.89	0.81
1000	0.37	0.35	0.33	0.28	0.89	0.80
1150	0.35	0.32	0.32	0.27	0.91	0.84
1300	0.23	0.31	0.30	0.26	0.90	0.84
1450	0.31	0.30	0.29	0.25	0.90	0.83



Şekil 7.20 a) P/B oranlarındaki iyileşme oranları b) fotopik verimlerdeki düşüş oranlarının gama ışın enerjisi ile değişimleri. Açık ve kapalı halkalar sırasıyla Kriter I'in ve kriter II'nin uygulanması ile elde edilmiştir. 834 keV enerji pikinin yanındaki tümseğin analizindeki zorluktan dolayı 850 keV enerjideki data noktası grafiğe konmamıştır.

8. ^{252}Cf DENEYİ ve SONUÇLARI

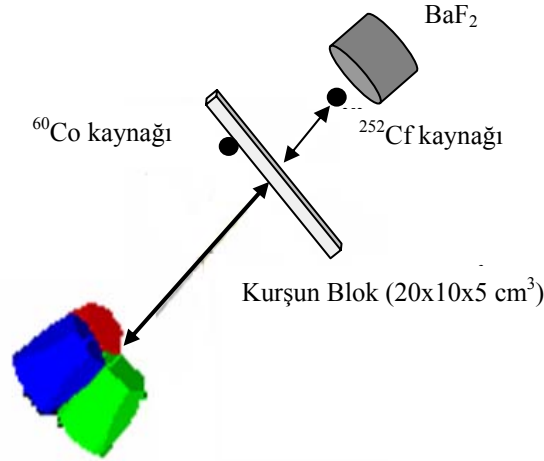
Bir önceki kısımda anlatılan iz sürme metodları ile elde edilen kriterler, aktivitesi bilinen bir nötron kaynağı kullanılarak sınanabilir. Bu amaçla kullanılacak en uygun ve en yaygın nötron kaynağı ^{252}Cf 'dur. Yarıömrü 2.65 yıldır ve kendiliğinden fisyon uğrar. Çekirdek, %96.91 oranında α bozunumu ve %3.09 oranında kendiliğinden fisyon yapar. Kendiliğinden fisyon sonucunda nötronlar açığa çıkar. Her parçalanma başına yaklaşık 4 nötron yayınlanır. Açığa çıkan nötronların enerjileri gaussyen bir dağılım göstermektedir ve ortalama enerjileri 2 MeV civarındadır. Ayrıca fisyon sonucunda açığa çıkan ürün çekirdeklerden gama ışınları da yayınlanmaktadır. Ortalama olarak fisyon başına 8 gama ışını yayınlanır. Hem nötron hemde gama ışını yayınlaması nedeniyle ^{252}Cf kaynağı iz sürme yöntemlerinin sınanması için kullanılacak uygun bir kaynaktır. Bu amaçla 2009 yılında İtalya'daki "LNL- Legnaro National Laboratories" laboratuvarında bulunan tek bir AGATA kümesi ve bir ^{252}Cf kaynağı kullanılarak deney tasarlanmıştır. Deneyin için gerekli olan simülasyonlar yapıldıktan sonra *Agata Management Board*'a sunulmuştur. Deneyin yapılması teknik komite tarafından onaylanmıştır. Deney 26 Nisan-8 Mayıs 2010 tarihleri arasında LNL'de 4 tane AGATA kümesi için gerçekleştirilmiştir. Tasarlanan deneyin simülasyonları ve deney analizleri aşağıdaki iki kısımda anlatılmıştır.

8.1 Deney Simülasyonu

Simülasyonlar tek bir AGATA *Triple cluster* (ATC) (üçlü modül) için yapılmıştır. Tasarlanan deney düzeneğine bir kurşun blok, BaF_2 detektörü ve ^{60}Co kaynağı eklenmiştir. Böylece, iz sürme metodunda elde edilen kriterler, "*time of flight*" tekniği, nötronların ve gama ışınlarının Ge detektörleri ile olan etkileşimlerden dolayı puls şekillerinde oluşabilecek farklılıklar incelenebilecektir. (Şekil 8.1).

Tasarlanan ^{252}Cf deneyi için yapılan simülasyonlarda *Geant4* + *Agata* programı kullanılmıştır. Programda, LNL'de bulunan ve aktivitesi bilinen ^{252}Cf kaynağından birim zamanda açığa çıkan nötron ve gama ışını sayıları hesaplanarak yazılmıştır. Kaynağın 06/04/2009 tarihindeki aktivitesi 109.15 kBq, kendiliğinden fisyon uğrama

olasılığı %3.09, fisyon sonucu açığa ortalama 4 nötron ve 8 gama ışını çıkar. Buna göre ^{252}Cf için saniyede yayınlanan nötron sayısı $109.15 \times 0.03 \times 4 = 13491 \text{ n/s}$ 'dir. Aynı tür hesaplamayla ^{252}Cf için saniyede yayınlanan gama ışın sayısı 26982 g/s olarak bulunur.



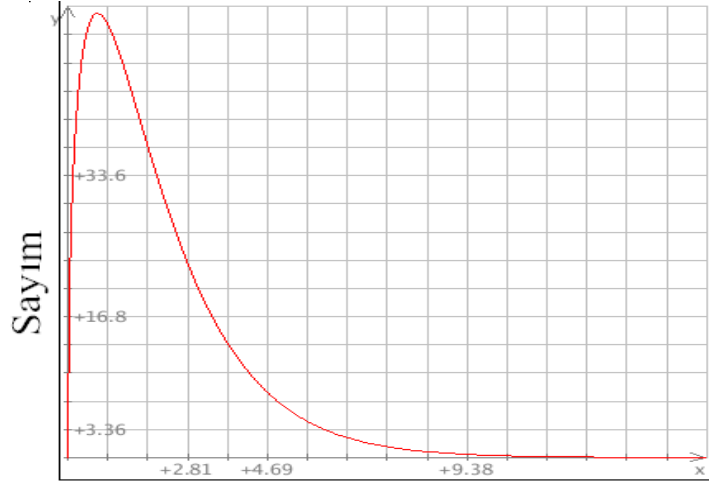
AGATA Triple cluster

Şekil 8.1 İz sürme metodu ile elde edilen kriterleri test edebilmek amacıyla tasarlanan deney için AGATA Triple cluster, BaF_2 detektörü, kurşun blok ve ^{252}Cf kaynağı ile oluşturulan deney düzeneği

Programa kaynaktan yayınlanan nötronların ve gama ışınlarının enerji dağılımları tanıtılmalıdır. ^{252}Cf kaynağından yayınlanan nötronların enerji dağılımı Denklem 8.1 ile verilen bağıntıdan elde edilmiştir. Buna göre nötronların enerji spektrumu bir gausyen dağılımdır ve Şekil 8.2'de verilmiştir (Hjalmar, Slati ve Thompson 1955). Buna karşılık gama ışınları için Denklem 8.2 ile verilen bir enerji dağılımı seçilmiştir (Verbeke, Hagmann ve Wright 2009). Olay başına açığa çıkan nötron sayısı (*neutron multiplicity*) 4 ve gama ışını sayısı (*gamma-ray multiplicity*) 8 olarak alınmıştır (Ensslin 1991).

$$N(E) = 10.87 \sqrt{0.9E} e^{-0.93E/1.29} \quad (8.1)$$

$$N(E) = \begin{cases} 38.13(E - 0.085)e^{1.648E} & E < 0.3 \text{ MeV} \\ 26.8e^{-2.30E} & 0.3 < E < 1.0 \text{ MeV} \\ 8.0e^{-1.10E} & 1.0 < E < 8.0 \text{ MeV} \end{cases} \quad (8.2)$$



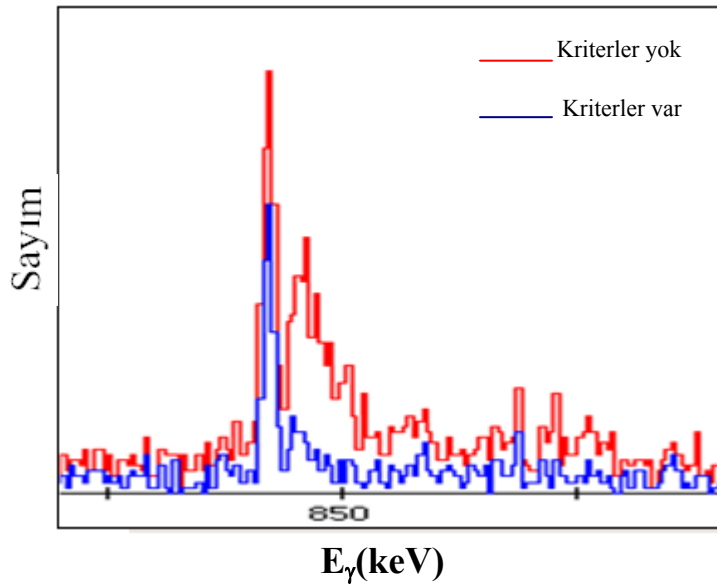
Nötron Enerjisi (MeV)

Şekil 8.2 ^{252}Cf 'un kendiliğinden fisyonu sonucunda açığa çıkan nötronun enerji spektrumu. Denklem 7.5 kullanılarak elde edilmiştir.

Deney düzeneğinde 5cm kalınlıklı kurşun bir blok kullanılmıştır (Şekil 7.19). Bu blok sayesinde, teorik olarak, ^{252}Cf kaynağından yayınlanan gama ışınlarının yaklaşık olarak %95'nin geçişi engellenmiştir. Buna karşılık nötronların da %50'si soğurulmaktadır.

Böylece *Agata* programında gerçek bir ^{252}Cf kaynağı simüle edilerek, 3 saatlik bir deney boyunca açığa çıkan nötronların ve gama ışınlarının Ge detektörleriyle etkileşmesi sağlanmıştır. Programda, ATC ile ($20 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$) kalınlıklı kurşun blok arası 60 cm ve kurşun blok ile kaynak arası mesafe 10 cm olacak şekilde ayarlanmıştır. ATC, kurşun blok ve kaynak aynı eksen üzerinde olacak biçimde yerleştirilmiştir. Simülasyon sonuçlarının deneye daha yakın olabilmesi için veriler PHD (*pulse height defect*) durumunda elde edilmiştir.

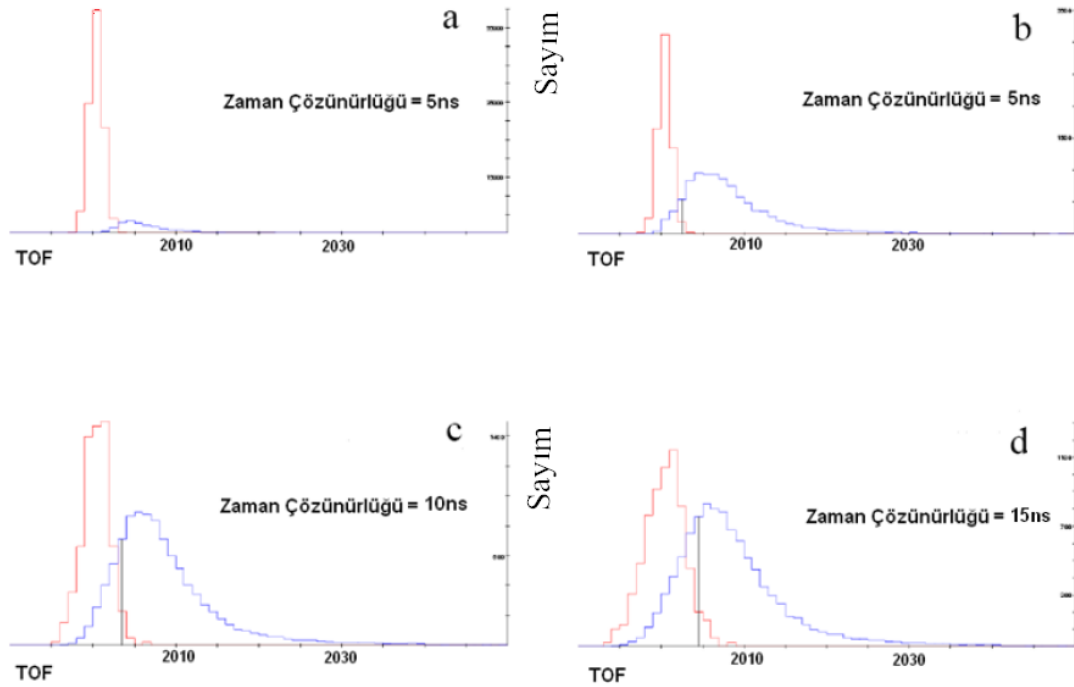
Daha önce bahsedilen iz sürme metodlarını test edebilmek için histogramda 834 keV enerjili pike bakılmıştır, Şekil 8.3. Nötron-gama ayrışımı için bulunan kriterler ($E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < FM < 1$) kullanıldığında, nötronun inelastik saçılmasından kaynaklı 834 keV enerjili pikin %39'u, 834 keV enerjili pikin yanında bulunan tümseğin %71'i, pikle yanındaki tümseğin toplamının %60'ı ve toplam histogramın %49'u atılmıştır. Buna karşılık 1 MeV enerjili gama ışınlarının %19'u kaybedilmektedir. Bu sonuçlara göre elde edilen kriterlerin böyle bir deney için de geçerli olduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 8.3 İz sürme metodundaki ($E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $\Delta\theta > 15^\circ$, $0.05 < FM < 1$) kriterlerin programa eklendiği ve eklenmediği durumda ^{252}Cf kaynağından yayınlanan nötronların 834 keV enerjili piki ve bu pikin yanındaki tümsek. Kriter eklendiğinde pikte, yanındaki tümsekte ve “background”da azalma görülmektedir.

AGATA detektörlerinin zaman çözünürlüğü (FWHM) tam olarak bilinmemektedir ancak 15 ns'den daha iyi olması beklenmektedir. Puls şeklinin analizi (PSA, *pulse shape analysis*) yardımı ile zaman çözünürlüğü daha düşük bir değere ulaşabilir. Zaman çözünürlüğündeki belirsizlikten dolayı farklı çözünürlük değerleri kullanarak TOF (*time of flight*) spektrumlarına bakılmıştır (Şekil 8.4) ve Çizelge 8.1 oluşturulmuştur. Şekil 8.4.a kurşun blok olmadığı durumda ve Şekil 8.4.b-d ise kurşun blok konulduğu durumda elde edilmiştir. Burada yine ATC ile kaynak arasındaki mesafe 70cm ve

kaynak ile kurşun blok arası mesafe 10cm olarak alınmıştır. Ayrıca kolaylık sağlanması amacıyla TOF histogramları elde edilirken nötron ve gama ışını sayıları 1 milyon olarak seçilmiştir. Buna karşılık nötron *multiplicity* 4 ve gama *multiplicity* 8 alınmıştır. Çizelge 8.1 incelendiğinde, zaman çözünürlüğü arttıkça nötronların ve gama ışınlarının TOF dağılımları birbiri üstüne binmeye başlamaktadır. Bu nedenle nötron ve gama ışın ayırımı için kullanılacak olan TOF tekniğinin başarı oranını düşürür. ATC ile kaynak arası mesafenin 70cm alınması ve zaman çözünürlüğünün 10ns veya daha düşük olması ile nötronların ayırımı için TOF tekniğinin iyi çalıştığı gözlenmiştir.



