



**T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİMDALI

^{33}S ÇEKİRDEĞİNİN SPEKTROSKOPİ ÇALIŞMALARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Ferihan KAVİLLİOĞLU

DANIŞMAN

Doç. Dr. Sezgin AYDIN

AKSARAY, 2016



**T.C.
AKSARAY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİMDALI

^{33}S ÇEKİRDEĞİNİN SPEKTROSKOPİ ÇALIŞMALARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FERİHAN KAVİLLİOĞLU

DANIŞMAN

Doç. Dr. Sezgin AYDIN

AKSARAY, 2016

AKSARAY ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ONAY BELGESİ

Aksaray Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 122310010 numaralı Yüksek Lisans öğrencisi, "Ferihan KAVİLLİOĞLU", ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı "³³S ÇEKİRDEĞİNİN SPEKTROSKOPİ ÇALIŞMALARI" başlıklı tezini, aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

Tez Danışmanı : **Doç. Dr. Sezgin AYDIN**
 Aksaray Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Prof. Dr. Sefa ERTÜRK**
 Niğde Üniversitesi

Jüri Üyeleri : **Doç .Dr. Yusuf YAKAR**
 Aksaray Üniversitesi

Teslim Tarihi: 23 Şubat 2016

Savunma Tarihi: 23 Mart 2016

DOĞRULUK BEYANI

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmayı, bilimsel etik, ahlak ve geleneklere aykırı düşecek bir yol ve yardıma başvurmaksızın yazdığımı, yararlandığım eserlerin kaynakçada gösterilenlerden oluştuğunu ve bu eserleri her kullanışmada alıntı yaparak yararlandığımı belirtir; bunu şerefimle doğrularım. Enstitü tarafından belli bir zamana bağlı olmaksızın, tezimle ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması durumunda, ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara katlanacağımı bildiririm.

Ferihan KAVİLLİOĞLU

ÖNSÖZ

Nükleer fiziğin en önemli amaçlarından biri, çekirdeklerin içyapılarının anlaşılmasıdır. Bunu gerçekleştirmenin en iyi yollarından biri nükleer reaksiyonları kullanarak çekirdeği uyarılmış duruma getirmektir. Hızlandırıcı kullanılarak belirli bir enerji seviyesine kadar hızlandırılan çekirdekler bir hedefe çarptırılır ve oluşan reaksiyon sonucunda bileşik çekirdekler meydana gelir. Bileşik çekirdekler taban duruma geçebilmek için önce nükleon ve hafif çekirdek (proton salımı, nötron salımı, alfa bozunumu, beta bozunumu) ardından x ışını ve gama ışını yayınlar. Reaksiyon sonucunda oluşan ışın ve parçacıkları detektör sistemleri ile algılayarak çekirdek yapısı hakkında, nükleer yapıdaki deformasyon, açısal momentumundaki değişiklik gibi birçok bilinmeyen ortaya çıkarılabilmektedir.

Bu çalışmada $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N},\alpha p)^{33}\text{S}$ füzyon buharlaşma reaksiyonunu kullanarak sd bandında yer alan ^{33}S çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri çalışılmış, spin-parite değerleri belirlenmiştir.

TEŞEKKÜR

Tez çalışmalarım süresince sürekli yardımcı olan ve değerli bilgilerini benimle paylaşan danışman hocam sayın Doç. Dr. Sezgin Aydın'a, bu çalışmalarım sırasında desteklerini, bilgilerini ve yardımlarını esirgemeyen Dr. Melike Pektaş'a, beni yalnız bırakmayan değerli arkadaşlarıma ve aileme çok teşekkür ederim.

Ayrıca hayatını bize adayan, büyük fedakârlıklar göstererek beni yetiştiren anneme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	i
TEŞEKKÜR.....	ii
ÖZET.....	v
ABSTRACT	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	vii
SİMGELER DİZİNİ.....	viii
1. GİRİŞ.....	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR	3
3. TEMEL NÜKLEER BİLGİLER	5
3.1 Radyasyonun Madde ile Etkileşimi.....	5
3.1.1 Fotoelektrik olay	5
3.1.2 Compton saçılımı	6
3.1.3 Çift oluşumu.....	7
3.2 Füzyon Buharlaştırma Reaksiyonları.....	10
3.2.1 Gama bozunumu	10
3.3 Açısal Momentum ve Parite Seçim Kuralları.....	12
3.4 Açısal Dağılım Oranı (ADO).....	13
4. MATERYAL METOT.....	15
4.1 Gama Işını Detektörleri.....	15
4.2 Sintilasyon Detektörleri.....	15
4.3 Yarı iletken Detektörleri.....	16
4.4 Yüksek Safılıkta Germanyum Yarı İletken Detektörleri.....	19
4.5 Detektörün Yapısı.....	20
4.6 Compton Kalkanı.....	21
4.7 Çoklu-detektör Sistemleri.....	23
4.8 Enerji Ölçümleri.....	24
4.9 Enerji Çözünürlüğü.....	29
5. DENEYSEL ÇALIŞMALAR.....	31
5.1 Kalibrasyonlar.....	31
5.1.1 Zaman kalibrasyonu	31
5.1.2 Enerji Kalibrasyonu	32
5.1.3 Verim kalibrasyonu	35
5.2 Veri Dosyalarının Yapısı.....	36

5.6 Gama Işını Çakışması Ölçüm Metodu.....	36
5.7 Artalan ve Kirlilik.....	39
5.8 Seviye Şeması.....	39
5.9 Açısal Dağılım Oranları.....	41
6. SONUÇ ve TARTIŞMA	45
KAYNAKLAR.....	46



ÖZET

^{33}S ÇEKİRDEĞİNİN SPEKTROSKOPİ ÇALIŞMALARI

Bu çalışmada, nükleer çekirdeklerin içyapılarının araştırılmasında önemli yöntemlerden biri olan füzyon buharlaşma reaksiyonları kullanılarak ^{33}S çekirdeğinin spektroskopik çalışmaları yapılmıştır. Bozunan çekirdekten salınan gamalar GASP spektrometresi ile detekte edilmiş ve yapılan analizler sonucunda ^{33}S çekirdeğine ait yüksek spin ve parite değerleri elde edilmiştir. Bu sayede nükleer spektroskopik literatürüne katkıda bulunulmuştur.

Anahtar Kelimeler: Füzyon Buharlaşma Reaksiyonları, Spin ve Parite, Nükleer Spektroskopik, ^{33}S

ABSTRACT

SPECTROSCOPY STUDIES OF ^{33}S NUCLEUS

In this work, spectroscopy studies of ^{33}S nuclei have been done by using fusion evaporation reaction which is one of the most important method for nuclear structure studies. Gamma of decayed nuclei have been detected by using GASP spectrometer and as a results of the analysis, high spin and parity values of ^{33}S nucleus has been obtained. So that, an important contribution has been done to nuclear spectroscopy literature.

Key words: Fusion Evaporation Reactions, Spin and Parity, Nuclear Spectroscopy, ^{33}S

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 3.1: Fotoelektrik Soğurma Tesir Kesitinin Bir Örneği.....	6
Şekil 3.2: Compton Saçılması	7
Şekil 3.3: Çift Oluşumu	8
Şekil 3.5: Fotoelektrik Soğurma Tesir Kesitinin Bir Örneğini Göstermektedir.....	9
Şekil 3. 6: Füzyon Buharlaşma Reaksiyonu	10
Şekil 4.1: Sintilasyon Detektöründeki Temel İşlemler.....	16
Şekil 4.2: Yarı İletken Detektör Şeması	17
Şekil 4.3: Elmastaki enerji bantları.....	18
Şekil 4.4: n-türü yarıiletken	18
Şekil 4.5: Fermi enerjisi.....	18
Şekil 4.6: n-türü yarıiletkende akım	19
Şekil 4.7: n tipi HPGe detektörü.....	20
Şekil 4.8: Tipik Bir Germanyum Detektör.	21
Şekil 4.9: Compton Kalkanının Şematik Çizimi Ve Gerçek Görüntüsü	22
Şekil 4.10: Compton Kalkanı Varken Ve Yokken ⁶⁰ Co İçin Spektrumlar	22
Şekil 4.11: GASP Detektörünün 2 π 'lik kısmının Gösterimi	24
Şekil 4.12: Nükleer radyasyonların enerjilerini ölçen sistemin şematik gösterimi. ..	25
Şekil 4.13: γ ışını ölçümünde meydana gelen olaylar.	26
Şekil 4.14: Compton Sınırı, tek kaçma ve çift kaçma pikleri.	27
Şekil 4.15: ¹³⁷ Cs'nin NaI(Tl) ve Ge(Li) ile alınan spektrumların karşılaştırılması... ..	28
Şekil 5.1: Kanal Sayısı.....	32
Şekil 5.2: Kalibrasyon için yaygın olarak kullanılan radyoaktif materyaller	34
Şekil 5.3: NaI ve Ge Detektörlerinin Bağlı Verimleri.....	35
Şekil 5.4: Gama Işını Çakışması Ölçüm Metodu	36
Şekil 5.5: Örnek Bir Seviye Şemasının Datasını İçeren Simetrik Bir Matris	38
Şekil 5.6: Artalan etkileri çıkarılmış spektrumlar.....	40
Şekil 5.7: ³³ S'e Ait Seviye Şeması.	41
Şekil 5.8: Farklı geçişler için Açısal Dağılım Oranları	43

SİMGELER DİZİNİ

d	Döteron
H	Hidrojen
He	Helyum
Mg	Magnezyum
N	Azot
Na	Sodyum
n	Nötron
p	Proton
Pb	Kurşun
S	Sülfür
Si	Silisyum
α	Alfa
eV	Elektron volt
GASP	Gama ışını spektroskopisi
Ge	Germanium
HPGe	High purity germanium
keV	Kilo elektron volt
MeV	Mega elektron volt

1. GİRİŞ

Nükleer fizik, nükleer limit çerçeveleri içinde bulunan çekirdeklerin yapılarını anlayabilmek için hem teorik hem de deneysel verilere ihtiyaç duymaktadır. Gama spektroskopisi özellikle nükleer çekirdek yapılarının araştırılmasında önemli bir rol üstlenmektedir. Nükleer reaksiyon sonucunda oluşan bileşik çekirdek önce nükleon ve hafif çekirdek yayınlar (proton salımı, nötron salımı, alfa bozunumu, beta bozunumu). Daha sonra uyarılmış durumda kalan ürün çekirdek taban duruma geçerken gama ışını yayınlar. Bu durumda bozunan çekirdek hakkında bilgi alınabilmesi için yayılan gamaların enerjileri, spin, parite değerleri ölçülerek bozunan çekirdeğin bu bozunma sonucunda ne kadar enerji kaybettiği, açısal momentumunda nasıl bir değişiklik olduğu, nükleer yapıdaki deformasyon hakkında çeşitli bilgiler elde edilir. Bu da gama spektroskopisinin nükleer fizik açısından önemini göstermektedir (Baykal, 2007).

Yüksek enerji fiziği olarak da adlandırılan parçacık fiziğinde, parçacıklar arasındaki etkileşmeler en temel seviyede ele alınır. Parçacık fizikçileri, maddenin en temel yapı taşlarının bulunup ortaya çıkarılması ve onların davranışlarını düzenleyen kuralları bulunarak, bunların açıkça anlaşılması üzerinde çaba sarf etmektedirler. Bu süreç, en kısa mesafelerde etkileşmeler üzerinde çalışmaları gerektirdiğinden, parçacık fizikçileri, en ağır parçacıklar ve en büyük hızlandırıcılarla gerçekleştirilebilecek deneylerle ilgilenmek durumundadırlar (Krane, 2002).

Gama ışınlarının varlığının anlaşılması herhangi bir duyu organı ile mümkün değildir. Bu yüzden, algılanması ve ölçümleri detektör ile sağlanmıştır. Bu ışınların tespiti için NaI(Tl), GeLi ve HPGe gibi detektör sistemleri geliştirilmiştir. Atomik çekirdeklerde yüksek spin seviyelerini gözleyebilmek için mevcut deneysel tekniklerden biri olarak ağır iyon füzyon buharlaştırma reaksiyonu kullanılmaktadır. Bu reaksiyon tipi son oluşan çekirdeğin açısal momentumunun büyük olması avantajına sahiptir. Aynı zamanda, büyük tesir kesitine sahip birkaç ürün çekirdek oluşmasını sağlar. Bu çekirdeklerin temel seviye bozunmaları 25-35 γ ışını geçişinin

ardışık şekilde yayınlanmaları ile karakterize edilir. Bu γ ışınlarının özellikleri belirlenerek bozunma sırasında nükleer yapının nasıl değiştiği hakkında bilgi alınır. Sülfür çekirdeği ile ilgili çalışmalar Van de Graaff hızlandırıcılarının yaygın olarak kullanılmaya başlandığı 1960 yıllarında başlar ve 1970 lerin sonlarına kadar devam eder. Fakat detektör sistemlerinin gelişmediği için çekirdeklerin yüksek enerji seviyeleri gözlenememekteydi. Nükleer spektroskopinin başladığı yıllarda NaI(Tl) sintilasyon detektörleri kullanılarak, uyarılmış enerji seviyeleri ölçülmeye çalışıldı. Bu tür deneylerin duyarlılığı, sintilasyon detektörlerinin zayıf çözünürlüğü ve küçük boyuttaki detektörlerle sınırlanmıştı. 1960'ların ortalarında daha iyi enerji çözünürlüğüne sahip Ge detektörlerinin kullanılmaya başlandı. Fakat daha ileri spektroskopi çalışmaları için hem ileri teknolojiye sahip detektörler hem de çok sayıda detektörden oluşan sistemler inşa edilmeye başlandı. Teknolojik açıdan ilerlemeler sağlandıkça çekirdeklerin yüksek uyarılma seviyeleri daha kolay çalışılabilecek duruma geldi.

Bu çalışmanın amacı; füzyon buharlaşma reaksiyonunu kullanarak ^{33}S çekirdeğinin daha yüksek uyarılmış seviyelerini gözlemlemek, spin-parite değerlerini belirlemek ve bu bölgenin daha iyi anlaşılmasını sağlamaktır. Bu amaç doğrultusunda 90 lı yıllarda İtalya'da kurulan ve 40 adet yüksek saflıktaki germanyumdan (HPGe) oluşan GASP (Rossi Alvarez, 1993) detektör sistemi kullanılarak $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N}, \alpha p)^{33}\text{S}$ reaksiyonu sonucu elde edilen veriler analiz edilerek ^{33}S çekirdeğinin uyarılmış enerji seviyeleri incelenmektedir.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

^{33}S çekirdeği ile ilgili ilk çalışmalar 1960 lı yıllarda başlamıştır Fakat detektör ve hızlandırıcı sistemlerinin zayıflığı sebebi ile yüksek uyarılma seviyeleri gözlenememiştir.

Sülfür çekirdeğiyle ilgili bilinen ilk çalışma 1966 yılında California’ da yapılmıştır. J.A. Becker ve arkadaşları tarafından yapılan (Becker, 1966) çalışmada 3.22 MeV e kadar hızlandırılan ^{32}S çekirdeğinin $^{32}\text{S}(d, p)^{33}\text{S}$ reaksiyonu sonucu elde edilmiştir. 7 seviye bulunmuştur. Bilinen en yüksek enerji seviyesi 3.224 MeV’dir. En yüksek pozitif parite 1.965 MeV’ deki $\frac{5}{2}$, en yüksek negatif parite ise 2.970 MeV’ deki $\frac{7}{2}$ dir. Daha sonra yine 1966 yılında J. M. O’dell ve arkadaşları (O’ dell, 1966) tarafından Amsterdam’ da aynı reaksiyon 3 MeV’de tekrar edilmiş ve 8 seviye bulunmuştur. Bu seviyeler Becker ve arkadaşları tarafından bulunan seviyeler ile aynıdır, fakat daha hassas ölçümler yapılmıştır. En yüksek enerji seviyesi yine 3.224 MeV’ dir. Aynı şekilde en yüksek pozitif parite 1.965 MeV’ deki $\frac{5}{2}$, negatif parite 2.970 MeV’ deki $\frac{7}{2}$ dir.

1969 yılında C.E.Regan ve arkadaşları (Regan, 1969) tarafından yapılan çalışmada 3.3 MeV e kadar hızlandırılan α parçacığının ^{30}Si hedefe çarptırılması sonucu oluşan $^{30}\text{Si}(\alpha, n)^{33}\text{S}$ reaksiyonu ile elde edilmiştir. Bu çalışmada 5 seviye elde edilmiştir ve farklı olarak seviyelerin dallanma oranları ile elektrik ve manyetik geçişleri bulunmuştur. En yüksek enerji seviyesi bir önceki deneydeki gibi 3.221 MeV’ dir.

1975 yılında P.A. Butler ve arkadaşları (Butler, 1975) tarafından yapılan çalışmada $^{30}\text{Si}(\alpha, n)^{33}\text{S}$ reaksiyonu ile elde edilmiştir. Bu çalışmada 21 seviye bulunmuştur. En yüksek enerji seviyesi 4.941 MeV’ dir. En yüksek pozitif parite 4.048 MeV’ deki $\frac{9}{2}$ ve en yüksek negatif parite 4.866 MeV’deki $\frac{11}{2}$ dir. Bulunan spin parite değerleri shell model hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır.

