İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

$^{11}B + ^{186}W$ @ 68MeV REAKSİYONU İLE ELDE EDİLEN 5n KANALININ İNCELENMESİ

Sinem Han BAL

Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Programı

Danışman

Prof. Dr. Baki AKKUŞ

Doç. Dr. Ali TUTAY

Haziran, 2005

İSTANBUL

ÖNSÖZ

Öncelikle Lisans ve Yüksek Lisans öğrenimim sırasında ve tez çalışmalarım boyunca gösterdiği her türlü destek ve yardımdan dolayı çok değerli danışman hocam Prof. Dr. Baki AKKUŞ'a en içten dileklerimle teşekkür ederim.

Yüksek Lisans ders dönemimde bilgi anlamında bana kattıklarından ve ikinci tez danışmanım olarak yardımlarımdan dolayı Doç. Dr. Ali TUTAY'a teşekkür ederim.

Tezimin, gerek teorik gerekse uygulamalı kısmında, yardımlarını hiç bir zaman esirgemeyen sevgili hocam Araş. Gör. Yeşim ÖKTEM'e çok teşekkür ederim.

Lisans ve Yüksek Lisans öğrenimim boyunca yardım ve ilgilerinden dolayı değerli hocalarım Prof. Dr. M. Nizamettin ERDURAN, Araş. Gör. Dr. Mehtap YALÇINKAYA' ya teşekkür ederim.

Lisans ve Yüksek Lisans öğrenimim ve tez çalışmalarım boyunca yardımlarını ve desteklerini esirgemeyen çalışma arkadaşlarım sevgili İmsel AÇAN, İffet ÖZGÜR, Melek ULUTÜRK ve Araş. Gör. Ela GANİOĞLU'na ve manevi desteğini hiçbir zaman esirgemeyen Deniz YAŞAR'a yanımda oldukları ve arkadaşlıkları için teşekkür ederim.

Son olarak, hayatım boyunca bana gösterdikleri özveri, sabır ve desteklerinden dolayı canım annem Ayşenur BAL, babam Mustafa BAL ve çok sevdiğim kardeşim Sertaç BAL'a sonsuz teşekkür ederim.

Bu tez fedakar aileme ithaf edilmiştir.

Haziran, 2005 **Sinem Han BAL**

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ ..... **i**

İÇİNDEKİLER ..... **ii**

ŞEKİL LİSTESİ ..... **iv**

TABLO LİSTESİ ..... **vi**

SEMBOL LİSTESİ ..... **vii**

ÖZET ..... **viii**

SUMMARY ..... **xi**

1. GİRİŞ **1**

2. GENEL KISIMLAR. **3**

2.1. NÜKLEER MODELLER 3

2.1.1. Bağımsız Parçacık Modeli 3

2.1.2. Kabuk Modeli (Shell Model): Nilsson Modeline Giriş 14

2.1.3. Deformasyon 16

2.1.4. Nilsson Modeli 17

2.1.4.1 Rotasyon 23

2.1.4.2 Vibrasyon 26

2.2. AĞIR İYON REAKSİYONLARI 27

2.2.1. Ağır İyon Reaksiyonlarında Kinematik Faktörler 29

2.2.2. Derin İnelastik Reaksiyonlar 30

2.2.3. Ağır İyon Füzyon Buharlaşması 32

2.2.4. Yüksek Spin Seviyelerinin Elde Edilmesi İçin Nükleer Reaksiyonlar 35

2.2.5. Bileşik Çekirdek Reaksiyonları 36

2.2.6. Bileşik Çekirdeğin Bozunumu 37

3. MALZEME VE YÖNTEM……...39

3.1. DENEY DÜZENEĞİ……....39

3.1.1. Estu Tandem Hızlandırıcısı……...39

3.1.2. Yrast Ball……...41

3.1.3. Yrast Ball Spektrometresinin Soğutma Mekanizması…….....46

3.1.4. Yrast Ball Spektrometresinin Elektroniği…….....46

3.1.5. Yrast Ball Spektrometresinin Veri Toplama Mekanizması…….....47

3.1.6. Deneysel Yöntem …….....47

3.1.7. Yrast Ball Spektrometresinde Verilerin Sort İşlemi..... .....……..48

4. BULGULAR 49

4.1**.** ANALİZ İŞLEMLERİ.....……...49

4.1.1.Koinsidans (Eşzamanlı) Gama Geçişlerinin Gözlenmesi …….....49

4.1.2. Verim Düzeltmesi……..50

4.1.3. Geçiş Şiddetlerinin Hesaplanması……..……...51

4.1.4. DCO (Directional Correlation From Oriented States) Oranlarının Hesaplanması ..56

4.1.5. Lineer Polarizasyon Hesabı……...58

4.2. ^{192}Au İZOTOPU İÇİN BAND YAPILARININ İNCELENMESİ……..62

5. TARTIŞMA VE SONUÇ 73

KAYNAKLAR 76

ÖZGEÇMİŞ 78

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1 : Bazı nükleer potansiyel şekilleri…….4
Şekil 2.2 : Sonsuz kuyu ve harmonik osilatör potansiyelinden elde edilen enerji düzeyleri …...……6
Şekil 2.3 : Basit harmonik osilatör, l^2 terimi ile modifiye edilmiş harmonik osilatör ve l^2 ve spin yörünge (l.s) terimlerinin eklendiği gerçekçi Kabuk Model potansiyeli……..7
Şekil 2.4 : ^{15}O ve ^{17}O'de kabukların doldurulması……..……....12
Şekil 2.5 : (β_2, γ) terimlerine göre dönen çekirdekler için nükleer şeklin parametrizasyonunun şematik gösterimi……..……...17
Şekil 2.6 : N=82-126 nötron kabukları için Nilsson diyagramı……..…19
Şekil 2.7 : Nilsson Modelin'de kullanılan K, Λ ve Σ kuantum sayılarının gösterimi……...……...21
Şekil 2.8 : Açısal momentum çiftleniminin şematik gösterimi…….23
Şekil 2.9 : (a) Güçlü çiftlenim (K ~ sabit) ve (b) Rotasyonel yönlenmiş veya zayıf çiftlenmiş (α ~ sabit, K değişken) seviyeler için şematik diyagram…..24
Şekil 2.10 : Simetri ekseni boyunca β, γ (quadrupole) ve octupole vibrasyonların (titreşimlerin) görünümü……...…….....26
Şekil 2.11 : Ağır iyon çarpışmalarının şematik gösterimi……..…..28
Şekil 2.12 : 0^0 de Ağır iyon stripping (soyma) reaksiyonunun şematik gösterimi..29
Şekil 2.13 : ^{209}Bi + ^{136}Xe reaksiyonunda üretilen farklı elementler için toplam kinetik enerjinin fonksiyonu gibi olan $d^2\sigma / dZd$ 'nin grafiği…...…....31
Şekil 2.14 : Toplam reaksiyon tesir kesitinin bileşik çekirdek oluşumu (σ_{CN}), dissipative çarpışmalar (σ_{DIS}) ve direk reaksiyonların (σ_D) tesir kesitlerine göre şematik gösterimi…….……..32
Şekil 2.15 : Ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonunun şematik gösterimi..…....33
Şekil 2.16 : Ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu ile oluşan bileşik çekirdeğin gösteren açısal momentuma karşı uyarılma enerji grafiğinin gösterimi……..35
Şekil 2.17 : Mermi ve hedef çekirdeklerinin füzyon reaksiyonu sonucunda oluşan çekirdeğin bozunumu ve ^{164}Er bileşik çekirdeğin oluşumu……...38
Şekil 3.1 : ESTU TANDEM Hızlandırıcı, iyon demeti boruları ve deney bölgelerinin genel görünümü……...40
Şekil 3.2 : ESTU TANDEM Hızlandırıcısına ait tankın dıştan görünüşü…..…....40
Şekil 3.3 : YRAST BALL Spektrometresinin genel görünüşü……..……..…43
Şekil 3.4 : YRAST BALL Spektrometresinin iyon demeti borusu, hedef odası ve konumlandırılmış dedektörlerin genel görünüşü……..……..44
Şekil 3.5 : YRAST BALL Spektrometresinde dört segmente ayrılmış Clover dedektörü…….45
Şekil 3.6 : YRAST BALL Spektrometresinde dört segmente ayrılmış Clover dedektörünün şematik diyagramı……..……...46

Şekil 4.1 : ^{11}B iyon demeti ile oluşturulan $^{186}W(^{11}B,xn)$ ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu sonucunda açığa çıkabilecek olan altın izotoplarının, değişik demet enerjilerine bağlı olarak tepkime kesitlerindeki değişim……..52
Şekil 4.2 : Deney sonrası elde edilen gate konulmamış toplam projeksiyon spektrumu……53
Şekil 4.3 : ^{192}Au izotopuna ait gama geçişlerini içeren seviye şeması…….....54
Şekil 4.4 : Tüm dedektör sistemine ait verim eğrisi……...55
Şekil 4.5 : (a) Clover dedektörünün bir segmentinden diğerine dik olarak saçılan gama ışını ile (b) Clover dedektörünün bir segmentinden diğerine paralel olarak saçılan gama ışınının şematik gösterimi…….……..58
Şekil 4.6 : 90^0 ve 160^0'deki dedektör sisteminin verimi hakkında bilgi verecek olan verim eğrisi…….……60
Şekil 4.7 : ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 408.0-708.0 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler…….……..65
Şekil 4.8 : ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 408.0-259.0 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler…….……...66
Şekil 4.9 : ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 227.4 -439.6 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler……...…….67
Şekil 4.10 : ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 227.4-180.6 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler…….……...68
Şekil 4.11 : ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 864.0-213.1 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler…….……...69
Şekil 4.12 : ^{192} Au izotopunun seviye şemasındaki Band-1 ve Band-2'de yer alan gama geçişlerine karşılık gelen DCO oranları……..….....70
Şekil 4.13 : ^{192} Au izotopunun seviye şemasındaki Band-3 ve Band-4'de yer alan gama geçişlerine karşılık gelen DCO oranları……..…….....71
Şekil 4.14 : ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan gama geçişlerine karşılık gelen Polarizasyon oranları…….……....72

TABLO LİSTESİ

Tablo 2.1 : Düşük-spin seviyeleri için (β_2, γ) terimlerine göre nükleer şeklin parametrizasyonu……..…16
Tablo 4.1 : ^{152}Eu kaynağına ait enerjiler ve f_g değerleri……...50
Tablo 4.2 : ^{192}Au izotpoluna ait gama enerjileri, geçiş şiddetleri, DCO ve Polarizasyon oranları……...61

SEMBOL LİSTESİ

a : yüzey kalınlığı
A : atom numarası
b : çarpışma(impact) parametresi
CF : tamamlanmış füzyon
d : ağır iyonların birbirlerine en yakın mesafesi
$\mathbf{E_n}$: harmonik osilatör enerji seviyesi
$\mathbf{E_{CM}}$: kütle merkezi enerjisi
$\mathbf{H_{Nil}}$: hamiltonyen
I : toplam açısal momentum
j : açısal momentum
K : toplam açısal momentumun simetri eksenine izdüşüm değeri
l : yörüngesel açısal momentum
M : toplam manyetik kuantum sayısı
$\mathbf{M_B}$: mermi çekirdek kütlesi
$\mathbf{M_T}$: hedef çekirdek kütlesi
n : temel kuantum sayısı
$\mathbf{n_z}$: z ekseni boyunca dalga fonksiyonu düğüm sayısı
N : kabuğu belirten temel kuantum sayısı
Q : yük
$\mathbf{Q_g}$: sıyırma açısı
$\mathbf{R_0}$: ortalama yarıçap
R : güçlü etkileşme yarıçapı
R : rotasyonel açısal momentum
s : tek parçacık spini
U(r) : küresel simetrik potansiyel
$\mathbf{U_i\ (r)}$: tek cisim potansiyeli
Vo : kuyu derinliği
$\mathbf{V_c}$: coulomb bariyeri
$\mathbf{V_{CM}}$: geri tepen çekirdeğin hızı
$\mathbf{V_{ws}(r)}$: wood-saxon potansiyeli
$\mathbf{V_{l.s}}$: spin-yörünge potansiyeli
$\mathbf{V_{ls}}$: şiddet sabiti
$\mathbf{Y_{lm}}$: küresel harmonikler
$\mathbf{W_0}$: küresel potansiyelde osilatör frekansı
$\mathbf{W_{x,y,z}}$: x, y, z ekseninde tek boyutlu osilatör frekansı

ÖZET

$^{11}B + ^{186}W$ @ 68 MeV REAKSİYONU İLE ELDE EDİLEN 5n KANALININ İNCELENMESİ

Bu çalışmada A~190 kütle bölgesinde yer alan ^{192}Au (Z=79, N=113) çekirdeği incelenmiştir. ^{192}Au çekirdeği 11^- spin ve pariteli temel band başlangıç seviyesine sahip ve oblate deformedir. ^{192}Au çekirdeğinin daha önce yapılan çalışmalar ile kurulmuş seviye şamasında spin ve pariteleri belirlenememiş olan seviyeler için spin ve parite tayini yapılmıştır. Ayrıca seviye şemasında bulunan bütün geçiş şiddetleri hesaplanmıştır.

Amerika Birleşik Devletleri, Yale Üniversitesi Wright Nükleer Yapı Laboratuarındaki (Wright Nuclear Structure Laboratory) ESTU TANDEM hızlandırıcısında 68 MeV'e kadar hızlandırılan ^{11}B iyonlarının 3x300 μgr/cm^2 kalınlığındaki ^{186}W hedefi ile bombardımanı sonucu oluşturulan ^{186}W (^{11}B, xn) ağır-iyon füzyon-buharlaşma reaksiyonu kullanlılarak 5n reaksiyon kanalı incelenmiştir. Bu reaksiyon kanalında gözlenen gama geçişleri YRAST BALL (Yale Rochester Array for Spectroscopy) Çok Dedektörlü Gama Işın Spektrometresi ile dedekte edilmiştir.

γ-γ-γ üç boyutlu histogramda gözlenen tüm geçişler için, DCO (Directional Correlation from Oriented States) matrisi ile oluşturulan spektrumlardan açısal yönelim oranları bulunmuştur. Bu DCO oranları kullanılarak spin ve paritesi belirlenememiş olan seviyelerin spin ve pariteleri tayin edilmiştir. Ayrıca lineer polarizasyon ölçümleri ile de bütün geçişlerin geçiş karakteristikleri (multipolariteleri) belirlenmiştir. Seviye şemasında yer alan bütün gama geçişlerinin geçiş şiddetleri, ait oldukları band başlangıcında yer alan gama geçişlerinin şiddetlerine normalize edilerek elde edilmiştir.

SUMMARY

INVESTIGATION OF 5n CHANNEL OBTAINED VIA THE ^{11}B + ^{186}W @ 68 MeV REACTION

In this work ^{192}Au (Z=79, N=113) nucleus was examined in A~190 mass region. ^{192}Au nucleus has 11^- ground bandhead level spin and parity and is an oblate deformed nucleus. The unidentified spin-parities of ^{192}Au nucleus from the level scheme constructed in previous works were estimated. The whole transition intensities existed in level scheme were calculated.

^{11}B ion-beam of 68 MeV energy provided by ESTU TANDEM accelerators in the Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, United States of America bombarded the 3x300 μgr/cm^2 ^{186}W target and 5n channel of the ^{186}W (^{11}B, xn) heavy-ion fusion–evaporation reaction was investigated. The gamma-rays transitions observed in this reaction channel were dedected by Multi-detector Gamma-Ray Spectrometer YRAST BALL (Yale Rochester Array for Spectroscopy).

Angular correlation ratios of all trasitions observed in γ-γ-γ three dimensional histogram were obtained from the spectra built by means of DCO (Directional Correlation from Oriented States) matrices. The levels with unidentified spin and parities were determined by using these DCO ratios. The characteristics of all these transitions were also determined by the lineer polarization measurement. Transition intensities of all gamma transitions taken place in the level scheme were obtained by normalizing the transition intensities to that of the transition the band-head of the involved band.

1. GİRİŞ

Ağır iyon füzyon buharlaşması (heavy-ion fusion evaporation) reaksiyonu, çekirdeklerde yüksek spinli seviyelerin üretilmesi için kullanılan standart deneysel bir tekniktir. Bu reaksiyon sonucunda oluşan ürün çekirdekler, yüksek uyarılmış açısal momentuma sahip seviyeler ile üretilirler. Bu çekirdeklerin, yüksek spinli uyarılmış seviyelerden temel seviyeye bozunmaları yaklaşık olarak 25-35 adet gama ışını geçişinin ardarda yayınlanmaları ile gerçekleşir. Nükleer yapıdaki değişimi gösteren enerji kaybı, açısal momentum gibi bilgiler bozunma sırasında ardarda yayınlanan bu gama ışınlarının enerjisi, açısal dağılımı, lineer polarizasyonu ve yayınlanma sırası gibi özelliklerin ölçülmesi ile elde edilir.

Kütle numarası A~190 olan bölgede bulunan çekirdekler, nükleer deformasyonlar açısından çeşitliliğin söz konusu olduğu geçiş bölgesinde bulunurlar. Bu kütle bölgesindeki çekirdekler için şekil, prolate şekle götüren protonlar ile oblate şekle götüren nötronların durumlarına göre belirlenir. Altın çekirdeklerine komşu $_{78}$Pt ve $_{80}$Hg çekirdeklerinde de olduğu gibi hafif izotoplar baskın olarak prolate şekle sahipken, artan nötron sayısı ile baskın prolate yapılar yerlerini oblate yapılara bırakırlar [1]. Bazı durumlarda ise prolate ve oblate şekillerin her ikisi de gözlenebilir, bu durumda çiftlenmemiş tek kalan parçacık yörüngesinin doldurulması, çekirdeğin şeklini belirler [2,3].

Deformasyon parametresi β_2~0.10 – 0.16 değerleri ile [4] oblate deformasyona sahip Pt, Au ve Hg izotoplarının rotasyonel bandları farklı birden çok tek parçacığın uyarılması ile ortaya çıkar. $\nu i_{13/2}^{-1} \nu j$ (j = $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$) [5,6] konfigürasyonu ile ifade edilen iki nötron uyarılması üzerine kurulan uyarılmış $\nu i_{13/2}^{-2}$ bandı ve yarı-zayıf ayrışımlı (semidecoupled) band yapısı sistematik olarak bu kütle bölgesinde gözlenmiştir.

Bu çalışmaya konu olan ^{192}Au çekirdeği, Amerika Birleşik Devletleri, Yale Üniversitesi Wright Nükleer Yapı Laboratuvarındaki (Wright Nuclear Structure Laboratory) ESTU TANDEM hızlandırıcısında 68 MeV'e kadar hızlandırılan ^{11}B iyonları ile 3x300 μgr/cm^2 kalınlığındaki ^{186}W hedefin bombardımanı sonucu oluşturulan ^{186}W(^{11}B, 5n) ağır-iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu ile elde edilmiştir. 5n reaksiyon kanalında gözlenen gama geçişleri YRAST BALL (Yale Rochester Array for Spectroscopy) Çok Dedektörlü Gama Işın Spektrometresi ile dedekte edilmiştir.

Deney sırasında olay-olay exabyte teyplere kaydedilen veriler, deney sonrasında sort edilerek (sınıflandırılarak) γ-γ matrisi, γ-γ-γ üç boyutlu histogramı (küb), DCO (Directional Correlation from Oriented States) matrisleri ve lineer polarizasyon matrisleri analiz için oluşturulmuştur.