Şekil 8.4 AGATA Triple cluster'ın farklı zaman çözünürlükleri için elde edilen TOF spektrumları. AGATA Triple cluster ile ^{252}Cf kaynağı arasındaki mesafe **70 cm** olarak alındı. **a)** Pb blok olmadığı zaman çözünürlüğünün 5ns'ye eşit olması durumu **b-d)** Pb blok konulduğu zaman çözünürlüğünün 5ns, 10ns ve 15ns olduğu durum.

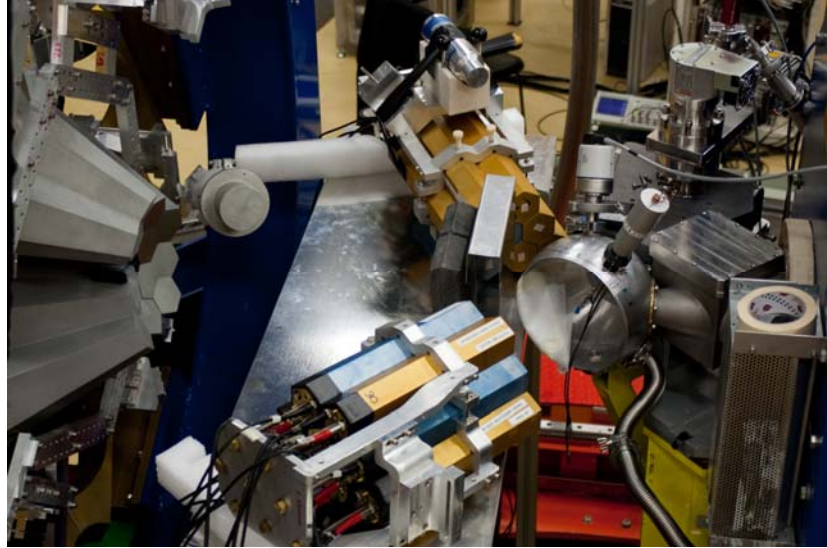
Çizelge 8.1 AGATA *Triple cluster* ile ^{252}Cf kaynağı arasındaki mesafe **70 cm** olarak alındığı durumda atılan nötronların yüzdeleri. Şekil 7.27.b-d’de gösterilen TOF kapılarının kullanılmasıyla elde edilmiştir.

Zaman Çözünürlüğü (FWHM) (ns)	TOF Kapısı (ns)	Atılan Gama Işınları (%)	Atılan Nötronlar (%)
5	10	97.7	10.0
10	18	97.5	13.5
15	25	97.0	25.0

8.2 Deney Analizi

Tasarlanan ^{252}Cf deneyi, 26 Nisan-8 Mayıs 2010 tarihleri arasında LNL’de yapılmıştır. Deneyde 4 tane *ATC*, 16 tane HELENA BaF_2 detektör, 80 kBq ^{252}Cf kaynağı, ^{60}Co kaynağı ve kurşun blok kullanılmıştır (Şekil 8.5). *ATC* ile kaynak arası mesafe 50 ve 70 cm arasında denenmiştir. Kaynağın aktivitesinin düşük olması ve 50cm uzaklıkta TOF yönteminin çalışması sebebiyle *ATC* ile kaynak arası mesafe yaklaşık 50 cm olarak ayarlanmıştır. ^{252}Cf kaynağı Helena detektörlerinden 10 cm uzağa yerleştirilmiştir. Deneyde Helena detektörleri TOF ölçümlerinde tetikleyici olarak kullanılmıştır. Tetikleme şartı olarak en az bir AGATA core sinyali ile bir Helena sinyalinin çakışması aranmıştır (Şekil 8.6). Deney sırasında tek bir AGATA detektörü için çakışıklık şartı aranmadan saniyede 200 sayım alınmıştır. Helena yani BaF_2 detektörlerinin AGATA detektörleriyle çakışıklığı arandığında saniyede 120 sayım elde edilir. Helena detektörleri ile kaynaktan yayınlanan nötronların ve gama ışınlarının uçuş süreleri ölçülmüştür. HPGe detektörlerinin core sinyallerinin düşük enerji eşiği 10 keV’e ayarlanmıştır. Deneyde 5 cm kalınlıklı kurşun blok kullanılmasıyla birlikte *ATC*’a ulaşan gama ışınlarının sayısı azaltılmıştır. Saniyede yayınlanan nötrona sayısı $80 \times 10^3 \times 0.03 \times 4 = 9600 \text{ n/s}$ olmaktadır. Deney süresince AGATA detektörlerinin core ve segment sinyallerinden, zaman, konum ve enerji bilgileri ile BaF_2 detektörlerinin enerji ve zaman parametrelerini içeren 6 TB’lık ham data elde edildi. Ham data, veri akışını sağlayan yazılım olan Narval’ın (*Nouvelle Acquisition Real Time Version 1.2*

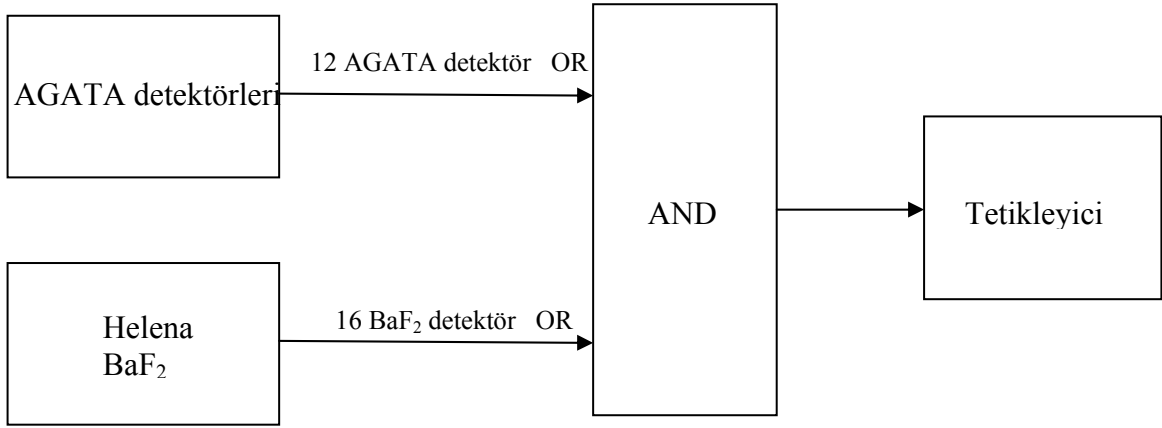
Avec Linux) *offline* olarak kullanılmasıyla yeniden düzenlenmiştir. Narval gerektiğinde *PSA*, *Event Builder*, *Tracking* ve *Ancillary* algoritmalarını kullanmaktadır. *PSA* yöntemiyle herbir segmentin sinyalleri incelenerek etkileşme noktalarının konumları belirlenir. *Tracking* algoritmaları ile etkileşme noktalarının olasılıklarına bakılarak gama ışınlarının izleri sürülür. Eğer yardımcı detektörler varsa bunlar *ancillary* algoritmalarıyla incelenir. Olaylar *event builder* tarafından düzenlenir. Eğer Narval içinde iz sürme işlemi gerçekleştirilmediyse Narval çıktıları *mgt* programında okutulabilecek şekilde *text* dosyası biçiminde toplanabilir. İz sürme işlemi *mgt* programında yapılır. Ayrıca Narval, root ve ADF (AGATA Data Format) formatlarında çıktılar verebilmektedir.



Şekil 8.5 16 HELENA detektörü ve 4 tane AGATA Triple cluster ile yapılan ^{252}Cf deney düzeneği

Deney 10 gün sürmüştür. Deneyin ilk üç günü ^{252}Cf kaynağı ile yapılmıştır. Geriye kalan günlerde, kaynağa ek olarak deneye paralel bir diğer deney gerçekleştirilmiştir. Bu diğer deneyde, 34 MeV enerjili ^7Li demeti hedefteki hidrojen gazına çarptırılarak bir ^7Be ikincil demeti oluşturulmuştur. Deney, ATC'den 9 m geride gerçekleştirilmiştir. $p(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$ n reaksiyonundan, enerjisi 0 ile 11 MeV arasında enerji dağılımına sahip nötronlar açığa çıkmıştır. Açığa çıkan nötronların saat başına akısı $6500 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{h}$ 'dir. Deney yapılırken birçok koruyucu (kalkan) kullanılması sebebiyle yayınlanan nötronlar

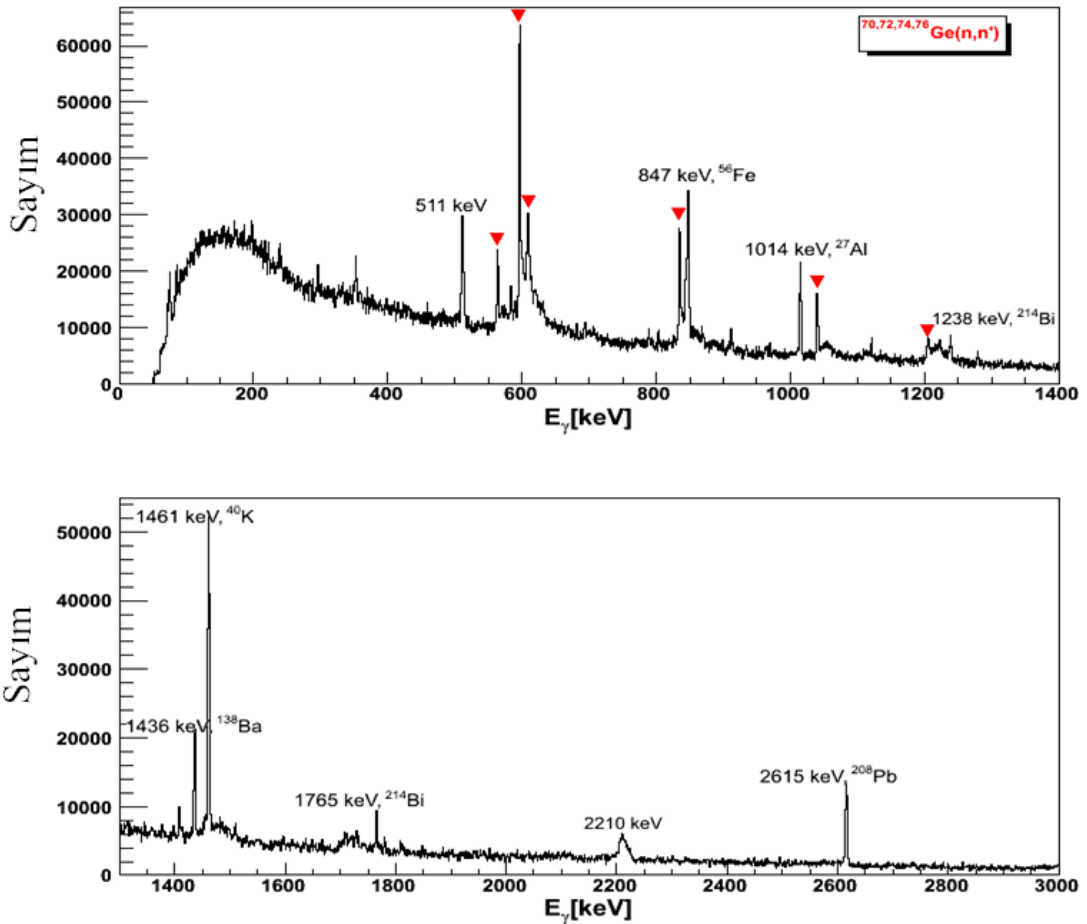
yavaşlatılmışlardır. Bu sebeple ^{252}Cf deneyinin üçüncü gününden sonra alınan verilerde, kaynaktan yayınlanan nötronlara ek olarak termal nötronlar da olacaktır. Buradan elde edilen data dosyalarının yeniden düzenlenmesi gerekmektedir. Bu sebeple, bu tez çalışmasındaki deney analizlerinde ağırlıklı olarak ^{252}Cf kaynağının olduğu veriler kullanılmıştır.



Şekil 8.6 ^{252}Cf deneyi için tetikleme şartını gösteren basitleştirilmiş elektronik şema. Deneyde tetikleme şartı olarak en az bir AGATA core sinyali ile bir Helena sinyalinin çakışması aranmıştır. Çakışan sinyaller AND (*overlap coincidence unit*) ile toplanarak tetikleyici sinyali oluşturulur.

Deney sonucunda alınan veriler mgt programı yardımıyla analiz edilmiş ve iz sürme işleminden sonra elde edilen enerji histogramı Şekil 8.7’de verilmiştir. Histogramda kırmızı ile işaretlenen pikler, nötronların farklı Ge izotoplarından inelastik saçılması sonucu açığa çıkan gama ışınlarından kaynaklanmaktadır. 563 keV piki ^{76}Ge izotopunun $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden, 596 keV piki ^{74}Ge izotopunun $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden, 608 keV piki ^{74}Ge izotopunun $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ geçişinden, 834 keV piki ^{72}Ge izotopunun $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden, 1040 keV piki ^{70}Ge izotopunun $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden ve 1204 keV piki ^{74}Ge izotopunun $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden açığa çıkan gama ışınlarıdır. 691 keV enerjide, ^{72}Ge ’un ilk uyarılmış durumu olan 0^+ ’dan taban durumuna inmesi sonucu meydana gelen iç dönüşüm görülmektedir. (<http://www.nndc.bnl.gov/>, 2011). İzotopun ilk uyarılmış durumu olan 0^+ ’dan taban durumuna inmesi yasaklı olduğu için izotop bu uyarılmış seviyede bir süre bekledikten sonra enerjisini elektrona aktararak taban durumuna iner.

Bundan dolayı bu geçiş uzun yarı ömrüdür ve yarı ömrü 444ns'dir. 511 keV piki ise tek kaçma pikidir. AGATA detektörlerinin etrafında bulunan Alüminyum kaplardan dolayı histogramda 1014 keV piki gözlenmiştir. Bu pik nötronların Alüminyum kaplarla inelastik saçılması sonucunda ^{27}Al 'un $3/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$ geçişinden açığa çıkan gama ışınlarından kaynaklanmaktadır. BaF_2 detektörlerinden dolayı 1436 keV enerjili ^{138}Ba 'un $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden kaynaklanan gama ışınları açığa çıkmaktadır. Deneyde kullanılan kurşun blok sebebiyle 2615 keV enerjide ^{208}Pb 'un $3_1^- \rightarrow 0_1^+$ geçişinden ve detektörlerin yerleştiği demir düzenekler sonucu ^{56}Fe 'in $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ geçişinden dolayı bu enerjilerde gama ışınları açığa çıkmaktadır. Ortamın radyoaktivitesinden, Uranyumun bozunumundan dolayı 1120 keV, 1238 keV ve 1765 keV enerjilerinde ^{214}Bi piki, 1461 keV enerjide ^{40}K piki gözlenmektedir.