1976 yılında A. Moalem ve B. H. Wildenthal (Moalem ve Wildenthal, 1975) tarafından yapılan çalışmada 35 MeV’ e kadar hızlandırılan protonun $^{34}\text{S}(p, d)^{33}\text{S}$

reaksiyonu ile elde edilmiştir. Bu çalışmada 35 seviye bulunmuştur. En yüksek enerji seviyesi 7.339 MeV' dir. En yüksek enerji pozitif parite 4.048 MeV' deki $\frac{9}{2}$, en yüksek negatif parite 4.869 MeV' deki $\frac{11}{2}$ dir. Elde edilen bazı sonuçlar P.A.Butler' in (Butler, 1975) çalışmasından farklıdır. Örneğin 4.055 MeV' deki seviye 4.053 MeV olarak daha hassas elde edilmiştir. Ayrıca 3.935 MeV seviyesinin spin paritesi $\frac{3}{2}^{+}$ olarak önerilirken, bu çalışmada $(\frac{5}{2}, \frac{3}{2})^{+}$ olarak önerilmiştir.

1977 yılında W. A. Sterrenburg (Sterrenburg, 1977) tarafından yapılan çalışmada $^{30}\text{Si}(\alpha, n\gamma)^{33}\text{S}$ reaksiyonu ile elde edilmiştir. 8 seviye bulunmuştur. En yüksek enerji seviyesi 4,87 MeV' dir. En yüksek enerji pozitif parite 4.048 MeV' deki $\frac{9}{2}$, en yüksek negatif parite 4.87 MeV' deki $\frac{11}{2}$ dir. 4,73 MeV seviyesinin spin paritesini A.Moalem (Moalem, 1975) $(\frac{5}{2}, \frac{9}{2})$ olarak yorumlarken bu çalışmada $5/2$ olamayacağı anlaşılmış ve $(\frac{9}{2})^{-}$ olarak önerilmiştir.

Sonuç olarak bugüne kadar yapılan çalışmalarda gözlenen en yüksek spin ve parite negatif seviyeler için 4.87MeV' deki $\frac{11}{2}$, pozitif seviyeler içinse 4.048 MeV' deki $\frac{9}{2}$ dir.

3. TEMEL NÜKLEER BİLGİLER

3.1 Radyasyonun Madde ile Etkileşimi

Gama ve X ışını gibi bütün elektromanyetik radyasyonlar birçok olayda parçacıklarla benzer davranış gösterdiği için, çok küçük enerji paketleri anlamına gelmek üzere radyasyonların birim elemanına foton adı verilmiştir. Radyasyonun belli bir frekansı için bütün paketlerde taşınan enerji aynıdır ve $E=h\nu$ denklemi ile ifade edilir.

Fotonlar, içinden geçtikleri ortamın (maddenin) atomları ile rastgele yaptıkları karşılıklı etkileşimler sonucunda ortama enerji bırakarak absorblanabileceği gibi saçılmaya da uğrayabilirler. Elektromanyetik radyasyonun madde ile etkileşiminde rol oynayan en önemli üç olay

- 1.Fotoelektrik Olay
- 2.Compton Saçılımı
- 3.Çift oluşumu olaylarıdır.

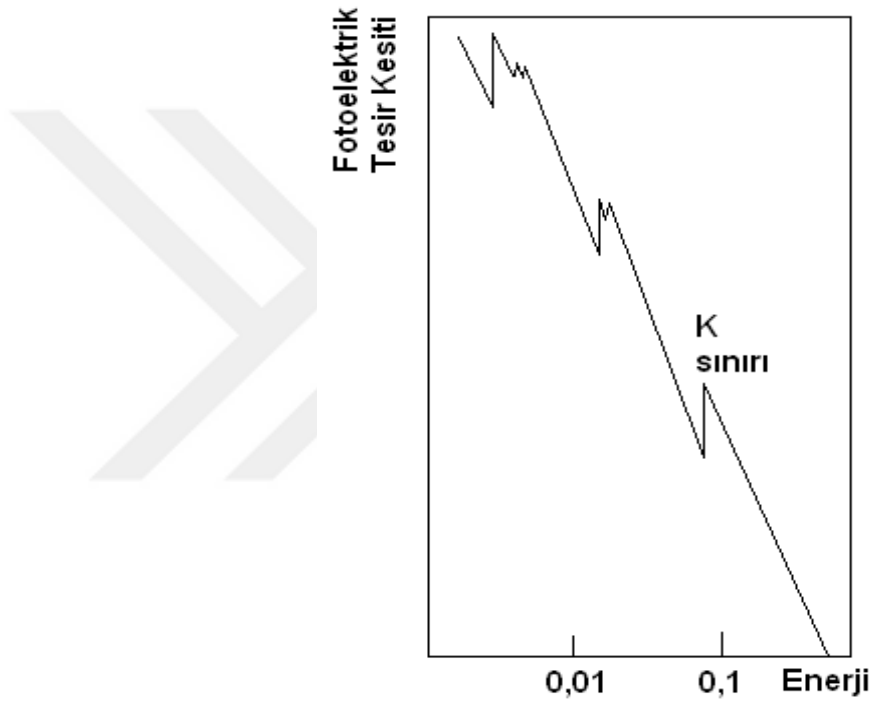
3.1.1 Fotoelektrik olay

Bu olayda foton atom tarafından soğurulur ve atomun elektronlarından birinin yayınlanmasına neden olur. Yayınlanan bu elektrona fotoelektron denir. (Serbest elektronlar foton soğurmazlar ve geri tepmezler. Böyle bir işlemde enerji ve momentum korunamaz; momentum soğurmak için ağır bir atom gereklidir). Elektronun kinetik enerjisi, fotonun enerjisi ile elektronun bağlanma enerjisinin farkına eşittir:

$$T_e = E_\gamma - B_e \quad (3.1)$$

Fotoelektrik soğurma olasılığını hesaplamak zordur, ancak deneysel çalışmalarla çeşitli özellikleri belirlenebilir. Bu düşük enerjili fotonlar için (~ 100 keV) son derece önemlidir. Fotoelektrik soğurma olasılığı, soğurucu atomun Z sayısı ile hızla

artar (kabaca Z^4) ve artan foton enerjisi ile hızla azalır (kabaca E_γ^{-3}). Ayrıca fotoelektrik soğurma olasılığı grafiklerinde, özel elektron kabuklarının bağlanma enerjilerine karşılık gelen enerjilerde süreksizlikler (sıçramalar) vardır. Yani Pb’ de K kabuğu elektronunun bağlanma enerjisi 88 keV’ dir. 88 keV’ den düşük enerjilerde gelen fotonlar K kabuğundan fotoelektron salınmasına neden olamazlar (daha yüksek enerjili kabuklardan hafifçe bağlı elektronların salınmasına neden olabilirler.) Foton enerjisi 88 keV’ in üstüne çıkarılırsa K elektronlarının fotoelektrik olasılığının ani artmasına neden olur, buna K soğurma sınırı veya kısaca K sınırı denir.



Şekil 3.1: Fotoelektrik Soğurma Tesir Kesitinin Bir Örneği.

Şekil 3.1’ de Kurşunun fotoelektrik tesir kesiti görülmektedir. Kesikli sıçramalar, elektron kabuklarının bağlanma enerjilerine karşılık gelir (Krane, 2011).

3.1.2 Compton saçılımı

Compton saçılmasında foton, atomun hemen hemen serbest olan elektronu tarafından saçılır ve daha küçük enerjili foton ve foton tarafından kaybedilen enerjiyi taşıyan saçılmış bir elektronla sonuçlanır. Şekil 3.2 ’de bu işlemin şematik bir resmi gösterilmektedir. Fotonun çarptığı elektronun serbest ve durgun olduğunu kabul edersek, (iyi bir yaklaşımla, foton enerjisi gevşek bağlı dış atomik elektronların

yörüngesel enerjileri ile karşılaştırıldığında genellikle büyüktür) lineer momentum ve toplam enerjinin korunumu (göreceli dinamik kullanarak),

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{E'_\gamma}{c} \cos \theta + \frac{mc\beta \cos \phi}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3.2)$$

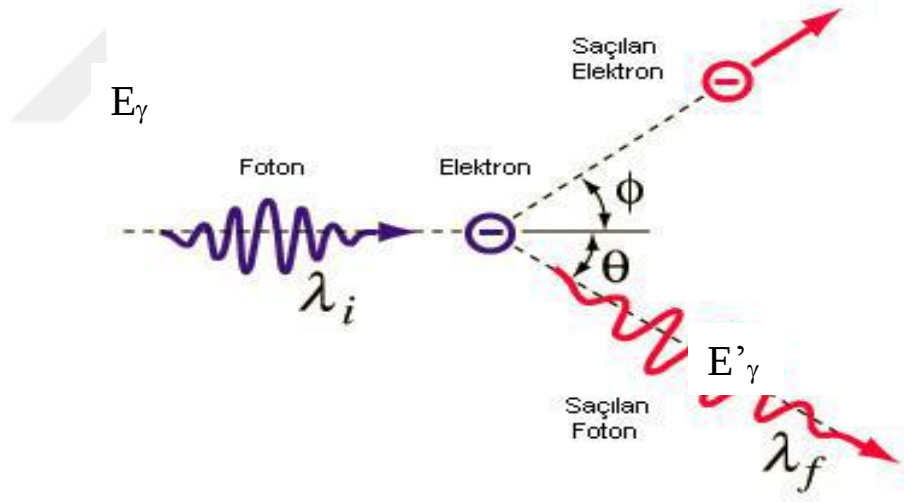
$$0 = \frac{E'_\gamma}{c} \sin \theta + \frac{mc\beta \sin \phi}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3.3)$$

$$E_\gamma + mc^2 = E'_\gamma + \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (3.4)$$

bulunur. Eğer saçılan fotonu gözlersek, gözlenemeyen β ve ϕ değişkenleri yok edilerek Compton saçılma formülü için

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \left(\frac{E_\gamma}{mc^2}\right)(1 - \cos \theta)} \quad (3.5)$$

elde edilir. Saçılan fotonların enerjisi $\theta = 0^\circ$ için E'_γ dan (ileri doğru saçılma, etkileşme yoktur) foton enerjisi büyük olduğu zaman $\theta = 180^\circ$ için kabaca $mc^2/2 \approx 0,25$ MeV arasında değişir.



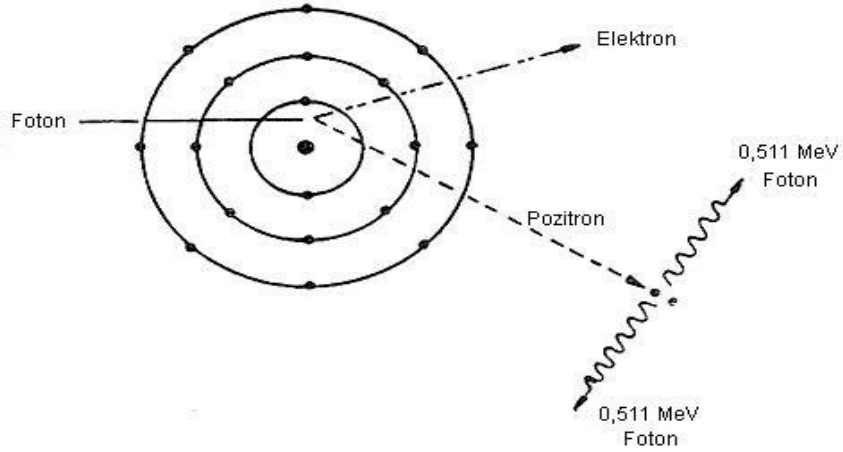
Şekil 3.2: Compton Saçılması.

3.1.3 Çift oluşumu

Bu işlemde foton, elektron-pozitron çifti üretir, kendisi yok olur. Enerjinin korunumu,

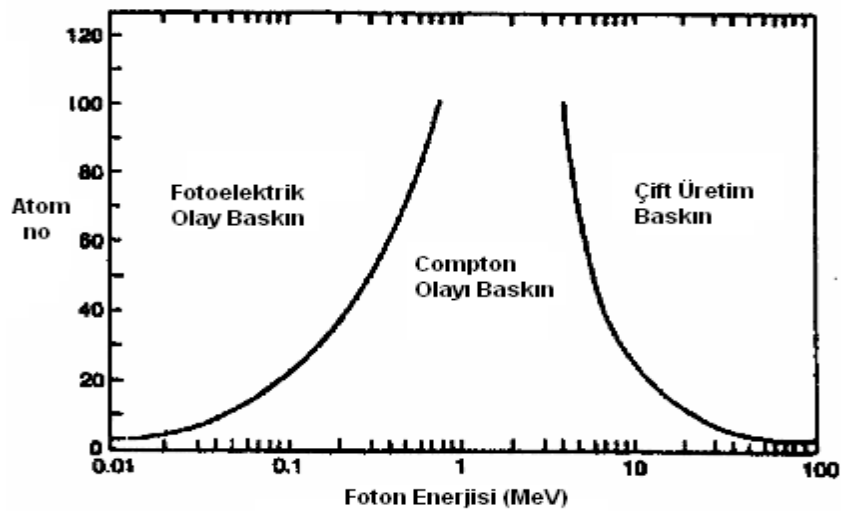
$$E_\gamma = T_+ + mc^2 + T_- + mc^2 \quad (3.6)$$

dir, burada T_+ ve T_- sırasıyla pozitron ve elektronun kinetik enerjileridir. Fotoelektrik soğurmada olduğu gibi bu işlemde de momentum korunumu için ağır bir atomun varlığı gereklidir, fakat atoma verilen geri tepme enerjisi yukarıdaki diğer terimlerle karşılaştırıldığında ihmal edilebilir düzeydedir.



Şekil 3.3: Çift Oluşumu.

Bu işlem için $2mc^2$ veya 1,022 MeV'lik bir eşik enerjinin gerekli olduğu açıktır. Genelde çift oluşumu sadece yüksek enerjili fotonlar için önem kazanmaktadır. Şekil 3.4, çift oluşumunun, diğer iki işleme göre önemini vurgulamaktadır; çift oluşumu 5 MeV'in üstündeki enerjiler için baskın hale gelmektedir.



Şekil 3. 4: Fotoelektirik Olay, Compton Olay ve Çift Oluşumunun Baskın Olduğu Bölgeler (Krane, 2011).

kalınlıklı bir hedefe gelen ince, paralel hale getirilmiş tek enerjili bir foton demetini göz önüne alalım. Fotonlar fotoelektrik soğurma veya çift oluşumuna uğrayıp yok olabilirler veya detektöre ulaşmadan Compton saçılması yapıp saptırılabilirler. Detektöre ulaşan fotonlar hiç etkileşme yapmayan fotonlardır; bunlar gelen demet içindeki fotonların azını teşkil ederler. (Bu, ağır yüklü parçacıkların tersine bir durumdur; eğer t , menzil değerinden daha küçük ise sayı değişmez ama enerji azalır.) Bir fotonun yok olması için birim uzunluk başına toplam olasılık μ , toplam lineer inceltme katsayısı olarak adlandırılır; fotoelektrik soğurma (τ), Compton saçılması (σ) ve çift oluşumu (κ) olasılıkların toplamıdır:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (3.7)$$

Lineer Compton soğurma katsayısı σ , σ_c elektron başına tesir kesiti ile

$$\sigma = \sigma_c N Z \quad (3.8)$$

şeklinde bağlantılıdır, burada Z ve N hedef materyalin atom numarasını ve birim hacimdeki atomların sayısını temsil eder.

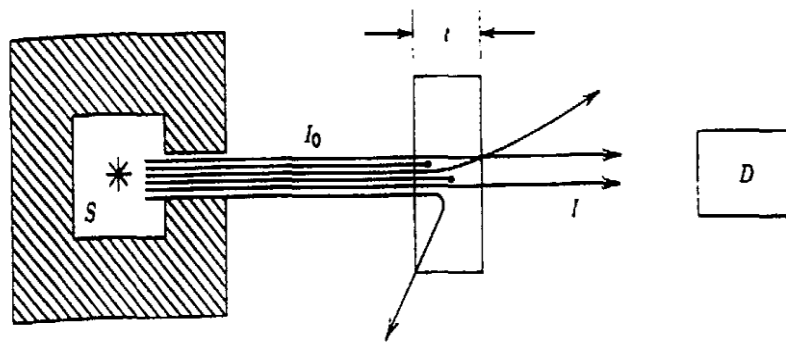
Hedef materyalin herhangi bir dx kalınlığını geçen radyasyon şiddetindeki azalma,

$$\frac{dI}{I} = -\mu dx \quad (3.9)$$

dir ve böylece t kalınlığını geçen radyasyon

$$I = I_0 e^{-\mu t} \quad (3.10)$$

olarak bulunur.

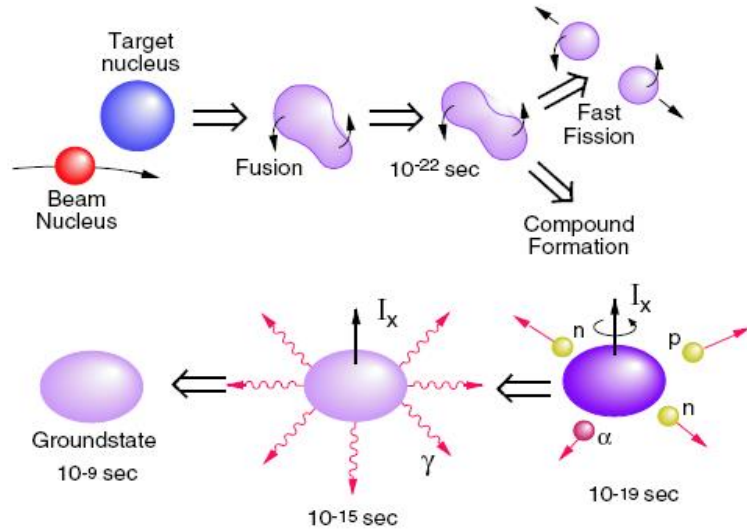


Şekil 3.5: Fotoelektrik Soğurma Tesir Kesitinin Bir Örneğini Göstermektedir.