Yapılan analizler ile ^{192}Au çekirdeğine ait band başlangıç spin-paritesi 11^- olan, tercih edilen (favoured) rotasyonel bandda ve 12^- spin parite ile başlayan tercih edilmeyen (unfavoured) bandda bulunan daha önceden gözlenmiş gama geçişlerinin [7] geçiş şiddetleri hesaplanmıştır. Daha önce yapılan çalışmalar ile ^{192}Au çekirdeğine ait kurulmuş seviye şemasında spin-pariteleri belirlenememiş olan seviyelerin, spin ve pariteleri yapılan DCO ve lineer polarizasyon analizleri ile belirlenmiştir.

2.GENEL KISIMLAR

2.1 NÜKLEER MODELLER

2.1.1 Bağımsız Parçacık Modeli

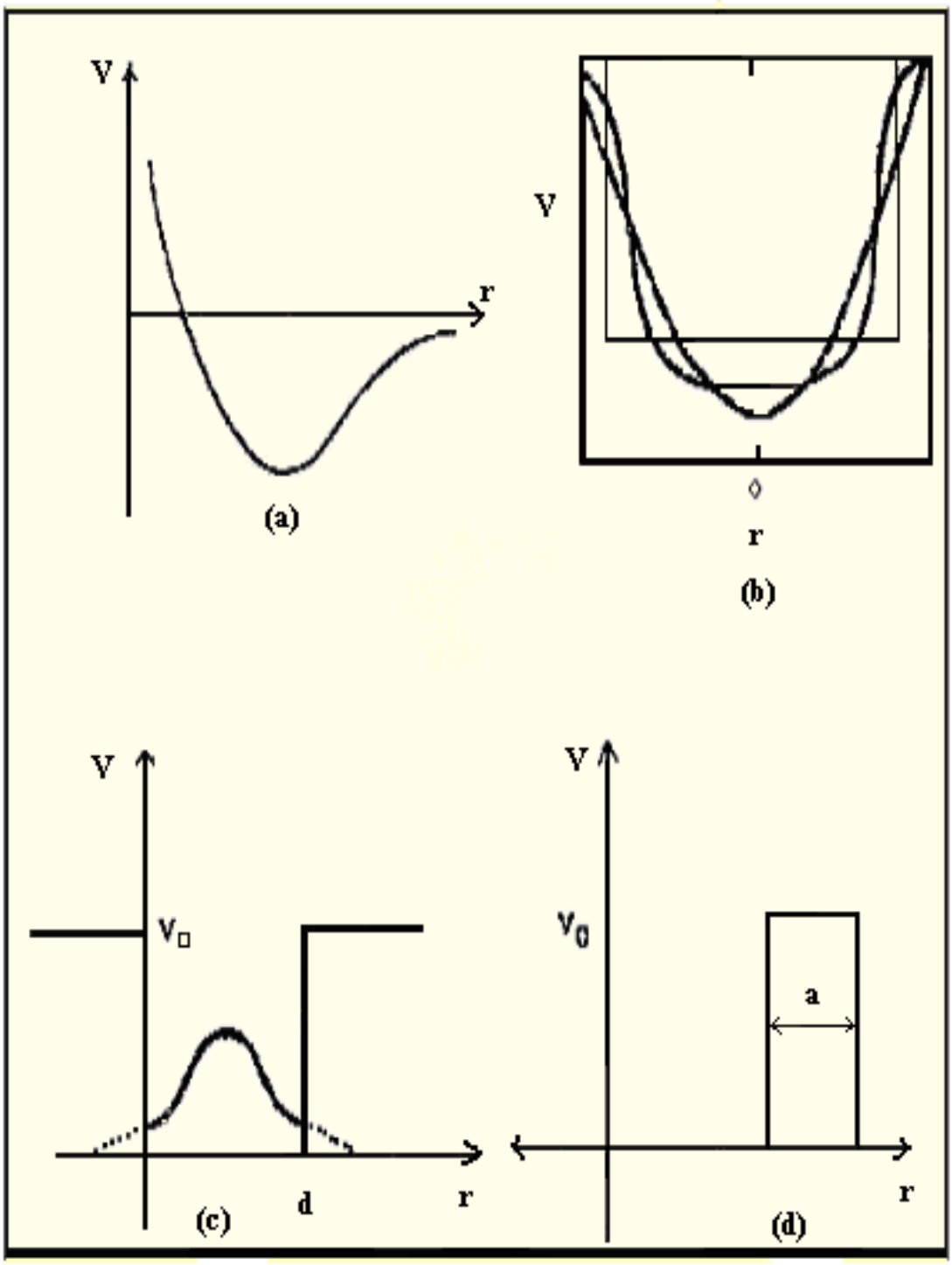
Çok parçacıklı Kabuk Modelinin temelini oluşturan Bağımsız Parçacık Modeli diğer modellerle karşılaştırıldığında, kollektif modellerin temellerinin açıklanmasında önemli bir yer tutar [8].

Nükleonların meydana getirdiği küresel simetrik potansiyel U(r)'nin yörüngelerindeki birbirleriyle etkileşmeyen parçacıklar için tanımlanan bu model, temel olarak çekirdekte, kapalı kabuk dışında kalan tek nükleona uygulanır ve Kabuk Model ile birleştirilerek kesin sonuçlara ulaşılır. Bağımsız Parçacık Modeli, birden fazla valans nükleona sahip çekirdeğe uygulanarak, bu nükleonlar arasındaki artık etkileşmeleri (iki yada daha çok parçacık etkileşmesi) de kapsayan ve kapalı kabuğun yarılmasına izin veren durumları inceler.

Nükleer yapının temel problemi bireysel nükleonların hareketlerini açıklamaktır. Nükleer yapı hesaplamaları için başlangıç noktası sadece nükleer potansiyel değildir, daha ziyade nükleonlar arası etkileşmeler dikkate alınır. Basit bir yaklaşımla, iki cisim arasındaki etkileşme dikkate alındığında hareket denklemi;

$$\mathrm{H} = \mathrm{T} + V = \sum_{i=1}^{A} \frac{\vec{p}_i^{\,2}}{2m_i} + \sum_{i\rangle k=1}^{A} V_{ilk}\left(\vec{r}_i - \vec{r}_k\right) \tag{2.1}$$

şeklinde verilir.



Şekil 2.1: a) Nükleon–nükleon potansiyelinin genel şekli. b) Nükleer özeliklerde kullanılan üç tip potansiyel örneği. c) Genişliği d ve yüksekliği V_0 olan bir boyutlu kare-kuyu potansiyeli. d) Tünelleme işleminde kullanılan potansiyel bariyeri.

Şekil 2.1.a da görüldüğü gibi V etkileşmesi, itici kor ve nükleer kuvvetin etkin olduğu mesafe içinde güçlü çekici özelliğe sahip olan nükleon-nükleon potansiyeli formundadır ve çok zayıf olan Coulomb kuvveti nükleon-nükleon potansiyelinin yanında ihmal edilebilir. Bu durum, çekirdek içinde Coulomb etkilerinin önemsiz olduğu anlamına gelmez. Uzun menzil ve Z(Z-1) gibi ölçümlerin söz konusu olduğu ağır çekirdeklerde Coulomb kuvveti önemli rol oynar. Bununla birlikte Coulomb etkileri nükleon-nükleon seviyesinde küçüktür. Nükleon-nükleon potansiyelinin son derece basitleştirilmiş şekilli olan Şekil 2.1a spin çiftlenimine bağlı, tensor bileşenlerini ve diğer bazı özellikleri içerir.

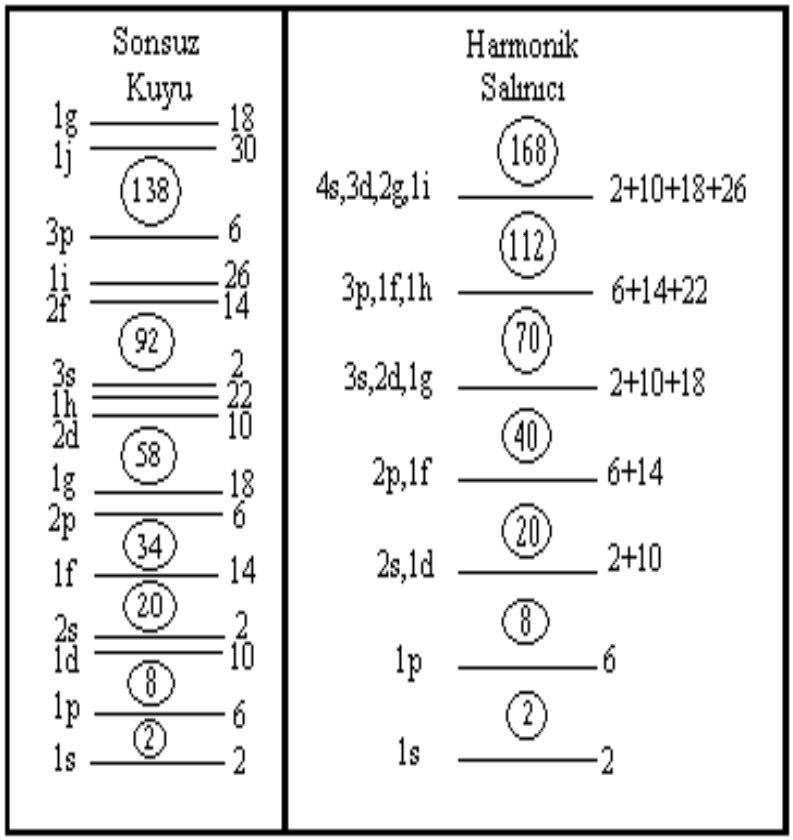
Tek cisim potansiyeli $U_i(r)$ eşitlik (2.1)'e önce eklenir ve sonra eşitlik (2.1)'den çıkarılırsa

$$H = \sum_{i=1}^{A}\left[\frac{p_i^2}{2m_i} + U_i(r)\right] + \sum_{i>k=1}^{A} V_{ilk}(r_i - r_k) - \sum_{i=1}^{A} U_i(r) \equiv H_0 + H_{residual} \qquad (2.2)$$

elde edilir.

Kabuk Modelini geliştirirken ilk adım potansiyelin seçimidir. İşe sonsuz kuyu ve harmonik osilatör potansiyelleri ile başlanır. Atom fiziğinde olduğu gibi her düzeyin dejenereliği her düzeyin alabileceği nükleon sayısıdır, yani *2(2l*+1*)* yada *2j*+1'dir.

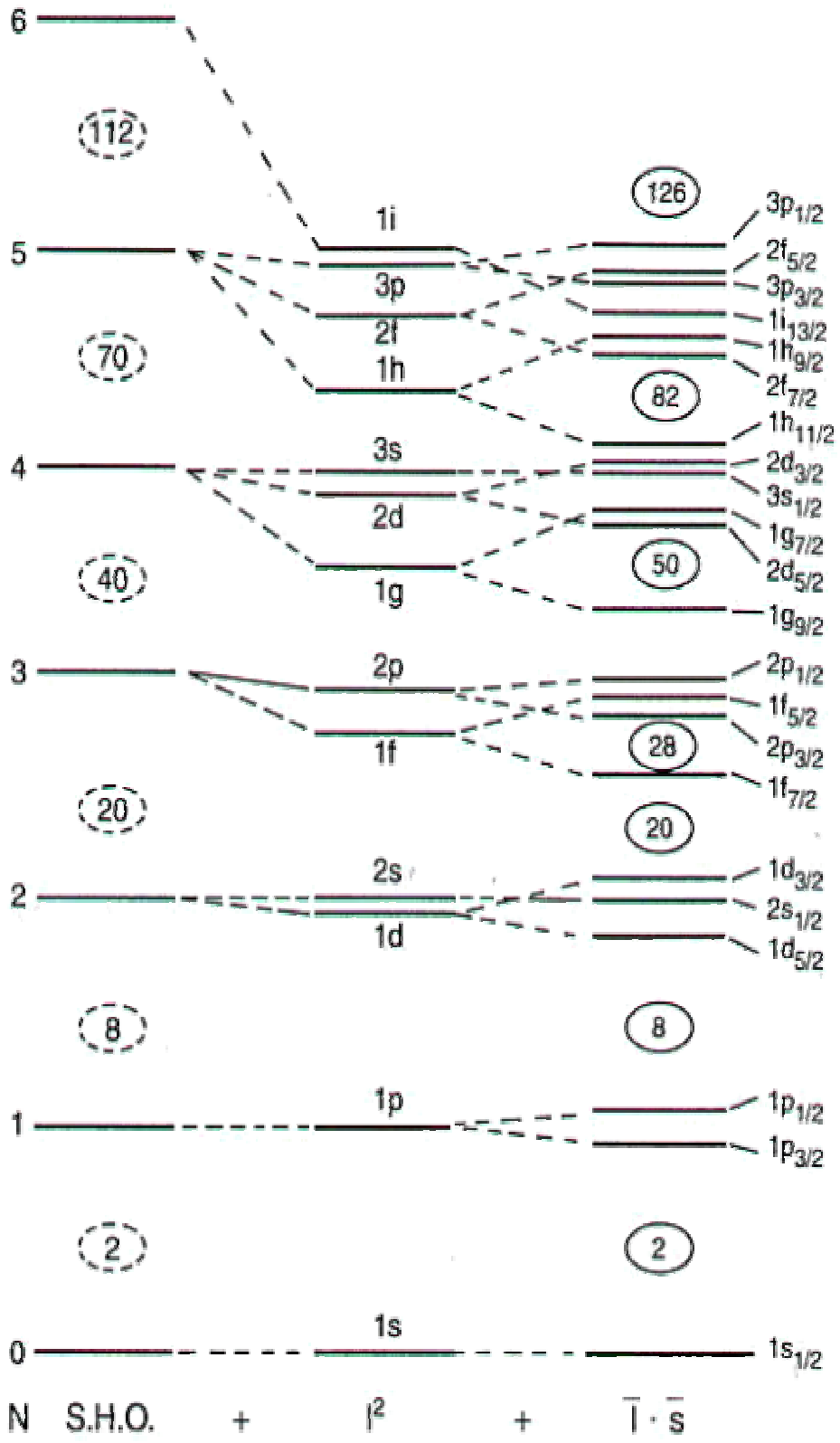
Sonsuz kuyu ve harmonik salınıcı potansiyellerinden elde edilen enerji düzeylerinin gösterildiği Şekil 2.2 deki şemaların her ikisinde de 2, 8, 20 sihirli sayıları görülmektedir ancak daha yüksek seviyelerde gözlenen sihirli sayılara ulaşılamamaktadır.



Şekil 2.2: Sonsuz kuyu ve harmonik salınıcı potansiyellerinden elde edilen enerji düzeyleri. Her düzeyin kapasitesi o düzeyin sağ tarafında gösterilmiştir. Daire içindeki sayılar her kapalı kabuktaki toplam nükleon sayısını göstermektedir.

Modeli geliştirmek için ilk adım olarak daha gerçekçi bir potansiyel seçilmesi gereği doğmuştur. Sonsuz kuyu potansiyeli, birçok nedenle nükleer potansiyel için iyi bir yaklaşım değildir. Bir nötron veya bir protonu ayırmak için onu kuyudan dışarı çıkarmaya yetecek enerjiyi, yani sonsuz büyüklükteki enerjiyi, sağlamak gerekir [9].

Şekil 2.3 de, Harmonik Osilatör potansiyeli için geçerli olan enerji seviyeleri gösterilmiştir. Bu şekil iki önemli özelliğe sahiptir. Bu özelliklerden biri 2n+1 şeklinde tam sayı değerleri ile tanımlanan dejenere enerji seviyeleridir. Diğeri ise, her bir dejenere enerji seviyesinin 3s, 2d, 1g gibi birden çok n temel kuantum sayısı ve *l* yörüngesel açısal momentum sayısı ile temsil edilmesidir.



Şekil 2.3 : Basit harmonik osilatör, l^2 terimi ile modifiye edilmiş harmonik osilatör ve l^2 ile spin-yörünge (l.s) terimlerinin eklendiği gerçekçi Kabuk Modeli potansiyeli.

Çekirdeğin kabuk yapısının merkezi potansiyel altında nasıl gruplandığı hakkında bilgi veren bu dejenere enerji seviyeleri, çekirdek içerisindeki nükleonlarca bazı kurallara göre doldurulurlar. Nükleon spini, tek parçacık spini s ve yörünge spini *l*'nin vektörel toplamı şeklinde yazılacak olursa $s = \frac{1}{2}\hbar$ olmak üzere toplam açısal momentum; j = *l* +s $\rightarrow$ *l* ± 1/2 ile ifade edilir. Toplam açısal momentum J'nin z eksenindeki izdüşümünün özdeğer vektörleri olan m_j manyetik alt seviyeleri, m_j = j, j-1,…..,-j değerlerini alır.

Yörüngesel açısal momentumu *l* = 1 olan p kabuğu için j = *l* ±1/2 bağıntısından j = 1/2 ve j = 3/2 değerlerini alır. Bu seviyelerin alabileceği nükleon sayısı ise 2.1/2+1 = 2 ve 2.3/2+1 = 4 olmak üzere toplam 6'dır. Çekirdekten (kor'dan) bir nükleonu ayırmak için gereken enerji, en üst seviyedeki nükleonu ayırmak için gereken enerjiden daha büyüktür. Çünkü sonraki seviyenin enerjisi daha yukarıda olur.

2, 8 ve 20 sihirli sayılarını verdiği için, harmonik osilatör potansiyeli iyi bir potansiyel yaklaşımıdır. Eğer bu potansiyele l^2 katkısı yapılırsa 1s, 1p, 1d, 2s, 1f, 2p, 1g, 2d, 3s, 1h, 2f, 3p seviyelerindeki nükleonların sayısı 2, 8, 20, 40, 70, 112 sihirli sayılarını verir. l^2 terimini etkisi, parçacığın yörüngesel açısal momentumuyla artar, bu nedenle yüksek açısal momentuma sahip parçacıklar enerjilerini düşüren güçlü bir etkileşme hissedeler. Merkezi potansiyelden dolayı yüksek enerjili parçacıklar, zamanlarının büyük kısmını büyük yarıçaplı yörüngelerde geçirdiklerinden l^2 terimi, büyük yarıçapa sahip durumlarda etkin potansiyele eşdeğerdir. Bu nedenle harmonik potansiyel ile kare kuyu potansiyeli arasında bir yerde bulunan daha uygun sabit bir iç potansiyel elde edilir.

Harmonik potansiyele göre daha yassı bir tabanı olan bu potansiyele Wood-Saxon potansiyeli adı verilir ve

$$V_{WS}(r) = \frac{-V_0}{1+\exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} \tag{2.3}$$

eşitliği ile ifade edilir [9].

R_0 ve a parametreleri sırasıyla ortalama yarıçap yüzey kalınlığını verir. $R_0 = 1{,}25A^{1/3}$ fm ve a = 0,524 fm olarak seçilir. V_0 kuyu derinliği uygun ayrılma enerjilerini verecek şekilde ayarlanır ve 50 MeV mertebesindedir.

Bu durumda elde edilen enerji düzeyleri Şekil 2.3 de gösterilmiştir. Potansiyelin etkisi harmonik osilatöre göre Şekil 2.2 ana kabukların *l* dejenereliklerinin kaldırılmasıdır. Daha yüksek enerjilere doğru çıkıldıkça enerji düzeylerinin yarılması gittikçe daha şiddetli hale gelir ve en sonunda harmonik osilatör düzeyleri arasında aralık kadar büyük olur. Kabukların sırasıyla $2(2l+1)$ yada 2j+1 nükleonla doldurulmasıyla 2, 8 ve 20 sihirli sayılarını tekrar elde ederiz fakat hesaplamalar daha büyük sihirli sayıları vermez.