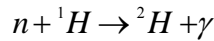


Şekil 8.7 Deneyden elde edilen verilerin kullanılarak *mgt* programında iz sürme işlemine sokulması sonucu elde edilen Enerji-Sayım histogramı

2210 keV tümseği: Şekil 8.7 incelendiğinde 2210 keV enerjide bir tümsek görülmektedir. Böyle bir tümsek $n(^1\text{H}, ^2\text{H})\gamma$ reaksiyonu yani nötron yakalaması ile açıklanabilir. Termal nötronların nötron yakalama tesir kesiti yüksektir. ^{252}Cf deneyi ile birlikte yapılan $p(^7\text{Li}, ^7\text{Be})n$ reaksiyonun gerçekleştiği deneyinden termal nötronlar yayınlanmaktadır. Termal nötronların yayınlandığı durumda, nötronlar ortamda bulunan plastiğin içindeki hidrojenle etkileşebilir. Nötron hidrojenle birleşerek döteron oluşmasına sebep olur. Bu durumda döteronun bağlanma enerjisinden dolayı açığa 2223 keV'lik enerji çıkar (Şekil 8.8). ^{252}Cf kaynağından yayınlanan yüksek enerjili, termal olmayan nötronlardan dolayı da düşük enerjide (2210 keV) tümsek görülür. Kaynaktan yayınlanan bu termal olmayan nötronlar hidrojenle etkileştiğinde açığa çıkan döteron geri tepecektir ve geri teperken gama ışını yayınlacaktır. Bu durumda Doppler etkisi görülecektir. Doppler etkisi, döteronun geri teperken yani hareket halindeyken gama ışını yayınlamasından kaynaklanmaktadır. Doppler etkisi sebebiyle gama ışın histogramlarında bulunan piklerde Doppler kayması dediğimiz pikin merkezindeki kaymalar veya Doppler genişlemesi dediğimiz pikin FWHM değerindeki artışlar meydana gelebilir. Doppler etkisi, Denklem 8.3'de verilen bağıntı ile sıvanabilir.

$$E_{\gamma} = E_{\gamma_0} \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right) \quad (8.3)$$

Burada, E_{γ} , döterondan yayınlanan gama ışınının ölçülen enerjisi, E_{γ_0} , döterondan yayınlanan gama ışınının gerçek enerjisi, v , döteronun hızı, c , ışık hızı ve θ , döteronun hareket doğrultusu ile yayınlanan gama ışınlarının doğrultusu arasındaki açıdır. Doppler kayması sebebiyle döteronun bu enerjisi 2210 keV enerjide açığa çıkmaktadır. Bunu anlamak için aşağıda verilen reaksiyona bakılabilir:



Örnek olarak gelen nötronun enerjisinin 100 keV olduğu durum incelenebilir. Reaksiyonun Q değeri Denklem 8.4 ile hesaplanabilir.

$$Q = (m_n + m_p - m_d) c^2 = T_d + T_{\gamma} - T_n \quad (8.4)$$

Buradan

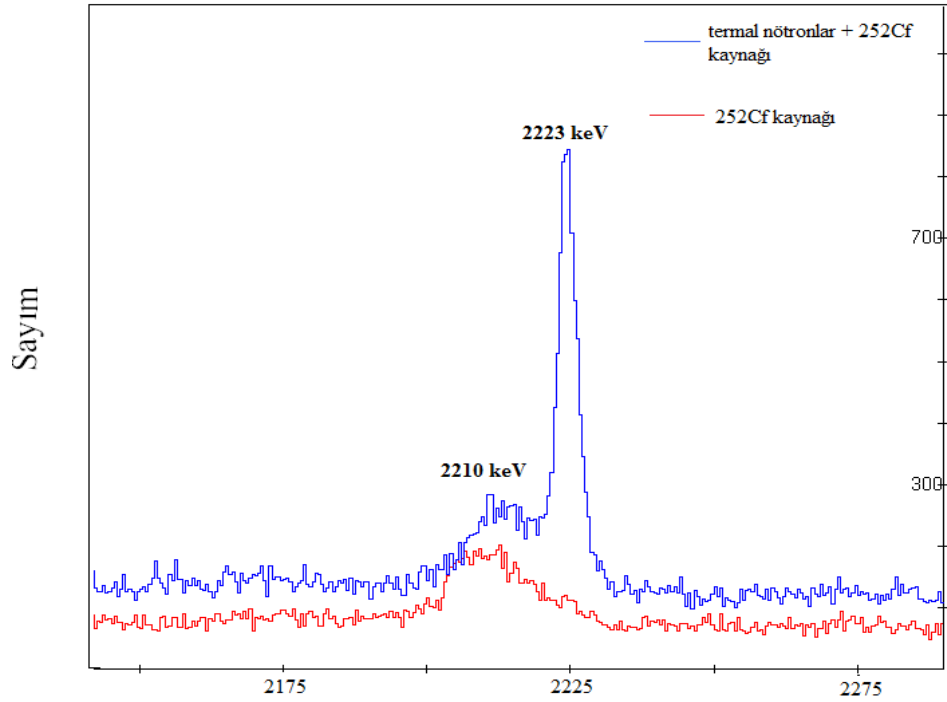
$$Q = 2223 = 2223 + T_d - 100$$

$$T_d = 100 \text{ keV}$$

$$E_d = (1/2)m_d v_d^2 \Rightarrow v_d = \sqrt{2E_d / m_d}$$

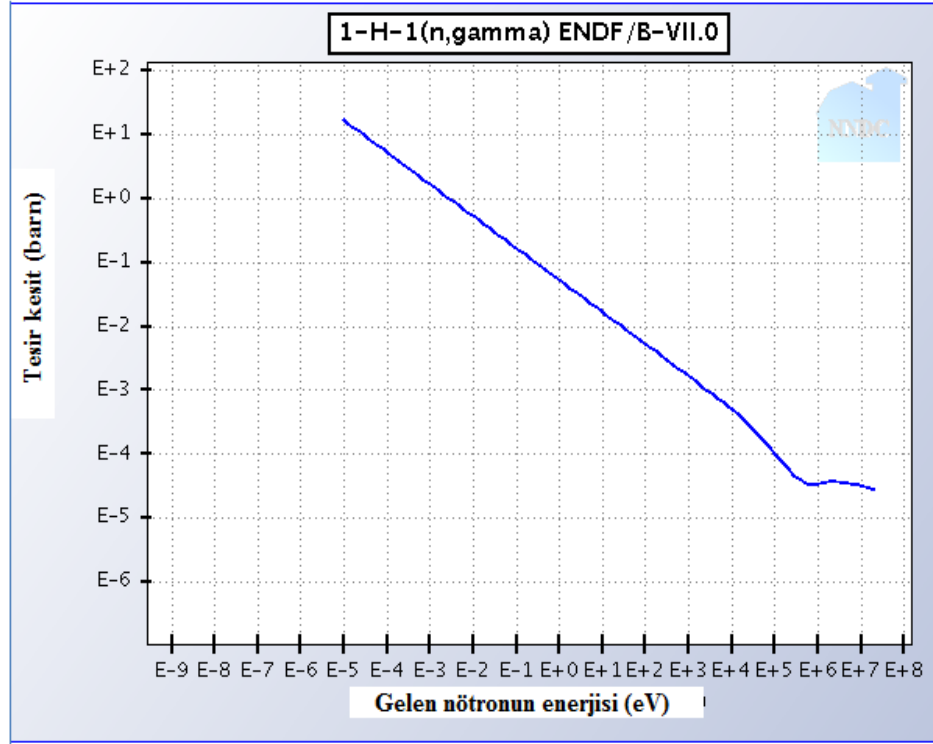
$$\frac{v_d}{c} = \sqrt{\frac{2 \times 0.1}{1876}} = 0.01$$

elde edilir. Burada θ açısının ne alınacağı önemlidir. Denklem 8.3'de $(v_d / c) = 0.01$, $E_{\gamma 0} = 2223 \text{ keV}$ ve $E_{\gamma} = 2210 \text{ keV}$ alındığında θ açısı yaklaşık 126° olmaktadır. $n(^1\text{H}, ^2\text{H})\gamma$ reaksiyonu için enerjinin ve momentumun korunumu düşünüldüğünde açığa çıkan döteronun, gelen nötronla aynı yönde hareket etmesi gerekmektedir. Bu durumda döterondan yayınlanan gama ışınlarının hareket yönünün ise döterona ters olması gereklidir.



Şekil 8.8 Doppler etkisini gösteren histogram. Mavi olan histogram $p(^7\text{Li}, ^7\text{Be})n$ reaksiyonundan yayınlanan termal nötronlar ile ^{252}Cf kaynağından yayınlanan nötronların bulunduğu data dosyasından elde edilmiştir. Kırmızı ise sadece ^{252}Cf kaynağının verilerini içeren data dosyasına aittir. Burada 2223 keV enerjide döteronun bağlanma enerjisi ve döteronun geri teperken yayınladığı gama ışını sebebiyle Doppler kayması görülmektedir.

Ancak termal olmayan nötronlar için $n(^1\text{H}, ^2\text{H})\gamma$ reaksiyonunun tesir kesiti çok düşüktür, $\sigma = 10^{-4}$ barn (Şekil 8.9). Böyle düşük bir tesir kesitle böyle belirgin bir pikin gözlenebilmesi kaynağın etrafında bulunacak plastik kaplama ile açıklanabilir. Eğer deneyde kullanılan kaynağın etrafında plastik kaplama varsa kaynaktan yayınlanan nötronlar bu plastiğin içinde bulunan hidrojenle etkileşip nötronun geliş doğrultusunda hareket eden döteron oluşmasına sebep olacaklardır. AGATA detektörlerinin hareketli olan döterondan yayınlanan gama ışınlarını ölçebilmesi için kaynaktan detektöre ters yönde yayınlanan nötronların hidrojenle etkileşmesi gerekir. Bu da bulunan θ açısını açıklamaktadır.

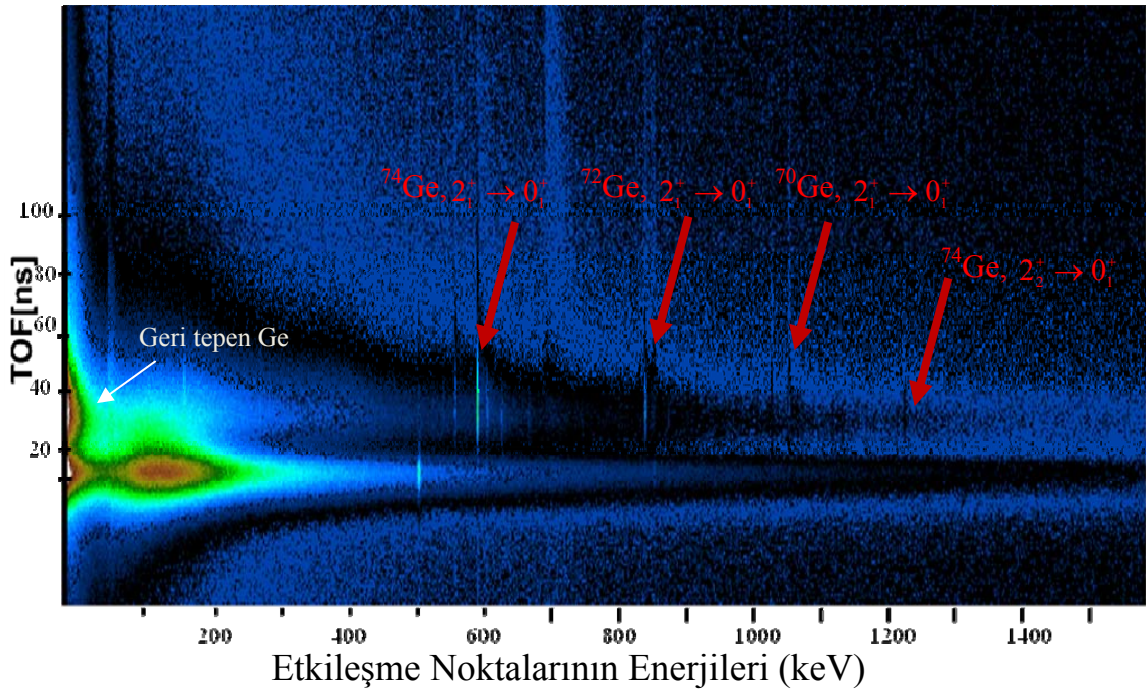


Şekil 8.9 $n(^1\text{H}, ^2\text{H})\gamma$ reaksiyonunun gelen nötron enerjisine göre tesir kesiti (<http://www.nndc.bnl.gov/>, 2011)

8.2.1 TOF yöntemi

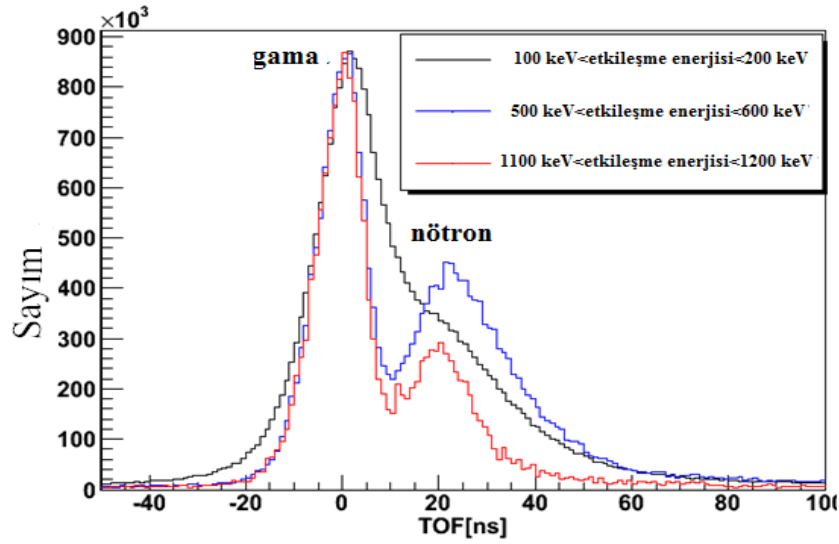
Deneyde ATC ile kaynak arası mesafe yaklaşık 50 cm olduğu için nötron gama ayırımında TOF yöntemi kullanılabilir. Bu yöntemle birlikte iz sürme metodundaki kriterler iyileştirilebilir. Şekil 8.10'da etkileşme noktalarının enerjilerinin TOF'a göre

histogramı verilmiştir. Histogramda kırmızı oklarla gösterilen pikler nötronların farklı Ge izotoplarından inelastik saçılması sonucu açığa çıkan gama ışınlarından kaynaklanmaktadır. Bu pikler TOF değerlerinin 10 ns'den büyük olduğu kısımda gözlenmektedir. Yüksek zaman, $TOF > 10$ ns, ve düşük enerji bölgesinde, $E_\gamma < 50$ keV, nötronların elastik ve inelastik saçılması sonucunda geri tepen Germanyum izotoplarının detektöre depoladıkları enerji görülmektedir. Ayrıca 691 keV geçişi büyük TOF değerli olarak histogramda görülmektedir. Gama ışınlarının ışık hızı ile hareket ettiği gözönüne alındığında kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının detektörlere ulaşma zamanları yaklaşık olarak 1.7 ns civarında olmaktadır. Bu sebeple histogramda 1.7 ns civarında keskin bir dağılım gözlenmektedir. Detektöre gelen nötronun enerjisi 2 MeV ise, nötronların detektörün ön ve arka yüzüne ulaşma süreleri sırasıyla 21 ns ve 26 ns civarındadır. Düşük enerjilerdeki zayıf sinyallerin zamanlarının belirlenmesindeki güçlükten dolayı histogramda düşük enerjilerde zaman eksenine göre dağılım daha geniştir. Zaman eksenine göre olan dağılımın genişliği, yüksek enerjilere doğru gittikçe azalmaktadır.