Radyasyonun t kalınlıklı bir materyalde soğurulmasını ölçmek için kullanılan bir deney düzeneği şekil 3.5’ de verilmiştir. S kaynağından çıkan bir radyasyon demeti dar bir aralıktan geçtikten sonra hedef tarafından saçılır veya soğurulur. Kalan I şiddeti D detektörüne ulaşılır.

3.2 Füzyon Buharlaşma Reaksiyonları

Çekirdeklerin yüksek spin durumlarındaki bozunumlarını incelemek için öncelikle çekirdeği yüksek uyarılmış duruma çıkarmamız gerekmektedir. Bunu elde etmenin en yaygın metotlardan birisi füzyon buharlaşma reaksiyonlarıdır. Bu teknikte iki kararlı çekirdek Coulomb bariyerinin üzerindeki bir enerjide bir araya getirilir. Bu sayede bileşik çekirdeğe yüksek oranda ($60\hbar$ civarında) açısal momentum transfer etmiş oluruz. Daha sonra oluşan bileşik çekirdek Şekil 3.6’ da görüldüğü gibi önce parçacık yayımlar ardından ise gamma bozunumuna uğrayarak temel seviyeye döner. Bu radyasyonu gözlemlemek için hedefin etrafını Yüksek Safılıktaki Germanyum Detektörlerle çevreleriz.



Şekil 3.6: Füzyon Buharlaşma Reaksiyonu.

3.2.1 Gama bozunumu

Nükleer spektroskopisi hakkındaki bilginin ayrıntı ve zenginliği, uyarılmış düzeyler hakkında ne bildiğimize bağlıdır. Bu nedenle γ ışını yayınlanması ile ilgili çalışmalar

nükleer spektroskopinin standart tekniği haline gelmiştir. Bu metodun güncelliği ve kullanılabilirliğine katkıda bulunan diğer faktörler ise γ ışınlarının nispeten kolay gözlenmesi ve enerjilerinin ölçülebilme hassasiyetidir. Bundan başka γ yayınlanması ve onunla yarışan iç dönüşüm olayının incelenmesi uyarılmış düzeylerin spin ve paritelerini belirlememize izin verir (Krane, 2011).

Durgun kütlesi M olan bir çekirdeğin uyarılmış bir E_i ilk durumundan bir E_s son durumuna bozunumunu göz önüne alalım. Lineer momentumun korunması için son çekirdeğin p_G ile gösterilen bir geri tepme momentumuna sahip olması gerekir, son çekirdeğin geri tepme kinetik enerjisi T_G 'nin göreceli olmadığını varsayınız

$$T_G = p_G^2/2M \quad (3.11)$$

Toplam enerji ve momentum korunumu

$$E_i = E_s + E_\gamma + T_G \quad (3.12)$$

$$0 = p_G + p_\gamma \quad (3.13)$$

Bağıntısını verir. Buradan $p_G = -p_\gamma$ çıkar, yani çekirdek γ ışınının momentumuna eşit ve zıt yönde bir momentumla geri teper. $\Delta E = E_i - E_s$ tanımını yapıp ve göreceli

$$E_\gamma = cp_\gamma \quad (3.14)$$

bağıntısını kullanarak,

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \quad (3.15)$$

bulunur. Bunun çözümü

$$E_\gamma = Mc^2 \left[-1 \pm \left(1 + 2 \frac{\Delta E}{Mc^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (3.16)$$

dir, ΔE enerji farkı tipik olarak MeV, Mc^2 durgun kütle enerjileri ise $A \times 10^3$ MeV mertebesinde, burada A kütle numarasıdır. Bu nedenle $\Delta E \ll Mc^2$ dir ve karekökün açılımında sadece ilk üç terimi alırsak 10^{-4} ile 10^{-5} civarında bir yaklaşıklıkla

$$E_\gamma \cong \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2} \quad (3.17)$$

buluruz.

Böylece gerçek γ ışını enerjisi, mevcut maksimum bozunma enerjisi ΔE 'den biraz küçüktür. Bu geri tepme düzeltmesi genellikle ihmal edilebilir. Genelde 10^{-5} civarındaki bir düzeltme ölçülen enerjilerin deneysel hatalarından çok daha küçüktür.

3.3 Açısal Momentum ve Parite Seçim Kuralları

Titreşen yük ve akımlar tarafından oluşturulan klasik bir elektromanyetik alan yalnız enerji değil aynı zamanda açısal momentum da taşır. Örneğin yük ve akımları büyük küresel soğurucu bir kabuk ile kuşatırsak, kabuk soğurulan radyasyon tarafından döndürülebilir. Açısal momentumun yayılma hızı enerjinin yayılma hızıyla orantılıdır.

Kuantum limitinde, eğer her foton belirli bir açısal momentum taşırsa orantılılığı koruyabiliriz. L mertebeli bir multipol operatörü, L açısal momentumuna bağlı $Y_{LM}(\theta\phi)$ çarpanını içerir. Buradan L mertebeli bir multipolün foton başına $L\hbar$ açısal momentumunu taşıdığını çıkarırız.

Açısal momentumu I_i ve paritesi Π_i olan bir ilk uyarılmış durumdan bir I_s ve Π_s son duruma bir γ geçişini göz önüne alalım. $I_i \neq I_s$ olduğunu varsayalım. Açısal momentumun korunumu, toplam ilk açısal momentumun toplam son açısal momentuma eşit olmasını gerektirir. Vektörel yazılımla,

$$I_i = L + I_s \quad (3.18)$$

I_i , L ve I_s bir vektör üçgen oluşturması gerektiğinden L 'nin alabileceği değerler sınırlıdır. L 'nin mümkün en büyük değeri $I_i + I_s$ ve en küçük değeri ise $|I_i - I_s|$ 'dir. Örneğin $I_i = \frac{3}{2}$ ve $I_s = \frac{5}{2}$ ise L 'nin değerleri 1, 2, 3 ve 4 olabilir. Bu durumda radyasyon alanı dipol, kuadropol, oktopol ($L=3$) ve heksadekapol ($L=4$) radyasyonlarının bir karışımı olabilir.

Yayınlanan radyasyonun elektrik mi yoksa manyetik mi olduğu ilk ve son durumların bağlı pariteleri ile belirlenir. Paritede değişiklik yoksa ($\Delta\pi = \text{hayır}$) radyasyon alanı çift pariteye sahip olmalıdır; geçişte parite değişiyorsa ($\Delta\pi = \text{evet}$) radyasyon alanı tek paritelidir. Elektrik ve manyetik multipollerin pariteleri farklıdır. Elektrik geçişler $L=\text{çift}$ için çift pariteye sahip iken manyetik geçişler $L=\text{tek}$ için çift pariteye sahiptirler. Bu nedenle bir $\Delta\pi = \text{hayır}$ geçişi çift elektrik multipolleri ve tek manyetik multipollerden meydana gelir. Diğer taraftan bir $\Delta\pi = \text{evet}$ geçişi tek elektirik ve çift manyetik multipollerden oluşur. Sonuç olarak aşağıdaki açısal momentum ve parite seçim kurallarını yazabiliriz.

$$|I_i - I_s| \leq L \leq |I_i + I_s| \quad (L \neq 0) \quad (3.19)$$

$\Delta\pi = \text{hayır}$: çift elektirik, tek manyetik

$\Delta\pi = \text{evet}$: tek elektirik, çift manyetik

Elektrik geçişler için EL geçiş olasılığı:

$$\lambda(EL) \cong \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 cR^{2L} \quad (3.20)$$

Burada $R=R_0 A^{\frac{1}{3}}$ 'dür, bazı küçük multipol mertebeleri için

$$\lambda(E1)=1,0 \times 10^{14} A^{2/3} E^3 \quad (3.21)$$

$$\lambda(E2)=7,3 \times 10^7 A^{4/3} E^5 \quad (3.22)$$

$$\lambda(E3)=34 A^2 E^7 \quad (3.23)$$

$\lambda(E4) = 1,1 \times 10^{-5} A^{8/3} E^9$ bulunur. Burada λ , s^{-1} ve E , MeV cinsindedir.

Manyetik geçişler için ML geçiş olasılığı:

$$\lambda(ML) \cong \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\mu_P - \frac{1}{L+1}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right)^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right) \times \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L+1} \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 cR^{2L-2} \quad (3.24)$$

bulunur. Burada birçok açısai momentum çarpanının mertebesi birim büyüklük civarında olduğu için ihmal edilmiştir. Bazı küçük multipol dereceleri için sonuçlar:

$$\lambda(M1)=5,6 \times 10^{13} E^3 \quad (3.25)$$

$$\lambda(M2)=3,5 \times 10^7 A^{2/3} E^5 \quad (3.26)$$

$$\lambda(M3)=16 A^{4/3} E^7 \quad (3.27)$$

$$\lambda(M4)=4,5 \times 10^{-6} A^2 E^7 \text{ (Krane, 2011)} \quad (3.28)$$

3.4 Açısai Dağılım Oranı (ADO)

Belirli bir geçişte yayınlanan bir γ ışınının enerjisinin ölçülmesi multipol karakteri hakkında bilgi vermez. γ radyasyonunun multipol mertebesini belirlemek için radyasyonun açısai dağılımının ölçülmesi gerekir.

Örnek olarak $I_i = 1'$ den $I_s=0'$ a bir dipol geçişini göz önüne alalım. Başlangıç durumu $m_i = +1, 0, -1$ olmak üzere üç alt düzey içerir; son durumun, $m_s = 0$ olan yalnız tek bir alt düzey vardır. Açısai dağılım genellikle m_i ve m_s değerlerine bağlıdır. Örneğin $m_i = 0'$ dan $m_s = 0'$ a geçiş halinde γ yayınlanma olasılığı $\sin^2 \theta$ ile değişir (burada açı, I_i' nin bileşenlerini ölçmek için kullandığımız z eksenine göre tanımlanmıştır).

Eğer üç başlangıç m durumundan birini seçebilseydik ve geçişin sadece bu bileşenin açısai dağılımını ölçebilseydik bu karakteristik açısai dağılımı gözleyebilirdik. Bunu yapmanın en kolay yolu çekirdeği çok kuvvetli bir manyetik alan içine yerleştirmektir. Böylece I_i düzeyinin μ manyetik momentinin alanla etkileşmesi bu düzeyin yarılmalarını sağlar. Bu yarıma I_i ve manyetik alan B 'nin bağıl yönelimlerine bağlıdır. Manyetik alan yokken enerjisi E olan bir geçiş görülür.

Ancak manyetik alan uygulanınca düzeylerin yarılması, enerjileri E , $E+\Delta E$ ve $E-\Delta E$ olan üç geçiş verir. Burada $\Delta E = \mu B'$ dir. ΔE değeri γ ışını dedektörleri ile çözebileceğimiz enerji farklarının çok altındadır. Bu detektörler birbirine 2 keV' den daha yakın olan geçişleri ayıramaz ya da çözemez. Böylece gerçekte olası tüm $m_i \rightarrow m_s (+1 \rightarrow 0, 0 \rightarrow 0, -1 \rightarrow 0)$ geçişlerinin bir karışımını gözleriz. Gözlenen açısal dağılımı $W(\theta)$ ile gösterirsek,

$$W(\theta) = \sum_{m_i} p(m_i) W_{m_i \rightarrow m_s}(\theta) \quad (3.29)$$

Olup, burada $p(m_i)$ başlangıç durumunun popülasyonu yani her alt düzeyi dolduran çekirdeklerin yüzdesidir.

Normal şartlar altında bütün popülasyonlar birbirine eşittir, $p(+1) = p(0) = p(-1) = 1/3$, bu nedenle

$$W(\theta) \propto \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] + \frac{1}{3} (\sin^2 \theta) + \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta) \right] = \text{sabit} \quad (3.30)$$

Yani açısal dağılım yok olur ve radyasyon şiddeti açıdan bağımsız hale gelir (Krane, 2011).

4. MATERİYAL METOT

4.1 Gama Işını Detektörleri

Bir gama ışını detektörünün amacı cisim ile fotonların fiziksel etkileşimlerinden yararlanarak oluşan gama ışını enerjisinin yükseklik veya yük orantılı bir elektrik etkisi oluşturmaktır (Barrientos, 2013).

Nükleer radyasyonları tespit etmek için kullanılan tüm detektörlerin temel çalışma ilkeleri benzer özelliklere sahiptir: radyasyon (ışın) detektöre girer, detektör materyalinin atomlarıyla etkileşir (enerjisinin bir kısmını veya tamamını kaybeder) ve atom yörüngelerinden nispeten düşük enerjili elektronların salınmasına neden olur. Bu elektronlar toplanır ve analiz edilmek üzere, elektronik devre tarafından akım veya voltaj şekline dönüştürülür. Detektör materyalinin seçimi ölçülecek radyasyon tipine ve hakkındaki mevcut bilgiye bağlıdır (Krane, 2011).

Gama ışınlarının ölçümünde yaygın olarak kullanılan detektörler, Sintilasyon detektörleri ve yarı iletken detektörleridir.

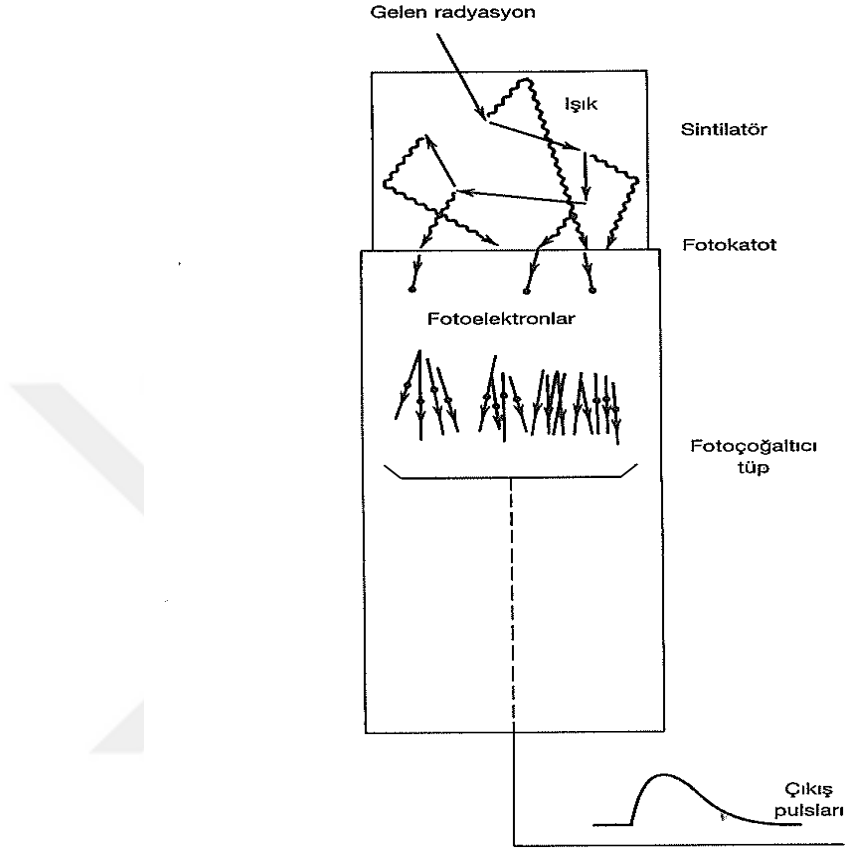
Bu detektörlerin çalışması, gama ışınlarının kullanılan materyal içinde iyonlaşarak enerji kaybetmesi gerçeğine dayanır.

4.2 Sintilasyon Detektörleri

Nükleer spektroskopideki ihtiyaçlara cevap verebilecek yüksek verimli ve uygun çözme gücüne sahip aletler olan sintilasyon sayaçları 1950' lerde geliştirilmiştir. Sintilasyon sayaçları materyal seçimindeki ikilemi şöyle çözer: İyonlaşma sonucu oluşan elektronlar, elektronik pulslarla oluşan elektronlarla aynı değildir. İyonlaşma elektronuyla puls elektronları arasında bir aracı vardır, bu ışıktır. İşlemin tamamını özetlersek:

Gelen radyasyon detektöre girer ve atomları uyarılmış düzeylere çıkaran çok fazla sayıda etkileşme yapar. Uyarılmış durumlar hızla, görünür bölgede (veya görünür bölgeye yakın) ışık yayınlarlar böyle materyallere flüoresans denir. Işık foto duyarlı

yüzeye çarparak foton başına en çok bir fotoelektron salınmasına neden olur. Bu ikincil elektronlar foto çoğaltıcı tüpte (PM) çoğaltılır, hızlandırılır ve çıkış pulsarı şekline dönüştürülür.