Şekil 2.3 ün orta kısmında, Harmonik osilatör potansiyeline l^2 teriminin eklenmesiyle, harmonik osilatör seviyelerinin nasıl ayrıldığı ve yüksek açısal momentumlu seviyenin enerji olarak daha aşağıda yer aldığı görülmektedir.

Şu ana kadar doğru nükleer potansiyeli elde etmek için yapılan tüm yaklaşımlar, deneysel olarak gözlenen sihirli sayıların elde edilmesine olanak vermemektedir.

Potansiyelin sihirli sayıları tam olarak vermesi için Wood-Saxon potansiyeline yeni terimler eklemek gerekir. 1949'da Mayer, Haxel, Suess ve Jensen'in potansiyele bir spin-yörünge potansiyelinin eklenmesinin alt kabukların ayrılmalarını tam olarak vereceğini göstermesiyle başarıya erişilmiştir. Spin-yörünge potansiyelinin, Wood-Saxon potansiyeline eklenmesi seviye çok katlılığını (dejenereliği) giderir ve sihirli sayılara denk gelen kapalı kabukların elde edilmesini sağlar.

Spin-yörünge potansiyeli:

$$V_{l.s} = -V_{ls} \frac{\partial V(r)}{\partial r} l.s \tag{2.4}$$

eşitliği ile ifade edilir.

Bu eşitlikteki V(r), merkezi potansiyel için seçilen herhangi bir potansiyel, V_{ls} ise şiddet sabitidir. Seviyelerin yeniden düzenlenmesine neden olan *l.s* çarpanıdır. Atom fiziğinde olduğu gibi, spin-yörünge etkileşmesinin varlığında, durumları j = *l*+s toplam açısal momentumla belirtmek uygun olur. Tek bir nükleonun spini s = 1/2 olduğundan toplam açısal momentum kuantum sayısının mümkün değerleri j = *l*+1/2 veya j = *l*-1/2'dir.

1f (*l*=3) düzeyini göz önüne alırsak bu düzeyin 2(2*l*+1) = 14 dejenere durumu vardır. Mümkün j değerleri *l*±1/2 = 5/2 veya 7/2'dir. Dolayısıyla $1f_{5/2}$ ve $1f_{7/2}$ düzeylerini elde ederiz. Dejenerasyon (çok katlılık) 2j+1 ifadesiyle tanımlanır ve her düzeyin dejenereliği 2j+1'dir ve m_j'den kaynaklanır. $1f_{5/2}$ düzeyinin kapasitesi 2.5/2+1 = 6 ve $1f_{7/2}$'nin ki ise 2.7/2+1 = 8'dir. Böylece yine 14 durum vardır. $1f_{5/2}$ ve $1f_{7/2}$ durumları, spin-yörünge ikilisi olarak bilinirler [9].

Enerji yarılması, artan *l* ile artar. $V_{l.s}(r)$'nin negatif seçilmesi halinde çiftin büyük j'li üyesi aşağı doğru itilir. Şekil 2.3 de bu yarılmanın etkisi gösterilir. $1f_{7/2}$ düzeyi artık ikinci ve üçüncü kabukların arasında yer alır; kapasitesi 8 nükleon olduğundan 28 sihirli sayısını verir. Spin-yörünge etkileşmesinin diğer önemli etkisi de 1g düzeyi ile ilgilidir. $1g_{9/2}$ durumu alttaki ana kabuğa itilir. Bu düzeyin kapasitesi 10 nükleondur ve kendinden önceki 40 nükleonla birlikte 50 sihirli sayısı elde edilir. Benzer bir etki her ana kabuğun üstünde ortaya çıkar. Her durumda spin-yörünge çiftinin düşük enerjili üyesi bulunduğu kabuktan ayrılıp daha aşağıdaki kabuğa yerleşir ve böylece kalan sihirli sayılar elde edilir.

Spin-yörünge etkileşmesi sadece sihirli sayıların bulunması için bir araç değil, nükleer yapıyı araştırmaya yönelik çalışmalarda da dikkate alınan ve spin-yörünge kuvvetinin sonuçlarının incelendiği bir olgudur.

Harmonik osilatör potansiyelinde, 2n+*l* dejenereliği kabukların çift sayılarla değişen *l* değerleri almasına izin verdiğinden dolayı verilen bir harmonik osilatör kabuğunun tüm seviyeleri çift pariteli olur. Potansiyeldeki l^2 terimi bu olayı değiştirmez. Diğer yandan spin-yörünge potansiyeli, j = *l*+1/2 yörüngesini enerji bakımından düşürür ve özellikle yüksek spinli seviyelerde sihirli sayıların üretilmesini sağlar. Sihirli sayılarla bağlı bir

kabuk aynı pariteli seviyelerle zıt pariteli seviyelerden oluşur. Böyle yörüngelere sırasıyla normal pariteli yörüngeler ve normal olmayan pariteli yörüngeler adı verilir.

Pozitif pariteli tek bir seviye, negatif pariteli seviyeler arasına inerek sihirli sayıların olduğu kabukları oluşturur. Aynı pariteli seviyeler arasına girerek kabuktaki toplam nükleon sayısını sihirli sayı kılan bu tek yörünge genelde yüksek j spinli yörünge olup kabuktaki en fazla nükleonu alır.

$1f_{5/2}$ kabuğunda iki nükleonun olduğu durumu incelersek;

$$\left|j_1 - j_2\right| \le I \le j_1 + j_2 \Rightarrow \frac{5}{2} - \frac{5}{2} \le I \le \frac{5}{2} + \frac{5}{2} \Rightarrow 0 \le I \le 5 \quad \text{I= 0, 1, 2, 3, 4, 5}$$

değerlerine sahip olacaktır. f yörüngesinin yörüngesel açısal momentumu l=3'tür ve paritesi $(-1)^l$ = - yani negatif olacaktır bu durumda toplam parite -.- = +'dır. I'nın alabileceği değerler ise 0, 2, 4 olacaktır. Bu spin değerlerine sahip seviyeler aynı enerjiye de sahip olacaklarından çekirdeğin temel durum spinini tahmin etmek zordur. Bu gibi durumlarda ilgili kabukta bulunan n adet nükleon arasındaki nükleon-nükleon etkileşmelerini göz önüne almak gerekir.

Harmonik osilatör enerji seviyeleri, $E_n = \hbar\omega_0(n+1/2)$ formülü ile hesaplanır. Bu formüldeki $\hbar\omega = 41/A^{1/3}$ bağıntısı ile bulunur. Orta ve ağır çekirdekler için $\hbar\omega \approx 8$MeV civarındadır. $V_{ls}(r)$ bu değere yakın şiddette bulunmalıdır. Yarılma için V_{ls}'nin güçlü bir etkisi olması gerekir.

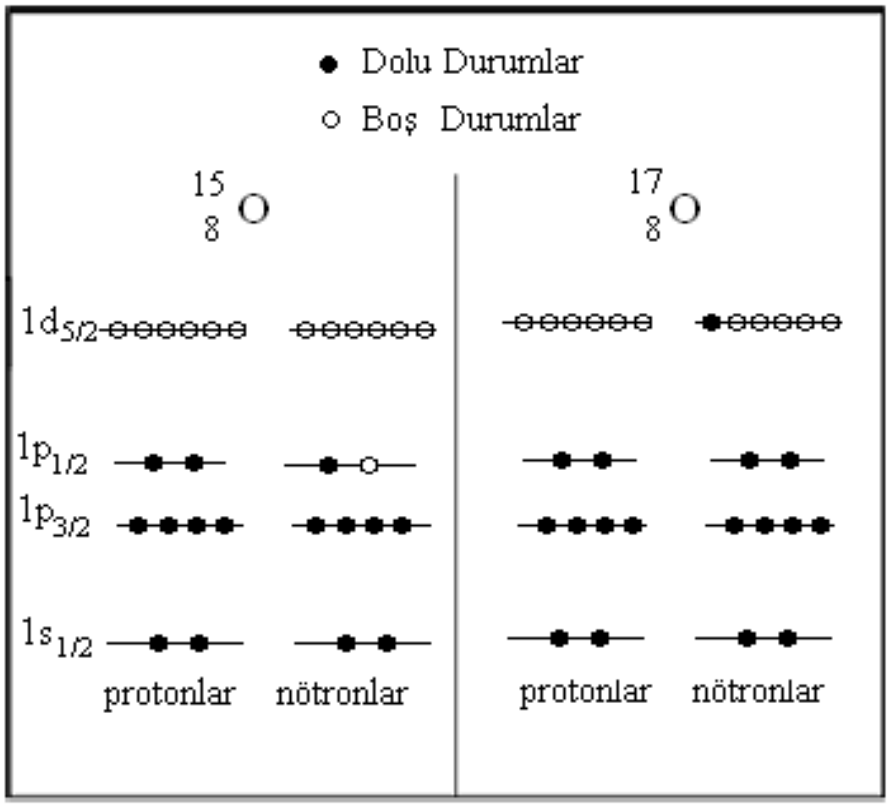
Farklı çekirdekler için tek parçacık enerji seviyelerinin belirlenmesinde Bağımsız Parçacık Modeli yaklaşımından söz etmek gerekirse; temel yaklaşım, ardışık potansiyel seviyelerinin düşükden yükseğe doğru doldurulmasına dayanır. Pauli prensibinin en önemli özelliği seviyelerin ardışık olarak doldurulmasıdır. Pauli prensibi dikkate alınmasaydı her bir nükleon en alttaki yörüngeye yerleşirdi.

A adet nükleondan oluşan bir sistem için her bir yörüngenin spin değeri $j = l \pm 1/2$ *ve* 2j+1 manyetik alt seviyelerdeki dejenereliği belirler. Pauli prensibi gereğince bir yörüngede 2j+1 nükleon ile kabuk dolar ve bir sonraki kabuk doldurulmaya başlar. Bir

çekirdeğin düşük enerji seviyelerinin spin ve paritelerini belirlemek için, öncelikle kapalı kabuk ve kabuk dışındaki nükleonların açısal momentumu bilinmelidir. Kapalı kabuğun açısal momentumu ise tüm nükleonları çiftlenmiş olduğundan sıfır olup çekirdeğin spin ve paritesi kabuk dışında kalan nükleonlar tarafından belirlenir. Kapalı kabuk için J toplam açısal momentum ile M toplam manyetik kuantum sayıları sıfırdır.

$$M = \Sigma m_i = j+(j-1)+\ldots\ldots(-(j-1))+(-j) = 0 \qquad (2.5)$$

J hiçbir zaman M'den büyük olmaz. Örneğin; l =1 için m_l = -1, 0, +1 olup $m_s = \pm 1/2$ olacaktır. j= l+s = $l \pm 1/2$ olduğundan j=1±1/2 = 3/2, 1/2 olur. Bu sonuçtan da, temel seviye spin paritesinin kapalı kabuk dışındaki tek parçacık ile belirlendiğini görebiliriz. Kapalı kabukta $j^{\pi} = 0^{+}$'dır ve tek parçacık paritesi ise $\pi = (-1)^l$ ile bulunur.



Şekil 2.4: ${}^{15}_{8}O$ ve ${}^{17}_{8}O$ kabukların doldurulması. Dolmuş proton kabukları nükleer yapıya katkıda bulunmazken, taban durumun özellikleri esas olarak tek nükleonla belirlenir.

Bir kabuk modeli uygulaması olarak $^{15}_{8}O$ ve $^{17}_{8}O$ 'nin düzeylerinin nasıl doldurulduğunu Şekil 2.4 ü inceleyelim. 8 proton bir ana kabuğu doldurur ve nükleer yapıya katkıda bulunmaz. Kabuk modeline göre çiftlenmemiş tek nükleon çekirdeğin özelliklerini belirler. $^{15}_{8}O$ 'de çiftlenmemiş nötron $p_{1/2}$ kabuğundadır; dolayısıyla $^{15}_{8}O$ 'in taban durumu spini 1/2 ve parite $(-1)^{l}$ ile belirlendiği için tek paritelidir. $^{17}_{8}O$ 'nin taban durumu ise bir $d_{5/2}$ nötronunun karakteristiklerine, yani 5/2 spin ve çift pariteye sahip olmalıdır. Bu iki kestirim gözlenen spin- parite değerleri ile tam olarak uyum içindedir ve benzer uyum kabuk modelinin geçerli olduğu tüm tek-A'lı çekirdeklerde görülür [9].

Bu model basitliğine rağmen hemen hemen bütün tek A'lı çekirdeklerin taban durumlarının spin paritelerini belirlemede başarılıdır. Manyetik dipol ve elektrik kuadrupol momentlerin hesaplanmasında ise daha az başarılıdır. Bu modelin temel varsayımına göre tüm nükleonlar ikişer ikişer çiftlenirler ve nükleer özellikler çiftlenmemiş tek nükleon tarafından belirlenir. Daha iyi bir yaklaşım ise; dolmamış alt kabuktaki tüm parçacıkları göz önüne almaktır. Böylece $^{43}_{20}Ca_{23}$ gibi N=20'de kapanan kabuk dışında 3 nötronu olan bir çekirdekte, bağımsız parçacık modeline göre sadece 23. nötron dikkate alınırken, daha kapsamlı kabuk modeli hesaplamasında her üç değerlik nötronunu da göz önüne alır Örneğin $^{45}_{22}Ti_{23}$ için Z=20 N=20'de kapanan kabukların dışındaki beş parçacığın (2 proton, 3 nötron) hepsi hesaba katılmalıdır.

Yani; Bağımsız Parçacık Modeli bazı çekirdek grupları için özelliklede çift sihirli kor üzerindeki tek parçacıklar için çok iyi sonuç verir. Bu modelle bir yada daha fazla parçacığın yüksek enerjili seviyelere uyarılmaları ile oluşan uyarılmış enerji seviyelerinin spin pariteleri belirlenebilir. Tek kalan parçacık yahut da boşluk toplam açısal momentumu belirler [9].

$1f_{7/2}$'de bir nötron bulunan ^{41}Ca çekirdeği için $d_{3/2}$ veya $s_{1/2}$ 'deki nötron $f_{7/2}$ yörüngesine uyarılabilir. Böylece 3-parçacık durumu yani 1 boşluk ve 2 parçacık konfigürasyonu oluşur. $(d_{3/2}^{-1}, f_{7/2}^{2})$. Bu konfigürasyon için spin ve parite $j^{\pi} = 3/2^{+}$'dır ve iki $f_{7/2}$ nötronu çiftlenerek 0^{+} spin ve paritesini verir.

2.1.2 Kabuk Modeli (Shell Model): Nilsson Modeline Giriş

Nötron ve proton sayıları sihirli sayılara eşit olan çekirdekler doğada daha çok sayıda bulunurlar. Örneğin nötron sayısı N = 82 olan yedi tane kararlı çekirdek gözlenirken N = 81 ve 83 olan sadece bir çekirdek bulunmaktadır. Nötron sayısı sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerin nötron ayırma enerjileri yüksektir. Yani, bu çekirdeklerde nötronlar komşu çekirdeklerde olduğundan, çekirdeğe daha sıkı bağlıdırlar. Nötron veya proton sayıları sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerin uyarılma enerjileri yine komşu çekirdeklerine oranla daha yüksektir. Nötron sayısı sihirli sayılara eşit olan çekirdeklerin nötron kapma etki tesir ketsileri çok küçüktür. Yani bu çekirdeklerde nötron kabukları dolu olduğundan çekirdeğin yeni nötron soğurma olasılığı azdır.

İşte bu deneysel bulguları açıklayan Kabuk Modeli (Shell Model) 1949 yılında Meyer ve Jensen tarafından ortaya atılmıştır [9]. Bu modelle sıvı damlası modeliyle açıklanamayan çekirdeğin temel seviye spin ve paritesi, uyarılmış seviye spin ve paritesi, sihirli sayıların varlığı, manyetik momentler ve yoğunluk gibi bazı çekirdek özellikleri açıklanabilmiştir.

Kabuk modeli; spin-parite, manyetik dipol momentler, elektrik kuadrupol momentler ve uyarılmış durumların yanı sıra, radyoaktif bozunma veya bir nükleer reaksiyon sonucunda bir durumdan diğer bir duruma geçiş ihtimalinin hesaplanmasında da kullanılabilir.

Kabuk modeli, nükleer modellerin temeli olarak kabul edilir. Merkezi potansiyeli kullanan Kabuk Modeli, kapalı kabuklara yakın çekirdeğin özelliklerini tahmin etmekde çok başarılıdır. Bununla beraber, valans nükleonların sayısı artırılırken, ortalama alan yaklaşımı ile tanımlanamayan valans nükleonları arasındaki artık etkileşmeler, Shell Model hesaplarının zorlaşması anlamına gelir. Bu valans parçacıkların hareketindeki tutarlılık, birçok nükleonun benzer şekilde hareket ettiği etkilere yol açabilir. Bu kollektif etkiler, tek parçacıkların hareketini açıklamayı amaçlayan Shell Modelin mikroskopik yaklaşımından ziyade, çekirdeğin daha çok makroskopik modelleri kullanılarak anlaşılabilir.

Kabuk (Shell) model en iyi hafif çekirdeklerde çalışır. Çünkü hafif çekirdeklerin bir pertürbasyon terimi olan artık (rezidü) etkileşmesi daha azdır.

Bu modelin amacı, hemen hemen tüm deforme çekirdeğe uygulanabilir temel tek parçacık modelini yapmaktır. Deforme çekirdeklerin yüzlercesinde tek parçacık seviyelerinin gözlenen özelliklerinin bir çoğu için hesaplanır.

Kabuk modelin kullanımı pratikte kısıtlıdır. Daha ziyade kor dışında tek parçacığın bulunduğu basit uygulamalar için kullanışlıdır. Çok hafif çekirdeklerin dışındaki çekirdeklerde valans nükleonları birden fazla j kabuğunu doldururlar. Kor dışında valans nükleon (dolu kabuğun dışında kalan nükleon sayısı) arttıkça, artık (rezidü) etkileşmede o oranda artacaktır.

Bir çok çekirdeğin, korun dışında fazla valans nükleona sahip olduğu dikkate alınırsa, bu çekirdeklerde yapılan hesaplamalar için Kabuk Model'in konfigürasyonu veya alternatif modellerin geliştirilmesi yoluna gidilir. Orta ve ağır çekirdekler için nükleer yapıyı açıklayan yeni bir model oluştururken küresel olmayan yapılara ait olan iki yol izlenir. Birincisi; nükleonların tek parçacık hareketlerini küresel olmayan yapıda dikkate alırken, ikincisi; makroskopik hareketleri ve küresel olmayan yapıdaki çekirdek uyarılmaları dikkate alır. İdeal olarak bu yaklaşım Deforme Kabuk Model olarak bilinen yaklaşımdır. Küresel olmayan yada Deforme Kabuk Model yaklaşımı genellikle Nilsson Model olarak adlandırılır. Nilsson modeli, deforme çekirdekler için bir kabuk modelidir.

Merkezi potansiyelin şekli küresel olsa da çekirdeğin son şekli küresel değildir. Herhangi bir tek parçacık merkezi potansiyelin küresel olduğu bir Kabuk Model'de tüm alt seviyeleri eşit olasılıkla doldurur ve böyle bir parçacığın dalga fonksiyonu da küresel simetrik olur. Ancak m seviyeleri eşit şekilde doldurulmaz ise küresel olmayan şekil ortaya çıkar.