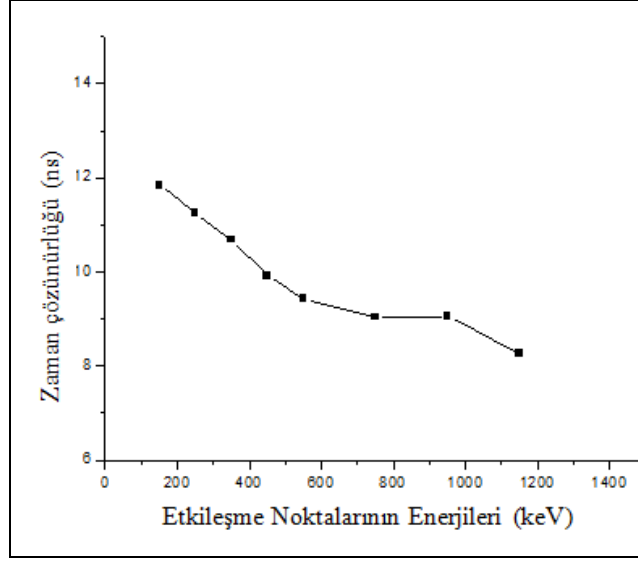
Şekil 8.10 Deneyden elde edilen verilerin kullanılmasıyla çizdirilen Etkileşme Noktalarının Enerjileri-TOF histogramı. Kırmızı oklarla nötronların inelastik saçılmasından kaynaklı pikler ve düşük enerji bölgesinde geri tepen germanyum izotoplarının detektöre depoladıkları enerji gösterilmiştir.

TOF değerleri, BaF₂ detektörleri ile AGATA detektörleri arasındaki zaman farkına bakılarak AGATA detektörlerinin hem *core* hem de *segment* sinyallerinden elde edilmiştir. Şekil 8.11’de farklı etkileşme noktalarının enerjileri için TOF histogramı verilmiştir. Histogram, piklerin tepe noktalarına göre normalize edilerek çizdirilmiştir. Etkileşme noktalarının enerjileri 100 keV ile 200 keV arasında olduğunda gama ışını ile nötron piklerinde ayırım gözlenememektedir. Nötron piki çok küçüktür. Enerji değeri arttıkça ayırım daha iyi gözükmemektedir. Ancak, enerji değeri arttıkça nötron pikinin tepe noktasında kayma gözlenmektedir.



Şekil 8.11 Deneyden elde edilen verilerin kullanılmasıyla farklı etkileşme noktalarının enerjileri için *TOF* histogramı. Piklerin tepe noktalarına göre normalize edilerek çizilmiştir. *TOF* değerleri AGATA detektörlerinin hem *core* hem de *segment* sinyallerine aittir.

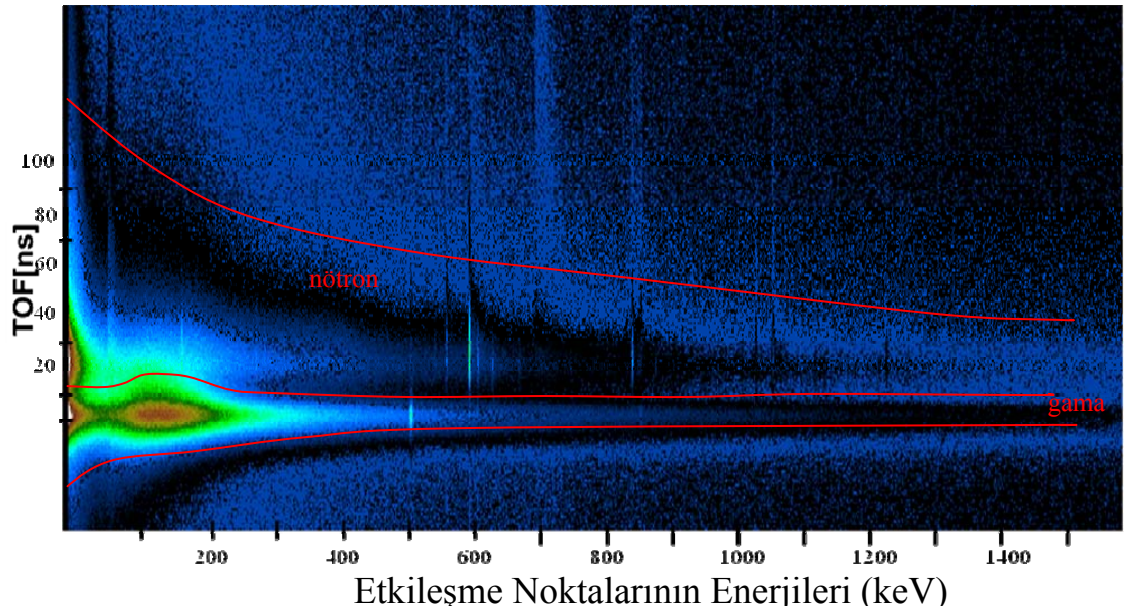
Şekil 8.12, etkileşme noktalarının enerjilerinin AGATA detektörlerinin zaman çözünürlüğüne göre grafiği verilmiştir. BaF₂ detektörlerinin zaman çözünürlüğünün çok düşük olması (<1 ns) sebebiyle, bu etki dikkate alınmamıştır. Zaman çözünürlükleri gama ışın piklerinin FWHM değerlerinden elde edilmiştir. Grafik incelendiğinde, etkileşme noktalarının enerjileri arttığında zaman çözünürlüğünün 12 ns’den 8 ns’ye kadar indiği görülmektedir.



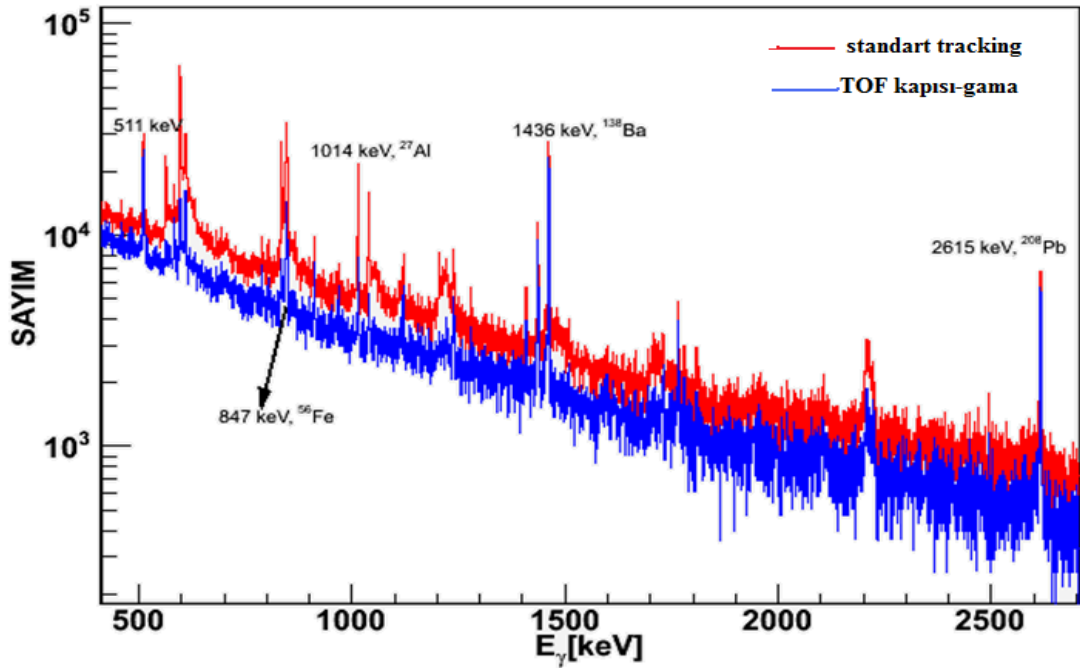
Şekil 8.12 AGATA detektörlerinin zaman çözünürlüğünün etkileşme noktalarının enerjisine göre grafiği. Zaman çözünürlükleri gama ışın piklerinin FWHM değerlerinden elde edilmiştir.

Şekil 8.10'daki histogram incelendiğinde, nötronlar ve gama ışınları ayrılabilir şekilde enerji aralığına göre *TOF* kriteri uygulanabilir. *TOF* değerlerinin 10 ns'den büyük olduğu kısımda nötronların farklı Ge izotoplarından inelastik saçılması sonucu açığa çıkan gama ışınlarından kaynaklı pikler görülmektedir. Buna göre hem *TOF* değerinin 10 ns'den büyük olduğu kısma hemde bu değerden küçük olduğu kısma kapı konularak nötronlar gama ışınlarından ayırt edilebilir (Şekil 8.13). Konulan kapıların şeklinden dolayı buna “*banana*” tipi kapı denilmektedir. Bu şekilde nötron ve gama ışınları için elde edilen Enerji-Sayım grafiği Şekil 8.14'de verilmiştir. Şekil incelendiğinde nötron ve gama ışınları için ayırımın iyi olduğu görülmüştür. 1014 keV pikinin $^{27}\text{Al}(n,n')$, 1436 keV pikinin $^{138}\text{Ba}(n,n')$, 2615 keV pikinin $^{208}\text{Pb}(n,n')$ reaksiyonlarından açığa çıktığı bilinmektedir. Ancak bu piklerin nötron veya gama ışını spektrasında görülmesi ilginçtir. Kaynaktan gelen nötronlar kurşun blokla veya BaF_2 detektörleriyle etkileştiğinde gama ışını yayınlanır. Böylece nötron kısa bir mesafe kateder ve açığa çıkan gama ışını AGATA detektörlerine gelene kadar uzun bir mesafe katetmiş olur. Bu sebeple gelen bu gama ışınları reaksiyondan yani kaynaktan açığa çıkan gama ışınları gibi *TOF* histogramında gama ışını bölgesinde görülür. Dolayısıyla

1436 keV ($^{138}\text{Ba}(n,n')$) piki ve 2615 keV ($^{208}\text{Pb}(n,n')$) piki, gama ışın spektrasında gözlenmektedir. Bu pikler, standart iz sürme ile elde edilen gama ışın enerji histogramındaki 1436 keV ve 2615 keV piklerinin sırasıyla %85 ve %82'sini oluşturmaktadır (Şekil 8.14). Elde edilen bu yüzde değerleri de düşüncemizin doğruluğunu göstermektedir. Alüminyum kaynaklı pikler ise AGATA detektörünün etrafındaki kaplardan dolayı meydana gelmektedir. Bu durumda reaksiyon detektörlerin yakınında oluştuğundan, bu pikler nötron spektrasında gözlenmektedir.



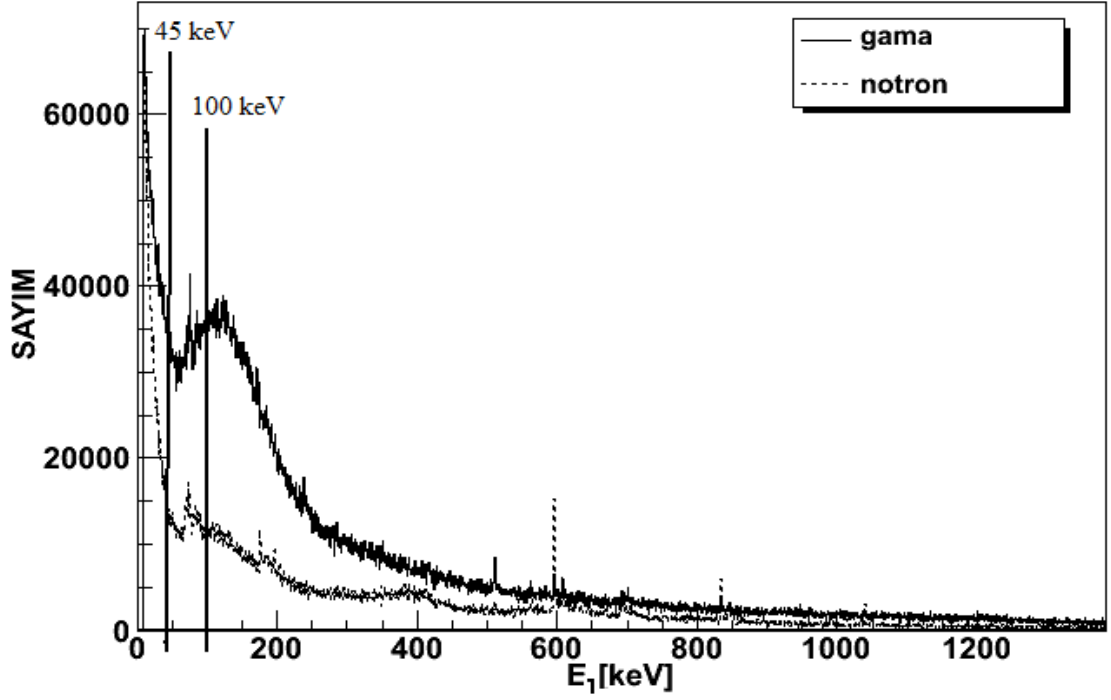
Şekil 8.13 Etkileşme noktalarının enerjilerinin *TOF*'a göre çizdirildiği histogramda “banana” tipi kapının hem nötron hemde gama ışını için uygulanması. *TOF* değerinin 10 ns'den büyük olduğu kısımda nötron kaynaklı pikler görülmektedir.



Şekil 8.14 Gama ışını için *TOF* kapısı konulduktan sonra ve mgt programında iz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın enerji histogramı. 511 keV tek kaçma piki, 1436 keV ($^{138}\text{Ba}(n,n')$) piki ve 2615 keV ($^{208}\text{Pb}(n,n')$) piki büyük oranda gama ışın spektrasında gözlenmektedir.

8.2.2 İz sürme yöntemi

İz sürme yöntemi ile birlikte Şekil 8.14’de verilen *TOF* kapılı gama ışın histogramına benzer bir sonuç elde edebilmek amaçlanmaktadır. Bu sebeple nötronlar ve gama ışınları için ayrı ayrı *efirst*, *esecond*, $\theta_E - \theta_G$ açısı farkı ve *figure of merit* histogramlarına bakılarak kriter belirlenecektir. Ancak deneyden elde edilen veriler tek başına kullanıldığında nötronlara ve gama ışınlarına ait olan bu histogramlara bakılamaz. Bu durumda *TOF* yöntemi işin içine girmektedir. *TOF* yöntemi kullanılarak nötronun ve gama ışınının ayırt edilebilmesi ile birlikte her biri için ayrı ayrı bu histogramlara bakılabilir (Şekil 8.15-Şekil 8.17). Bu histogramlar incelenerek yeni kriterler elde edilebilir.