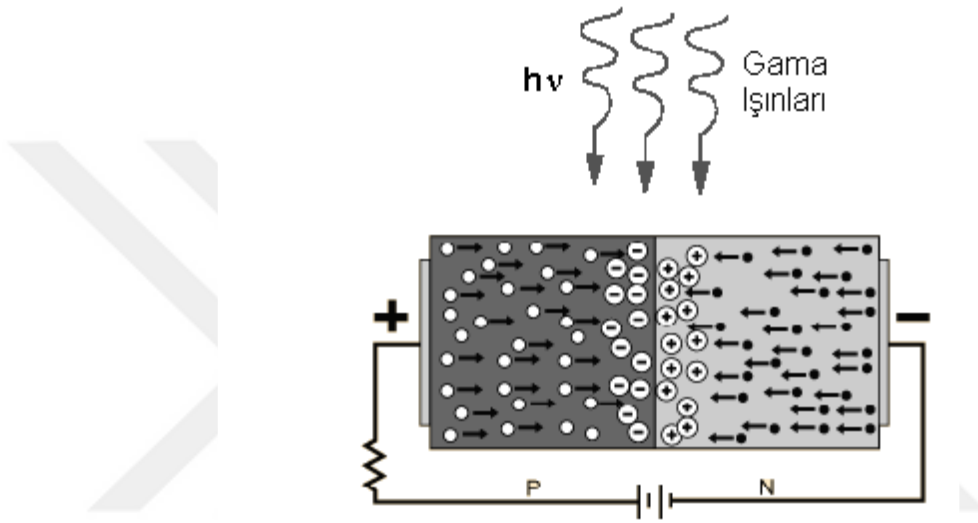
Şekil 4.1: Sintilasyon Detektöründeki Temel İşlemler.

4.3 Yarı iletken Detektörleri

Katı yarı iletken materyaller (germanyum ve silikon) radyasyon detektörleri için sintilatörlere alternatif oluşturur. Ge ve Si içinde 4 değerlikli atomların komşu atomlarla dört kovalent bağ oluşturdukları kök kristaller şeklindedirler. Yani tüm değerlik elektronları kovalent bağa katılırlar ve bant yapısı, bir dolu bant ve bir boş iletim bandı gösterir.

Yarı iletkenlerde elektrik iletimini kontrol etmek için az miktarda katkı maddesi denilen bir madde ilave edilir. Bu işlemde 3 veya 5 değerlikli atomlar örgü içine girerler. 5 değerlikli atom durumunda (P, As, Sb) elektronlardan dördü komşu Si veya Ge ile kovalent bağ yaparlar; beşinci elektronlar örgü içinde kolayca hareket

edebilir ve kesikli verici durumlarının bir kümesini oluştururlar ve bu durumlar tam olarak iletim bandının hemen altındadır. Böyle bir materyale negatif yük taşıyıcılarının (elektronlar) fazla olması dolayısıyla, materyale n-tipi yarı iletken denir. 3 değerlik elektronlu atomlar kullanılsaydı, bu durumda kristalde dört komşu atomla kovalent bağ oluşurdu ve deşik fazlalığı ortaya çıkardı. Bunlar, değerlik bandının hemen üstünde alıcı durumlarını oluştururlar ve böyle materyallere p-tipi yarı iletken denir. Çünkü, bunlarda esas yük taşıyıcıları pozitif yüklü deşiklerdir.



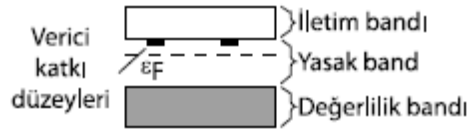
Şekil 4.2: Yarı İletken Detektör Şeması (Gilmore, 1981).

Silisyum, elmasa benzeyen bir kristal yapısına sahip olup bunda, elmastaki gibi dolu değerlilik bandını, üstündeki boş iletim bandından ayıran bir gedik vardır. Fakat silisyumdaki yasak bant sadece 1 eV genişliğindedir. Düşük sıcaklıklarda silisyum bir iletken olarak elmastan biraz iyidir, fakat, oda sıcaklığında, değerlilik elektronlarının küçük bir bölümü yasak bandı atlayıp iletim bandına girmeye yetecek ısı enerjisiye sahip olurlar. Bu elektronların küçük olan sayıları, bir elektrik alana uygulandığında az bir akımın geçmesine yeterlidir. Silisyum, iletkenlerle yalıtkanlar arasında bir öz dirence sahip olup benzer bant yapılarına sahip diğer katılarla birlikte yarıiletkenler sınıfına girer.



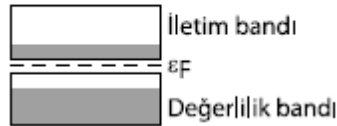
Şekil 4.3: Elmastaki enerji bantları.

Fermi enerjisi, dolu olan alttaki bandın en üstündedir. Şekil 4.3' de görüldüğü gibi değerlilik bandındaki bir elektronun boş iletim bandına erişmesi için 6 eV' a gereksinimi olduğundan elmas bir yalıtkandır.



Şekil 4.4: n-türü yarıiletken.

Bir silisyum kristalindeki eser miktarda arsenik, normalde yasak olan bantta verici düzeyler oluşturarak bir n-türü yarıiletken yapar (Şekil 4.4).

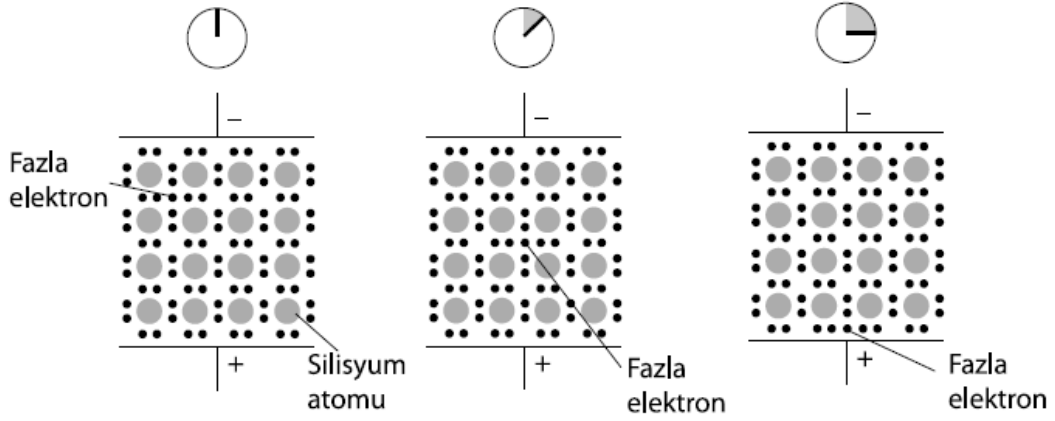


Şekil 4.5: Fermi enerjisi.

Şekil 4.5' de görüldüğü gibi bir yarıiletkendeki değerlilik ve iletim bantları bir yalıtkandakine göre daha küçük bir boşlukla ayrılmışlardır. Burada, değerlilik bandının tepesine yakın az sayıda elektron, boşluğu atlayıp iletim bandına girmeye yetecek kadar ısı enerjisi kazanabilirler. Dolayısıyla Fermi enerjisi gedik ortasındadır.

Küçük miktarda katkılar, bir yarıiletkenin iletkenliğini çok büyük ölçüde değiştirebilir. Bir silisyum kristaline birkaç arsenik atomu soktuğumuzu kabul edelim. Arsenik atomları dış tabakalarında beş, silisyum atomları ise dört elektrona

sahiptir. Bir silisyum kristalinde bir silisyum atomunun yerine bir arsenik atomu geçtiğinde elektronlarından dört tanesi en yakın komşularıyla kovalent bağlar oluştururlar. Beşinci elektronun ayrılıp kristalin içinde serbestçe hareket edebilmesi için çok az enerjiye (silisyumda sadece 0.05 eV civarında, germanyumda 0.01 eV civarında) gereksinimi vardır.



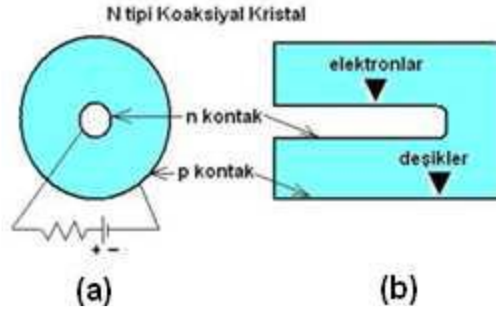
Şekil 4.6: n-türü yarıiletkenlerde akım.

Bir n- türü yarıiletkenlerdeki akım, saf bir kristalin elektron yapısına uymayan fazla elektronlar tarafından taşınır (bkz. Şekil 4.6).

4.4 Yüksek Saflıkta Germanyum Yarı İletken Detektörleri

Kristal büyütme yöntemindeki ilerlemeler, daha büyük (100 mm çaplı ve 140 mm uzunluklu), yüksek saflıkta Ge (HPGe) kristallerin üretilmesini sağladı. Normal Ge detektörlerinde 1-2 mm boyunda olan tüketim bölgesinin, HPGe detektörlerinde 10-15 mm olması sağlanabilmiştir. (HPGe kristalinden önce kullanılan lityum katkılı Ge(Li) detektörlerinde tüketim bölgesi yaklaşık olarak 5 mm boyutunda elde edilebilmiştir.) Detektörlerin büyük olması, gama ışınlarının kristaldeki çoklu saçılmalarından sonra soğurulma olasılıklarını artırır. Bunun yanı sıra elde edilen büyük tüketim bölgesi, gama ışın spektroskopisinde önemli olan yüksek çözünürlüğün elde edilmesini sağlamıştır. HPGe detektörleri daha önce kullanılan geleneksel Ge detektörlerindeki gibi n tipi ve p tipi olmak üzere iki guruba ayrılırlar. Gama spektroskopisinde kullanılan pek çok HPGe detektörü, koaksiyal geometride ve n-tiplidir. Düzlem geometrili detektörlerle elde edilen azami tüketim bölgesi hacmi (50 cm³) bu geometri sayesinde 750 cm³ değerine kadar arttırılabilir. Bu tip

detektörler, kristalin dış yüzeyine uygulanan negatif kontağa (p) ve kristalin merkez eksenini boyunca uygulanan pozitif kontağa sahiptir. P tipi detektörler ise, kristalin merkez eksenini boyunca uygulanan negatif kontağa (p) sahiptir.



Şekil 4.7: n tipi HPGe detektörü.

Tipik bir n tipi koaksiyal HPGe detektörünün ön taraftan(a) ve yan tarafından(b) şematik gösterimi Şekil 4.7’ de verilmiştir (Eberth ve Simpson 2008). Pozitif besleme kontağı (n), HPGe kristal dış yüzeyine lityum (Li) difüzyonu yoluyla, negatif besleme kontağı (p) ise, kristal iç yüzeyinin boron (B) ile katkılanması yoluyla üretilir. Dış kontak kalınlığı, iç kontakinkine göre çok daha azdır. Bu incelik, detektöre gelen düşük enerjili gama ışınlarının kristale kolayca girmesini sağlayarak, düşük enerjilerde iyi verim elde edilmesini sağlar.

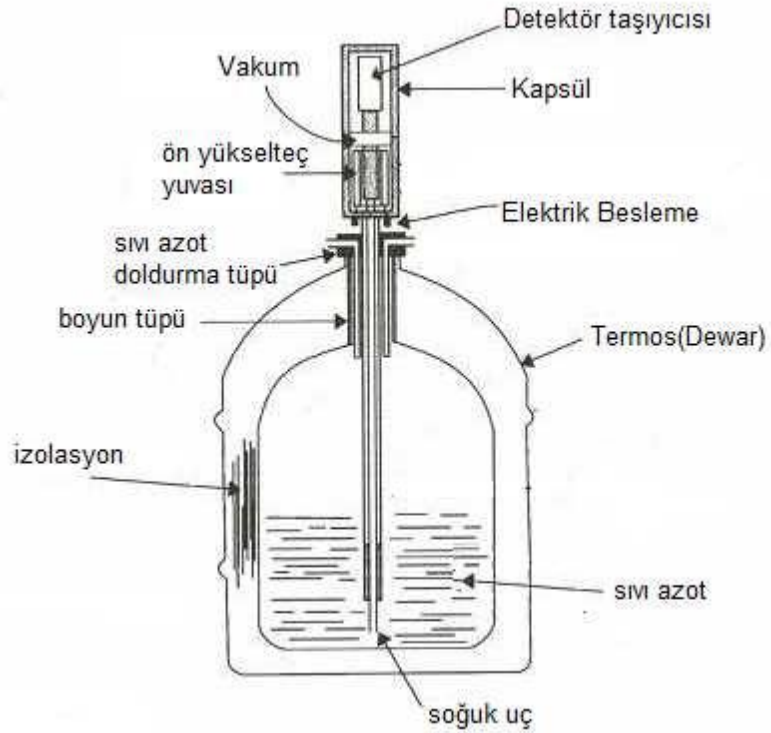
N-tipi HPGe detektörünün bir avantajı, nötron hasarından daha az etkilenmesidir. Detektör materyaline çarpan nötron, HPGe detektörüne hasar vererek, kristalde boşluklar oluşmasına neden olurlar. Bu boşluklar yük taşıyıcıları için bir kapan gibi davranır. Kapanlar nedeniyle yük toplanması tamamlanamadığından dolayı, tam enerji pikinin düşük enerjili kısmında bir kuyruk gözlenir. Bu nedenle de, gama spektroskopisinde kullanılan standart HPGe koaksiyal detektörlerinin, n-tipli olması tercih edilir (Akkoyun, 2011).

4.5 Detektörün Yapısı

HPGe detektörler içi boşaltılmış kaplar ile korunurlar (Genellikle alüminyum kullanılır). Detektör kristali, Şekil 4.8’ de görüldüğü gibi, termal iletkenliği çok iyi olan soğuk uca (coldfinger) bağlıdır. Metal ve soğuk ucun birleşimine kriyostat (cryostat: sabit düşük sıcaklık kabı) denir. Soğuk uç içi sıvı azot dolu, termos görevi yapan sıvı azotun depolandığı kap “dewar” boyunca uzanır. Sıvı azot içerisindeki

kriyostat sayesinde kristal sabit düşük sıcaklıkta tutulur. Bu şekilde elektronik ölçümlerdeki tekrarlanabilirlik sağlanır, elektronik gürültü en az seviyeye indirgenir ve yüksek çözünürlük sağlanır. Kriyostatın yapımında birkaç önemli faktörü şu şekilde sıralayabiliriz:

- Detektör 77 K° sıcaklığında korunmalıdır.
- Kriyostat mekanik titreşimlerden izole edilmiş olmalıdır.
- Detektör başlığı gama radyasyonu ile etkileşmeyecek şekilde yeterince ince olmalıdır ve vakumunun uygun bir şekilde ayarlanması gerekir.
- Eğer düşük doğal arka plan (background) ölçümleri yapılıyorsa kriyostat ona göre özel seçilmiş olmalıdır.
- Detektör temiz bir vakum altında çalışmalıdır bu şekilde yoğunlaşma engellenecektir ve sinyal alımı sırasında yüksek voltaj ile beslenmelidir.

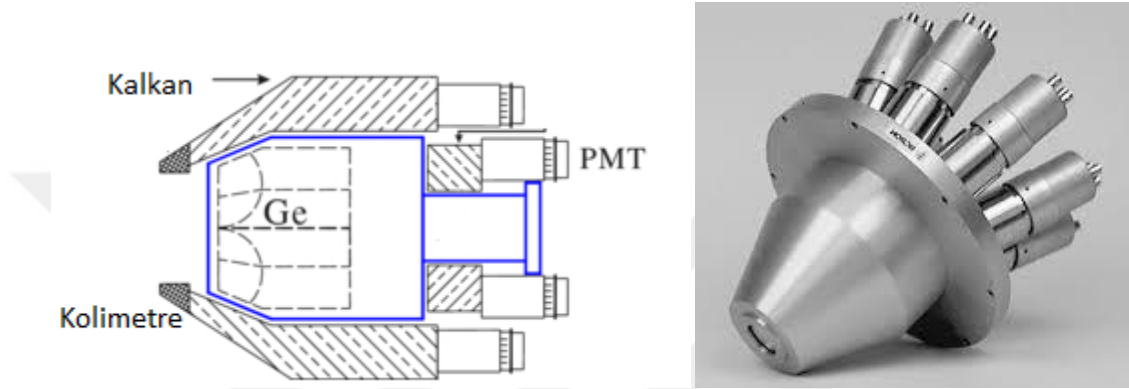


Şekil 4.8: Tipik Bir Germanyum Detektör (Şahiner, 2010).

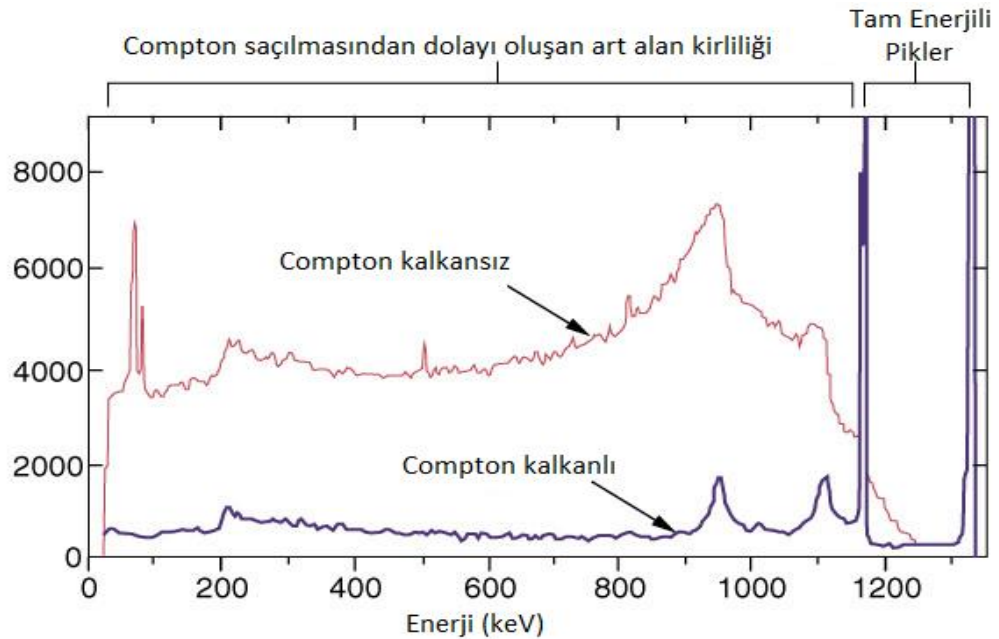
4.6 Compton Kalkanı

Ge detektörleriyle yapılan Gama spektroskopisinde düşük enerjideki zayıf pikleri gözlemlemek zordur. Bunun sebebi daha yüksek enerjili gama ışınlarının Compton

saçılmasıdır. Bunu azaltmak için genellikle NaI(Tl) veya BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) dedektörler kullanılarak Germanyum detektörünün etrafı şekil 4.9’ da görülen Compton kalkanı ile çevrelenir. Compton kalkanındaki kristal saçılan gama ışınlarını absorbe eder ve düşük enerji bölgesinin daha temiz olmasını sağlar. (Patel, 1991) Şekil 4.10’ da Compton kalkanı aktifken ve kullanılmaz iken ^{60}Co için elde edilen spektrumlar görülmektedir. Compton saçılmasından kaynaklanan kirliliğin olmaması halinde o bölgede bulunan zayıf piklerin gözlenmesi daha kolay olacaktır.