2.1.3 Deformasyon

Çekirdeğin hareketini açıklarken, çekirdeğin şekli önemlidir. Çekirdeğin şekli, küresel harmoniklerdeki genişleme terimleri ile ifade edilebilir:

$$R(\theta,\phi) = R_0\left[1+\sum_{l,\mu}\alpha_{lm}Y_{lm}(\theta,\phi)\right] \tag{2.6}$$

Bu eşitlikte, R_0, aynı hacimli küresel çekirdeğin yarıçapı ve Y_{lm} küresel harmoniklerdir. Statik quadrupole deformasyon durumunda, α_{2m}'in beş katsayısı $\alpha_{21}= \alpha_{2-1}= 0$ ve $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$ (deformasyonun yansıma simetrisi) olduğundan sadece ikiye düşer. Bunlar aşağıdaki gibi β_2 ve γ deformasyon parametreleriyle ilişkilendirilir.

$$\alpha_{20} = \beta_2 \cos\gamma \qquad \text{ve} \qquad \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta_2 \sin\gamma \tag{2.7}$$

Nükleer şekil sadece, quadrupole deformasyonun büyüklüğünü gösteren β_2 ve axial (eksenel) simetri derecesini veren γ terimine göre belirlenir. Bu parametrelerle nükleer yarıçap arasındaki bağıntı eşitlik (2.8) deki gibidir.

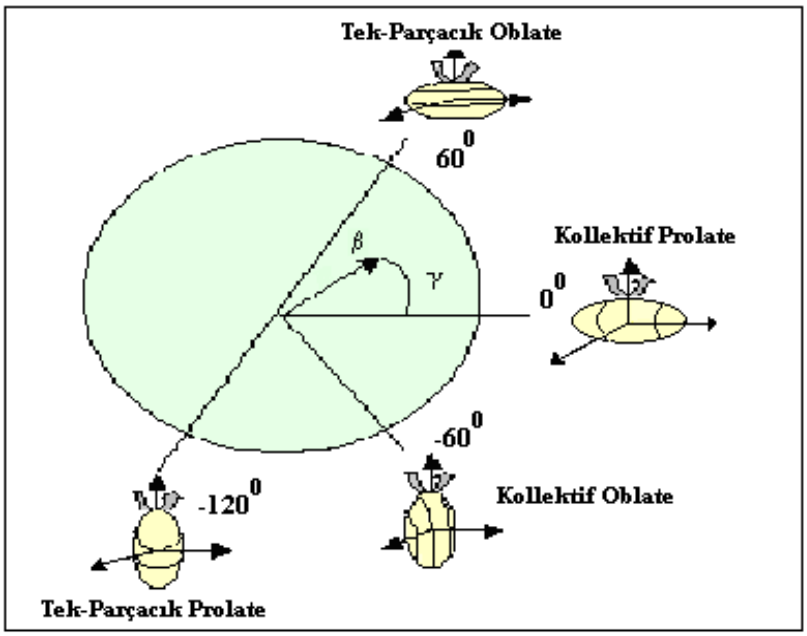
$$\partial R_k = R_k - R_0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}}R_0\beta_2\cos(\gamma-\frac{2k\pi}{3}) \text{ (k=1 2,3,) ile verilir.} \tag{2.8}$$

Taban durumunda ya da yakınında nükleer şekli açıklamak için, sadece $\beta_2 \geq 0$ ve $0^0 \leq \gamma \leq 60^0$'yi kullanmak yeterlidir. Tabloda β_2 ve γ'nın uygun değerleri ile çekirdeğin mümkün şekilleri özetlenmiştir.

Tablo 2.1: Düşük-spin seviyeleri için (β_2, γ) terimlerine göre nükleer şeklin parametrizasyonu.

Küresel	$\beta_2=0$
Prolate	$\beta_2>0,\ \gamma=0^0$
Oblate	$\beta_2>0,\ \gamma=60^0$
Triaxial	$\beta_2>0,\ 0^0<\gamma<60^0$

Eğer çekirdek, eksenlerinden birinin etrafında dönerse, bu γ parametresinin derecesi nükleer şekli açıklamak için çok yeterli olmaz. $\gamma = -120^0, -60^0, 0^0$ ve 60^0' nin değerleri eksenel (axial) simetrik duruma karşılık gelir. γ'nın diğer değerleri triaxial nükleer deformasyonları verir. $\gamma = -120^0$ ve $\gamma = -60^0$'de çekirdek simetriktir ve sırasıyla prolate ve oblate deforme olup uzun eksen etrafında döner. Benzer şekilde; $\gamma = 0^0$ ve $\gamma = 60^0$'de çekirdek simetriktir ve sırasıyla prolate ve oblate olup kısa eksen etrafında döner. $\gamma = -90^0$, $\gamma = -30^0$ ve $\gamma = 30^0$' deki çekirdek triaxialdir ve sırasıyla en uzun, orta ve en kısa eksen etrafında döner. Şekil 2.5 de (β_2, γ) deformasyon parametrelerine göre dönen çekirdek için nükleer şeklin parametrizasyonun şematik gösterimi verilmiştir.



Şekil 2.5: (β_2, γ) terimlerine göre dönen çekirdek için nükleer şeklin parametrizasyonun şematik gösterimi.

2.1.4 Nilsson Modeli

Küresel olmayan yada Deforme Kabuk Model olarak bilinen Nilsson Model, tek parçacık modelinin, yaklaşık tüm deforme çekirdeklere uygulanması olarak bilinir. Şu ana kadar geliştirilmiş modeller içinde en başarılısı olan bu model, yüzlerce deforme çekirdekteki gözlenebilen tek parçacık seviyelerine ait özelliklerin çoğunu açıklayabilir.

Aynı zamanda yeni seviyelere ait deneysel bilgiler elde edildiği zaman ilk başvurulan modeldir. Küresel Kabuk (Shell) Modeliyle de doğrudan bağlantılı olan rotasyonel ve vibrasyonel kollektif hareketin varlığı için mikroskopik bir temel sağlamaktadır.

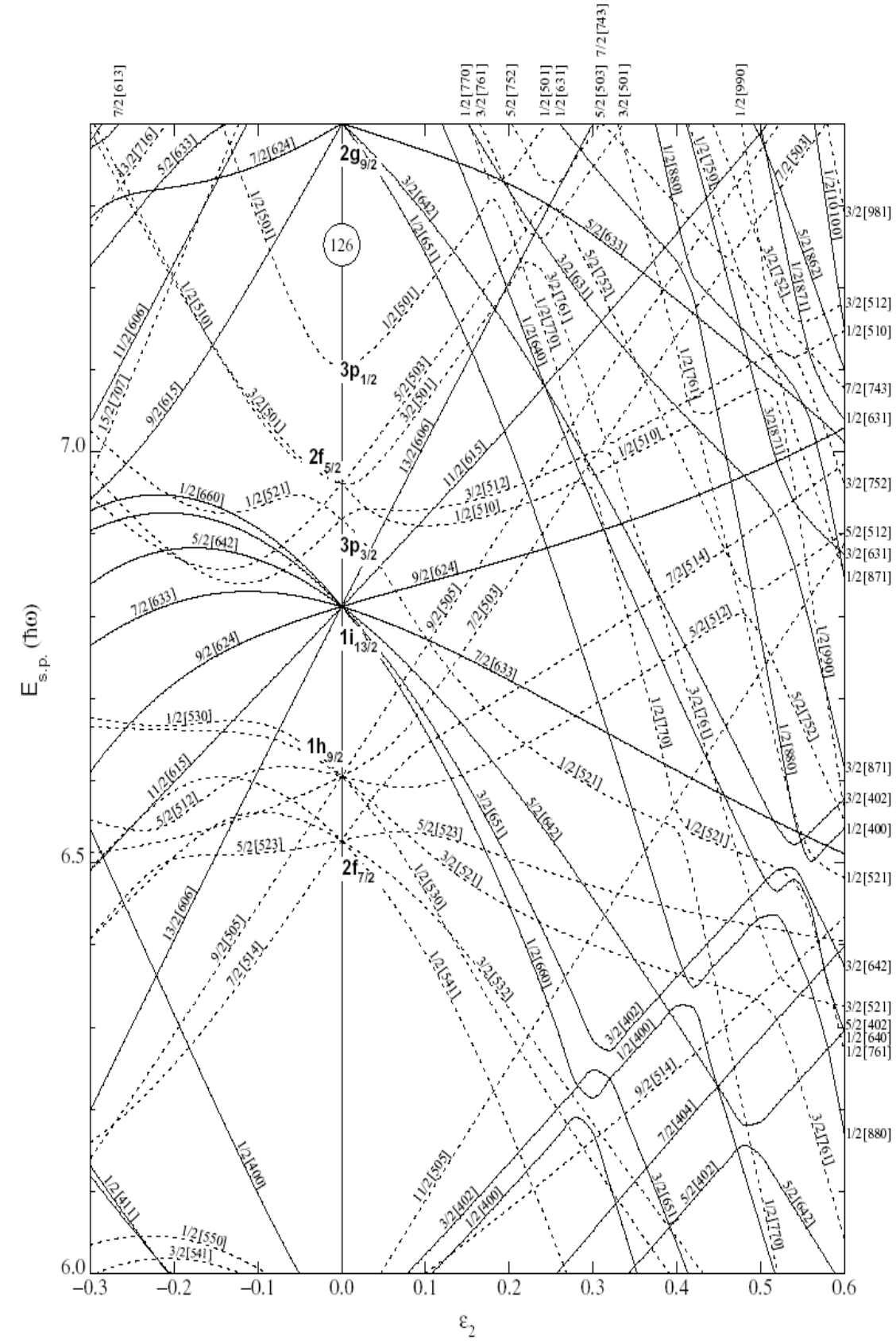
Merkezi potansiyel kullanan Küresel Shell Model kapalı kabuğa yakın çekirdeğin mükemmel tanımını verse de; deforme çekirdeğin varlığını gösteren kanıtların büyük bir kısmı deforme nükleer potansiyelin kullanıldığı bir model gerektirir. Bu tarz potansiyellerden biri, tek parçacık yörüngeleri üzerindeki deformasyonun etkisini araştırmak için Nilsson tarafından kullanılan harmonik-osilatör potansiyeline ayarlanır. Harmonik-osilatör potansiyeline ayarlanmış durumda, Hamiltoniyen (2.9) denkleminde verildiği şekliyle yazılır.

$$H_{Nil} = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{m}{2}\left(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2\right) - 2k\hbar\omega_0\left[\vec{l}.\vec{s} - \mu\left(l^2 - < l^2 >_N\right)\right] \qquad (2.9)$$

Bu denklemde; ilk Haxel, Jensen ve Suess tarafından eklenen (l.s) terimi spin-yörünge kuvvetini gösterir ve $l^2 - < l^2 >_N$ terimi Nilsson tarafından çekirdeğin merkezindeki nükleer potansiyelin yassılaşmasını göstermek için eklenir. Sırasıyla κ ve μ faktörleri, spin-yörünge ve l^2 terimlerinin kuvvetini belirler. ω_x, ω_y ,ω_z değerleri x, y,z eksenindeki tek boyutlu osilatör frekanslarıdır. Eksenel simetri durumda ω_x, ω_y ,ω_z değerleri;

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2\left(1 + \frac{2}{3}\varepsilon\right) \qquad , \qquad \omega_z^2 = \omega_0^2\left(1 - \frac{4}{3}\varepsilon\right) \qquad (2.10)$$

eşitlik (2.10) da verildiği şekilde ifade edilir. Bu eşitlikte; ε, deformasyon parametresi ve ω_0 küresel potansiyelde osilatör frekansıdır. ($\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$MeV'dir.) ve ε = 0'dır. Deformasyona bağlı hamiltonyen kullanılarak tek parçacık enerjileri ε'nun fonksiyonu gibi hesaplanabilir. Pozitif deformasyon ε veya β>0 (prolate şekiller) için; deformasyon arttıkça ω_z azalırken, ω_x ve ω_y artacaktır. Bu fiziksel açıdan uygundur, çünkü prolate deformasyon çekirdeğin z ekseni boyunca uzamasına sebep olur.



Şekil 2.6: N = 82-126 nötron kabukları için Nilsson diyagramı.

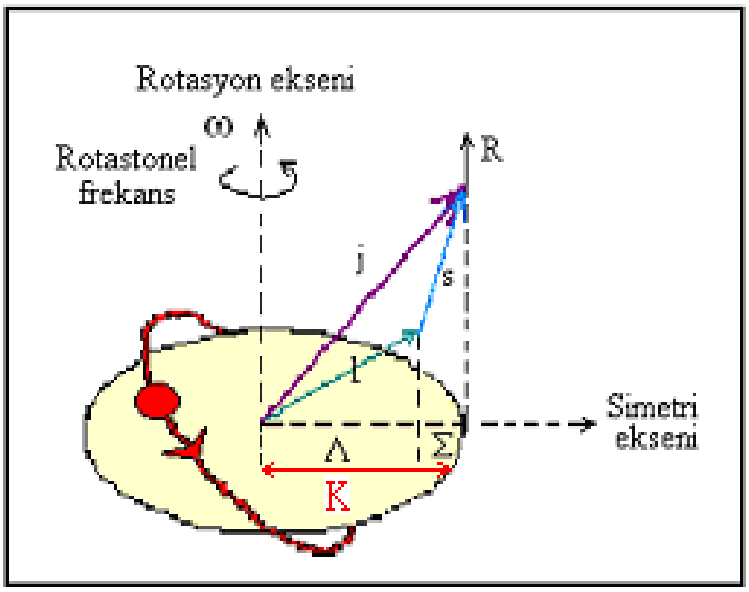
Gözlenen tek parçacık seviyeleri üzerinde çalışmak için, Şekil 2.6 gibi diyagramlar kullanılır. Her bir çizgi bir Nilsson durumunu ifade etmektedir. Önce doğrusal olarak başlayıp, yörüngenin çekirdeğin kütle merkezine göre yaptığı θ açısına bağlı şekilde ya yukarı ya da aşağı doğru eğri çizecektir. Bu çizgi ancak aynı K değerine (ve pariteye) sahip bir seviyeye yaklaştığında eğrilmeye başlar. Bu nedenle tüm Nilsson diyagramının yapısı sadece deforme alanda kısa erimli nükleer etkileşmenin bir sonucu olan K yarılması, seviye-seviye itmesi ve tek parçacık Kabuk Model enerjileri olmak üzere üç farklı özelliğe bağlıdır. Pozitif pariteli yörüngeler düz çizgilerle, negatif pariteliler ise kesikli çizgilerle gösterilmiştir. Bu diyagram 82 ve 126 kapalı kabukları arasındaki nötronlar için tek-parçacık enerji seviyelerini ε_2 deformasyonun fonksiyonu gibi gösterir. Tek parçacık enerjisine karşı deformasyon grafiği Nilsson diyagramı olarak bilinir ve Nilsson diyagramındaki enerji seviyelerinin eğimleri büyük N değerleri için artar ve bundan dolayı ağır çekirdekler, hafif çekirdeklere göre daha kolay deforme olur.

Nilsson yörüngeleri sözde asimtotik kuantum sayılarınca karakterize edilebilirler. Tipik bir Nilsson yörüngesi:

$$K^{\pi}\,[N\ n_z\ \Lambda] \tag{2.11}$$

şeklinde ifade edilir (Şekil 2.7). İlk kuantum sayısı K tek parçacık açısal momentumunun, (z) simetri ekseni üzerindeki izdüşüm değerini ve π pariteyi verir ve durumun paritesi $\pi = (-1)^N$ ile ifade edilir. Parantez içindeki üç kuantum sayısından N, kabuğu belirten baş kuantum sayısını, n_z z ekseni boyunca dalga fonksiyonu düğüm sayısını, Λ ise yörüngesel (orbital) açısal momentumunun z ekseni veya simetri ekseni boyunca izdüşümünü göstermektedir.

Tanım gereği $K = \Lambda + \Sigma = \Lambda \pm 1/2$'dir (Şekil 2.7). Burada, asıl nükleon spinin simetri ekseni üzerindeki izdüşümü $\Sigma\ (= \pm 1/2)$'dür. Bazen alternatif bir gösterim, $[Nn_z\Lambda\uparrow]$ veya $[Nn_z\Lambda\downarrow]$ şeklinde K'nın yerini, yörünge açısal momentumu ile spin açısal momentumunun aynı doğrultuda yönelimini (↑) ve zıt yönelimini (↓) gösteren oklarla değiştirdiği bir ifade şekli kullanılmaktadır. Ancak bu iki gösterimde denk olmasına rağmen ilki daha çok tercih edilmektedir.



Şekil 2.7: Nilsson Modelin'de kullanılan K, Λ ve Σ kuantum sayılarının gösterimi.

Prolate çekirdeklerde, ekvatoral yörüngeler nükleer maddeye en yakın olan ve en aşağıda bulunan yörüngelerdir. Dalga fonksiyonları, z ekseninde en çok sayıda düğüme ve böylece n_z' nin en büyük değerine sahip olurlar. Eğer N çift ise (pozitif parite), (n_z+Λ)'de çift olmalıdır. Benzer şekilde N tek ise (negatif parite), (n_z+Λ)'de tek olmalıdır. Burada parite; $\pi = (-1)^N$ ile bulunur.

Verilen bir kabuktaki Nilsson yörüngelerini ifade etmek için mevcut olan iki yaklaşımdan biri, her bir küresel j kabuğundan ardışık yörüngeleri, diğeri ise verilen bir değerin tüm yörüngelerini artan enerjiye göre işaretlemektir. Her iki durum da örneklerle ancak prolate çekirdek için açıklanacak olursa; en aşağıda bulunan yörüngenin en yüksek olasılıkla sahip olduğu n_z' den başlanır. n_z, z ekseni boyunca dalga fonksiyonunu düğüm sayısının değeri verilen N temel (baş) kuantum sayısı için n_z = N'dir ve bu durum en ekvatoral yönelimli yörünge olduğundan verilen bir N temel kuantum sayısı için en düşük yörünge K = 1/2' dir. N=5 olan bir durum için K = 1/2 ise, Λ, 0 yahut da 1 olabilir. N tek olduğu zaman n_z + Λ tek olacaktır. N=5 en düşük yörüngenin Nilsson kuantum sayıları: K^{π} [N n_z Λ] = $1/2^-$ [550] olmalıdır. Bu bize; K = 1/2 yörüngesinin $h_{11/2}$ kabuğundan ileri geldiğini gösterir. Hemen hemen bütün N=5 yörüngeleri 82-126 kabuğunda yer alırlar. $h_{11/2}$ yörüngesi spin-yörünge etkileşmesinden ötürü N=4 yani 50-82 kabuğuna doğru itilir. Böylece $h_{11/2}$ yörüngesi

N=5 yörüngesinin en aşağısındaki bulunan yörünge olur. $h_{11/2}$ kabuğundan diğer yörüngelerle devam edecek olursak bir sonraki yörünge K = 3/2 değerine sahip olur ve yörüngesel yönelimi, ekvatoral düzlemden biraz uzaklaştığı için z yönünde daha az yayılır ve bir sonraki küçük n_z değerini yani 4 değerini alır. Nilsson kuantum sayıları ise $3/2^-$ [541]. Benzer şekilde diğer $h_{11/2}$ tabanlı yörüngelerin Nilsson kuantum sayıları ise $5/2^-$ [532], $7/2^-$[523], $9/2^-$[514], $11/2^-$[505] olarak ifade edilir.