Şekil 8.15 ^{252}Cf datasına *TOF* yöntemi uygulanarak nötronların ve gama ışınlarının ayırt edilmesi ile birlikte her birinin ilk etkileşme noktasına bıraktıkları enerjinin-*'efirst'* sayıma göre grafiği

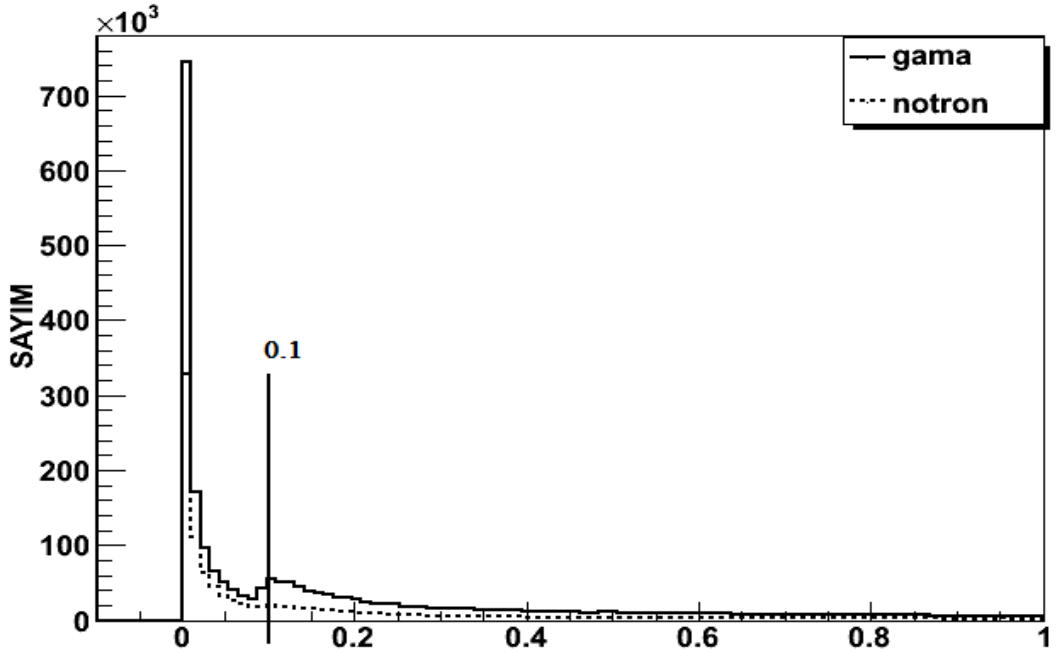
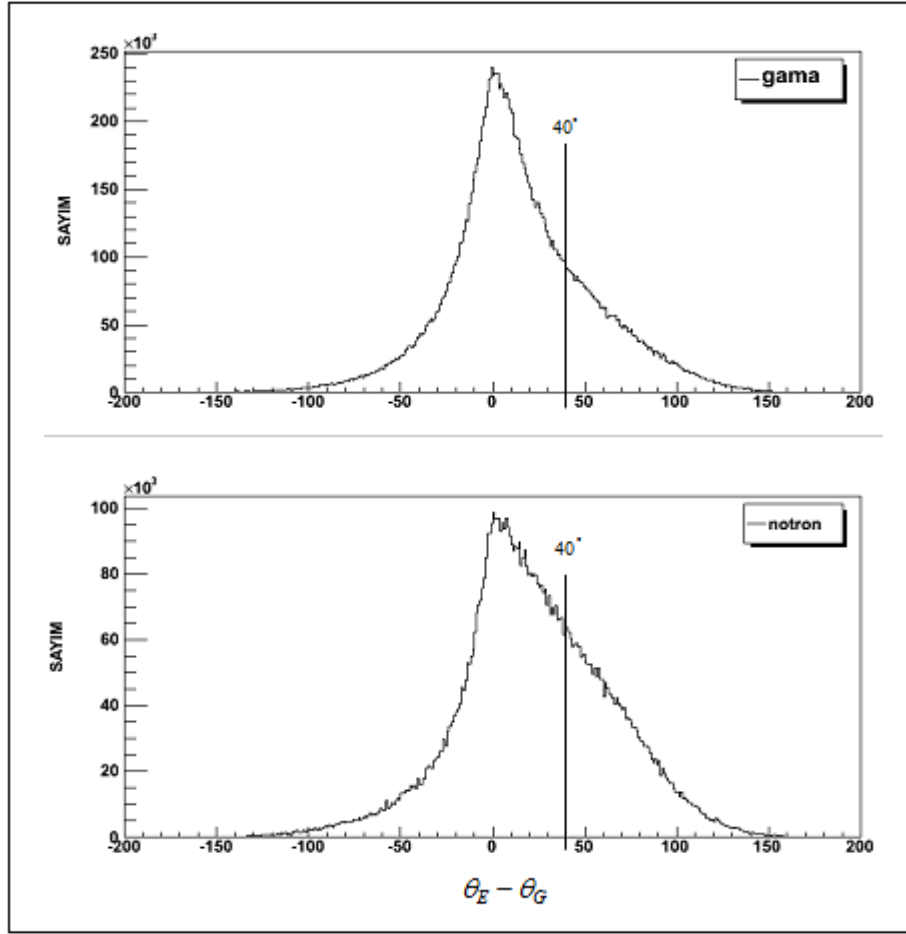


Figure of merit

Şekil 8.16 ^{252}Cf datasına *TOF* yönteminin uygulanması ile birlikte gama ışınları ve nötronlar için elde edilen "*figure of merit*" değerlerini gösteren histogram.



Şekil 8.17 ^{252}Cf datasına TOF yöntemi uygulanarak nötronların ve gama ışınlarının ayırt edilmesi ile birlikte her birinin gama ışınlarının gelme yönündeki açı farkı olan $\theta_E - \theta_G$ 'nin sayıma göre grafiği

Şekil 8.15, 8.16 ve 8.17'in incelenmesi ile yeni kriterler belirlenecektir. Bunun için bu histogramlar nötronlar ve gama ışınları için tek tek incelenerek kapı konulmaya çalışılacaktır. Bunu yaparken nötronların olabildiğince fazlası atılmaya çalışılacaktır. Buna karşılık atılan gama ışınlarının yüzdesi düşük tutulmaya çalışılacaktır. Çizelge 8.2'de seçilen kapılarla birlikte histogramların yüzde kaçının atıldığı verilmiştir. Çizelge incelendiğinde ilk etkilşme noktasına bırakılan enerji, E_1 'in 45 keV ve altında enerjiye kapı konulabileceği görülmüştür. İkinci etkileşme noktasına bırakılan enerji, E_2 'ye bakıldığında konulan kapının değişmesiyle atılan yüzdelerin çok fazla değişmediği anlaşılmıştır. Buna göre E_2 için kapı 40 keV enerjiye konulabilir. Burada baskın olan kriterler FM ve $\Delta\theta$ 'dir. FM için kapı 0.1'in altında seçildiğinde atılan yüzde fazla olmaktadır. Bu sebeple FM için kapının 0.1 veya 0.2 seçilmesi daha uygundur. $\text{FM} > 0.5$

alındığında atılan gama ışınının yüzdesi çok düşük kalmaktadır. $\theta_E - \theta_G$ kriteri için gama ışınlarının gelme yönündeki açı farkının 35° 'den büyük olduğu durumlar ele alınabilir.

Çizelge 8.2 TOF yönteminin uygulanması ile birlikte nötronların ve gama ışınlarının ayırımının yapılması ile birlikte E_1 , E_2 , $\Delta\theta$, FM kapılarının değişik değerlere yerleştirilmesi sonucu atılan nötron ve gama ışınlarının yüzdeleri.

Kapı	Atılan nötronların yüzdesi (%)	Atılan gama ışınlarının yüzdesi (%)
$E_1 < 25$ keV	2.23	1.19
$E_1 < 30$ keV	3.82	2.10
$E_1 < 35$ keV	5.24	2.92
$E_1 < 40$ keV	6.53	3.66
$E_1 < 45$ keV	7.72	4.39
$E_1 < 80$ keV	14.26	8.65
$E_1 < 100$ keV	17.02	10.77
$E_1 < 150$ keV	23.41	15.89
$E_1 < 200$ keV	30.14	20.90
$E_2 < 25$ keV	1.71	0.89
$E_2 < 30$ keV	2.94	1.54
$E_2 < 35$ keV	4.04	2.17
$E_2 < 40$ keV	5.05	2.73
FM > 0.05	49.26	39.62
FM > 0.06	43.47	38.35
FM > 0.1	40.25	33.79
FM > 0.2	27.19	25.08
FM > 0.5	12.21	13.64
$\Delta\theta > 25^\circ$	37.52	21.36
$\Delta\theta > 30^\circ$	33.21	18.06
$\Delta\theta > 35^\circ$	29.42	15.12
$\Delta\theta > 40^\circ$	25.94	12.49
$\Delta\theta > 45^\circ$	22.78	10.09

Çizelge 8.2’de verilen analizlerin ışığı altında ^{252}Cf datasına bu kapılar denenebilir. Kapılar, nötronun inelastik saçılmasından kaynaklı olan 1040 keV pikine ve bu pikin yanındaki tümseğe uygulanacaktır. Bu pikin seçilmesinin sebebi diğer 596 keV ve 834 keV pikine göre daha temiz bir pik olmasıdır. Hemen yanında bulunan tümsek bir başka enerjili pikle üst üste binmemiştir. Gama ışın histogramını nötronların AGATA detektörleriyle inelastik saçılmasından kaynaklı gama piklerinden, bu piklerin yanındaki tümseklerden ve “background”dan temizlerken, reaksiyondan yada bir radyasyon kaynağından çıkan gama ışınlarından ödün vermek istenmemektedir. Bu nedenle kullanılacak kriterlerin bu tür atılması istenmeyen gama ışınlarını nasıl etkilediği önemlidir. Bu sebeple nötron kaynaklı katkıların olabildiğince fazlası atılmaya çalışılırken kaybedilmek istenmeyen gama ışınlarının olabildiğince fazlası korunmak istenmektedir. Atılması istenmeyen gama ışınlarının yüzdelerini bulabilmek için Nisan 2010’da yapılan deneyden elde edilen ^{60}Co datasına bakılacaktır. Bu data alınırken 3 tane ATC kullanılmıştır. Kaynak ile ATC arası mesafe ise 50 cm’dir. Çizelge 8.3’de ^{252}Cf datasından elde edilen 1040 keV pikinin, yanındaki tümseğin, toplam spektrumdaki azalmaların ve ^{60}Co datasından elde edilen iki pikteki azalmaların yüzdesi verilmiştir.

Çizelge 8.3’deki veriler incelendiğinde E_1 için kapının 30 keV ve üstünün alınması, E_2 için kapısının değerinin artmasıyla değişimin fazla olmaması sebebiyle kapının 40 keV ve üstünün alınması uygun görülmüştür. Çizelge 8.2’de gösterildiği gibi $\text{FM} < 0.1$ olduğu durumlarda çok fazla nötron ve gama ışını atılması ve atılmanın baskın hale gelmesi nedeniyle FM değeri için 0.1 veya 0.2 seçilmesi, aynı nedenlerden dolayı $\theta_E - \theta_G$ açısı farkının 40° veya 45° seçilmesi uygun olacaktır. Buna göre bu kriterlerin birbirleriyle olan kombinasyonlarına bakılabilir. Bu kombinasyonlardan diğerlerine göre daha iyi sonuç verenler seçilmiş ve Çizelge 8.4 oluşturulmuştur. Çizelgede ve programda kullanılan “veya” komutunun anlamı seçilen kriterlerin herhangi birisinin sağlanması anlamına gelmektedir. Eğer “ve” komutu kullanılırsa kriterlerin ikisinin birden sağlanması gerekmektedir.

Çizelge 8.3 ^{252}Cf deneyinden ve ^{60}Co datasından elde edilen veriler için *mgt* programında kapılar konulmasıyla 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi.

Kapı	^{252}Cf kaynağından elde edilen veriler			^{60}Co kaynağından elde edilen veriler	
	1040 keV enerjili pik	1040 enerjili pik + tümsek	Toplam	1174 keV enerjili pik	1333 keV enerjili pik
$E_1 < 25$ keV	6.18	23.14	36.74	4.52	3.37
$E_1 < 30$ keV	6.26	24.05	38.66	5.18	4.13
$E_1 < 35$ keV	7.16	26.89	40.35	6.02	4.86
$E_1 < 40$ keV	7.53	27.96	41.86	6.78	5.50
$E_1 < 45$ keV	7.57	29.43	43.22	7.47	6.01
$E_1 < 80$ keV	10.37	29.96	50.80	11.68	9.80
$E_1 < 100$ keV	11.82	31.06	54.12	13.62	11.57
$E_1 < 150$ keV	15.31	35.71	60.63	17.40	14.83
$E_1 < 200$ keV	18.53	39.14	64.81	19.74	16.83
$E_2 < 30$ keV	4.37	12.66	5.85	2.99	2.92
$E_2 < 35$ keV	4.87	13.37	6.87	3.74	3.64
$E_2 < 40$ keV	5.42	13.78	7.82	4.46	4.37
$E_2 < 45$ keV	6.16	15.30	8.83	5.14	5.07
FM>0.05	23.27	24.45	51.08	11.78	10.05
FM>0.06	21.38	22.39	49.13	11.78	8.94
FM>0.1	16.94	21.18	42.33	8.13	6.43
FM>0.2	10.68	13.60	28.11	5.32	4.01
FM>0.5	5.58	6.86	12.53	1.65	2.99
$\Delta\theta > 25^\circ$	24.03	38.56	24.62	16.02	16.66
$\Delta\theta > 30^\circ$	20.23	34.29	21.78	13.86	14.49
$\Delta\theta > 35^\circ$	17.03	31.02	19.25	12.24	12.55
$\Delta\theta > 40^\circ$	14.76	28.97	16.93	10.70	10.96
$\Delta\theta > 45^\circ$	11.48	24.06	14.78	9.19	9.56

Çizelge 8.4 ^{252}Cf deneyinden ve ^{60}Co datasından elde edilen veriler için *mgt* programında kapıların değişik kombinasyonlarının konulmasıyla birlikte 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi.