Şekil 4.9: Compton Kalkanının Şematik Çizimi ve Gerçek Görüntüsü.



Şekil 4.10: Compton Kalkanı Varken ve Yokken ^{60}Co İçin Spektrumlar.

4.7 Çoklu-detektör Sistemleri

Son yıllarda birden fazla gama detektörü kullanılarak oluşturulan detektör düzenekleri, spektroskopi araştırmalarına önemli katkılar sağlamıştır. Bu tür detektör düzeneklerinde yüksek saflıkta germanyum kristali kullanılmıştır. Bu tür düzeneklerinin 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. Bundan on yıl öncesine kadar kullanılan düzeneklerden bazıları GASP, GAMMASPHERE ve EUROBALL (Eberth ve Simpson, 2008)' dir. Fakat kristal saflaştırma yöntemlerindeki ilerlemeler ve elektronik sistemlerin gelişmesi sonucu yeni detektör düzenekleri inşa edilmeye başlanmıştır. Bunlardan en önemlileri Avrupa'daki AGATA (Akkoyun, 2012) ve Amerika'daki GRETA (Paschalis, 2012) projeleridir. AGATA projesinde 180, GRETA projesinde ise 120 adet yüksek saflıkta Germanyum detektörü kullanılacaktır. Bu detektörlerde kullanılan teknoloji daha önceki GASP, EUROBALL gibi detektör sistemlerindeki farklıdır. Bunlar Germanyumdan oluşan bir küre şeklinde dizayn edilmiştir. Kristaller elektronik olarak 36 parçaya bölünmüştür ve bu sayede her bir parça ayrı bir detektör gibi çalışmaktadır. Detektörlerde aynı olaya ait olan etkileşmeler izlenip birbiri üzerine eklenebilmekte böylece verimliliği çok daha yüksek deneyler yapılabilmektedir. Bu tezde kullanılan veriler Şekil 4.11' de görülen GASP dedektör sisteminden elde edilmiştir. GASP detektör sistemi 40 tane HPGe detektör ve 80 tane BGO kristalinden oluşan Compton kalkanından oluşmaktadır ve Legnaro-İtalya' da faaliyet göstermiştir. Bu 40 HPGe detektörü hedef konumundan 27 cm uzağa, $34^{\circ}(6)$, $60^{\circ}(6)$, $72^{\circ}(4)$, $90^{\circ}(8)$, $108^{\circ}(4)$, $120^{\circ}(6)$ ve $146^{\circ}(6)$ açılarda halkalar halinde yerleştirilmiştir ve toplam katı açının %10' unu kaplamaktadır. Parantez içindeki sayılar her açıdaki detektör sayısını göstermektedir. 1332 keV'lik γ -ışını enerjisinde, toplam mutlak fotopik verimi yaklaşık %3' dür. 1332 keV' deki ortalama enerji çözünürlüğü yaklaşık 2.3 keV' dir. Kullanılan Germanyum detektörlerinin ortalama bağıl verimi %82' dir.

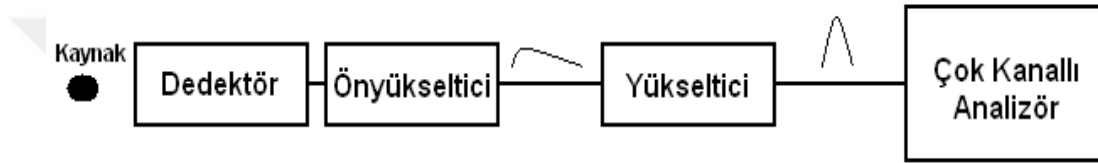


Şekil 4.11: GASP Detektörünün 2π ’ lik kısmının Gösterimi.

4.8 Enerji Ölçümleri

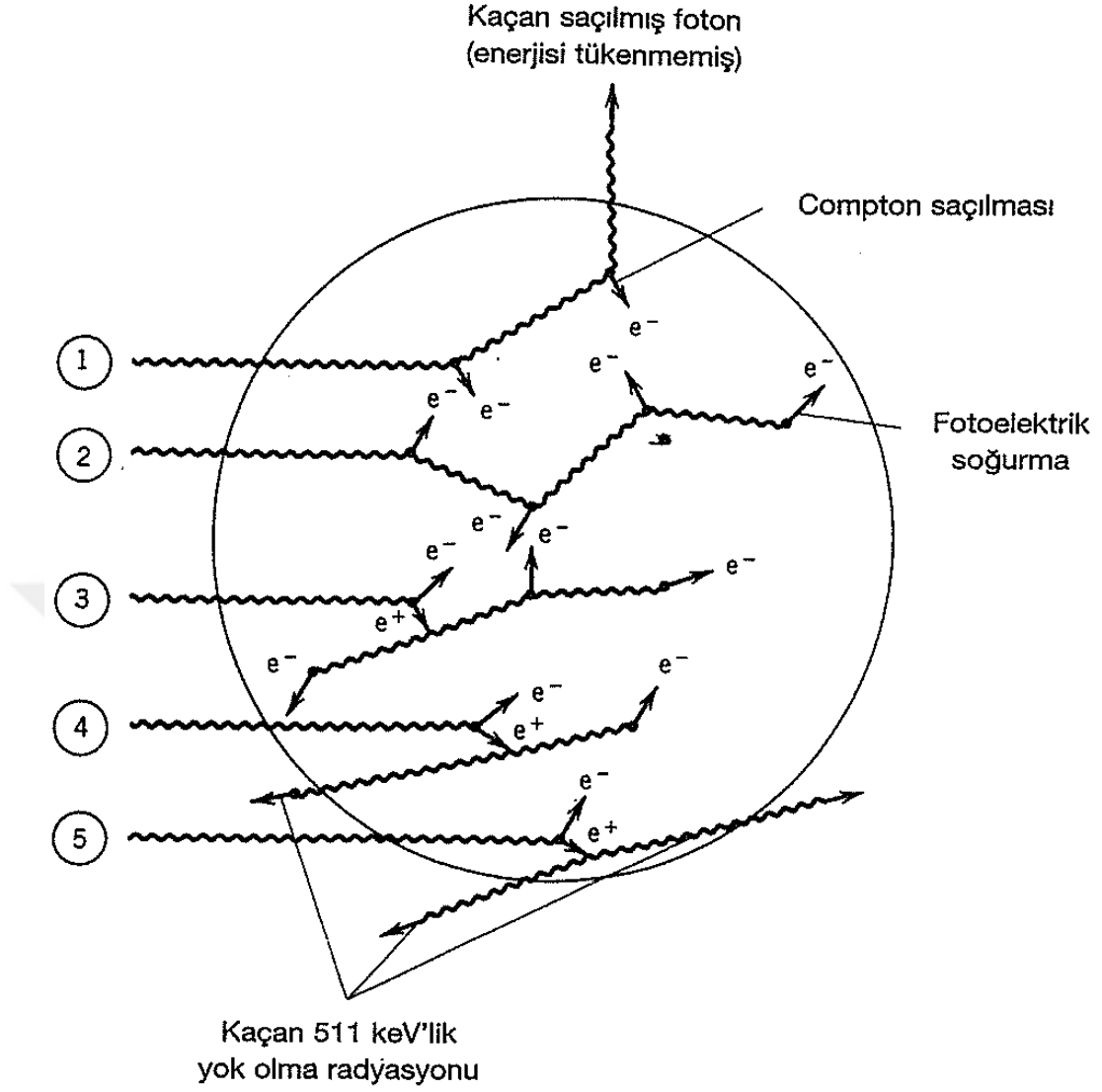
Nükleer radyasyonların enerjilerini ölçmek için kullanılabilecek sistemin şematik gösterimi Şekil 4.12’ de verilmiştir. Detektörden gelen elektronik sinyaller genellikle doğrudan ön yükselticiye giderler. Detektörden gelen yük pulslarını voltaj pulslarına dönüştürürler (örneğin bir kapasitör yüklenerek) ve pulslar devre içinde diğer bir elemana gönderilirler. Yükseltici, ön yükselticinin milivolt mertebesindeki pulslarını birkaç volt mertebesine kadar artırır. Detektörden gelen elektronik sinyaller

genellikle doğrudan ön yükselticiye gidecek mertebede voltaj artışını sağlar. Radyasyon enerjisi ile puls yüksekliğinin orantılılığının sağlanabilmesi için yükselticinin lineer olması gerekir. Karmaşık bir bozunma işleminden elde edilen birçok puls yüksekliği çok kanallı analizör (MCA)' de histogram şeklinde görülebilir. Giriş pulsları dijitaldir ve dijital puls yüksekliği kanal olarak tanımlanan hafıza bölgelerinde depolanır; böylece yatay eksen kanal sayısı olarak belirlenir. Elde edilen puls yüksekliği spektrumu kaynaktan yayınlanan radyasyonların enerjilerini (yatay eksen üzerindeki yerlerinden) ve bağıl şiddetleri (spektrumdaki çeşitli pik alanlarından) bulabilmek için kullanılabilir. Bu işlem en çok gamalar için kullanılır.



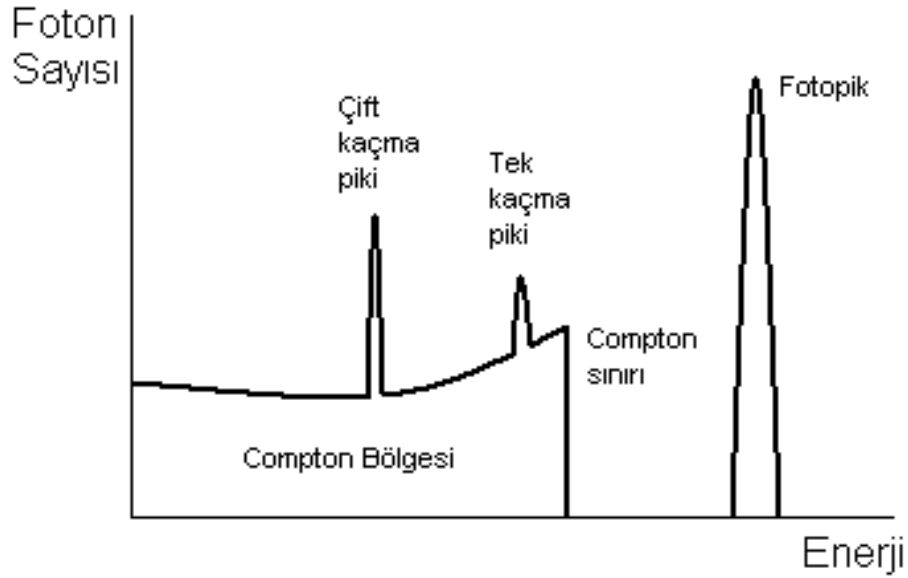
Şekil 4.12: Nükleer radyasyonların enerjilerini ölçmen sistemin şematik gösterimi.

Şekil 4.13' de gösterildiği gibi, foton defalarca Compton saçılması yapabilir; her saçılmadan sonra, enerjisinin bir kısmını kaybeder ve bir serbest elektron üretilir. Foton şu iki olaydan birini gerçekleştirir: Compton saçılmasına devam eder, sonunda enerjisi o kadar azalır ki fotoelektrik soğurma meydana gelerek yok olur veya kristalin kenarına çok yaklaşıp kristalin dışına çıkar. Fotonun enerjisi elektronlara aktarılır (fotoelektronlar veya Compton saçılma elektronları). Bu elektronların kristal içindeki menzilleri çok kısadır. Sintilatörde ışık fotonları veya yarı iletken detektör içinde elektron-deşik çiftleri yaratarak çok hızlı şekilde enerji kaybederler. Enerjinin tümünün soğurulduğunu kabul edebiliriz ve bu büyüklüğü orijinal fotonun detektörde bıraktığı enerji olarak ele alabiliriz. Eğer ilk foton, sonunda fotoelektrik soğurmaya maruz kalırsa detektör kristaline aktarılan enerji orijinal fotonun enerjisinden daha küçüktür (Krane, 2011).



Şekil 4.13: γ ışını ölçümünde meydana gelen olaylar.

Bir pozitron elektron çifti, $E_\gamma - 2mc^2$ lik kinetik enerji ile yaratılır ve bu enerjinin detektördeki kaybı fotopiki meydana getirir. Pozitron atom elektronu ile birleşerek çift yokolma meydana gelir ve iki tane 511 keV' lik foton üretilir. Bu iki foton hiçbir etkileşme yapmadan detektörden dışarı çıkabilir veya Compton saçılma işlemleri ile tamamen ya da kısmen soğurulabilir. Böylece, $E_\gamma - 2mc^2$ de (her iki foton kaçarsa), $E_\gamma - mc^2$ de (fotonlardan biri kaçar diğeri soğurulur ise) ve E_γ da (her ikisi de soğurulur ise) pikler görmeyi bekleriz. Şekil 4.14 tüm bu pikleri ve Compton sınırını göstermektedir.



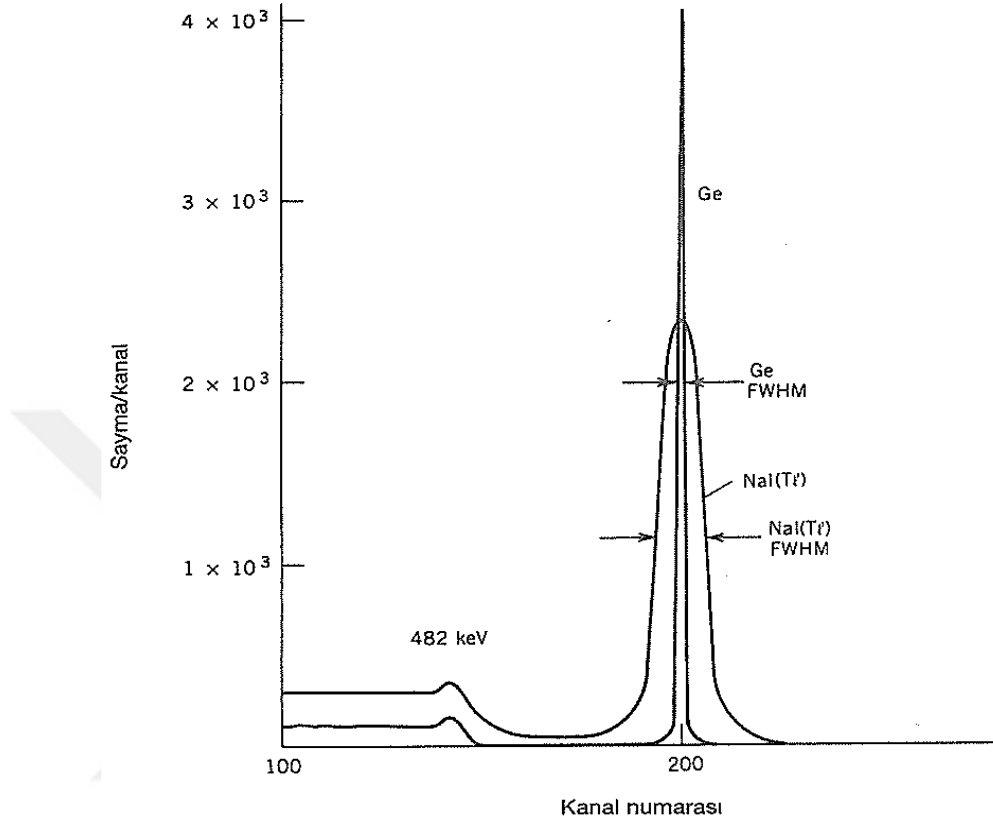
Şekil 4.14: Compton Sınırı, tek kaçma ve çift kaçma pikleri.

Bir detektörün tek enerjili γ ışınları için vereceği tipik bir cevap şekil 4.14’de görülebilir. Fotopik, şekil 4.13’ deki 2 ve 3 numaralı olaylardaki gibi, γ ışınının tüm enerjisini detektörde kaybettiğinde oluşur. Compton bölgesi 1 numaralı olaydaki gibi pek çok olayı içermektedir. Tek ve çift kaçma pikleri 4 ve 5 numaralı işlemler sonucunda meydana gelir. Detektörün enerji çözme gücü, pikleri bu şekilde görülenlerden daha geniş verme eğilimindedir ve çoklu Compton saçılmaları şekilde görülen Compton sınırı ve fotopik arasındaki enerji boşluğunu dolduracaktır. Kaçma pikleri, sadece γ ışını enerjisi 1,022 MeV’ den fazla ise ortaya çıkar.