Alternatif bir diğer yol ise, verilen bir j kabuğu için enerjiyi değil K değerini dikkate almaktır. Örnek verecek olursak, ardışık K = 1/2 yörüngeleri için $h_{11/2}$ yörüngesinden başlayarak ve Λ'nın 0 yada 1 olduğuna dikkat ederek; Nilsson kuantum sayıları $1/2^-$ [550], $1/2^-$[541], $1/2^-$[530], $1/2^-$[521], $1/2^-$[510] ve $1/2^-$[501] olurlar.

82-126 kabuğundaki eş pariteli yörüngelerden en düşüğü N=6 yörüngesidir ve bu nedenle bu yörüngenin Nilsson kuantum sayıları $1/2^+$[660], $3/2^+$[651], …..,$13/2^+$[606] olmalıdır.

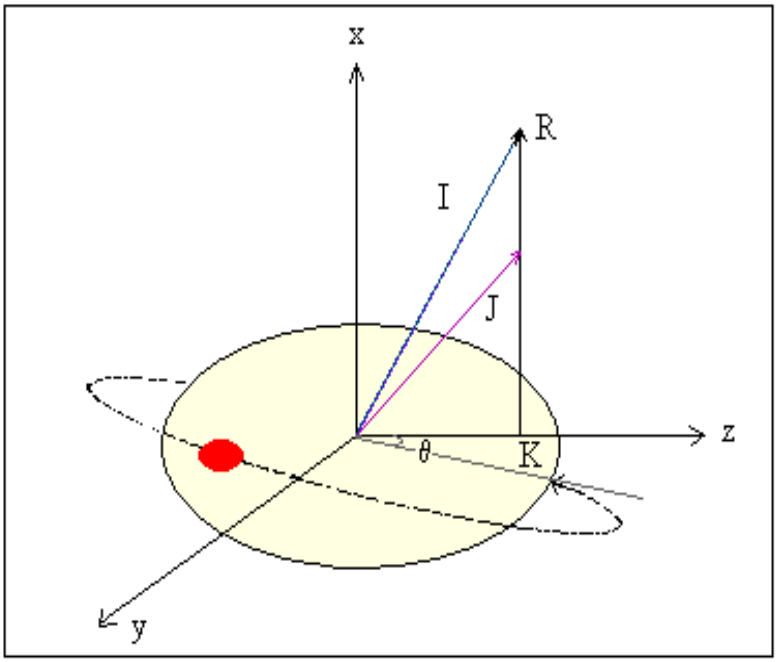
Nilsson yörüngelerinin birçok özelliği basit ifadelerde anlaşılabilir. Şekil 2.8 de gösterildiği gibi prolate deforme şeklin etrafındaki parçacıkların hareketini düşünürsek, yaklaşık olarak $\theta = \sin^{-1}(K/j)$ [8] gibi klasik yörünge açısını tanımlayabiliriz. Böylece çekirdeğin ekvatoru etrafındaki harekete karşılık gelen düşük K değerleri görülebilir. Nükleer maddenin çoğunluğuna daha yakın olan yörünge nükleonu daha fazla zaman harcadığından bu ekvatoral yörüngeler daha düşük enerjili olacaktır. Buna ek olarak, θ'nın çekici özelliği düşük K değerleri için yavaş, yüksek K değerlerinde daha hızlı bir değişme göstermelidir. Böylece aralıksız K değerleri arasındaki enerjideki farklılık artan K ile artar.

Nilsson Modeli'nde deforme tek parçacık enerjileri, j değerlerini birleştirmek için β'nın bir fonksiyonu şeklinde yazılmalıdır. Kuantum mekaniğinin temel kuralına göre aynı kuantum sayısına sahip iki seviye kesişmez ve infinitesimal etki bu seviyelerin birbirlerine belli bir mesafeye kadar geldikten sonra birbirlerini itmelerine sebep olur. Yani bu yörüngeler için doğru kuantum sayısı sadece K değeridir. Böylece Nilsson diyagramında aynı K ve π değerine sahip iki seviye kesişmez ve iki çizgi birbirlerine

yaklaştıkça birbirlerini itecektir. Bir başka deyişle aynı kuantum sayılı herhangi iki seviyenin kesişebileceği Pauli prensibi tarafından yasaklanır. Böylece aynı K ve π değerlerine sahip yörüngelerin birbirlerini ittiğini düşünebiliriz. Bu şekilde birçok j değerini Nilsson diyagramı içine eklemek ve farklı enerjili birçok yörüngenin birbirine karıştığı realistik deformasyonlara genişletmek mümkündür.

2.1.4.1 Rotasyon

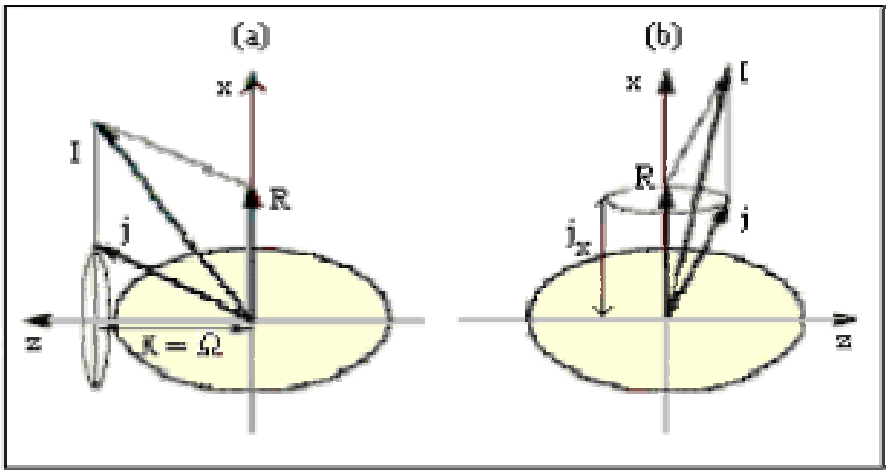
Nükleer dönme hareketi sadece denge şekli küresel olmayan şekillerde gözlenir. Deformasyonun önemli bir sonucu, rotasyonel hareketin uyarılmanın mümkün bir şekli olduğu gerçeğidir. Küresel durumda simetri ekseni etrafında kollektif rotasyonu gözlemek mümkün değildir. Çünkü çekirdeğin farklı yönelimleri kuantum mekaniksel olarak ayırt edilemez. Eksenel-simetrik çekirdek durumunda, simetri eksenlerine dik rotasyon eksenleri seti vardır. Rotasyonel açısal momentum (R), bu eksen etrafında birçok nükleonun kollektif hareketiyle oluşur. Ek açısal momentum (J), her bir valans nükleonun esas açısal momentumları tarafından oluşturulur ve toplam açısal momentum I = R+J olarak bulunur. Bu açısal momentum çiftleri Şekil 2.8 de gösterilmiştir.



Şekil 2.8: Açısal momentum çifleniminin şematik gösterimi.

Toplam açısal momentumun simetri ekseni üzerindeki iz düşümü K, J'nin simetri ekseni üzerindeki izdüşümü ile aynıdır. Valans nükleonun j açısal momentumunun simetri ekseni üzerindeki iz düşümü Ω'dır. Burada, $K = \Sigma \Omega_i$'dır. Yani tek parçacığın simetri ekseni üzerindeki iz düşümü Ω ile gösterilirken toplam açısal momentumun izdüşümü için K kullanılır.

Çift- çift çekirdeğin, taban durumu rotasyonel bandında, valans parçacıkları J = 0 ve toplam açısal momentum I = R şeklinde çiftlenirler. Eksenel simetrik çekirdeklerin rotasyonel açısal momentumları, simetri eksenine dik olduğundan K'ya katkı vermeyecekler ve K = Ω olacaktır. Düşük K değerleri prolate kuadrupol deformasyona ve düşük enerjiye sahip ekvatoral harekete karşılık gelir (Şekil 2.9).



a) I= K, K+1, K+2 b) I= j, j+2, j+4

Şekil 2.9: (a) Güçlü çiftlenim (K~ Sabit) ve (b) Rotasyonel yönlenmiş veya zayıf çiftlenmiş (α ~ Sabit, K değişken) seviyeler için şematik diyagram.

Rotasyonel hareket, birçok nükleondan tutarlı katkılar içerir ve bu nedenle rotasyonel hareketten kollektif hareket gibi söz edilir. Kollektif hareket, çekirdeğin simetri ekseninden farklı eksenleri etrafındaki rotasyonu sonucunda ortaya çıkar. Bu hareket için, uyarılma enerjisi E ve spin I arasındaki ilişki E ~ I (I+1) ile şeklindedir.

Kollektif rotasyonel enerji, klasik dönen katı cisim ile benzerliği vasıtasıyla belirlenebilir. Dönen katı cisimin klasik kinetik enerjisi;

$$E = \frac{1}{2} J\omega^2 \tag{2.12}$$

eşitlik (2.12) ile verilir ve bu eşitlikte J sistemin eylemsizlik momentidir.

$$\omega = \frac{I\hbar}{J} \tag{2.13}$$

(2.13) eşitliğinde verilen ω açısal frekans ve I ise açısal momentumdur. (2.12) ve (2.13) eşitliklerinin birleşimi ile,

$$E = \frac{1}{2} \frac{(I\hbar)^2}{J} \tag{2.14}$$

eşitliği sağlanır.

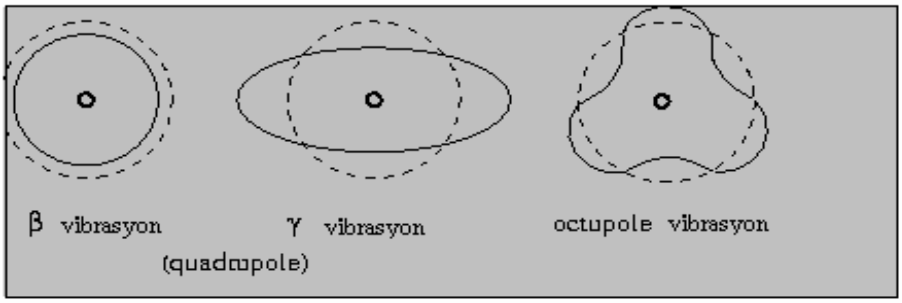
Klasik sistemden kuantum sistemine dönüşüm yaparsak, I^2 eşitlik (2.15) de verildiği gibi I (I+1) olur.

$$E = \frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1)\right] \tag{2.15}$$

Bu eşitlikte; aynı zamanda J^0 ile de yazılabilen J, eylemsizliğin statik momentini gösterir. Nükleer yoğunluğun küresel olmadığı deforme çekirdeklerin spektrumlarında rotasyonel bandlar gözlenir. Ardışık olarak artan açısal momentumlu seviyelerin uygun serileri rotasyonel bandlar olarak adlandırılır. Bandın en düşük seviyesi genellikle band başlangıcı (bandhead) olarak anılır. Rotasyonel bandların en iyi örnekleri iyi-deforme prolate şekilli çekirdeklerde bulunur.

2.1.4.2 Vibrasyon

Çekirdek, kollektif rotasyon ve vibrasyon yada birkaç nükleonun uyarılması yoluyla olmak üzere açısal momentumu iki farklı yolla meydana getirebilir. Çekirdekte kollektif açısal momentum oluşturabilmenin diğer bir yolu olan titreşim hareketi durumunda vibrasyonal quanta λ multipolaritesinin fononları olarak adlandırılır. λ=1 dipol vibrasyonları çekirdeğin kütle merkezinin geçişlerine karşılık gelir ve bu nedenle proton ve nötronlar birlikte hareket ederlerse iç kuvvetler tarafından üretilemezler. λ=2 fononları, iki şekle ayrılabilen düşük enerjili kuadrupol vibrasyonlarına neden olur. Biricisi; simetri ekseni boyunca yönelen salınım şekli olan β vibrasyonlarıdır (Şekil 2.10). Bu tarz salınımlar için açısal momentum vektörü simetri eksenine diktir ve bu nedenle bu tarz bandlar $I^{\pi} = K^{\pi} = 0^{+}$ seviyelerine dayanır. $\pi = (-1)^{\lambda}$ ile verilir. Kuadrupol vibrasyonunun ikinci şekli γ şekil parametresinde salınımlara neden olur. Gama, deformasyonu sağ açıda β_2 deformasyon eksenine yönlendirir. Böylece γ vibrasyonlarının açısal momentum vektörü, $I^{\pi} = K^{\pi} = 2^{+}$ seviyeleri üzerine kurulan bandlara artış veren simetri ekseni boyunca yönelir. Gama ve β fononları daima pozitif pariteli seviyelerin diğer kombinasyonlarını üretmek için birlikte çiftlenebilirler.



Şekil 2.10: Simetri ekseni boyunca β, γ (kuadrupol) ve oktupol vibrasyonların (titreşimlerin) görünümü.

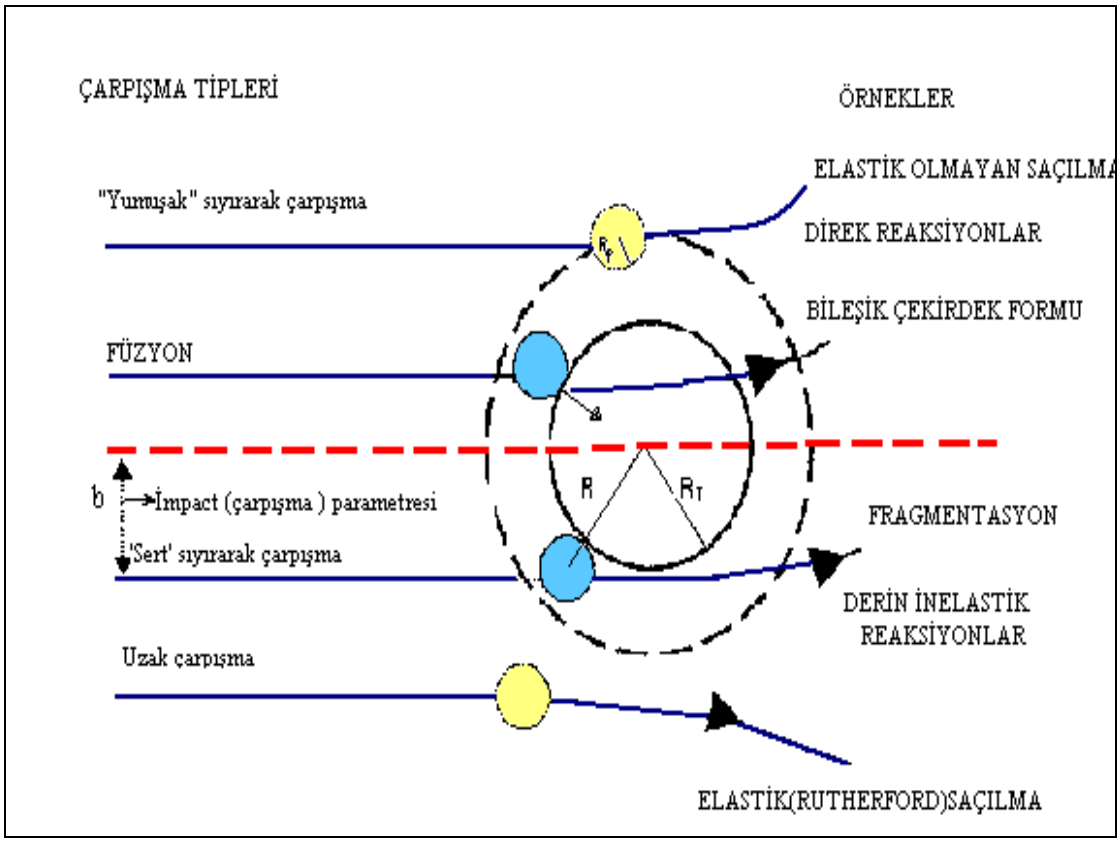
Şekil 2.10 da gösterilen oktupol vibrasyonlar λ = 3 fononları ile özdeşleştirilir. Oktupol vibrosyonlar $I^{\pi} = K^{\pi} = 0^{-}$, 1^{-}, 2^{-}, 3^{-} seviyeleri üzerine kurulan bandlar üretir. $I^{\pi} = 3^{-}$ seviyesi oktupol vibrasyonel seviye olmasına rağmen band başlangıçları geri dönen nükleer çekirdekten dolayı üçden daha az açısal momentuma sahip olabilir. Bu geri rotasyon, $K < \lambda$ band başlangıcında sonuçlanan rotasyon ekseni boyunca fononun açısal momentum bileşenlerini tamamen bozabilir.

2.2 AĞIR İYON REAKSİYONLARI

Çekirdeklerin özellikleri genellikle karakteristik gama ışınları ile incelenir. Şekil 2.11 de b etkileşme parametresine bağlı değişik tipte nükleer reaksiyonlar gösterilmektedir. A>4 olan iyonlar ağır iyonlar olarak tanımlanır. d, ağır iyonların birbirlerine en yakın mesafesi olup, etkileşme parametresi b ve yörüngesel açısal momentum *l*' ye bağlıdır. d ve b arasındaki ilişki;

$$d = a + (a^2 + b^2)^{1/2} \quad , \quad b = a \cot (\frac{\theta}{2}) \tag{2.16}$$

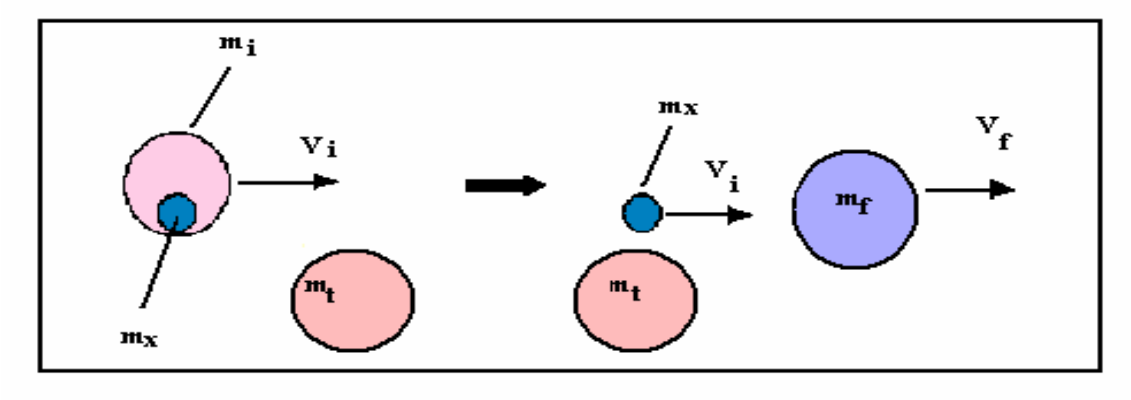
denklemi ile ifade edilir [10]. 2a, iyonların kafa kafaya çarpışmada birbirlerine olan en yakın mesafesidir. Etkileşme parametresinin büyük olduğu değerlerde Coulomb saçılması oluşabilir. Eğer hedef ve merminin nükleer yoğunlukları arasında küçük bir örtüşme varsa elastik saçılma, inelastik saçılma yada direk reaksiyonlar vasıtasıyla birkaç nükleon transferi gerçekleşebilir. Çarpışmanın sıyırarak yapıldığı ve sonrasında iki ağır ürün oluşumunun (fragmentasyon) gözlendiği derin inelastik reaksiyonlar, enerjileri 10 MeV/nükleon civarındaki mermi parçacıkları için gözlenen reaksiyonlardır. Ürün çekirdek ile hedef çekirdeğin tamamıyla örtüşmesi durumunda ise füzyonla bileşik çekirdek oluşabilir. "Tamamlanmış füzyon (CF)", mermi parçacık hedef çekirdek tarafından yutulursa gerçekleşir. Örneğin; $^{14}N + ^{235}U$ gibi hedef ve mermiden oluşan sistem asimetrik ise mermi çekirdekten hedefe büyük miktarda kütle transferi olur. Kalan parçacığın hızı ise merminin hızına yakın bir değerde kalır. Bu olaya "kütle transferi" yada "tamamlanmamış füzyon" denir. Daha simetrik sistemler için örneğin $^{40}Ar + ^{122}Sn$ gibi mermi çekirdeğin kinetik enerjisinin büyük kısmı hedef çekirdeğin ve/veya mermi çekirdeğin uyarılma enerjisine dönüşür. Sistem orijinal kütle asimetrisini korur. Buna örnek olarak 'güçlü sönümlü' veya 'derin-inelastik' reaksiyonlar verilebilir.