Kapı	^{252}Cf kaynağından elde edilen veriler			^{60}Co kaynağından elde edilen veriler	
	1040 keV enerjili pik	1040 enerjili pik + tümsek	Toplam	1174 keV enerjili pik	1333 keV enerjili pik
$E_1 < 40$ keV veya $\text{FM} > 0.2$	14.43	30.90	48.80	10.35	8.41
$E_1 < 40$ keV veya $\text{FM} > 0.1$	20.80	36.39	52.91	12.85	10.65
$E_1 < 40$ keV veya $E_2 < 40$ keV veya $\text{FM} > 0.05$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	40.26	56.25	67.09	25.42	24.03
$E_1 < 35$ keV veya $E_2 < 35$ keV veya $\text{FM} > 0.05$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	37.85	52.36	66.11	24.47	23.09
$E_1 < 35$ keV veya $E_2 < 35$ keV veya $\text{FM} > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	32.17	50.79	62.83	21.82	20.72
$E_1 < 35$ keV veya $E_2 < 35$ keV veya $\text{FM} > 0.2$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	27.17	47.99	60.12	19.85	18.92
$E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $\text{FM} > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	31.40	48.90	61.63	20.90	19.76
$E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $\text{FM} > 0.2$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	26.35	46.27	58.80	18.83	17.95

Çizelge 8.4 ^{252}Cf deneyinden ve ^{60}Co datasından elde edilen veriler için *mgt* programında kapıların değişik kombinasyonlarının konulmasıyla birlikte 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi (devam)

Kapı	^{252}Cf kaynağından elde edilen veriler			^{60}Co kaynağından elde edilen veriler	
	1040 keV enerjili pik	1040 enerjili pik + tümsek	Toplam	1174 keV enerjili pik	1333 keV enerjili pik
$E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $\text{FM} > 0.05$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	37.05	50.43	65.07	23.56	22.20
$E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $\text{FM} > 0.2$ veya $\Delta\theta > 35^\circ$	28.58	48.12	60.20	20.34	19.09
$E_1 < 45$ keV veya $E_2 < 45$ keV veya $\text{FM} > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	34.33	54.56	65.01	23.74	22.41
$E_1 < 45$ keV veya $E_2 < 45$ keV veya $\text{FM} > 0.2$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	28.34	48.10	62.50	22.01	20.67
$E_1 < 45$ keV veya $E_2 < 45$ keV veya $\text{FM} > 0.2$ veya $\Delta\theta > 45^\circ$	27.01	46.62	61.44	21.02	19.69

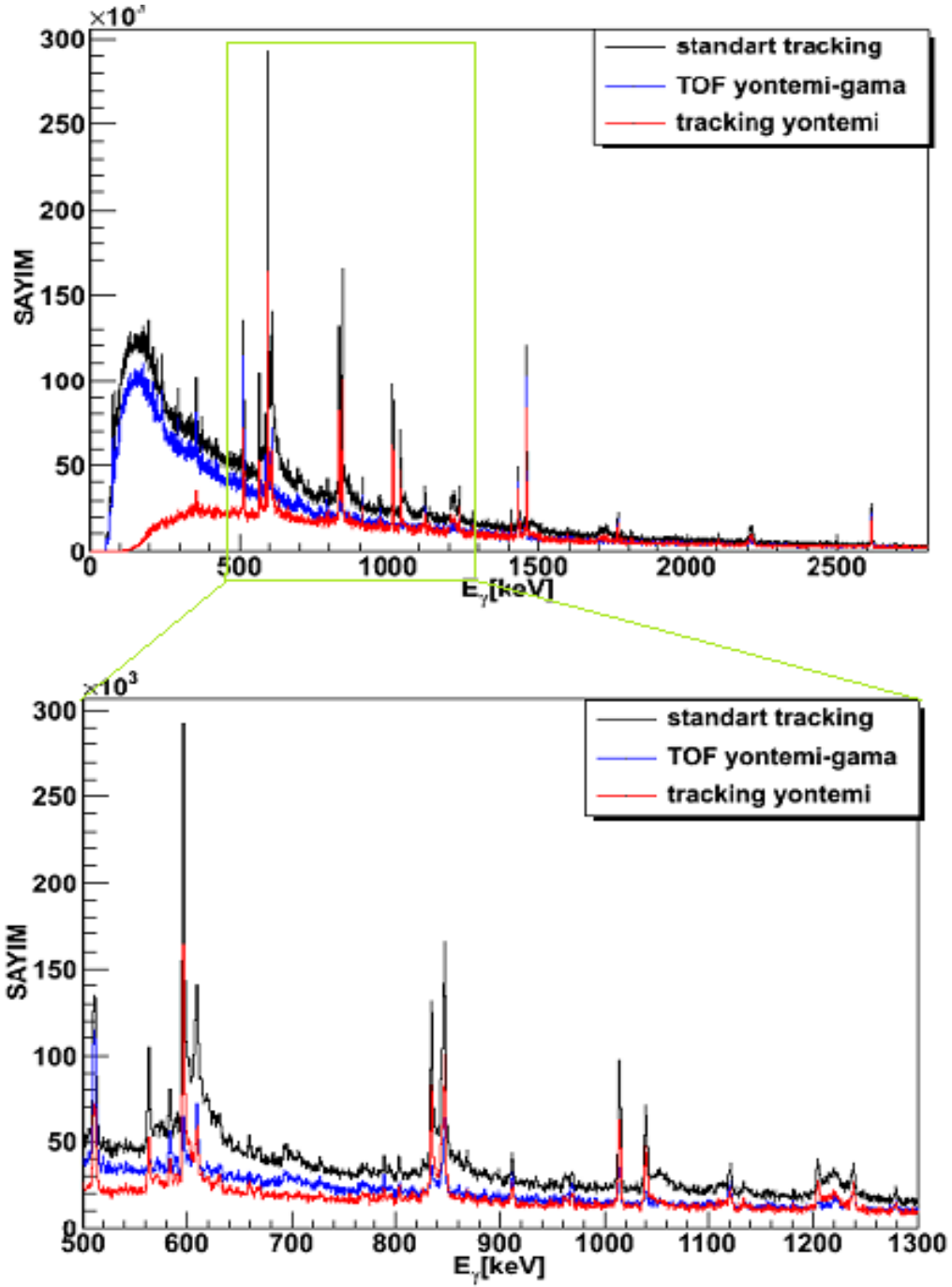
İz sürme metodunda $E_1 < 45$ keV veya $E_2 < 45$ keV veya $\text{FM} > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterleri alındığında 1040 keV pikinin %34'ü, pik ve tümseğinin toplamının %55'i ve toplam histogramın %65'i atılmaktadır. Buna karşılık atılması istenmeyen ve ^{60}Co datasından elde edilen 1174 keV pikinin %24'ü kaybedilmektedir. $E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $\text{FM} > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterleriyle birlikte kaybedilen gama ışınının yüzdesi %21'e

inmektedir. ^{252}Cf datasından elde edilen nötron kaynaklı 1040 keV pikinin %31'i, pik ve tümseğinin toplamının %49'u ve toplam histogramın %62'si atılmaktadır. $E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $\text{FM} > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterleri alındığında ^{252}Cf kaynağından yayınlanan nötronların, TOF kriterinin uygulanması ile gama ışınlarının ve standart iz sürme işleminden sonraki (kapı olmadığı durum) enerji-sayım grafiği Şekil 8.18'de verilmiştir. Şekil incelendiğinde iz sürme metodu uygulandıktan sonra *background*'un azaldığı görülmektedir. Ayrıca, iz sürme metodu ile birlikte piklerin yanında bulunan tümsekler de ciddi bir şekilde azalmaktadır.

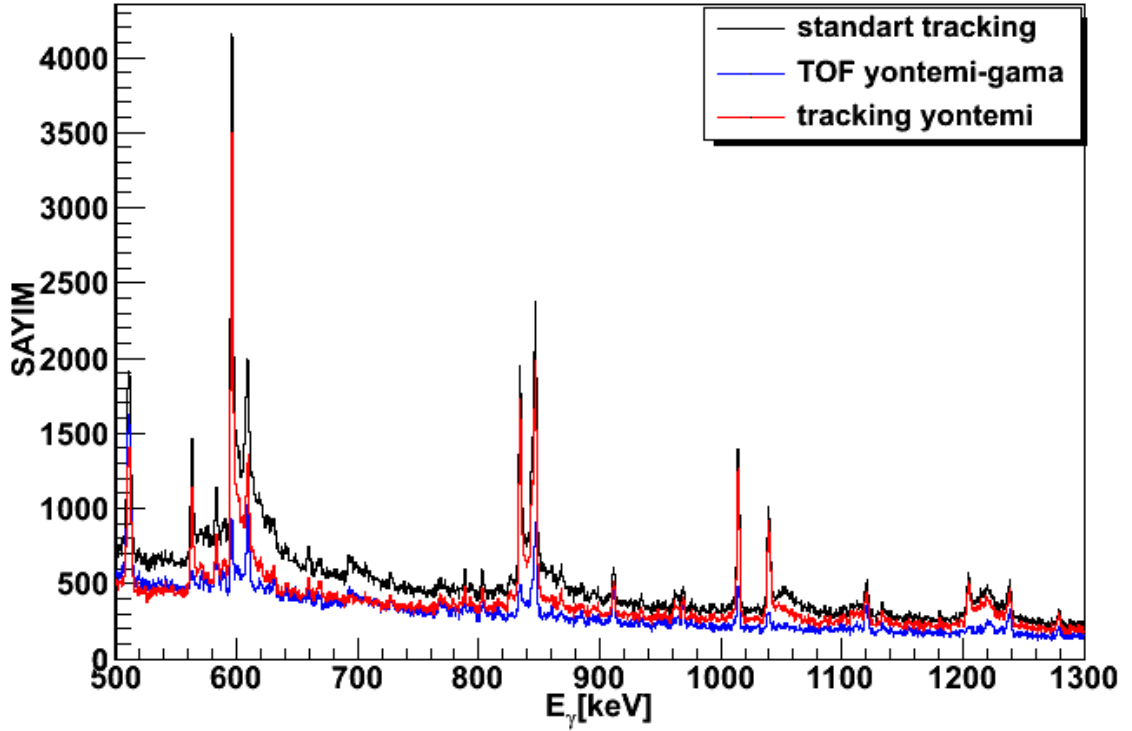
İz sürme metodunda $E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $\text{FM} > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterleri alındığında ^{252}Cf kaynağından yayınlanan nötronların 1040 keV pikinin %31'i, pik ve tümseğinin toplamının %49'u ve toplam histogramın %62'si atılmaktadır. Buna karşılık ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının ortalama %20'si kaybedilmektedir. Eşik enerjisi ise ^{252}Cf datası için 10 keV ve ^{60}Co datası için 20 keV'dir. Tasarlanan deney için yapılan simülasyona göre 1040 keV pikinin %39'u, pik ve tümseğinin toplamının %60'ı ve toplam histogramın %49'u atılmıştır. Hedeften gönderilen 1 MeV enerjili gama ışınlarının gama pikinden %19 kaybedilmiştir. Simülasyonda eşik enerjisi 5 keV alınmıştır. Verilen bu yüzdeler ve eşik enerjileri dikkate alındığında deneysel sonuçların simülasyon sonuçlarıyla uyum içerisinde olduğu anlaşılmaktadır.

Çizelge 8.4'de ve Çizelge 8.3'de verilen yüzdeler incelendiğinde ilk etkileşme noktasının enerjisi olan "*efirst*" kapısının tek başına bir alternatif olabileceği anlaşılmaktadır. Elde edilen en temiz kriter "*efirst*" yani E_1 'dir. Bu kriterle birlikte ^{60}Co için fotopik verimi düşürülebilir. $E_1 < 45$ keV alındığında 1040 keV pikinin %8'i, pik ve tümseğinin toplamının %29'u ve toplam histogramın %43'ü atılmaktadır. Buna karşılık ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının 1174 keV pikinin %7'si kaybedilmektedir. $E_1 < 100$ keV olduğu durumda ise 1040 keV pikinin %12'si, pik ve tümseğinin toplamının %31'i ve toplam histogramın %54'ü atılmaktadır. ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının 1174 keV pikinin de %14'ü kaybedilmektedir. Deneyde enerji eşiği 10 keV'dir. "*efirst*" kapısı için enerji eşiği daha önemlidir. Eğer enerji eşiği daha aşağılara çekilebilirse pik ve tümseğinin toplamı için elde edilen sonuçlar daha iyi olabilir. Enerji eşiği düşürüldüğünde gürültünün de artacağını dikkate

almak gerekir. E_1 kriterinin ($E_1 < 45$ keV) eklendiği durumda, standart iz sürme işleminden sonra ve TOF yönteminin uygulanmasından sonra elde edilen gama ışın enerjisi histogramı Şekil 8.19'da verilmiştir.

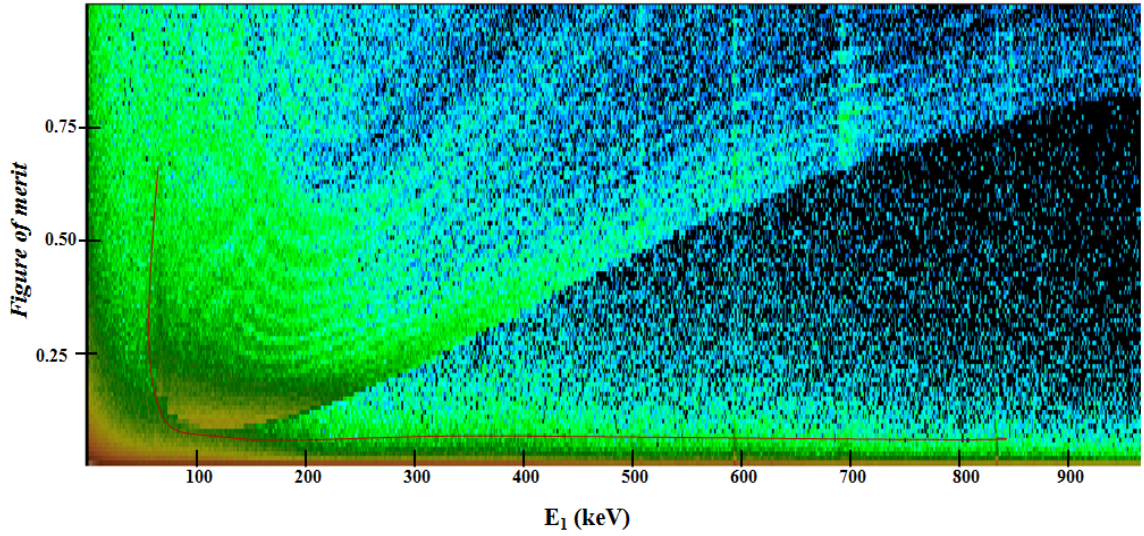


Şekil 8.18 $E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $FM > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterlerinin programa eklendikten sonra, kriter olmadığı standart iz sürme işleminden sonra ve TOF yönteminin uygulanması ile elde edilen gama ışınlarının Enerji-sayım grafiği



Şekil 8.19 $E_1 < 45$ keV kriterin programa eklendiği durumda, standart iz sürme işleminden sonra ve TOF kriterinin uygulanması ile elde edilen gama ışınlarının Enerji-sayım grafiği

Çizelge 8.4’de verilen yüzelere bakıldığında ⁶⁰Co kaynağından atılan gama ışınlarının kaybının daha az olması istenebilir. Bu amaçla iki boyutlu histogramlara bakılmıştır. Bu histogramlar incelenerek yeni kapı belirlenmeye çalışılmıştır. Şekil 8.20’de ilk etkileşme noktasına bırakılan enerjinin, “*efirst*”in “*figure of merit*”e göre histogramı verilmiştir. Histogramda $E_1 > 62$ keV ve $FM > 0.07$ olan kısım atılabilir. Bu durumda 1040 keV pikinin yaklaşık %18’i, pik ve tümseğin toplamının yaklaşık %17’si atılmaktadır. Buna karşılık ⁶⁰Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının %7’si kaybedilmektedir. Kaybedilen gama ışınının yüzdesi düşük ama atılan nötron kaynaklı gama ışınlarının yüzdesi de düşük olmaktadır. Bu durumda bu kritere $\theta_E - \theta_G$ kriteri de eklenebilir. Bu durumda elde edilen yüzde değerleri Çizelge 8.5’de verilmiştir.



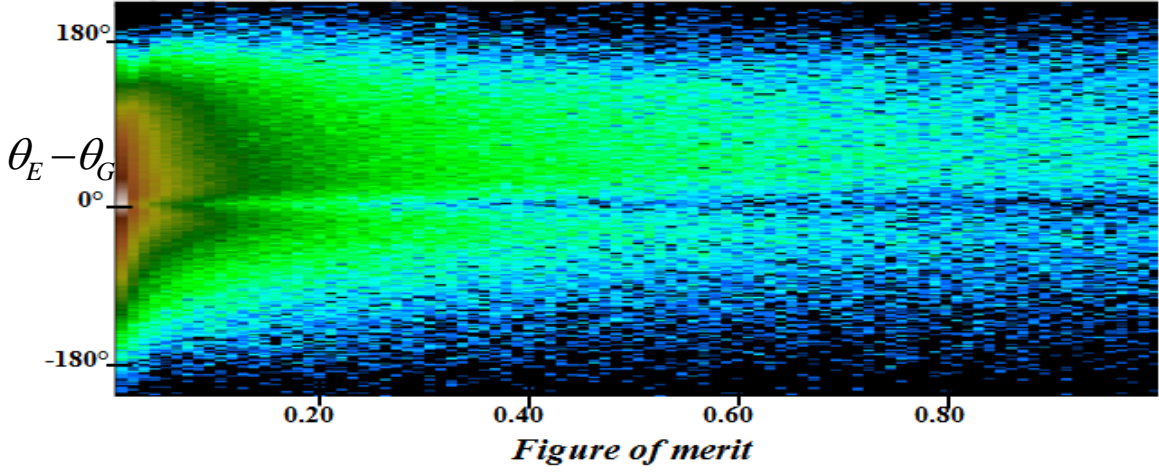
Şekil 8.20 “Figure of merit”’in “efirst”’e göre histogramı. Histogramda kırmızı çizginin üstündeki kısma kapı konularak bu kısım atılabilir.