Fotopik, Compton bölgesi ve kaçma piklerinin bağıl genlikleri detektörün şekline ve boyutlarına bağlıdır. Bir Compton saçılma fotonunun merkezden yüzeye kadar hiç etkileşme yapmadan ilerleyebilmesi için daha küçük bir şansa sahip olduğu için, genel olarak, daha büyük bir detektör fotopike göre daha küçük bir Compton sürekli bölgesine sahiptir. Aynı şekilde, büyük bir detektörde 511 keV’ lik yok olma fotonlarının biri veya her ikisinin de yakalanma olasılığı daha büyüktür.

Şekil 4.15 ^{137}Cs ’ nin Ge ve NaI(Tl) detektörleriyle elde edilen çok kanallı analizör spektrumlarını göstermektedir. Bu bozunmada yalnız 662 keV’ lik tek bir γ ışını yayınlanmaktadır. Compton sürekli bölgesi ve Compton sınırı kolayca görülmektedir. Compton sınırı ile fotopik arasındaki “vadi” tam olarak sıfıra eşit değildir, ayrıca Compton sınırı keskin değildir; önceki tartışmada Compton

bölgesinin tek bir saçılma olayından kaynaklandığını kabul ettik. Compton sınırının $E = 478 \text{ keV}$ ' de olması beklenir ve bu gözlenen spektrumla uyum içindedir.



Şekil 4.15: ^{137}Cs ' nin NaI(Tl) ve Ge(Li) ile alınan spektrumlarının karşılaştırılması. Fotopik enerjisi 662 keV ' dir. NaI(Tl)' un çözme gücü (FWHM) yaklaşık 40 keV iken Ge için yaklaşık 1 keV ' dir. Ge için şiddet (pik alanı) NaI(Tl)' ninin yaklaşık %11' i kadardır.

Gösterilen iki spektrumda, verimdeki (esas olarak fotopik alanı) ve çözme gücündeki (fotopikin genişliği) Ge ve NaI (TI) arasındaki farklılıklar çarpıcıdır. NaI detektörleri Ge detektörlerinden daha yüksek verime sahip olup daha ucuzdur (Ge'nin maliyetinin $1/10$ ' u veya daha az) ve çalışma şartları daha basittir (NaI için soğutma gerekli değildir).

Şimdi, ölçme işleminin istatistiğine dayanan, gözlenen çözme gücünün nedenlerini anlamaya çalışalım. NaI (TI) ve Ge detektörleriyle elde edilen tam enerji pikleri yaklaşık Gauss dağılımı şeklinde alınabilir ve genişlik Gauss dağılımının genel şeklinde σ parametresi ile karakterize edilir.

$$f(E) = A e^{-(E-\bar{E})^2/2\sigma^2} \quad (4.1)$$

Burada A bir normalizasyon sabitidir. $\bar{n}$ ortalama olay sayısı bilinmediği için ortalama $\bar{E}$ ile σ arasındaki ilişki kullanılmaz. (Yani, $\sigma = \sqrt{\bar{n}}$ sadece sayma olayları için geçerlidir.)

Genişlik, genellikle maksimum pik yüksekliğinin yarısındaki genişlik cinsinden tanımlanır (FWHM) yani, iki E_1 ve E_2 noktası arasındaki ΔE mesafesidir. Burada $f(E_1) = f(E_2) = A/2$ ’ dir. Küçük bir işlemle,

$$\Delta E = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \cong 2,35\sigma \quad (4.2)$$

Elde edilir. FWHM $\Delta E/\bar{E}$ oranı olarak ifade edilir.

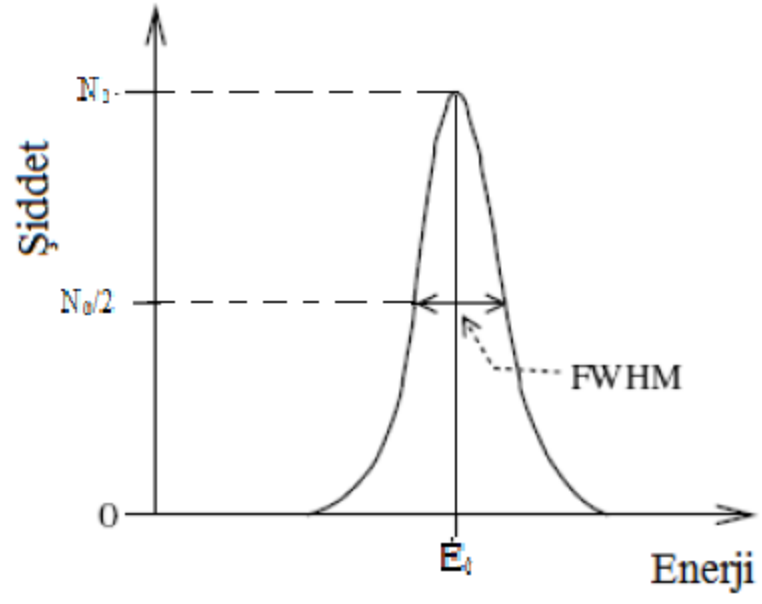
4.9 Enerji Çözünürlüğü

Gelen radyasyonun enerjisini ölçmek için tasarlanan bir detektörün performansı bir tek enerjili kaynağın puls dağılımının genişliği ile nitelendirilir. Kalınlık, çan eğrisinin maksimum yüksekliğinin yarısındaki genişlik (full width half maximum) ile ölçülür ve FWHM veya Γ ile gösterilir (bkz. Şekil 4.16.).

$$R(E_0) = \frac{\Gamma}{E_0} \quad (4.3)$$

Enerji çözünürlüğünü etkileyen üç önemli faktör:

1. Detektörde üretilen yük taşıyıcılarının sayısındaki istatistiksel dalgalanmalar,
2. Detektörün kendi içindeki, ön yükselteçteki ve yükselteçteki elektronik gürültü,
3. Detektörde üretilen yüklerin tamamının toplanamamasıdır.



Şekil 4.16: Gaussyen pikin enerji çözünürlüğü.

5. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

Bu çalışmaya konu olan ^{33}S çekirdeği İtalya' nın Legnaro kentinde bulunan XTU-Tandem hızlandırıcısında 40 MeV' e kadar hızlandırılan ^{14}N çekirdeğinin 1 mg/cm² kalınlığındaki ^{24}Mg çekirdeğine çarpması sonucu oluşan $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N}, \alpha)^{33}\text{S}$ füzyon buharlaşma reaksiyonu sonucu elde edilmiştir. Bu çalışmanın amacı füzyon-buharlaşma reaksiyonu kullanarak ^{33}S çekirdeğinin daha yüksek uyarılmış seviyelerini gözlemlemek ve spin-parite değerlerini belirlemektir. Bu bölümde öncelikle verilerin analize hazırlanması için yapılan işlemler, sonrasında analiz sonucu elde edilen bulgular anlatılacaktır.

5.1 Kalibrasyonlar

Modern dijital spektrometresindeki pulsların ölçümünde birçok pulsun ardı ardına puls yüksekliği gözlenir. Eğer elimizdeki bu karmaşık spektrumun bir anlam kazanmasını istiyorsak enerjinin kanal sayısına göre veya voltaja göre ve radyoaktif çekirdek miktarının puls sayımına göre kalibrasyonu yapılmalıdır. Bunun için, üç ana başlık sağlanmalıdır.

Zaman kalibrasyonu; zaman sinyalinin tüm dedektörlerde aynı zamana karşılık gelmesini sağlar. Enerji kalibrasyonu; kanal numarası ve enerji arasındaki ilişkiyi verim kalibrasyonu ise sayım miktarı ile parçalanma oranı arasındaki ilişkiyi belirler. Aşağıda bunlar kısaca açıklanacaktır.

5.1.1 Zaman kalibrasyonu

HPGe detektörlerinin zaman sinyallerinin kalibrasyonu diğer kalibrasyonlara göre daha kolaydır, çünkü zamanla bir pik verirler, diğer durumlarda ise sinyal vermezler. Zaman kalibrasyonunu yapmak için öncelikle her detektörün zaman sinyalinin kaydedildiği dosyalarda pik pozisyonuna bakılır. Daha sonra bunların hepsinin

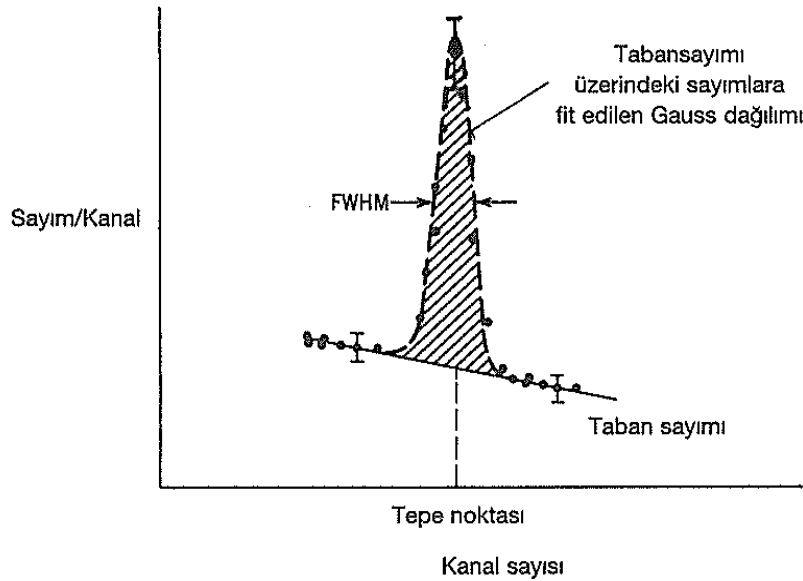
spektrumda aynı konuma gelmesi sağlanır. Böylece sadece belirli bir zamana karşılık gelen sinyaller işleme konur.

5.1.2 Enerji Kalibrasyonu

Enerji kalibrasyonu belli bir kazanç değeri için spektrumda gözlenen piklerin bulundukları kanal ile ait oldukları enerji arasındaki bağıntının bulunmasını sağlar. Detektör sisteminin belli bir kazançtaki enerji kalibrasyonu [kanal vs. gama enerjisi], belirlenen radyoaktif kaynaklardan yayılan gama ışınlarına ait tam enerji fotopik kanal numaralarının tayin edilmesidir. Enerji kalibrasyonu ile çok kanallı analizör (MCA) kalibre edilir (Şahiner, 2010).

Bilgisayar hafızasında toplanan spektrumların analizi için, hangi kanalın hangi enerjiye karşılık geldiği bilinmelidir. Enerji kalibrasyonu sırasında detektörün ayırma gücü (resolution) kontrol edilir.

γ ışınları için (veya başka radyasyonlar) spektroskopi ölçümlerinde amaç, radyasyonun şiddet ve enerjisini tespit etmektir. Enerjiyi bulmak için pikin tepe noktasını tespit etmek gerekir. Diğer piklerden ayrılmış, iyi çözülmüş bir pikin tepe noktası basit bir sayısal işlemle bulunabilir. Önce taban sayımının çıkarılması gerekir. (Pik, daha yüksek enerjili diğer piklerin Compton sürekli bölgesi üzerinde olabilir.) Bu, genellikle pikin altındaki ve üstündeki taban sayımı kanal grupları arasına düz bir çizgi çizilerek yapılır.



Şekil 5.1: Kanal Sayısı.

İyi çözülmüş bir pikin alanı bir lineer tabansayım çıkarılarak ve sonra ya tabansayımı üzerindeki saymalar veya bir Gauss fonksiyonu tabansayımı üzerindeki saymalara fit edilerek bulunabilir. Her kanaldaki basit bir sayma işleminden elde edildiği için belirsizlik tam olarak sayının kareköküdür; bu, yalnız her kanaldaki toplam sayıya uygulanır ve taban sayımı üzerindeki sayılara uygulanmaz.

Bu durumda, lineer bir tabansayımı kabul edilir ve taban sayım saymaları doğrudan çıkarılabilir. Pikin tepe noktası ve alanı

$$\begin{aligned} \text{Alan} &= \sum y_i \\ \text{Tepe noktası} &= \frac{\sum x_i y_i}{\sum y_i} \end{aligned} \quad (5.1)$$

ile bulunur, burada y_i , i. kanaldaki, taban sayımı üstündeki saymaların net sayısını gösterir. Daha ayrıntılı bir metod Gauss fonksiyonunu pike fit etmektir. Bu,

$$\ln y_i = \ln A - \frac{(x_i - \bar{x})^2}{2\sigma^2} \quad (5.2)$$

elde edilir. Bu ifadeye, en küçük kareler yöntemi uygulanarak, $\bar{x}$, σ ve A parametreleri bulunabilir. Gauss fonksiyonu, integre edilerek,

$$\text{alan} = \sigma A \sqrt{2\pi}$$

yazılabilir. Karmaşık spektrumlarda, bu basit işlem iyi sonuçlar vermez. Taban sayımları, lineer yaklaşımla tanımlanamaz. Birbirlerine çok yakın olan pikler örtüşebilirler ve yukarıda anlatıldığı şekilde fit edilemezler. Bir Gauss eğrisi yaklaşımı her zaman geçerli olmaz çünkü Gauss eğrisinin yüksek enerji veya düşük enerji sınırlarında üstel “kuyruklar” olabilir. Bu durumda, tepe noktalarını, birçok pikin alanlarını ve lineer olmayan taban sayımlarını içeren pek çok parametrenin elde edilebildiği daha gerçekçi fit etme programları vardır.

Eğer bir pikin tepe noktası ve alanını bilirse, bu değerleri radyasyonun enerji ve sayma hızını elde etmek için kullanabiliriz. Enerjiyi bulmak için MCA' yı (çok kanallı analizör) kanal sayısı enerjiyi gösterecek şekilde kalibre etmek gerekir. Bu işlem, genellikle $\bar{x}_1$ ve $\bar{x}_2$ tepe noktalarına karşılık gelen bilinen enerjili, E_1 ve E_2 gibi, iki veya daha fazla radyasyon kullanılarak yapılır. Sonra $\bar{x}$ ve E arasındaki lineer ilişki bulunur. MCA' lar (ve sistemin detektör ve yükseltici içeren diğer parçaları) genel olarak, lineerlikten hafifçe saptıkları için E_1 ve E_2 kalibrasyon enerjilerinin mümkün olduğu kadar bilinmeyen E enerjisine yakın seçilmeleri tavsiye edilir. Kalibrasyon için radyasyon kullanmak gereklidir, çünkü MCA' nın sıfırıncı kanalının, sıfır yüksekliğindeki bir pulsa karşı gelmesi şart değildir. Aşağıdaki Şekil

5.2 ve Çizelge 5.1, yaygın olarak kullanılan bazı kalibrasyon standartlarını göstermektedir.

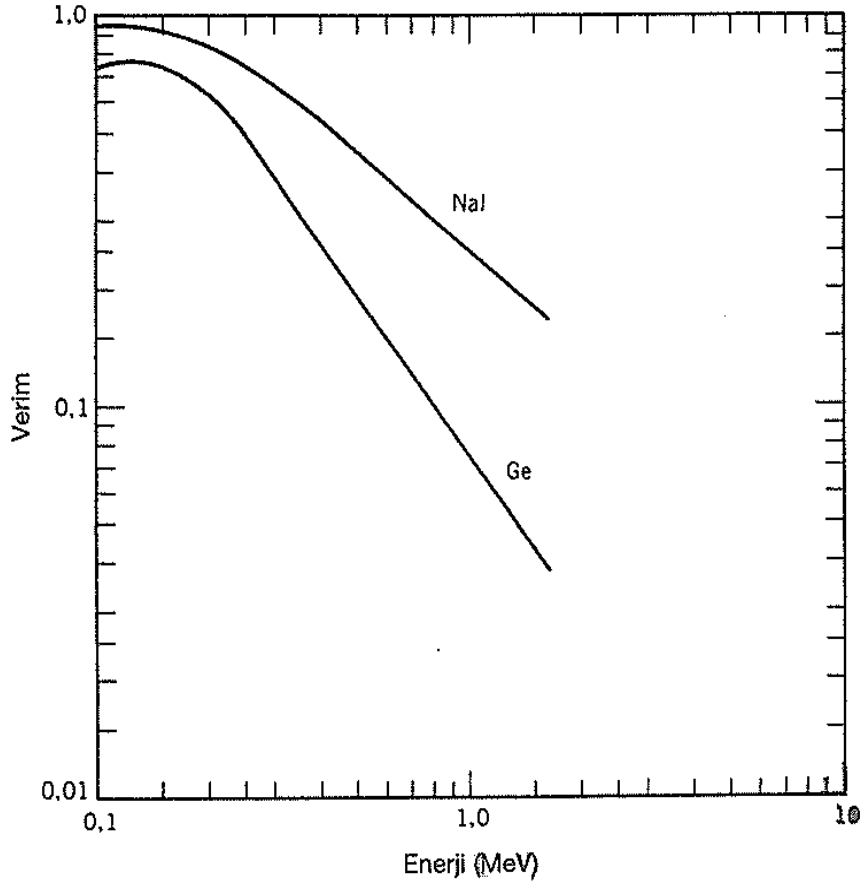


Şekil 5.2: Kalibrasyon için yaygın olarak kullanılan radyoaktif materyaller.

Çizelge 5.1: Yaygın olarak kullanılan Enerji Kalibrasyon Standartları.