Şekil 2.11: Ağır iyon çarpışmalarının şematik gösterimi.

Coulomb bariyerine yakın enerjiler için koparma (pick up) ve transfer reaksiyonları ağır iyonlarla gerçekleşir. Bombardıman parçacığı ile hedef çekirdek arasında bir yada daha fazla nükleon alışverişi içeren tepkimeler, transfer tepkimeleri olarak bilinir. Bu tepkimeler, pick-up ve striping tepkimeleri olarak iki farklı katagoride ele alınır. Sıyırma (grazing) açısı olarak ifade edilen θ_g'den çok küçük açılar için transfer ihtimali küçük iken; θ_g'den çok büyük açılar için inelastik olaylar baskındır.

Açısal dağılımların birbirinden faklı olmadığı durumlar için, seviye uyarılmaları ağır iyon reaksiyonlarıyla gerçekleşir. Ürün çekirdekte gözlenen uyarılmış seviye, bombardıman parçacığının enerjisine ve hafif kütleli ürün parçacığın yayınlandığı açıya bağlıdır. Aynı reaksiyonda farklı kinematik faktörler, ağır ürün çekirdeğin farklı uyarılmış seviyelerinin oluşmasına yol açar.



Şekil 2.12: 0^0 de Ağır iyon soyma (stripping) reaksiyonunun şematik gösterimi

2.2.1 Ağır İyon Reaksiyonlarında Kinematik Faktörler

Ağır iyon reaksiyonlarında hangi seviyelerin ortaya çıkacağı konusunda kinematik faktörler önemlidir. Temel seviyeye yakın olan seviyeler asıl popüle olan seviyelerdir. Bu davranışı açıklamak için basit yarı klasik modeli kullanılır.

Gelen parçacığın yeterince yüksek enerjileri için; geliş ile çıkış kanalı arasındaki Coulomb enerji farkı relatif olarak küçük olacaktır. Gelen ve çıkan çekirdeklerin hızlarının ($\upsilon_i = \upsilon_f$) eşit olduğu, gelen ve çıkan parçacık yörüngelerinin neredeyse eşit olma durumunda tesir kesitinin büyük olması beklenir (Şekil 2.12).

İşte böyle bir durum için; m_f ve ($m_x + m_t$)'nin kinetik enerjisi.

$$T_f = T_i - \frac{1}{2}\left(\frac{m_x m_t}{m_x + m_t}\right)v_i^2 \qquad (2.17)$$

eşitliği ile verilir. Bir reaksiyon için Q değeri, ilk ve son kinetik enerjileri arasındaki farka eşittir. Böylece Q'nun optimum değeri, denklem (2.18) deki gibi olur.

$$Q_{opt} = T_f - T_i = -T_i\left(\frac{m_x m_t}{m_i(m_x + m_t)}\right) \qquad (2.18)$$

Bu model yaklaşık bir modeldir, çünkü reaksiyonların 0^0'de olduğu ve Coulomb etkisinin olmadığı varsayılarak Q_{opt} hesaplanmıştır.

2.2.2 Derin İnelastik Reaksiyonlar

Derin–inelastik saçılma, başlangıç enerjileri 10 MeV/nükleon civarındaki mermi parçacıkları ile oluşturulan reaksiyonlarda gözlenebilir. Bu, biri mermi parçacığa benzer, diğeri ise hedefe benzer iki uyarılmış rezüdü üreten ikili bir olaydır. Derin–inelastik saçılma, iki çekirdek sert sıyırarak (grazing) çarpışma yaptığında meydana gelir. Bu çarpışmada iki çekirdek coulomb alanı tarafından saptırılırlar ve sadece birbirlerine dokunurlar. Bu olayın önemli özelliklerinden birisi de iki çekirdeğin büyük miktarda enerji kaybetmesidir. Bu enerji kaybı iki iyonun yüküne bağlıdır.

İki ağır çekirdek eğer, Coulomb bariyeri üzerinde enerjiye sahip bir reaksiyonda, güçlü etkileşme yarıçapı R'den daha yakına gelirse, bu iki ağır çekirdeğin birbirleriyle etkileşmesi beklenir. Eğer iyonların hareketi klasik mekaniksel açıklanacak olursa, ağır iyonların birbirlerine olan en yakın mesafesi olan d, çarpışma parametresi b'ye ve dolayısıyla da yeni yörüngesel açısal momentumu *l*'ye bağlı olur. d ve b arasındaki bağıntı denklem (2.16) da verilmiştir. Bu basit klasik durum ile, reaksiyon tesir kesiti

$$\sigma_{reak} = \sigma_0 \left(1 - V/E_{CM}\right) \tag{2.19}$$

(2.19) eşitliği şeklinde verilir. Bu eşitlikte $\sigma_0 = \pi R_s^2$' dir.

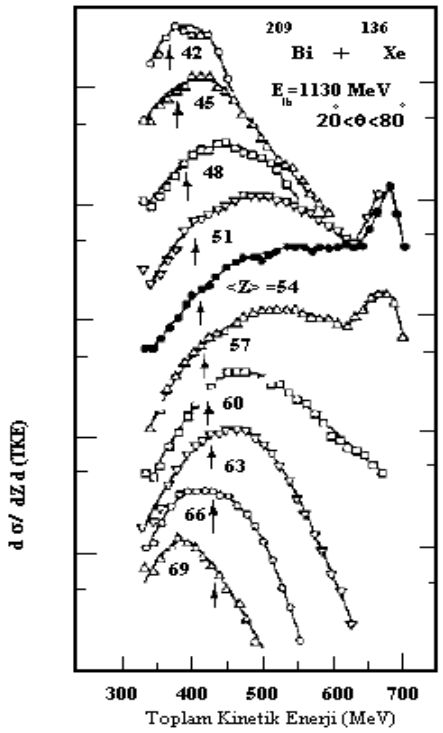
Dolayısıyla reaksiyon tesir kesiti

$$\sigma_{reak} = \pi R_S^2 \left(1 - V/E_{CM}\right) \tag{2.20}$$

eşitlik (2.20) deki şeklini alır. Burada potansiyel ifadesi $V = Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\varepsilon_0 Rs$ ve E_{cm}'de kütle merkezi enerjisidir. Uygun ağırlığa sahip ağır iyonların bulunduğu bir reaksiyon için örneğin; ^{107} Ag üzerine ^{20}Ne E_{lab} = 165 MeV'de gönderildiğinde bileşik çekirdek oluşturmak için tamamlanmış füzyon tesir kesiti, σ_{reak} değerinin anlamlı bir kesri olur. Ayrıca, ^{209}Bi üzerine ^{136}Xe E_{lab} = 1130 MeV'de gönderildiği çok ağır iyonların olduğu durum için tamamlanmış füzyon olasılığı, σ_{reak}' ın küçük bir kesridir.

Derin inelestik çarpışmalar, gelen ağır iyon demeti, hedef çekirdekle kinetik enerjisinin iç serbestlik dereceleri içinde dağıtıldığı ve iki çekirdeğin ayrılmasından önce nükleon değiş- tokuşu olacak şekilde etkileştiği çarpışmalardır. Bu çekirdekler yüksek uyarılma

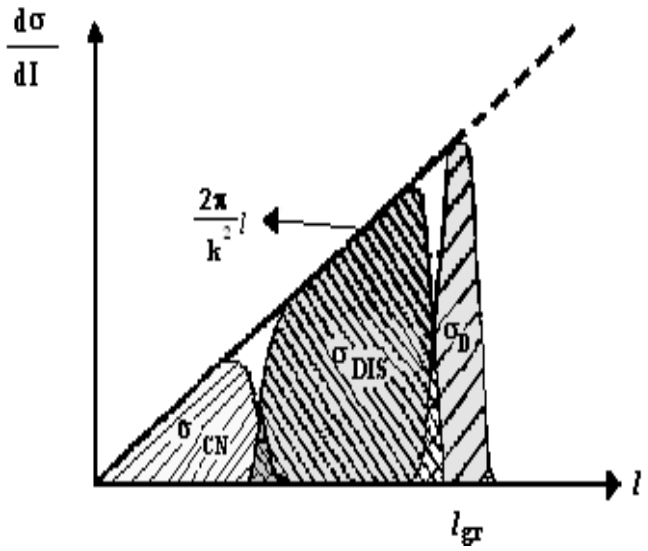
enerjisinden ve Z değerinden dolayı, fisyon ile bozunabildikleri gibi, γ ışını ve parçacık yayınlayarak da bozunabilirler. Geriye kalan her iki çekirdek, birbirleriyle etkileştiklerinde Coulomb enerjisine eşit bağıl kinetik enerjiye sahip oluyorsa tam bir dağılma olduğu söylenebilir. Bu $E_{lab}(^{136}Xe)$ = 1130 MeV'de ^{209}Bi + ^{136}Xe reaksiyonunda Şekil 2.13 de gösterilmiştir. Aynı zamanda bu şekil kütle değişimi ve dağılım miktarı arasındaki ilişkiyi gösterir.



Şekil 2.13: ^{209}Bi + ^{136}Xe reaksiyonunda üretilen farklı elementler için toplam kinetik enerjinin fonksiyonu gibi olan $d^2\sigma / dZd$ 'nin grafiği.

Yukarıda açıklanan basit klasik modele göre, b'ye kadar çarpışma parametresi için toplam reaksiyon tesir kesiti $\sigma_b = \pi b^2$ ile verilir. Çünkü $l = kb$ olduğunda diferansiyel tesir kesiti $d\sigma/dl = 2\pi l / k^2$ ile verilir. $d\sigma/dl$'nin oldukça ağır iyonları içeren tipik reaksiyonlar için l' ye nasıl bağlı olduğunu gösteren şematik diyagram Şekil 2.14 de görülmektedir. Taralı alanlar, tesir kesriyle orantılı farklı olayları göstermektedir. $l \approx l_{grazing}$ için direkt reaksiyonlar gözlenirken, düşük l değerleri için bileşik çekirdek reaksiyonları meydana gelir. Aradaki l değerleri için (derin-inelastik gibi) dağılma reaksiyonları görülür. Bir reaksiyonun derin-inelastik yada tamamlanmış füzyon olması, Z_1Z_2/r ve $l(l+1)/r^2$ ile orantılı olan nükleer çekim, coulomb itmesi ve merkezi

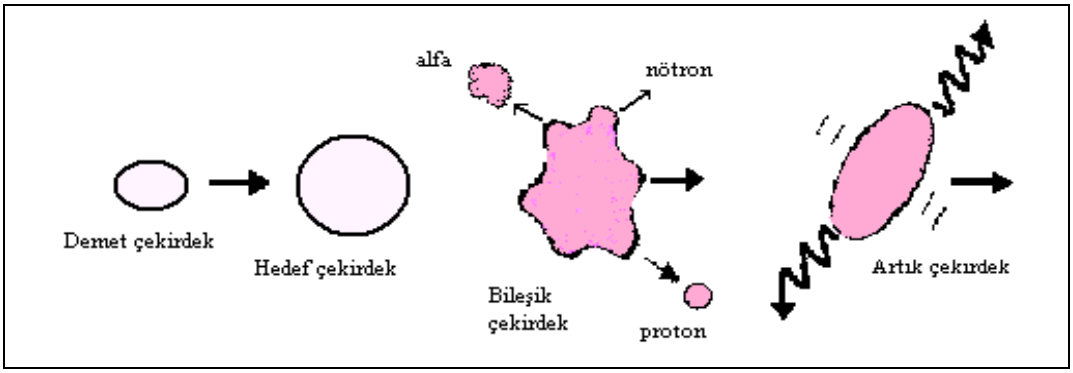
potansiyeller arasındaki dengeden kaynaklanmaktadır. Burada r ağır iyonların ayrılmasıdır. Reaksiyonda bulunan iyonların kütleleri arttıkça; $Z_1.Z_2$ ve verilen bir b çarpışma (impact) paremetresi için *l* büyümeye başlar.



Şekil 2.14: Toplam reaksiyon tesir kesitinin bileşik çekirdek oluşumu (σ_{CN}), dissipative çarpışmalar (σ_{DIS}) ve direk reaksiyonların (σ_D) tesir kesitlerine göre şematik gösterimi.

2.2.3 Ağır İyon Füzyon Buharlaşması

Ağır iyon füzyon buharlaşması, kütlesi 50-100 civarındaki bölgede nötron eksik çekirdeklerin yüksek spin seviyelerinin üretimi için tercih edilen bir metotdur [11]. Şekil 2.15 de ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu görülmektedir. Bir başka deyişle ağır iyon füzyon buharlaşması reaksiyonu, atomik çekirdeklerde yüksek spin seviyeleri üretmek için standart deneysel teknik olarak kullanılmaktadır. Relatif olarak büyük tesir kesitine sahip reaksiyon tipi, son oluşan ürün çekirdeklerin yüksek uyarılmış açısal momentumlu seviyelerde oluşmasına yol açar. Bu çekirdeklerin, yüksek spinli uyarılmış seviyelerden temel seviyeye bozunmaları yaklaşık 25-35 adet γ ışını geçişinin kaskat olarak yani birden fazla gama geçişinin oluşturduğu seviye grupları yayılmaları ile karakterize edilir. Bozunma sırasında nükleer yapının nasıl değiştiği hakkındaki bilgiler, (enerji kaybı ve açısal momentum gibi), bu kaskatlardaki γ ışınlarının enerjisi, açısal dağılımı, lineer polarizasyonu ve yayınlanma sırası gibi özelliklerin ölçülmesi ile elde edilir.



Şekil 2.15: Ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonunun şematik gösterimi

Ağır iyon reaksiyonlarında hedef, Coulomb bariyerini aşabilecek yüksek enerjiye sahip, büyük yörüngesel açısal momentum taşıyan hüzme (demet) ile bombardıman edilirse, füzyon reaksiyonu gerçekleşir. Gerçekleşen bu reaksiyon sonucu oluşan bileşik çekirdek birkaç nötron veya proton buharlaşmasıyla büyük spinli ve uyarılma enerjili duruma geçer. Bu arada bileşik çekirdek, hüzme ve hedef çekirdeği karakteristiklerinden tamamen bağımsızdır. Füzyon reaksiyonu sonunda oluşan bu bileşik sistem ~ 10^{-20} sn. kadar zamanda yavaşlayabilirse, enerjisine, açısal momentumuna ve şekline göre dengeye ulaşabilir ve çekirdek bu andan itibaren kendisini oluşturan bileşenleri ve nasıl olduğuna dair bilgileri kaybeder geriye sadece enerjisi, açısal momentum ve parite korunumuna dair bilgi kalır [12]. Demetin ve hedefin çarpışma kinetik enerjisi ve bağıl açısal momentumları; uyarılma enerjisine ve açısal momentuma dönüşür. Reaksiyon enerjisi (2.21) de verildiği gibi ifade edilebilir [12].

$$E' = \frac{M_T}{M_B + M_T} \cdot E_{beam}^{lab} + Q \qquad (2.21)$$

Bu denklemde; M_B; mermi çekirdeğin kütlesi iken M_T, hedef çekirdeğin kütlesidir ve Q ise, $[(M_B + M_T – M_{CN})]\ c^2$ ile verilir. Bileşik çekirdeğin ve giriş kanalındaki çekirdeklerin bağlanma enerjileri farklıdır ve bu olay genelde yüksek spin seviyelerinde uyarılmış ve büyük miktarda açısal momentuma sahip bileşik çekirdeklerin oluşmasına vesile olur. Bileşik çekirdeğin reaksiyon sonucu maksimum açısal momentum (2.22) denklemi ile verilir.

$$l_{\max}^2 = \left(2M R^2/\hbar^2\right)\left(E_{CM} - V_C\right)) \qquad (2.22)$$

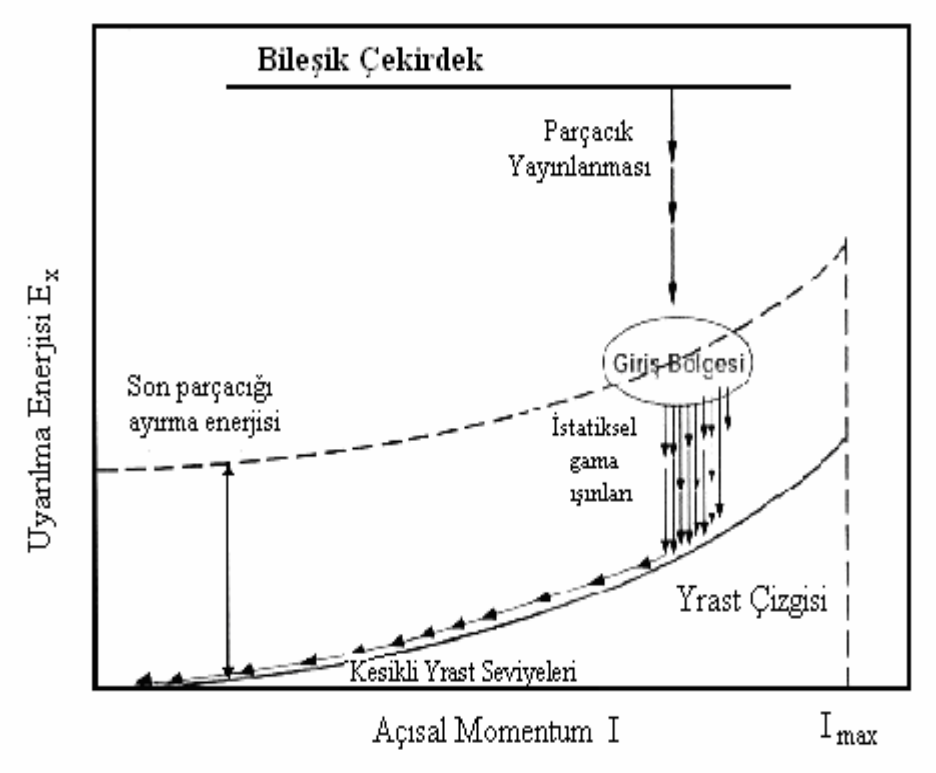
Bu denklemde, M indirgenmiş kütle [(M_T M_B) / (M_T + M_B)], V_C coulomb bariyeridir. ($1,44z_1z_2$)'e eşittir. R, çekirdeklerin birbirlerine yaklaşabildikleri en yakın mesafedir ve $R = 1,36 (M_T^{1/3} + M_B^{1/3}) + 0,5$ fm ile verilir.

Ağır iyon füzyon reaksiyonlarında oluşan bileşik çekirdeğin sahip olduğu uyarılma enerjisi fermi seviyesine yakın nükleonlar tarafından paylaşılır. Enerjisi, nükleon ayrılma enerjisi (8-10 MeV)'e sahip Fermi seviyesine yakın nükleonlar bileşik çekirdekten yayınlanır. Genellikle füzyon buharlaşma reaksiyonlarında bileşik çekirdekten yayınlanan nükleonlar nötronlardır. Proton yayınlanma olasılığının zayıf olmasının nedeni, çekirdek içindeki Coulomb bariyerine maruz kalmalarıdır.