Çizelge 8.5 ^{252}Cf deneyinden elde edilen veriler için çizdirilen iki boyutlu FM- E_1 histogramına bakılarak elde edilen $E_1 > 62$ keV ve $\text{FM} > 0.07$ kriterine $\theta_E - \theta_G$ kriterinin eklenmesiyle birlikte 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi.

Kapı	^{252}Cf kaynağından elde edilen veriler			^{60}Co kaynağından elde edilen veriler	
	1040 keV enerjili pik	1040 enerjili pik + tümsek	Toplam	1174 keV enerjili pik	1333 keV enerjili pik
$E_1 > 62$ keV ve $\text{FM} > 0.07$ veya $\Delta\theta > 35^\circ$	32.43	44.32	27.02	17.89	17.69
$E_1 > 62$ keV ve $\text{FM} > 0.07$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$	30.26	41.61	25.05	16.35	16.05

Çizelge 8.5 ile birlikte ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının kaybı %17'lere inmiştir. ^{252}Cf kaynağından yayınlanan nötronların inelastik saçılması sonucu açığa çıkan gama ışınlarından kaynaklı 1040 keV enerjili pikinin yaklaşık %32'si, pik ve tümseğin toplamının yaklaşık %44'ü atılabilir. İki boyutlu histogramlardan FM'in

$\theta_E - \theta_G$ 'ye göre olan histogramına da bakılabilir (Şekil 8.21). Histogram incelenerek seçilen kapılar ve bunlara eklenen kriterler Çizelge 8.6'da verilmiştir.

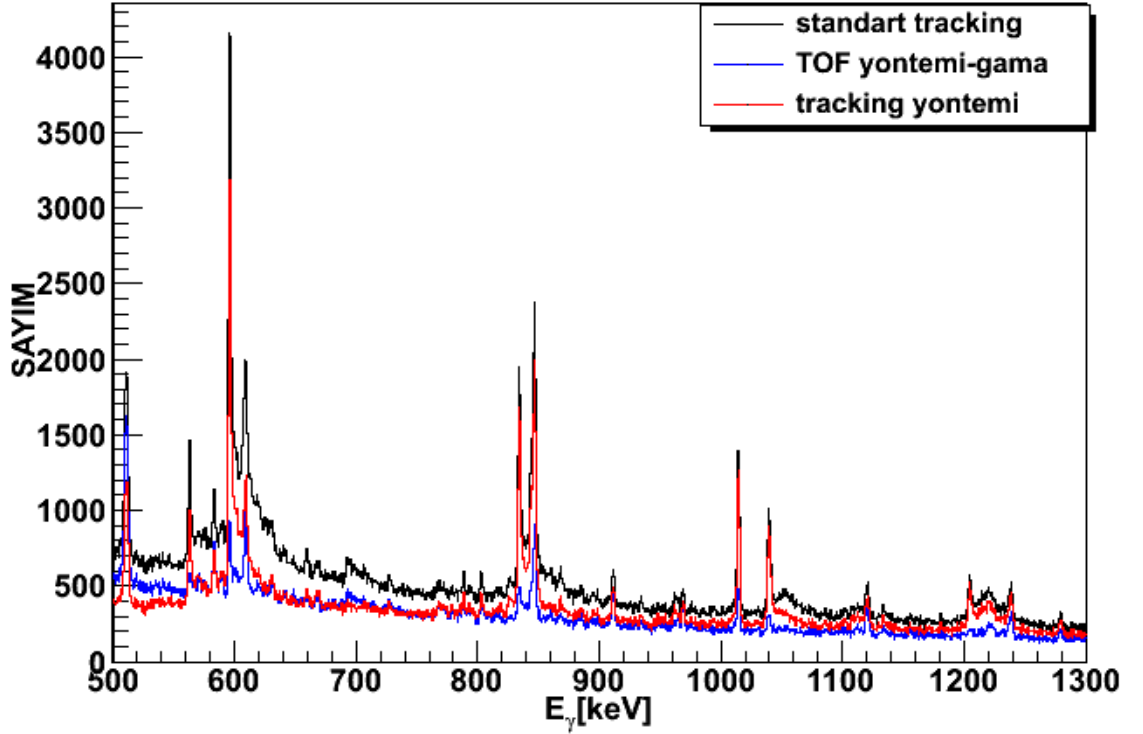


Şekil 8.21 “*Figure of merit*”in gama ışınlarının gelme yönündeki açı farkı olan $\theta_E - \theta_G$ 'ye göre histogramı. Histogram kullanılarak yeni kriter belirlenmeye çalışılacaktır.

Çizelge 8.6 ^{252}Cf deneyinden elde edilen veriler için çizdirilen iki boyutlu FM- $\Delta\theta$ histogramına bakılarak elde edilen kriterlere E_1 kriterinin eklenmesiyle birlikte 1040 keV enerjili pikte, yanındaki tümsekteki, toplam spektrumdaki ve ^{60}Co piklerindeki azalmaların yüzdesi.

Kapı	^{252}Cf kaynağından elde edilen veriler			^{60}Co kaynağından elde edilen veriler	
	1040 keV enerjili pik	1040 enerjili pik + tümsek	Toplam	1174 keV enerjili pik	1333 keV enerjili pik
FM>0.03 ve $\Delta\theta>1^\circ$	13.96	25.18	47.28	7.39	6.17
FM>0.03 ve $\Delta\theta>1^\circ$ veya $E_1<30$ keV	16.39	33.44	51.89	9.97	8.63
FM>0.03 ve $\Delta\theta>1^\circ$ veya $E_1<35$ keV	16.58	35.21	52.74	10.70	9.15
FM<0.03 ve $\Delta\theta>20^\circ$ veya $E_1<30$ keV	24.32	41.84	49.01	17.30	17.89

Çizelge 8.6 incelendiğinde $FM > 0.03$ ve $\Delta\theta > 1^\circ$ veya $E_1 < 35$ keV kriterinin konulmasıyla birlikte ^{60}Co kaynağından yayımlanan gama ışınlarının yüzdesi yaklaşık %10 olmaktadır. Buna karşılık 1040 keV pikinin yaklaşık %17'si, 1040 keV piki ve tümseğinin toplamının yaklaşık %35'i ve toplam spektrumun yaklaşık %53'ü atılmıştır. Gama ışın histogramında reaksiyondan açığa çıkan gama ışınlarının kaybedilmemesi istendiği için iki boyutlu histogram incelenerek elde edilen $FM > 0.03$ ve $\Delta\theta > 1^\circ$ veya $E_1 < 35$ keV kriterinin alınması tüm kapıların kombinasyonu ile elde edilen $E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $FM > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterlerine iyi bir alternatif olmaktadır. Bu kriter için elde edilen gama ışın histogramı Şekil 8.22'de verilmiştir. Şekilde standart tracking ve TOF yönteminin uygulanmasıyla birlikte elimizde kalan gama ışın enerji histogramı da verilmiştir.



Şekil 8.22 İki boyutlu FM- $\Delta\theta$ histogramının kullanılmasıyla elde edilen $FM > 0.03$ ve $\Delta\theta > 1^\circ$ veya $E_1 < 35$ keV kriterinin programa eklendiği durumda, standart iz sürme işleminden sonra ve ayrıca *TOF* kriterinin uygulanması ile elde edilen gama ışınlarının Enerji-sayım grafiği

9. SONUÇ ve TARTIŞMA

İleri iz sürme tekniği kullanılarak, nötronların detektörlerle etkileştiğinde germanyum çekirdeği ile yaptığı inelastik saçılmadan kaynaklanan gama ışınları ile reaksiyon sonucu açığa çıkan gama ışınları ayırt edilmek istenmektedir. Nötronlarla gama ışınlarını ayırt etmek için kullanılan en bilindik yöntemlerden birisi *TOF* metodudur. Bu metod, ayırımı en iyi şekilde yapabilen bir yöntemdir. Ancak, AGATA detektörleri tamamlandığı zaman kaynak ile detektörler arası mesafe 23.5 cm olacaktır. Mesafenin az olması ve AGATA detektörlerinin zaman çözünürlüklerinin yüksek olması sebebiyle *TOF* metodu kullanılamayacaktır. Bu sebeple tez çalışmasında *TOF* yöntemine alternatif olarak iz sürme tekniğine dayalı yeni bir yöntem geliştirilmiştir. Bu yöntem ile nötronlarla gama ışınlarının ayrışımını sağlayan kriterler belirlenmiştir. İlk olarak bu kriterler simülasyona dayalı olarak elde edilmiştir. AGATA detektörlerinde yüksek oranda ^{74}Ge izotopunun bulunması nedeniyle, bu çekirdeğin taban durumuna geçerken yayınladığı 595.9 keV enerjili gama ışın pikinin diğer piklere göre daha şiddetli olduğu görülmüştür. Bu nedenle, *GEANT4+Agata* programında gerekli değişiklikler yapılarak detektörlerin yalnızca ^{74}Ge izotopundan oluşması sağlanmıştır. Detektörlere 1 MeV enerjili nötronlar ve 596 keV enerjili gama ışınları gönderilmiştir ve bunların ilk etkileşme noktalarına bıraktıkları enerjilere *efirst*, ikinci etkileşme noktasına bıraktıkları enerjilere *esecond*, gama ışınlarının gelme yönündeki açı farklarına $\theta_E - \theta_G$ ve *tracking* algoritmasındaki *figure of merit* değerlerine bakılmıştır. Bu histogramlar incelenerek nötron için kapı belirlenmeye çalışılmıştır. Kapı konulurken, nötron kaynaklı piklerin, bu piklerin yaynında bulunan tümseklerin olabildiğince fazlasını atmaya ve kaybetmek istemediğimiz gama ışınlarının piklerinin de olabildiğince fazlasını korunmaya çalışılmıştır. “*efirst*”, “*esecond*”, $\theta_E - \theta_G$ açı farkı ve “*figure of merit*” için elde edilen $E_1 < 40$ keV, $E_2 < 30$ keV, $FM > 0.05$, $\Delta\theta > 15^\circ$ kriterinin *mgt* programında kullanılmasıyla birlikte Çizelge 7.1’de verilen sonuçlar elde edilmiştir. 1 MeV enerjili nötronların 596 keV enerjili pikin %92’si, pikin yanındaki nötron kaynaklı tümseğin %47’si ve toplam spektrumun da %66’sı atılmıştır. Buna karşılık kaybedilmek istenmeyen 596 keV enerjili gama ışınlarının pikinde %22’lik bir kayıp olmuştur. Bu ise, Ljungvall ve Nyberg (2005) tarafından yapılan ve sadece gama ışınlarının gelme yönündeki açıların

kosinüslerinin farkına baktığı $(\cos \theta_E - \cos \theta_G)$ kritere göre daha iyi bir sonuçtur. Atılması istenmeyen gama ışınlarının yüzdesi düşmüştür.

Bu kriterler AGATA detektörlerinin belli oranlarda germanyum izotoplarından oluştuğu (^{nat}Ge), PHD etkisinin hesaba katıldığı ve detektörlere gönderilen nötronların enerjilerinin 1 MeV ile 5 MeV arasında, gama ışınlarının enerjisinin 1 MeV olduğu durumda da incelenmiştir. Buna göre $E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $FM > 0.05$, $\Delta\theta > 15^\circ$ kriteri alınmasıyla nötronların 834 keV enerjili pikin %54'ü, pikin yanındaki nötron kaynaklı tümseğin %39'u ve toplam spektrumun da %76'sı atılmıştır. Buna karşılık kaybedilmek istenmeyen 1 MeV enerjili gama ışınlarının pikinde %14'lük bir kayıp olmuştur.

Simülasyona dayalı geliştirilen iz sürme yönteminde daha gerçekçi bir sonuç elde edebilmek için çok sayıda ardışık gama ışını yayınının olduğu durum incelenmiştir. Yine PHD, ^{nat}Ge , $1 \text{ MeV} < E_n < 5 \text{ MeV}$ alınmıştır. Detektöre gönderilen gama ışınlarının enerjisi 100 keV'den 1450 keV'ye kadar 150 keV aralıklı olacak şekilde ve yayınlanan ardışık gama ışını sayısı yani gama ışınının katlılığı 10 olarak seçilmiştir. Gama geçişlerinin bu dizilimi ile dönen deforme çekirdek tarif edilmiştir. Bu durumda iz sürme işleminden sonra elde edilen gama ışın histogramında, nötronların AGATA detektörlerinden inelastik saçılmaları sonucu açığa çıkan gama ışınlarının bir "background" oluşturduğu görülmüştür. Ayrıca $E_1 < 20$ keV, $FM > 0.05$ ve $E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $FM > 0.05$, $\Delta\theta > 15^\circ$ kriterlerinin uygulanması sonucu pikin "background" a oranı olan P/B değerleri ile fotopik verimlerinde iyileşme gözlenmiştir. 1 MeV'lik gama ışın pikinin P/B oranı 2.0 ile 2.4 kat arasında iyileştirilmiştir. Buna karşılık fotopik verimi 1.13 (%12) ile 1.25(%20) arasında düşmüştür.

Simülasyona dayalı iz sürme yönteminden elde edilen kriterler bir nötron-gama kaynağı olan ^{252}Cf kullanılarak da sınanabilir. Böylece kriterlerin ne kadar iyi çalıştığı kontrol edilebilir. Bu sebeple, şu an LNL'de bulunan ^{252}Cf kaynağı ve AGATA *Triple cluster*, BaF₂ detektörü, kurşun blok kullanılarak bir deney tasarlanmıştır. Tasarlanan deneyin öncelikle *Geant4+Agata* ve *mgt* programlarının yardımıyla simülasyonu yapılmıştır. Simülasyondan elde edilen verilerin gerçek deneye uygun olabilmesi için LNL'de bulunan ^{252}Cf kaynağının aktivitesi hesaplanarak *Geant4+Agata* programına

tanıtılmıştır. Kaynaktan yayınlanan nötronların ve gama ışınlarının enerji dağılımları ile *multiplicity*'leri de programa eklenmiştir. Ayrıca, simülasyon sonuçlarının deneye yakın olabilmesi için veriler *Pulse Height Defect* hesaba katılarak elde edilmiştir. Simülasyonda *ATC* ile kaynak arası mesafe 70 cm olarak seçilmiştir. Kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının sayısını azaltabilmek için deneye 5 cm kalınlıklı bir kurşun blok eklenmiştir. Bu blok ile kaynak arasındaki mesafenin 10 cm olarak alınması uygun görülmüştür. Bu şartlarda elde edilen veriler *mgt* programına aktarılmıştır. Aktarılan verilerin iz sürme işlemine sokulmasından sonra $E_1 < 20$ keV, $E_2 < 15$ keV, $FM > 0.05$, $\Delta\theta > 15^\circ$ kriterleri için enerji-sayım grafiği bulunmuştur. Bu grafikte 834 keV enerjili pik ve yanındaki tümsek incelendiğinde, 834 keV enerjili pikin %39'u, pikle tümseğin toplamının %60'ı ve toplam histogramın %49'u atılmıştır. Buna karşılık 1 MeV enerjili gama ışın pikinin %19'u kaybedilmiştir. Böylece, gerçek bir deney için de kriterlerin kullanılabilmesi anlaşılmıştır.