Çekirdek	$t_{1/2}$	Radyasyon	Enerji (keV)
^{109}Cd	453 gün	γ	$88,037 \pm 0,005$
^{57}Co	271 gün	γ	$122,06135 \pm 0,00013$
			$136,47434 \pm 0,00030$
^{198}Au	2,696 gün	γ	$411,80441 \pm 0,00015$
^{137}Cs	30,17 y	γ	$661,661 \pm 0,003$
^{60}Co	5,271 y	γ	$1173,238 \pm 0,015$
			$1332,513 \pm 0,018$
^{207}Bi	38 y	e^-	$481,65 \pm 0,01$
			$975,63 \pm 0,01$
^{241}Am	433 y	α	$5485,74 \pm 0,12$
^{226}Ra	1600 y	α	$4784,50 \pm 0,25$
			$5489,66 \pm 0,30$
			$6002,55 \pm 0,09$
			$7687,09 \pm 0,06$

Pik alanını tam olarak sayma hızına çevirmek için detektörün verimi hakkında bir şeyler bilmemiz gerekir. γ ışınları için detektör verimi enerjiye oldukça bağlıdır. Şekil 5.3 Ge ve NaI(Tl) detektörlerinin mutlak verimlerini γ ışını enerjilerinin fonksiyonu olarak göstermektedir.



Şekil 5.3: NaI ve Ge Detektörlerinin Bağlı Verimleri.

NaI ve Ge detektörlerinin bağlı verimleri. Burada, “verim” ile, detektöre çarpan fotonun fotopikte görünme olasılığı anlatılmaktadır; detektörlerin büyüklükleri göz önüne alınmaz. Bu, detektörün farklı boyutlarda olmasından kaynaklanmaz. Bu eğriler, 7.6 cm çapında, 7.6 cm uzunluğundaki bir NaI(Tl) ve 4,2 cm çapında 4,2 cm uzunluğundaki bir Ge detektörleri için çizilmiştir. Kaynak detektörden 10 cm uzaklıktadır. 1,332 MeV’ lik (^{60}Co ’dan yayınlanan) bir fotonun Ge’ nin fotopiki içinde bulunması için bağlı olasılık NaI(Tl)’ ninkinin %8’ idir, katı açi faktörü hesaba katılmıştır.

5.1.3 Verim kalibrasyonu

Verim, sayım sisteminin radyasyonu algılayabilme yeteneğinin ölçüsüdür. Kaynaktan çıkan bir radyasyonun algılanabilme ihtimali olarak tanımlanır. Alfa ve Beta parçacıkları aktif hacme girdiklerinde, kısa mesafe içerisinde algılanabilecek miktarda iyon çiftleri oluştururlar ve tamamı algılanabilir. Bu durumda sayım verimi

% 100 denilebilir. Gama ve nötron, enerjisinin tamamını bırakabilmesi için çok büyük hacimlere ihtiyaç duyar. Detektör sisteminin verimi, Detektörün kendisinden kaynaklanan etkileri,

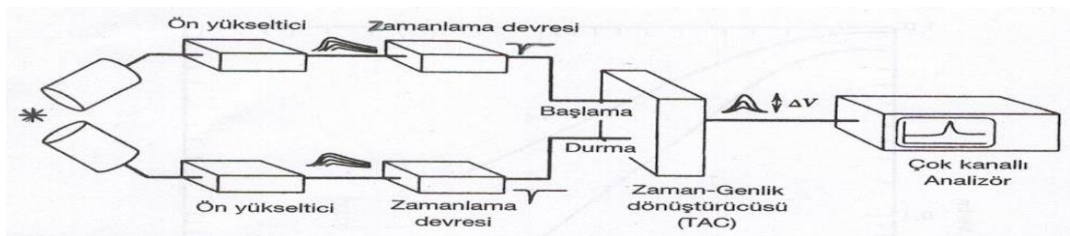
- Kaynak-detektör geometrisinin etkilerini
- Detektör çevresindeki madde ve malzemelerin etkilerini
- Kaynak maddesindeki öz-soğurma (self-absorbsiyon) etkisini kapsar.

Her kaynak-detektör geometrisi için ayrı bir verim kalibrasyonu yapılmalıdır. Gama spektrometresinde verim, kaydedilen olaylara göre sınıflandırılır (Şahiner, 2010).

5.2 Veri Dosyalarının Yapısı

Kalibrasyon işlemlerinin tamamlanmasının ardından, her bir dedektöre ait bilgiler kullanılarak 2 çeşit matris hazırlandı. Bunlardan ilki detektörlerden herhangi biri bir gama algıladığında diğerinin hangi gamayı algıladığını gösteren iki boyutlu gama-gama simetrik matrisidir. Bu matris gama ışını çakışma analizleri için kullanıldı. Diğer matris ise detektördeki her halkanın (ring) içindeki detektörden biri bir gama algıladığında diğer detektörlerin hangi gamayı algıladığını gösteren gama ring-gama asimetrik matristir. GASP detektör sisteminde 7 farklı açı olduğundan (34°, 60°, 72°, 90°, 108°, 120° ve 146°) bu matristen 7 adet oluşturuldu. Bu matrisler geçişin karakteri hakkında bilgi veren açısal dağılım oranlarının (RADO) hesabı için kullanıldı.

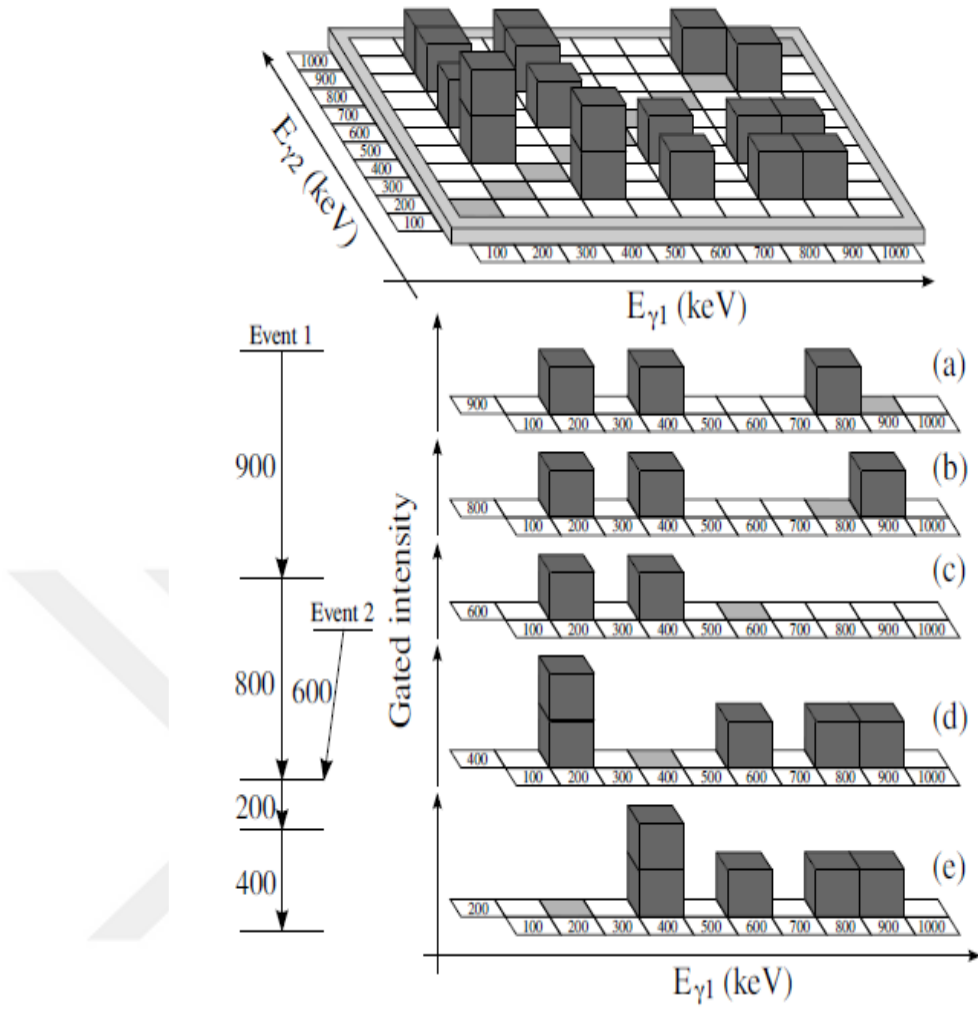
5.6 Gama Işını Çakışması Ölçüm Metodu



Şekil 5.4: Gama Işını Çakışması Ölçüm Metodu.

Bir kaynaktan çıkan iki radyasyonun çıkış zamanlarının çakışıp çakışmadığını, yani, aynı çekirdekten bir dizi veya çığ şeklinde yayınlanacak şekilde birbirine yeteri kadar yakın zamanlarda yayınlanıp yayınlanmadığını tespit etmek için kullanılan düzeneğin şematik görünüşü Şekil 5.4’de verilmiştir. Her ön yükseltici sinyalinin kısa yükselme zamanı, zamanlama devresini başlatır; hızlı zamanlama sinyalleri zaman-genlik dönüştürücüsünü (TAC) başlatır ve durdurur. Başlatma ve durdurma sinyalleri arasındaki zaman farkı ΔV puls yüksekliği ile orantılıdır. Puls yüksekliği spektrumu çok kanallı analizörde (MCA) kaydedilir.

Aynı çekirdekten çıkan iki radyasyonun zaman çakışmasına (coincidence) gerçek çakışma denir. Farklı çekirdeklerden yayınlanan radyasyonlar için zamanlama devrelerini tetiklemek mümkündür; bu tesadüfî bir çakışmaya neden olur. İlke olarak gerçek ve tesadüfî çakışmaları birbirinden ayırmak nispeten kolaydır. Birinci radyasyonun TAC’ nin başlangıç kanalında alınmasından sonra ikinci radyasyonun ulaşması ve durdurma kanalını tetiklemesi için uzun bir süre (nanosaniye) bekleriz. Daha uzun bir süre beklersek farklı bir çekirdekten yayınlanan bir radyasyonun bir tesadüfî çakışma meydana getirme imkanı daha fazla olur. Puls yüksekliği spektrumu gerçek ve tesadüfî çakışmalar arasındaki farkı ayırt etmek için önemsiz bir yöntem oluşturur. Gerçek çakışmalardan çıkan başlatma ve durdurma sinyallerine karşılık gelen puls yükseklikleri, yani zaman farkları belli bir değişmez ilişkisine sahiptir. Farklı çekirdeklerden yayınlanan radyasyonlardan kaynaklanan tesadüfî çakışmalar ise belli bir zaman ilişkisine sahip değildir. Kaynağın bozulma hızı değişmiyorsa, birinci radyasyonu takip eden herhangi bir anında yayınlanan ikinci radyasyonu (farklı bir çekirdekten) bulmak mümkün olacaktır. Gerçek çakışmalar tek bir puls yüksekliği oluştururlarken tesadüfî çakışmalar düzgün bir puls yüksekliği dağılımı oluşturur (Krane, 2002).



Şekil 5.5: Örnek Bir Seviye Şemasının Datasını İçeren Simetrik Bir Matris (açıklama için metne bakınız).

Şekil 5.5’ te iki olay paketlenip kaydedilmiştir. Bu olaylardan birincisi (900, 800, 200, 400) ve ikincisi (600, 200, 400) dür. 900, 800, 600, 400 ve 200 keV’lik gamalara ait yansımalar matriste görünmektedir ve gama ışını çakışmalarını göstermektedir. 600 keV’lik geçiş ayrı bir bozunum yolu takip ettiğinden (a) 900 keV ve (b) 800 keV yansımalarında mevcut değildir. Benzer şekilde 800 ve 900 keV geçişleri, (c) 600 keV yansımasında yer almaz. 600, 800 ve 900 keV geçişlerinin tamamı (d) 400 keV ve (e) 200 keV’ lik yansımaların içinde yer alır. Bu da farklı bozunma yollarının tekrar birleştiğini göstermektedir (Carroll, 2012).

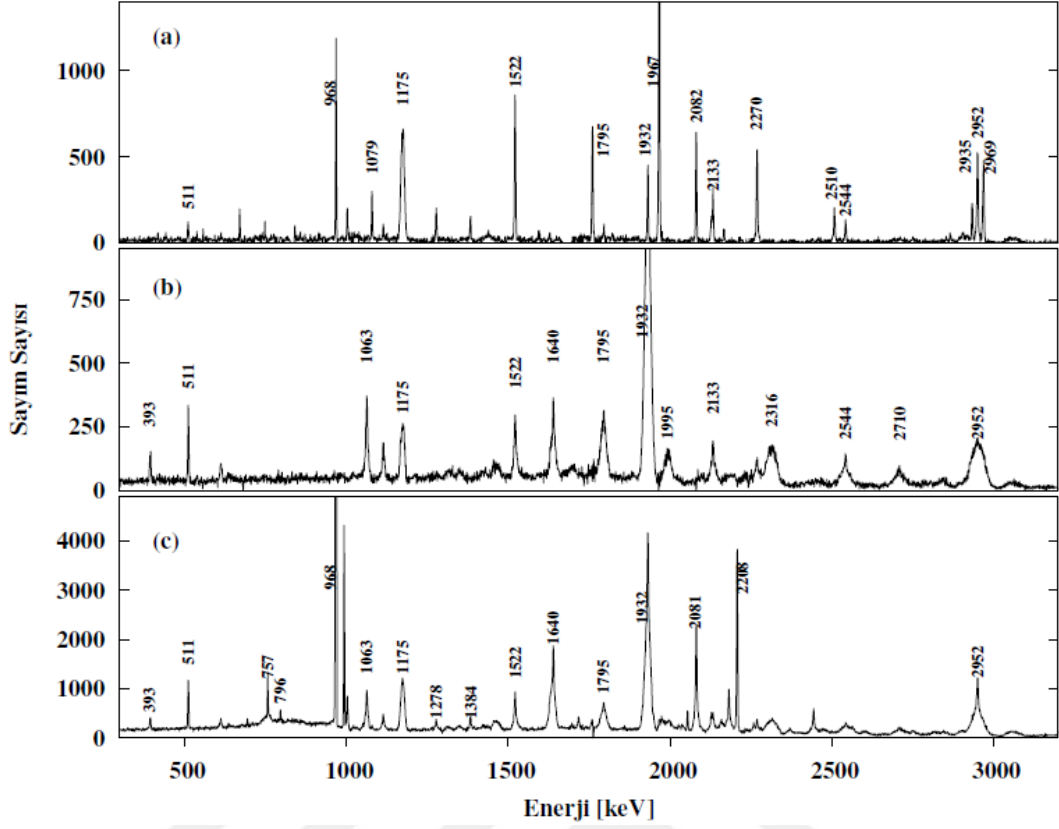
5.7 Artalan ve Kirlilik

Deneyssel verideki artalan (background) yani gürültü etkileri, başarılı analizler için yıkıcı sonuçlar doğurabilir. Yapılan ölçümlerin doğruluğunu ciddi ölçüde etkileyebilir. Artalan etkilerinin birçok olası kaynağı vardır. Bunlar detektörler ve elektronik sistem arasında rastgele çakışan radyasyon veya elektronik sistemden kaynaklı gürültüdür. İstenmeyen artalanı (background) spektrumdan çıkarmak birçok yol ile mümkündür. Bunun için “iyi” veri seçilebilir veya “kötü” veri çıkarılabilir.

Belirli koşullar sağlanarak, yalnızca “iyi” veri seçerek artalan etkileri azaltılır. Buna karşılık, artalanı çıkarmak için farklı teknikler kullanılır. Bunlardan biri deneyden önce ortamdaki kaynaklardan oluşan artalanın ölçülmesi ve daha sonra spektrumdan çıkarılmasıdır. Diğerisi ise bir spektrumdan istenilen durumlar ile istenmeyen yani artalanlı durumların birbirinden çıkarılması sonucu temiz spektrumların elde edilmesidir. Füzyon buharlaşma reaksiyonlarının analizi sırasında genellikle ikinci yöntem kullanılır.