Çekirdekten yayınlanan her bir nükleon, uyarılma enerjisini 5 MeV mertebesinde ve her bir α parçacığı ise 10 MeV mertebesinde düşürür ve açısal momentumu 1ħ kadar azaltır. Lineer momentum, α parçacığının çekirdeği terk etmesinde ve nükleonların buharlaşması esnasında korunur, bundan dolayı artık çekirdek geri teper ve orijinal yörüngesinden sapmasına neden olur. V_{CM} geri tepen çekirdeğin hızı ağır iyon füzyon reaksiyonlarında %1-5 ışık hızı kadardır. Reaksiyon kinematiği (2.23) eşitliği ile verilir.

$$V_{CM} = \frac{M_B}{(M_B + M_T)}\sqrt{\frac{2E_B}{M_B}} \qquad (2.23)$$

Belirli sayıda parçacığın buharlaşmasından sonra, geri tepen çekirdek uyarılma enerjisi ile soğur, ancak yüksek iç açısal momentum korunur. Parçacık ayırma enerjisinin altındaki enerjilerde, istatiksel olarak gama ışını yayınlanması baskın gelir. Düşük uyarılma enerjilerinde seviyelerin yapısı, sürekli halden kuantum mekaniği ile de açıklanabilen kesikli seviyeler halini alacaktır. Çekirdek bu kesikli seviyelerden temel seviyeye bozunumunu gama yayınlama yoluyla gerçekleştirir. Bu şekilde bozunan seviyeler Yrast veya Yakın (Near) Yrast olarak adlandırılır. Şekil 2.16 bileşik çekirdeğin temel seviyeye olan bozunumu enerji ve spin cinsinden ifade edilmektedir.



Şekil 2.16: Ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonuyla oluşan bileşik çekirdeğin buharlaşmasında açısal momentuma karşı uyarılma enerjisi grafiğinin şematik gösterimi.

2.2.4 Yüksek Spin Seviyelerinin Elde Edilmesi İçin Nükleer Reaksiyonlar

Yüksek spin seviyelerinin araştırılması için yapılan çalışmalarda, tesir kesiti σ'nın en büyük olduğu ve çekirdeğe transfer edilecek en yüksek açısal momentumun hangi reaksiyonla yapılacağı üzerinde durulur. Bir önceki başlıkta da bahsedildiği gibi yüksek spin seviyelerinin elde edilmesi için en uygun reaksiyon Füzyon reaksiyonu olarak bulunmuştur.

Füzyon reaksiyonda transfer edilen açısal momentum, mermi parçacığın hedef parçacığa göre açısal momentumu ve çarpışma (impact) parametresi b olmak üzere $l = m_b \upsilon_p b$ bağıntısıyla verilir. Bu bağıntıdan da anlaşılacağı üzere yüksek enerjili ağır iyonların, yüksek spin seviyelerinin elde edilmesi için en uygun mermi çekirdekleri olduğu görülür. Bununla birlikte tamamlanmış-füzyon oluşumu üzerinde farlı reaksiyon mekanizmalarından kaynaklanan kısıtlamalar bulunur. Açık bir ifadeyle Şekil 2.11 de de görüldüğü gibi örneğin tamamlanmamış füzyon reaksiyonu oluşabilmesi için reaksiyonun belli bir b impact parametresini elde etmesi gerekir. Diğer reaksiyonlar ise büyük impact parametre değerlerinde gerçekleşirler. Ayrıca daha büyük impact

parametreli ve en kısa süreli reaksiyon süresinin olduğu bir reaksiyonda mermi parçacığın nükleer yoğunluk dağılımı ve hedef çekirdek üst üste gelemez. Bu tarz çarpışmalarda (anlık çarpışmalar) kütle değiş-tokuşu olmaz. Çarpışmanın tanımlanmasında, esnek (Rutherford) saçılması ve esnek olmayan (Coulomb) uyarılması olarak uzun erimli Coulomb kuvveti etkin unsur olarak ortaya çıkar.

Esnek olmayan saçılma, direkt reaksiyonlar, parçacıklara ayrılma, derin inelastik reaksiyonlar ve kütle transferi yada tamamlanmamış füzyon gibi olaylar dengede olmayan karaktere sahiptirler. Oldukça küçük impact parametreleri için merminin, hedefle eğer belli bir R uzaklığındaki nükleer etkileşmesi, coulomb ve merkezcil itmeden büyük ise termal dengede bir bileşik sistem oluşturmak üzere birleşirler. İmpact parametresinin büyümesiyle açısal momentumun büyüdüğü gözlenmiştir. Ancak belli bir limit değerinden sonra füzyon reaksiyonunun tercih edilmediği görülür. Buna göre b impact parametresi, hangi reaksiyonun baskın olduğunun bir ölçüsüdür ve bu parametreye göre reaksiyonları sınıflandırabiliriz.

Nükleer etkileşme mermi ve hedef çekirdekler birbirlerine çok yaklaştıklarında, etkili olmaya başlar. ‘Soft grazing’ yani hafif sıyrılmada çarpışma enerjisi ve kütle değiş tokuşu olacaktır. Fakat sistem kinetik enerji ve kütledeki orjinal asimetriyi koruyacaktır**.** Bu tarz çarpışmaya örnek olarak, elastik olmayan saçılma ve direk reaksiyonlar verilebilir. Mermi çekirdeğin, hedef çekirdeğe daha yakından penetre ettiği durumlar için Sert sıyrılma (hard grazing) terimi kullanılır. Böyle bir olay kısa süre için bileşik bir sistemin veya parçacıklara ayrılmış bir yapının oluşmasına neden olur. Örnek olarak parçacıklara ayrılma ve derin inelastik reaksiyonlar verilebilir. Bu tarz çarpışmalar için mermi çekirdeğe bağlı artık kütle varlığını sürdürecek ve reaksiyon süresi artacaktır.

2.2.5 Bileşik Çekirdek Reaksiyonları

Hedef çekirdeğe çok küçük bir çarpma parametresiyle giren mermi parçacık büyük olasılıkla hedef nükleonlardan biriyle etkileşir. Geri tepen nükleon ve enerjisinin bir kısmını kaybeden mermi parçacık, diğer nükleonlarla ardışık çarpışmalar yaparak, enerjisi mermi ile hedef sisteminin nükleonları arasında paylaşılır. Paylaşılan bu enerji genellikle nükleonun çekirdeği terk etmesine yetmez.

Mermi parçacığın soğurulmasından sonra ve parçacık yayınlanmasından önce reaksiyonların sahip olduğu ara durum "bileşke çekirdek" olarak isimlendirilir[9]

Mermi parçacık a, hedef çekirdek X ile sembolize edilirse;

$$a + X \rightarrow C^{*} \rightarrow Y + b \qquad (2.24)$$

bu ifade de C^{*} bileşke çekirdektir. Mermi parçacığın çekirdekten kaçma şansının küçük olduğu özellikle 10 Mev ile 20 Mev arası geliş enerjilerinde, bileşik çekirdek modeli çok iyi çalışır. Bileşik çekirdeğin oluşmasından sonra termodinamik dengeye ulaşıp ve sonrada bozunması için bileşik sistemin yarılanma ömrünün 10^{-20} sn'den büyük olduğu bulunmuştur. Bileşik çekirdek değişik yollarla bozunabilir ve bozunma olasılığı da sadece sisteme aktarılan toplam enerjiye bağlıdır.

2.2.6 Bileşik Çekirdeğin Bozunumu

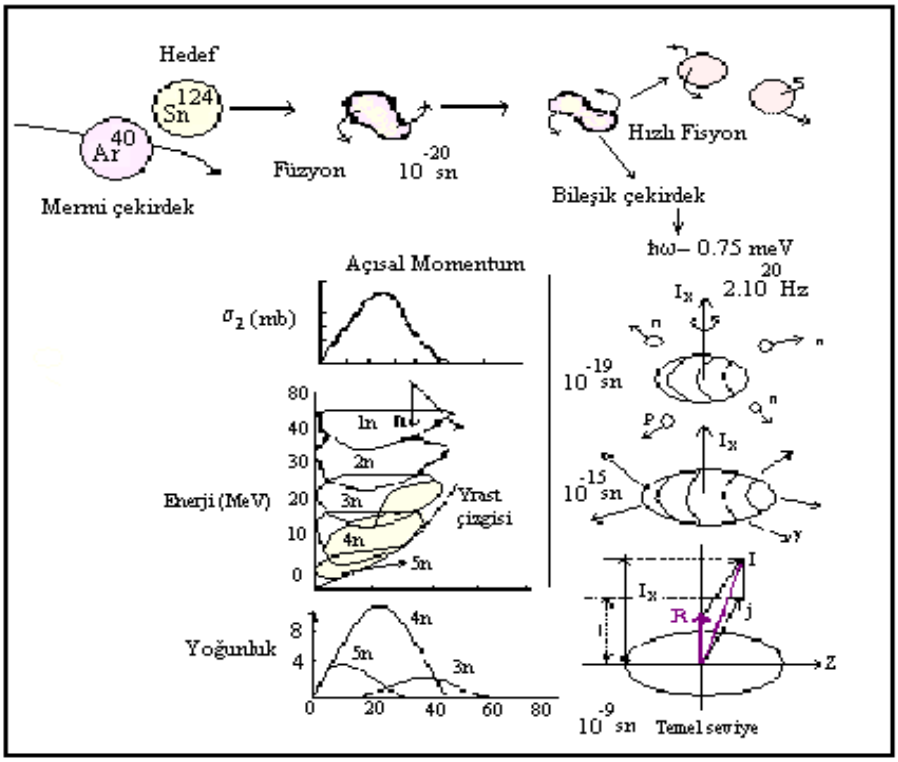
Bileşik çekirdek fisyon haline doğru potansiyel enerji yüzeyinde bir eyer noktasından (saddle point) hızlıca çekirdeğin bölünmeden hemen önceki durumuna (scission) geçer. Ancak bundan önce bileşik çekirdek nötronlar yayınlayarak uyarılma enerjisini azaltabilir.

Mermi ve hedef çekirdeklerinin füzyon reaksiyonu sonucunda oluşan çekirdeğin bozunumu Şekil 2.17 de görülmektedir. Örneğin; 147 MeV'lik ^{40}Ar çekirdeği ile bombardıman edilen ^{124}Sn hedef çekirdeği sonrasında ^{164}Er bileşik çekirdeği 53.8 MeV uyarılmış enerjiyle üretilir. Bileşik çekirdeğin oluşumu, parçacık ve gama yayınımı ile bozunumu şeklin üstünde ve sağ tarafında gösterilmektedir. ^{40}Ar iyonlarının hedef çekirdeğe ulaşmasıyla birlikte hızlı rotasyon yapan ve bileşik çekirdeğin oluşmasına neden olan ikili nükleon sistemi elde edilir. ^{164}Er bileşik çekirdeği $2x10^{20}$ devir/sn uygun biçimde açısal hızı ω~0.75 Mev/ħ ile hızlı rotasyon yapar. İstatistiksel model kullanılarak elde edilen sonuçlar şeklin orta kısmında görülür. Tepe kısmında, tesir kesiti ^{164}Er'ye transfer edilen açısal momentum *l*'nin fonksiyonu olarak gösterilmektedir. Açısal momentumun ulaştığı maksimum değer ~60ħ'dır. Tesir kesiti lħ≈25ħ'da maksimumdur.

Bozunmanın esas olarak nötron yayınlanması yoluyla gerçekleşmesinin yanı sıra uyarılmış enerji seviyeleri üzerine kurulu Giant Dipol Rezonanstan (GDR) kaynaklanan yüksek enerjili gama yayınlanmasıyla da bozunma gerçekleşebilir. Yayınlanan bir nötron uyarılma enerjisini, kendisinin ayrılma enerjisi ~8-10 MeV kadar düşürür fakat sistemin açısal momentumunun çok az bir kısmını kendisiyle taşır.

$\sim 10^{-15}$ sn sonra yani $\sim 10^{5}$ kollektif devir sonra nötron yayınlanmasıyla uyarılma enerjisi, tek nötron ayırma bölgesine veya yrast çizgisinin biraz üstünde (taralı bölge) bir değere kadar düşer. En az üç nötronun buharlaşmasıyla elde edilen açısal momentum ve en yüksek uyarılma seviyelerini, taralı bölgelerin uyarılma enerjisi ve açısal momentum eksenine izdüşümleri gösterir. Taralı bölgedeki seviyelerden, γ yayınlanması yoluyla $\sim 10^{-9}$ s veya $\sim 10^{12}$ kollektif devir sonrasında temel seviyeye ulaşır.

Gama spektroskopisi son 10^{-9}sn zarfında, bileşik çekirdekten yrast çizgisinin hemen üzerinde bulunan E_x enerjili ve *l* açısal momentumlu bir bölgeden olan bozunuma ışık tutmaktadır.



Şekil 2.17: Mermi ve hedef çekirdeklerinin füzyon reaksiyonu sonucunda oluşan çekirdeğin bozunumu.

3. MALZEME VE YÖNTEM

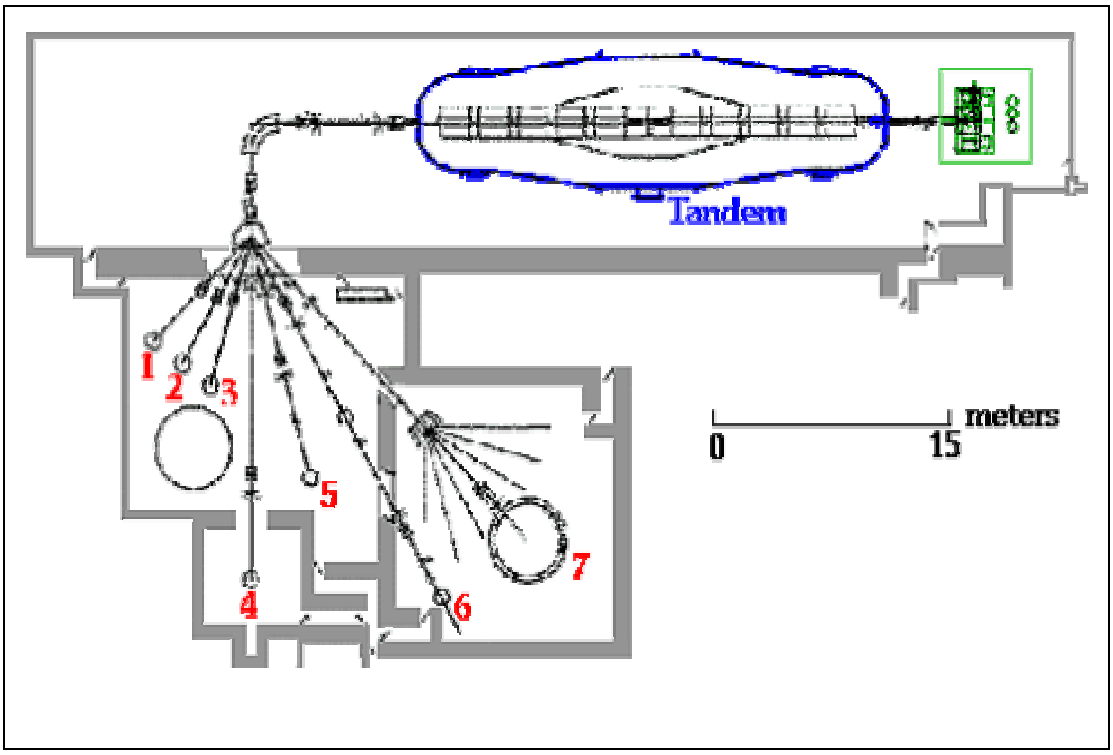
3.1 DENEY DÜZENEĞİ

3.1.1 Estu Tandem Hızlandırıcısı

ESTU TANDEM Hızlandırıcısı Yale Üniversitesindeki (WNSL) Wright Nükleer Yapı Laboratuarında bulunmaktadır. 21 MV'luk giriş terminal potansiyeli ile ağır iyon demetlerini gereken enerji değerinde hızlandırabilen [13] bu hızlandırıcı, SF_6 ile yalıtılmış 2987.04 cm (98 feet) uzunluğunda, 762 cm (25 feet) çapında bir tank ve bu tankın içine yerleştirilen, terminal merkezinin her bir köşesinde bulunan beş tane 609.6 cm (8 foot) uzunluğunda yüksek gerilim birimlerinden oluşur. Şekil 3.1 de hızlandırıcı, iyon demeti boruları ve deney bölgelerinin genel görünümü, Şekil 3.2 de ise ESTU TANDEM Hızlandırıcısına ait tankın dıştan görünüşü verilmiştir.

Ön hızlandırıcı platformu içine yerleştirilmiş olan ve 200 keV'e kadar çalışabilen, yüksek ayrımlı (rezolüsyonlu) negatif iyon enjektörü, akım şiddetleri 20 μA'e kadar çıkabilen ve A=1'den A=250'ye kadar tüm iyon demetlerini esas hızlandırıcıya enjekte edebilir. Negatif yüklü iyon demeti TANDEM'de önce toprak potansiyeline kadar, daha sonra da karbon elektron soyucudan geçirilerek pozitif iyon olarak hızlandırılır ve istenilen hedef bölgelerine yönlendirilebilir [13, 14].

Bu çalışmada ^{11}B iyonları, ESTU Tandem Hızlandırıcısında 68 MeV'e kadar hızlandırılmıştır. Daha sonra hızlandırılan bu iyonlar, YRAST BALL çok dedektörlü gama ışın spektrometresindeki hedefe yönlendirilip odaklandırılmıştır.



Şekil 3.1: ESTU TANDEM Hızlandırıcı, iyon demeti boruları ve deney bölgelerinin genel görünümü.



Şekil 3.2: ESTU TANDEM Hızlandırıcısına ait tankın dıştan görünüşü.