Tasarlanan deney 26 Nisan-8 Mayıs 2010 tarihleri arasında LNL'de yapılmıştır. Deneyde 4 tane *ATC*, 12 tane BaF_2 , ^{252}Cf kaynağı, ^{60}Co kaynağı ve kurşun blok kullanılmıştır. Deneyde *ATC* ile kaynak arası mesafe yaklaşık olarak 50 cm olarak ayarlanmıştır. Deneyden elde edilen data dosyaları *mgt* programında okutulabilecek şekilde ayarlanmıştır. *Mgt* programında veriler iz sürme işlemine sokulmuştur. ^{252}Cf kaynağından elde edilen verilerde nötronların inelastik saçılmasından kaynaklı gama ışınları ve kaynaktan yayınlanan gama ışınlarının birlikte olmasından dolayı, bu verilerle tek başına kriter belirlemek zor olmaktadır. Bu sebeple, analiz yaparken öncelikle *TOF* metoduyla nötronların ve gama ışınlarının ayırt edilmesi sağlanmıştır. *AGATA* detektörleriyle kaynak arası mesafe 50 cm olduğunda bile *TOF* metodunun mükemmel sonuçlar verdiği görülmüştür. *TOF* yöntemi ile nötronlarla gama ışınlarının ayrımı yapıldıktan sonra “*efirst*”, “*esecond*”, $\theta_E - \theta_G$ açı farkı ve “*figure of merit*”in histogramlarına bakılarak kapıların nereye konulabileceğine bakılmıştır (Çizelge 8.2). Daha sonra iz sürme yöntemine geçilmiştir. ^{252}Cf datası kullanılarak nötron kaynaklı 1040 keV piki ve bunun yanındaki tümseğe bakılmıştır. Konulan kriterlerle birlikte pikteki ve tümseki azalmalara bakılmıştır. Atılmasının istenmediği gama ışınları için pikte meydana gelecek azalma ^{60}Co datasıyla incelenmiştir. Kapıların kombinasyonları düşünülerek elde edilen kriterlere bakıldığında iki farklı kombinasyon incelenebilir.

$E_1 < 45$ keV veya $E_2 < 45$ keV veya $FM > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterleri alındığında 1040 keV pikinin %34'ü, pik ve tümseğinin toplamının %55'i ve toplam histogramın %65'i atılmaktadır. Buna karşılık atılması istenmeyen ve ^{60}Co datasından elde edilen 1174 keV pikinin %24'ü kaybedilmektedir. $E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $FM > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterleriyle birlikte kaybedilen gama ışınının yüzdesi %21'e inmektedir. ^{252}Cf datasından elde edilen nötron kaynaklı 1040 keV pikinin %31'i, pik ve tümseğinin toplamının %49'u ve toplam histogramın %62'si atılmaktadır. Verilen bu kriterler için gama ışın histogramına bakıldığında *background*'un azaldığı görülmektedir. Ayrıca, iz sürme metodu ile birlikte piklerin yanında bulunan tümsekler de ciddi bir şekilde azalmaktadır.

Kapıların kombinasyonları düşünülerek elde edilen kriterlere bakıldığında “*efirst*” kapısının tek başına bir alternatif olabileceği anlaşılmaktadır. Elde edilen en temiz kriter “*efirst*” yani E_1 'dir. Bu kriterle birlikte ^{60}Co için fotopik verimi düşürülebilir. $E_1 < 45$ keV alındığında 1040 keV pikinin %8'i, pik ve tümseğinin toplamının %29'u ve toplam histogramın %43'ü atılmaktadır. Buna karşılık ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının 1174 keV pikinin %7'si kaybedilmektedir. $E_1 < 100$ keV olduğu durumda ise 1040 keV pikinin %12'si, pik ve tümseğinin toplamının %31'i ve toplam histogramın %54'ü atılmaktadır. ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının 1174 keV pikinin de %14'ü kaybedilmektedir. Deneyde enerji eşiği 10 keV'dir. “*efirst*” kapısı için enerji eşiği daha önemlidir. Enerji eşiği düşürüldüğünde gürültünün artacağını dikkate almak gerekir. Eğer gürültüyü artırmadan enerji eşiği daha aşağılara çekilebilirse pik ve tümseğinin toplamı için elde edilen sonuçlar daha iyi olabilir.

^{60}Co kaynağından atılan gama ışınlarının kaybının daha az olması istenebilir. Bu amaçla iki boyutlu histogramlara bakılmıştır. Bu histogramlar incelenerek yeni kapılar belirlenmeye çalışılmıştır. “*efirst*”'in “*figure of merit*”e göre histogramına bakıldığında $E_1 > 62$ keV ve $FM > 0.07$ olan kısmın atılabileceği düşünülmüştür. Bu durumda 1040 keV pikinin yaklaşık %18'i, pik ve tümseğinin toplamının yaklaşık %17'si atılmaktadır. Buna karşılık ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının %7'si kaybedilmektedir. Kaybedilen gama ışınının yüzdesi düşük ama atılan nötron kaynaklı gama ışınlarının yüzdesi de düşük olmaktadır. Bu durumda bu kriter $\theta_E - \theta_G$ kriteri de eklenebilir. Bu

durumda $E_1 > 62$ keV ve $FM > 0.07$ veya $\Delta\theta > 35^\circ$ kriteri için 1040 keV pikinin yaklaşık %32'si, pik ve tümseğin toplamının yaklaşık %44'ü ve toplam histogramın %27'si atılmaktadır. Buna karşılık ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının %17'si kaybedilmektedir. Bu sonuçlar kapıların kombinasyonu düşünülerek elde edilen yüzdelerden daha iyi değildir.

İki boyutlu histogramlardan FM'in $\theta_E - \theta_G$ 'ye göre olan histogramına da bakılabilir. $FM > 0.03$ ve $\Delta\theta > 1^\circ$ veya $E_1 < 35$ keV kriterinin konulmasıyla birlikte ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının yüzdesi yaklaşık %10 olmaktadır. Buna karşılık 1040 keV pikinin yaklaşık %17'si, 1040 keV piki ve tümseğinin toplamının yaklaşık %35'i ve toplam spektrumun yaklaşık %53'ü atılmıştır. Gama ışın histogramında reaksiyondan açığa çıkan gama ışınlarının kaybedilmemesi istendiği için iki boyutlu histogram incelenerek elde edilen $FM > 0.03$ ve $\Delta\theta > 1^\circ$ veya $E_1 < 35$ keV kriterinin alınması tüm kapıların kombinasyonu ile elde edilen $E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $FM > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterlerine iyi bir alternatif olmaktadır.

İz sürme metodunda $E_1 < 30$ keV veya $E_2 < 30$ keV veya $FM > 0.1$ veya $\Delta\theta > 40^\circ$ kriterleri alındığında ^{252}Cf kaynağından yayınlanan nötronların 1040 keV pikinin %31'i, pik ve tümseğinin toplamının %49'u ve toplam histogramın %62'si atılmaktadır. Buna karşılık ^{60}Co kaynağından yayınlanan gama ışınlarının ortalama %20'si kaybedilmektedir. Eşik enerjisi ise ^{252}Cf datası için 10 keV ve ^{60}Co datası için 20 keV'dir. Tasarlanan deney için yapılan simülasyona göre 1040 keV pikinin %39'u, pik ve tümseğinin toplamının %60'ı ve toplam histogramın %49'u atılmıştır. Hedeften gönderilen 1 MeV enerjili gama ışınlarının gama pikinden %19 kaybedilmiştir. Simülasyonda eşik enerjisi 5 keV alınmıştır. Verilen bu yüzdeler ve eşik enerjileri dikkate alındığında deneysel sonuçların simülasyon sonuçlarıyla uyum içerisinde olduğu anlaşılmaktadır.

Deneyde TOF değerleri AGATA detektörlerinin *core* ve *segment* sinyallerine aittir. Etkileşme noktalarının enerjisi 150 keV iken AGATA detektörlerinin çözünürlüğü 12 ns civarındadır. Etkileşme noktalarının enerjisi 1150 keV'e çıktığında zaman çözünürlüğü 8 ns'ye kadar düşmektedir.

AGATA detektörlerinin zaman çözünürlüğünün büyük olması sebebiyle ve hedef ile

detektör arasındaki mesafenin 18 cm olduğu durumda *TOF* yöntemi kullanılmaktadır (Akkoyun 2011). Bu durumda geliştirilen iz sürme yöntemi daha da önem kazanmaktadır. İleride, *PSA* yönteminde yapılması düşünülen iyileşmeler ile *AGATA* zaman çözünürlüğünün azalması söz konusudur. Böyle bir durumda, *AGATA* küresinin merkezinde bulunan kaynağa uzaklığı olan 23.5 cm değerinde *TOF* yönteminin kullanılabilmesi mümkün olabilir. Bu durumda iz sürme yöntemi, *TOF* yöntemine yardımcı veya tamamlayıcı bir metod olarak kullanılabilir.

KAYNAKLAR:

- Allison, J., Apostolakis, J., Cosmo, G., Nieminen, P. and Pia, M.G. Web sitesi: <http://www.ge.infn.it/geant4/papers/chep2000/pap-a140.pdf>. Erişim tarihi: 21.07.2011.
- Akkoyun, S. 2011. AGATA Ge detektörleri için gama ışın, nötron simülasyonları ve iz sürme tekniği. Doktora tezi, Ankara Üniversitesi, 124 s., Ankara.
- Ataç, A., Kaşkaş, A., Akkoyun, S., Şenyiğit, M., Hüyük, T., Kara, S. O., Nyberg, J. 2009. Discrimination of gamma rays due to inelastic neutron scattering in AGATA, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 607; 554.
- Basdevant J. L., Rich J. and Spiro M. 2005. Fundamentals in nuclear physics, Springer Science+Business Media, Inc., United States of America.
- Bazacco D. 2004. The Adadvanced Gamma Tracking Array AGATA, Nuclear Physics A 746; 248c–254c.
- Casten, R. F. 2000. Nuclear structure from a simple perspective, Oxford science publications.
- Das A. and Ferbel T. 2005. Introduction to nuclear and particle physics, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., USA.
- Ensslin, N. in: Reily, D. Ensslin, N. Smith, H. 1991. The origin of neutron radiation, Passive Non-Destructive Assay Manual, Los Alamos National Laboratory, 337.
- Fernea, E. 2005. Status of the AGATA Project.
- Fernea, E. 2006. Web sitesi: <http://agata.pd.infn.it/documents/simulations/agataCode.html>. Erişim tarihi: 21.07.2011.

- Franco, Camera. Web sitesi: <http://agata.pd.infn.it/documents/glp5152003/FrancoCamera.pdf>.
Erişim tarihi: 21.07.2011.
- Gerl, J. and Korten, W. 2001. Agata Technical proposal, 87 p. Web sitesi: <http://agata.pd.infn.it/>. Erişim tarihi: 21.07.2011.
- Hjalmar, E., Slati, H. and Thompson, S. G. 1955. Energy spectrum of neutrons from spontaneous fission of californium-252, Letters to the Editor, 1542-1543.
- Kawatsu, C. and Shevin, M. 2003. Parameters for the hot giant dipole resonance, Atomic Data and Nuclear Data Tables.
- Korichi, A. 2004. Physics issues with a new γ -ray detector based on tracking: AGATA, Nuclear Physics A 734; 457.
- Lee I. Y. Deleplanque M. A., Vetter K. 2003. Developments in large gamma-ray detector arrays, Rep. Prog. Phys. 66; 1095.
- Ljungvall, J. and Nyberg, J. 2005. Neutron interactions in AGATA and their influence on γ -ray tracking, Nucl. Instr. and Meth. A 550; 379.
- Lopez-Martens, A., Hauschild, K., Korichi, A., Roccaz, J. and Thibaud, J-P. 2004. Gamma ray tracking algorithms: a comparison. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 533; 454–466.
- Mayer, M. G. 1948. On Closed Shells in Nuclei, The Physical Review 74; 235-239.
- Pignatelli, M. 2002. From high-spin to isospin physics, Czechoslovak Journal of Physics, 52.
- Reuss, P. 2008. Neutron physics, EDP Sciences, France.
- Simpson, J. 2005. The AGATA Spektrometer, Acta Physica Polonica B 36; 1383-1393.
- Schlegel, Ch., Gerl, J., Bazzacco, D., Cederwall B., Eberth, J., Gast, W., Korten W. And Simpson, J. 2002. From RISING to AGATA future γ -detector arrays for

radioactive beam applications, NUCLEAR PHYSICS IN THE 21st CENTURY:International Nuclear Physics Conference INPC 2001, 610; 1002.

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.

Verbeke, J. M., Hagmann, C. And Wright, D. 2009. Simulation of neutron and gamma ray emission from fission and photofission, UCRL-AR-228518, Lawrence Livermore National Laboratory.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Menekşe ŞENYİĞİT
Doğum Yeri : Ankara
Doğum Tarihi : 27 Eylül 1979
Medeni Hali : Evli
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise : Fethiye Kemal Mumcu Anadolu Lisesi, Ankara, 1994 – 1997.
Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, 1997 – 2001.
Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, 2001 – 2004.

Çalıştığı Kurum

Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, 2002-

Yayınları

1. A. Kaşkaş, **M.Karahasanoğlu**, and M. Ç. Güleçyüz, Neutron transport problems for extremely anisotropic scattering, Kerntechnik, Vol 71, No:5-6, pp 290,2006.
2. **M.Karahasanoğlu Şenyiğit**, A. Kaşkaş, The H_N method for Milne problem with polarization, Astrophys Space Sci, Vol. 310, pp 85-91, 2007.
3. A. Ataç, A. Kaşkaş, S. Akkoyun, **M. Şenyiğit**, T. Hüyük, S. O. Kara, J. Nyberg, Discrimination of gamma rays due to inelastic neutron scattering in AGATA, Nucl. Instr. And Meth. A, 607, pp 554-563, 2009.

4. **M. Şenyiğit**, S. Akkoyun, A. Ataç, A. Kaşkaş, J. Nyberg, D. Bazzacco, S. Brambilla, F. Camera, J. J. Valiente Dobon, E. Farnea, A. Gottardo, R. Kempley, J. Ljungvall, D. Mengoni, B. Million, M. Palacz, L. Pellegrini, F. Recchia, S. Riboldi, P. A. Söderström, E. Şahin and the AGATA Collaboration, AGATA Demonstrator Test with a ^{252}Cf source: Neutron-Gamma Discrimination, 2010 LNL Annual Report, pp 56-57, 2011.

5. Akkoyun, S., Angelis, G. de, Arnold, L., Ataç, A, **M. Şenyiğit**, etal. 2011. AGATA-Advanced Gamma Tracking Array. In manuscript. To be submitted to Nuclear Instruments Methods in Physics Research A, 06.24.2011.