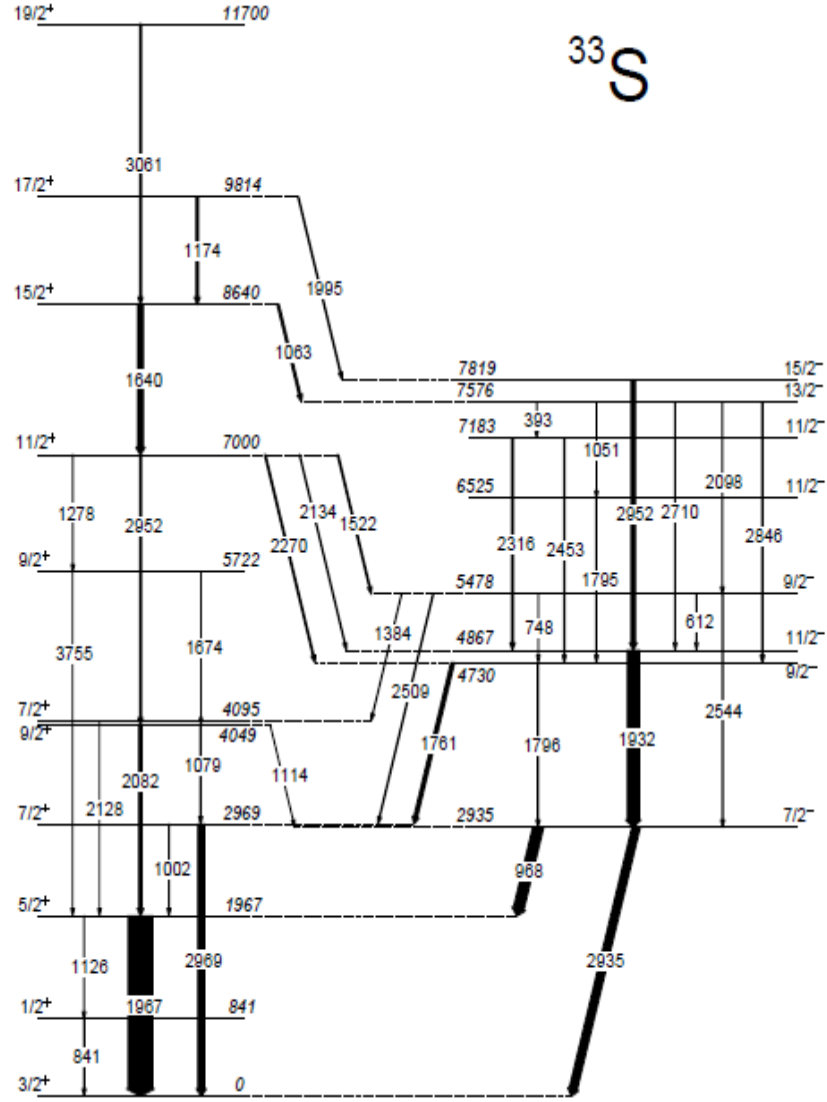
5.8 Seviye Şeması

Öncelikle daha önce bilinen ana geçişler seçilerek (gate koyarak) daha önce bilinmeyen gamaların olup olmadığı incelendi. Bulunan yeni gamalar, çakışma ölçüm metodu kullanılarak seviye şemasına yerleştirildi. Şekil 5.6 da ^{33}S e ait $15/2^+$ dan $11/2^+$ ya olan 1640 keV enerjiye sahip bir E2 geçişi (Şekil 5.6-a) ile iki baskın geçiş olan 2935 ve 1967 keV (Şekil 5.6-b-c) enerjiye sahip gamaların simetrik matrisin bir ekseninde seçilmesi sonucu diğer ekseninde görülen spektrumu göstermektedir.



Şekil 5.6: Artalan etkileri çıkarılmış spektrumlar.

Şekil 5.6 Artalan etkileri çıkarılmış spektrumlar gama-gama simetrik matrisinde a) 1640 keV deki, b) 2935 keV deki c) 1967 keV deki gamalar seçilerek elde edilmiştir. Şekil 5,6-a da çakışma ölçümlerinden beklendiği gibi 1967 keV enerjiye sahip gama ile çakışmayan 841, 2935 ve 2969 keV enerjili gamalar gözlenmemektedir. Benzer şekilde Şekil 5,6-b de 2935 keV enerjiye sahip gama ile 968, 1967 ve 2969 keV enerjiye sahip gamalarda gözlenmemektedir. Bu yöntem kullanılarak kirlilik dışında yeni gözlemlenen bütün gamalar şekil 5,7 de görülen seviye şemasına yerleştirilmiştir. Tablo 5.3’ de gözlenen tüm gamalar verilmiştir. Daha önce bilinen enerji seviyeleri “*” ile belirtilmiştir.



Şekil 5.7: ^{33}S 'e Ait Seviye Şeması.

5.9 Açısal Dağılım Oranları

Açısal dağılım oranları (R_{ADO}) bir geçişin karakteri hakkında fikir sahibi olmamızı sağlar. R_{ADO} yu elde etmek için daha önce üretilen gama ring- gama asimetrik matrisler kullanılır. R_{ADO} su ölçülmek istenen gamanın (Tablo 5.2 de 1522 keV) üstündeki geçişlerden birine (1640 keV) gate konur. Üstteki geçişe gate koymanın amacı Doppler kaymasından etkilenmemesini sağlamaktır. Daha sonra gate konulan kanallar değiştirilmeden 34° , 60° , 72° , 90° , 108° , 120° ve 146° deki matrislerde (Tablo 5.2 de 1522 keV deki gamanın alanı) ilgilenilen alana bakılır. Verim kalibrasyonu yapıldıktan sonra tüm alanlar 90° deki matristen elde edilen alana bölünerek normalize edilir. Böylece en sağda sütunda görülen ADO sonuçları elde edilebilir.

Bu sonuçlara ait grafik Şekil 5.8 c' de hata oranları ile verilmiştir. Bu grafiğin fit edilmesinden karışım oranı delta elde edilir ve geçişin karakteri hakkında bilgi sahibi olunur. Her detektör sistemi için R_{ADO} oranı farklıdır. GASP dedektör sistemi için deneysel açısal dağılım oranları, dipol geçişler için 0.8, kuadropol geçişler için 1.4 tür. M1+E2 veya E1+M2 karışık karakterli geçişler için R_{ADO} değerine bağlı olarak δ karışım oranı elde edilmektedir. Bir dipol geçişi için karışım oranı şu şekildedir:

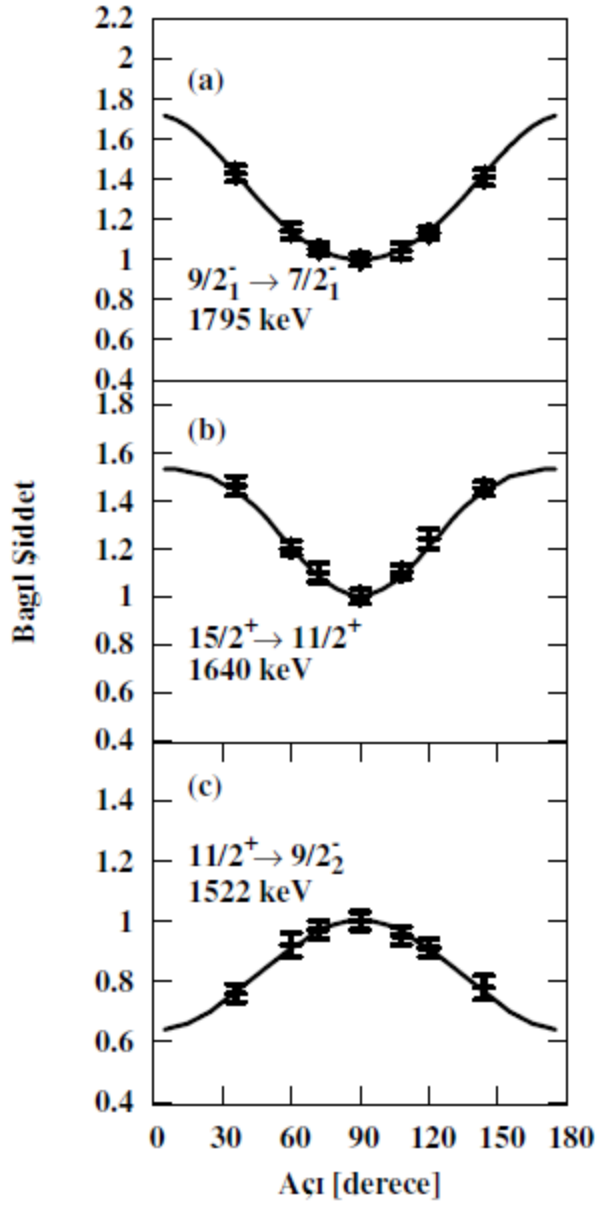
$$\delta < 0 \text{ için } R_{ADO} < 0.8$$

$$\delta > 0 \text{ için } R_{ADO} > 0.8$$

Bazı durumlarda karışım oranının fazlalığı gamayı farklı bir karakterdeki gamanın R_{ADO} değerine kadar değiştirebilir. Bu durum 1.4 değerinden büyük dipol geçişlerde gözlenmektedir. Bu duruma sahip gamalardan bir tanesi 1795 keV enerji değerine sahip gama için söz konusudur. Bu bozunum $9/2^-$ den $7/2^-$ ye bir dipol geçiş olmasına karşın R_{ADO} değeri 0.8 yerine 1.5(3) dir. Bu durum δ karışım oranının fazlalığından kaynaklanır.

Çizelge 5.2: 11/2+ dan 9/2- seviyesine bozunan 1522 keV gamaya ait ADO oranı.

Açı (Derece)	Normalize edilmiş alan	ADO oranı
34	2469(66)	0,72(3)
60	2967(74)	0,86(3)
72	3375(54)	0,98(4)
90	3433(91)	1,00(3)
108	3218(80)	0,94(4)
120	3121(58)	0,91(3)
146	2585(74)	0,75(3)



Şekil 5.8: Farklı geçişler için Açısal Dağılım Oranları.

Bu bilgiler ışığında Tablo 5.3 oluşturulmuştur. Tablodaki 1. Sütun seviye enerjilerini, 2. sütun gamanın bozunduğu ve beslediği seviyeleri, 3. sütun gamanın enerjisini, 4. sütun ölçülmesi mümkün olan gamaların R_{ADO} oranlarını, 5. sütun gamanın bozunmadaki şiddetini ve son sütun ise gamanın polaritesini göstermektedir.

Çizelge 5.3. $^{33}\text{S}'\text{e}$ Ait Spektroskopik Özellikler.

$E_i(\text{keV})$	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$E_\gamma(\text{keV})$	R_{ADO}	I_γ^{rel}	γ_{mult}
841.0 ^{*a}	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	841.0 (2)	0.86(6)	27 (1)	M1+E2
1967.2 ^{*a}	$\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	1126.0(2)		12 (2)	
		1967.2(3)	0.43(4)	1000(57)	M1+E2
2934.7 ^{*a}	$\frac{7}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^+$	967.5 (3)	0.74(2)	434 (5)	E1+(M2)
		2934.7(4)		331 (13)	
2969.2 ^{*a}	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	1002.3(8)		19 (1)	
		2969.2(14)	1.40(2)	279 (23)	E2
4048.6 ^{*a}	$\frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	1079.2(7)		33 (2)	
		1113.8(14)		6 (1)	
		2081.5(6)	1.44(5)	135 (6)	E2
4095.1 ^{*a}	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	2127.7(14)		2.7 (2)	
4730.1 ^{*a}	$\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^+$	1760.8(9)	0.8 (1)	151 (12)	E1
		1795.4(13)	1.5 (3)	29 (1)	M1+E2
4866.7 ^{*a}	$\frac{11}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^+$	1931.9(6)	1.2 (1)	482 (16)	E2+M3
5478.4	$\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{11}{2}^-$	611.7 (4)		3.4 (3)	
		747.9 (5)		5.8 (3)	
		1383.4(7)		15 (1)	
		2508.9(7)	0.61(5)	32 (1)	E1+(M2)
		2543.7(6)	1.37(8)	30 (1)	M1+E2
5722.2	$\frac{9}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	1673.6(13)		0.9 (1)	
		3755.3(24)	1.4(2)	2.1 (2)	E2
6525.1	$\frac{11}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^+$	1795.0(16)		20 (2)	
7000.1	$\frac{11}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$	1277.6(9)	0.5(1)	9 (1)	M1+E2
		1521.8(6)	0.75(6)	53 (2)	E1
		2133.3(6)		30 (1)	
		2269.8(5)	0.78(4)	56 (2)	E1
		2951.4(8)	0.84(3)	73 (3)	M1
7182.9	$\frac{11}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^-$	2316.2(12)		75 (5)	
		2452.8(18)		25 (3)	
7576.3	$\frac{13}{2}^- \rightarrow \frac{11}{2}^-$	393.4 (5)	1.54(9)	5.4 (3)	M1+E2
		1051.2(6)	0.57(8)	6 (1)	M1+E2
		2098.1(7)		17 (1)	
		2709.7(9)	0.74(8)	17 (1)	M1
		2846.1(9)		47 (2)	
7818.9	$\frac{15}{2}^- \rightarrow \frac{11}{2}^-$	2952.2(12)	1.5 (2)	179 (2)	E2
8639.5	$\frac{15}{2}^+ \rightarrow \frac{13}{2}^-$	1063.2(11)	0.75(8)	85 (15)	E1
		1639.7(9)	1.37(7)	239 (28)	E2
9813.9	$\frac{17}{2}^+ \rightarrow \frac{15}{2}^+$	1174.5(17)	0.77(4)	105 (2)	M1
		1994.9(19)		37 (4)	
11700.3	$\frac{19}{2}^+ \rightarrow \frac{15}{2}^+$	3060.8(18)	1.42(9)	69 (3)	E2

6. SONUÇ ve TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında ^{33}S çekirdeğinin spektroskopi çalışmaları yapılmıştır. ^{33}S çekirdeği $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{N}, \alpha p)^{33}\text{S}$ Füzyon buharlaşma reaksiyonu kullanılarak uyarılmıştır. GASP detektör sistemi kullanılarak elde edilen veriler analiz edildi ve daha önce gözlenmemiş olan 10 seviye ve 26 gama gözlenerek seviye şemasına yerleştirilmiştir. Gama geçişleri için açısal dağılım oranları ve dallanma oranları elde edildi. Yeni seviyeler için spin-parite değerleri belirlendi. ^{33}S çekirdeğinde bulunan en yüksek enerji 11700 keV deki $\frac{19^+}{2}$ seviyesidir. 5 pozitif ve 5 negatif parite değerleri belirlendi. En yüksek pozitif paritenin spini $\frac{19^+}{2}$ ve en yüksek negatif parite değeri ise 7819 keV $\frac{15^-}{2}$ dir. Bu çalışmada seviye şeması orta ve yüksek spin değerlerine kadar genişletilerek ^{33}S çekirdeğinin daha iyi anlaşılması sağlanmıştır.

KAYNAKLAR

- Akkoyun S., 2011. Agata Ge Dedektörleri İçin Gama Işın, Nötron Simülasyonları Ve İz Sürme Tekniği, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Akkoyun S., 2012, AGATA-Advanced Gamma Tracking Array, NIM-A 668(1) 26-58.
- Aydın S., 2009. Performance Improvement of an Agata Segmented Germanium Detector, Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Adana.
- Barrientos, D., 2013. Contributions to the new electronics of the AGATA gamma Tracking detector. Design, implementation, test and integration of the Digitizers control card, Doktora Tezi, Valensiya Üniversitesi, İspanya.
- Baykal S., 2007. Yeni Tip Gama Dedektörleri ve İz Sürme Tekniği, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.
- Becker, J.A., Chase, L.F., Fossan, D.B. ve McDonald, R.E., 1966. Study of low-lying States of S^{33} , Physical Review, 146, 3, 761-773.
- Beiser, A., 1997. Modern Fiziğin Kavramları (Çev.: G. Önengüt), McGraw-Hill Akademi Kitabevi Ortak Yayını, Ankara.
- Butler, P.A., Brown, A.J., Carri, P.E., Green, L.L., James, A.N., Lister, C.J., Macarthur, J.D., Nolan, P.J. ve Sharpey-schafer, J.F., 1975. Electromagnetic And angular momentum properties of states in ^{33}S below 5.0 MeV in excitation, Nuclear Physics, 1, 5, 543-557.
- Carroll, R., 2012. Multiparticle configurations in ^{155}Lu (N= 84) and ^{158}Ta (N= 85) , Doktora Tezi, Liverpool Üniversitesi
- Eberth, J. ve Simpson, J., 2008. From Ge(Li) Detectors to Gamma-ray Tracking Arrays—50 Years of Gamma Spectroscopy with Germanium Detectors. Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol. 60., 283-337.

- Gilmore, G., 2011. Practical gamma-ray spectroscopy. John Wiley&Sons.
- Krane K.S., 2002. N kler Fizik 2. Cilt,  ev. Phd.Ba er  ener, PalmeYayıncılık, Ankara.
- Krane K.S., 2011. N kler Fizik 1. Cilt,  ev. Phd.Ba er  ener, Palme Yayıncılık, Ankara.
- Moalem, A. ve Wildenthal, B. H., 1975. Structure of ^{33}S (p,d) ^{33}S reaction at 35 MeV, PhysicalReview C, 11,3, 654-663.
- O'dell, J.H., Krone, R.W., ve Prosser, Jr, F.W., 1966. Spin Assignments in ^{33}S from theReaction $^{32}\text{S}(d,p)^{33}\text{S}$, Nuclearphysics, 82, 574-592.
- Patel,S.B., 1991, Nuclear Physics: An Introduction,Wiley, Noida,Hindistan.
- Paschalis,S.,2013, The performance of the Gamma-Ray Energy TrackingIn-beam Nuclear Array GRETINA, NIM-A 709(1) 44-55.
- Ragan, III, C.E., Moss, C.E., Poore, R.V. ve Roberson, N.R., 1969. Mean Lifetimes And Branching Ratios of Low-Lying Levels in ^{33}S , Physical Review, 188, 4, 1806-1812.
- RossiAlvarez, C., 1993,The GASP Array, Nucl. Phys. News 3, 10
- Sterrenburg,G., Van Middelkoop, G. ve Van Eijkern, F.E.H., 1977. Spectroscopy of States in ^{33}S By Means of Neutron-Gamma Angular Correlation Measurements, nuclearPhysics, A275, 48-60.
-  ahiner E., 2010. Do al Radyoaktif  zotoplarda Ger ek  akı ma Etkisi, Y ksek Lisans Tezi, Ankara  niversitesi, Fen Bilimleri Enstit s , Ankara.
- Trainham, R.,Jopson, R.M. ve Larson, D.,J., 1989. Measurement of The Hyperfine Stucture of ^{33}S , PhysicalReview A, 39, 7, 3223-3227.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Ferihan KAVİLLİOĞLU
Doğum Tarihi ve Yeri : 1985, Araban/GAZİANTEP
E-posta adresi : ferihan_27@hotmail.com

EĞİTİM BİLGİLERİ

Lisans : İnönü Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi
Fizik Bölümü-2009
Yüksek Lisans : Aksaray Üniversitesi-Fen Bilimleri Ens.Fizik
A.B.D.