3.1.2 Yrast Ball

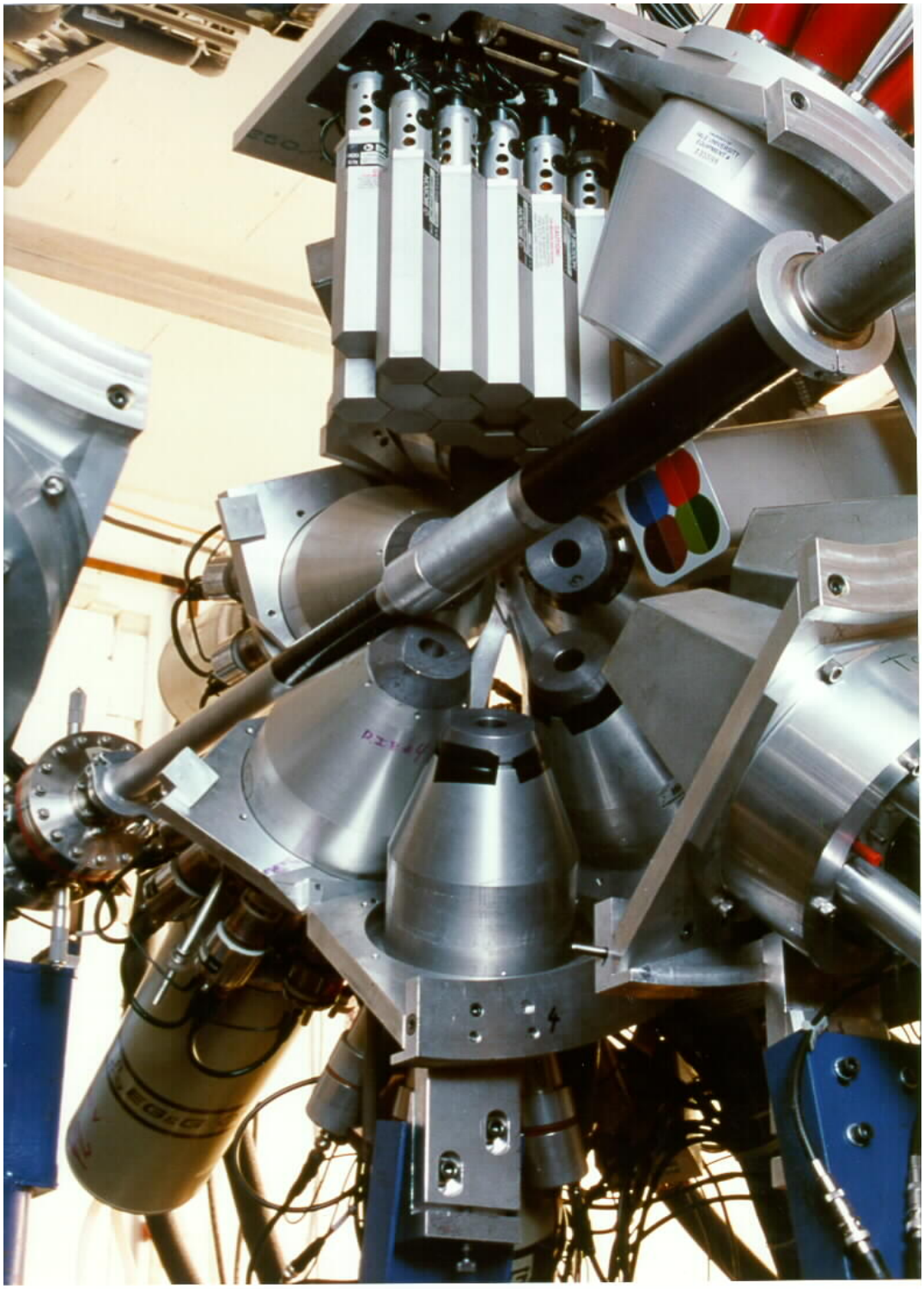
Bu çalışma kapsamında yapılan deneylerde, modüler bir yapıya sahip olan ve bir hedef odası, 16 adet koaksiyel HPGe, 7 adet CLOVER ve 3 adet LEP dedektörü içeren YRAST BALL çok dedektörlü gama ışın spektrometresi kullanılmıştır. YRAST BALL Spektrometresinde yer alan bu dedektörler 50, 90, 126 ve 160 derecelerde bulunan dört dedektör konumlayıcı dairesel çerçeve (ring) oluşturacak şekilde yerleştirilmişlerdir [15]. İyon demeti ile 50° açı yapan ringe toplam 7 adet dedektör yerleştirilmiştir. Bunlardan 2 tanesi LEP dedektörü, 5 tanesi koaksiyel HPGe dedektörüdür. 90° açı yapan ringe 1 adet LEP ve 7 adet CLOVER dedektörü olmak üzere 8 adet dedektör ve 126° açı yapan ringe 8 adet koaksiyel HPGe dedektörü, 160°açı yapan ringe ise 3 adet koaksiyel HPGe dedektörü yerleştirilmiştir. Çok dedektörlü gama ışın spektrometresi YRAST BALL'ın toplam foto pik verimi ~ %3 dür. YRAST BALL spektrometresinin önemli bir kısmını oluşturan ve her biri dört kristalden oluşan CLOVER Ge'lar spektrometresinin toplam fotopik veriminin yarısından fazlasından sorumludur. YRAST BALL spektrometresindeki dedektörler toplu şekilde ringlere yerleştirilmiş olarak Şekil 3.3 de gösterilmektedir. Şekil 3.4 ise YRAST BALL spektrometresinin açılmış durumunda iyon demeti borusu, hedef odası ve dedektörlerin konumları gösterilmektedir.

Bu spektrometrede bulunan dört parçalı kristallerden yani segmentten oluşan LEP dedektörleri ile füzyon buharlaşması sonucu oluşan çekirdeklerin yayınladığı karakteristik X- ışınları ve bu çekirdeklere ait izotopların yayınladığı düşük enerjili gama ışınları dedekte edilirken yüksek enerjili gama ışınları ise yine dört parçalı Ge kristallerinden oluşan CLOVER dedektörleri kullanılarak dedekte edilmişlerdir.

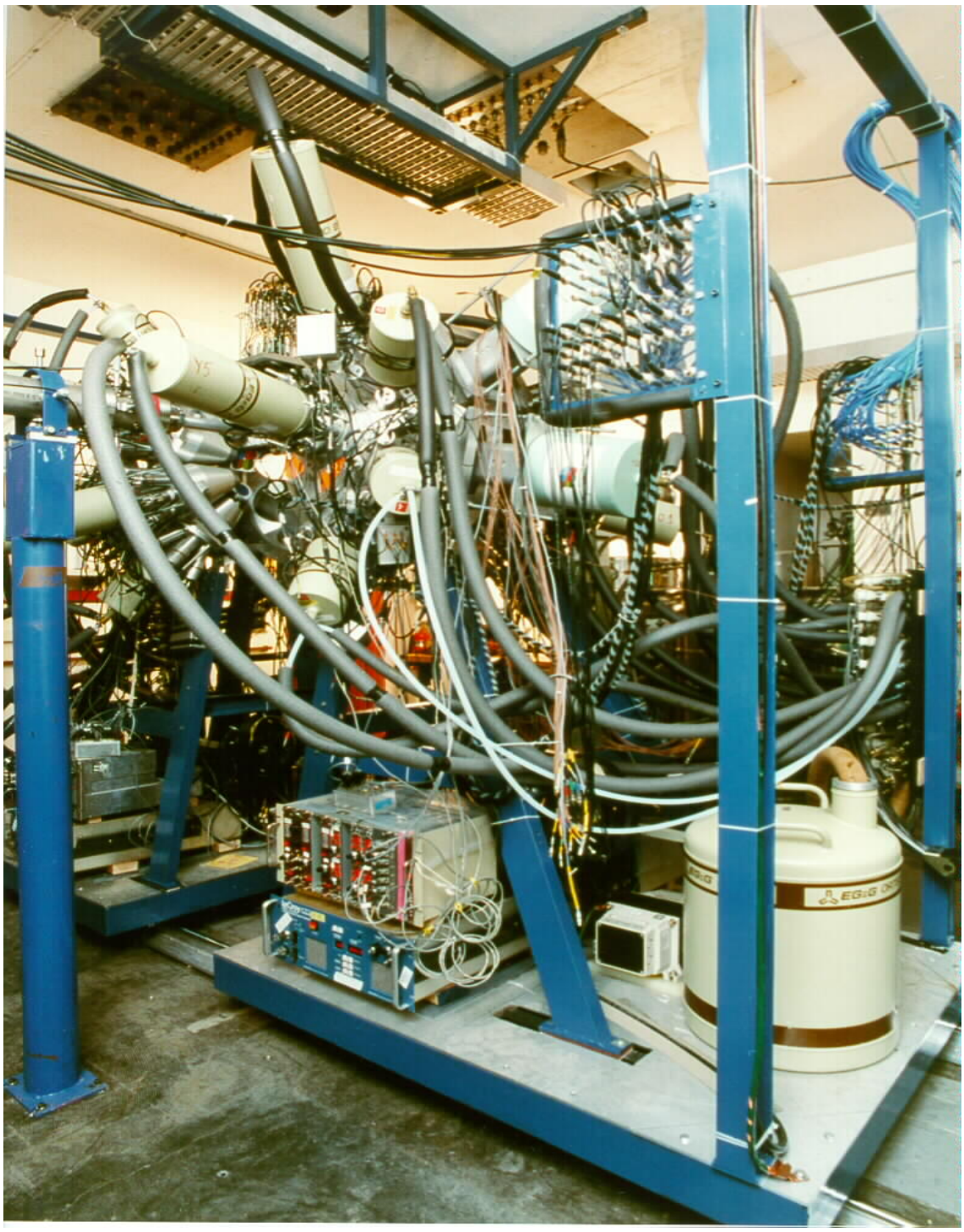
Her bir YRAST BALL Clover HPGe dedektörünün çevresi anti compton zırhı olarak çalışan BGO (Bizmut Germanyum Oksid) dedektörleri ile sarılmıştır. Böylece enerjileri 200 keV üzerindeki gama ışınlarının dedektörlerde yol açacağı compton saçılmaları engellenir. Her zırh, 16 tane optik olarak izole edilmiş, 250 mm uzunluk ve en çok 20 mm kalınlığa sahip BGO elamanı içerir. Ge/BGO dedektör kullanımı, spektrometreye pik/toplam oranın ~ %50'lik değere ulaşmasını sağlar.

Her bir CLOVER dedektörü birbirine iyice yaklaştırılarak aynı kristota konulan ve her biri ~ 5 cm çapında, ~ 8 cm uzunluğunda olan dört ayrı Ge kristalinden oluşur. Ayrıca her kristal, konum bilgilerini daha iyi algılayabilmek amacıyla, elektronik olarak da iki yarım bölgeye ayrılmıştır (Şekil 3.5). Bu geliştirilmiş yeni yapı özellikle Doppler düzeltmelerinin uygulanmasında çok önemlidir. Şekil 3.6 da her bir CLOVER dedektöründen dışarıya yedi değişik sinyal alındığını gösteren yapı şematik olarak gösterilmiştir. CLOVER detektörlerinden alınan bu sinyallerin kristal merkezinden alınan dört tanesi yüksek rezolüsyonlu darbelerden oluşurken, kristalin sol, merkez ve sağ tarafından alınan üç sinyal ise düşük rezolüsyonlu darbelerden oluşmaktadır. Bu yedi darbenin kombinasyonu, γ- ışını etkileşim noktalarının, bir Ge kristalinin genişliğinin yarısına eşit bir uzaysal rezolüsyonla belirlenmesine olanak sağlar. CLOVER kristalinin dört parçaya ayrılarak aynı kriyostat içine yerleştirilmiş olması, CLOVER dedektörlerinin, verimi yüksek polarimetre olarak da kullanılmalarını sağlar [16]. YRAST BALL Spektrometresinin enerji rezolüsyonu ve sistem kararlılığı mükemmeldir.

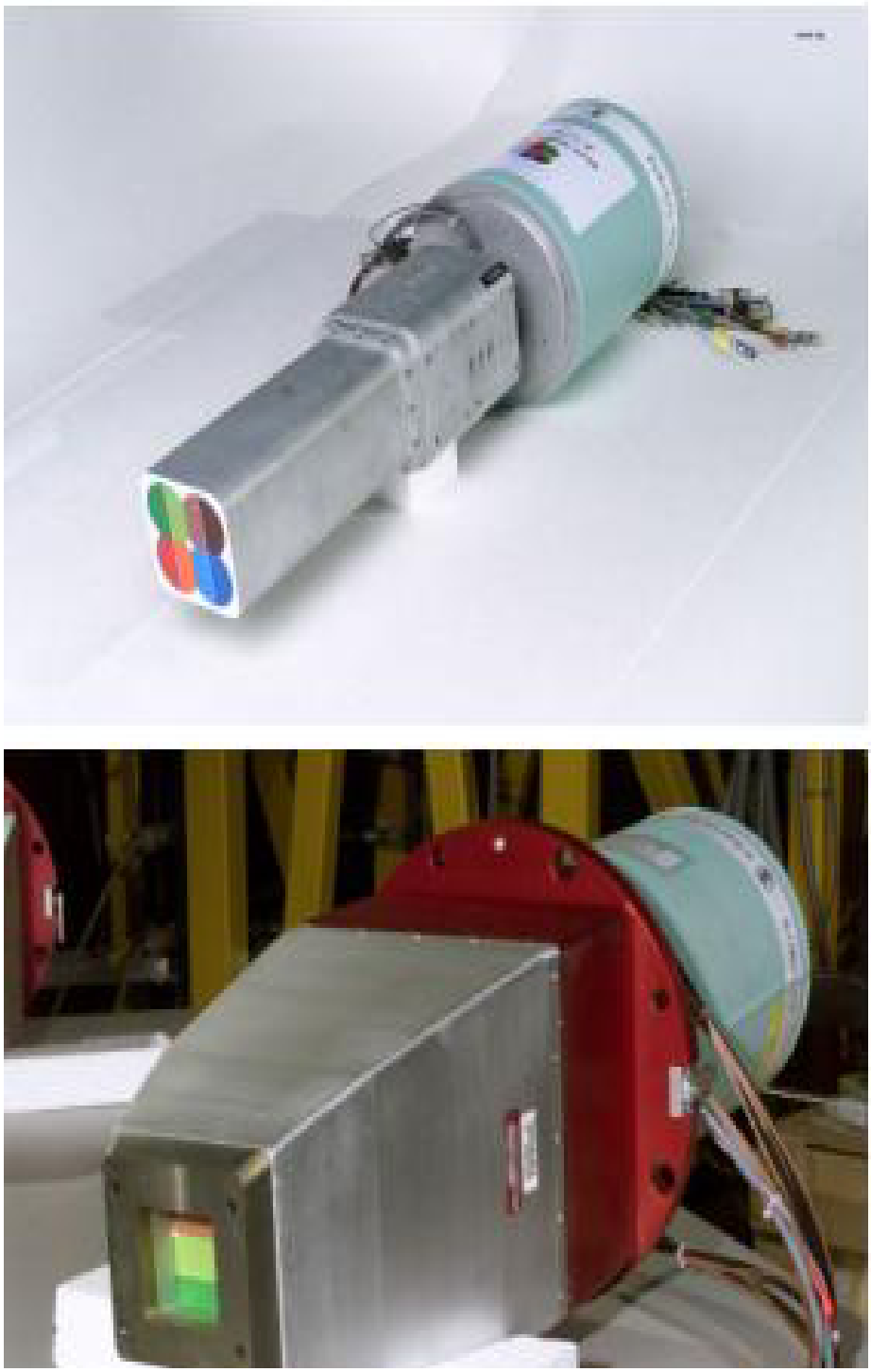
Her bir Clover kristalinin yükselticisi (amplifier) vardır, böylelikle ani gama ışını compton saçılmasının sonucu olarak enerjiler dedektörün birden fazla elemanına bırakılır. Bu işlem “add-back” (geri ekleme) olarak bilinir ve gama ışınlarının lineer polarizasyonlarının ölçümlerinden hareketle belirlenen nükleer seviyelerin paritelerini açıklar. YRAST BALL Spektrometredeki CLOVER dedektörleri “add-back” modda çalıştırılırlar ve bu modda, eğer bir γ-ışını iki kristal arasında saçılırsa, yüksek rezolüsyonlu darbeleri off-line analiz sırasında birbirlerine eklenirler. CLOVER dedektörleri bu modda çalıştırıldıklarında, % 150 göreceli verime sahip olurlar.



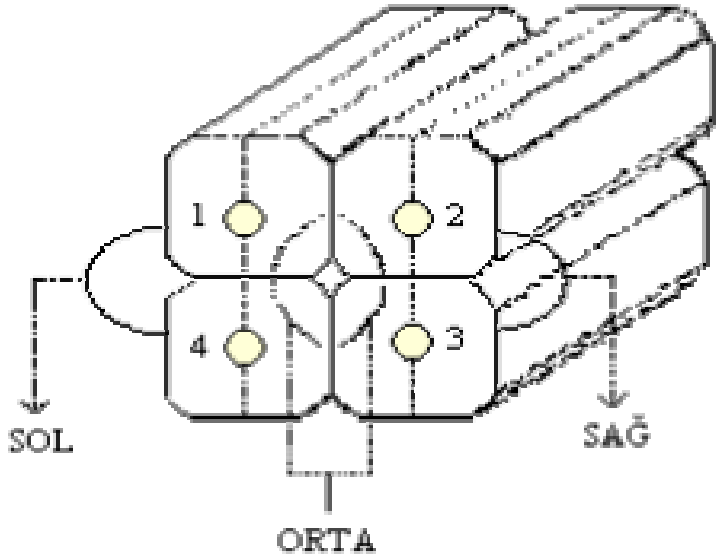
Şekil 3.3: YRAST BALL Spektrometresinin genel görünüşü.



Şekil 3.4: YRAST BALL Spektrometresinin iyon demetiborusu, hedef odası ve konumlandırılmış dedektörlerin genel görünüşü.



Şekil 3. 5: YRAST BALL Spektrometresinde dört segmente ayrılmış CLOVER dedektörü.



Şekil 3.6: YRAST BALL Spektrometresinde dört segmente ayrılmış CLOVER dedektörünün şematik diyagramı.

3.1.3 YRAST BALL Spektrometresinin Soğutma Mekanizması

YRAST BALL Spektrometresinde bulunan HPGe dedektörlerinin sürekli olarak sıvı azot sıcaklığında tutulması gerektiği için bir otomatik sıvı azot sağlayıcı sistemi ile dedektörlerin sıvı azot haznelerindeki sıvı seviyelerinin belirli bir sınırın altına düşmemesi sağlanır. Spektrometrenin soğutma sistemi bir Pentium-PC ile kontrol edilmektedir ve kontrol programı olarak, tüm otomatik dolum fonksiyonlarının bilgisayar ekranından izlenebilmesine olanak sağlayan bir kullanıcı ara yüzüne sahip olan National Instruments Lab-View Programlama dili kullanılmaktadır [17]. Bu mekanizma ile kriyostatların dolumunun yapılması ve sürekli izlenmesi sağlanır veya aşırı dolumlar engellenebilir.

3.1.4 YRAST BALL Spektrometresinin Elektroniği

Çok dedektörlü gamma ışın spektrometresi YRAST BALL dedektörler topluluğunda kullanılan elektronik aygıtlar; CAMAC (Computer Automated Measurement And Control), NİM (Nuclear Instrumentation Module) ve VME (Versa Module Europa)'dir. Deney sırasında düzeneğe ait birimlerin izlenebilmesi ve ayarlanabilmesi için yüksek ve düşük voltaj güç kaynakları dışında, tüm elektronik modüller data toplama odasında toplanır.

CAMAC ve VME modülleri tarafından dijital sinyaller işlenir. FERA ECL bus'a sahip CAMAC' tan alınan ADC'ler ve ODC'lerdeki veriler, yüksek hız hafıza modülüne (VME'ye) depolanır ve oradan da olay formatı eklenmeden bir yerel Ethernet bağlantısıyla 8 mm teyplere kaydedilir.

3.1.5 YRAST BALL Spektrometresinin Veri Toplama Mekanizması

Çok dedektörlü gama ışın spektrometresi EUROGAM'da kullanılmak için geliştirilen MIDAS (Multi Instance Data Acqusition System) veri toplama sistemi, YRAST BALL da gerçekleştirilen nükleer yapı deneylerinde kullanılmaktadır.

MIDAS veri toplama ve analiz programının çalıştığı Sun Sparc Workstation kullanılarak, veri alım ve kontrolü gerçekleştirilmektedir. Online kontrol, izleme ve analiz işlemleri solaris işletim sistemi ile çalışan Sun Workstation kullanılarak yapılabilmektedir. Ayrıca bu sistem ile deney sırasında sadece anlamlı datanın toplanarak sonradan oluşabilecek deney zamanı kaybını engelleyebilmek için online spektrum veya matris üretilmesi gerçekleştirilebilir.

3.1.6 Deneysel Yöntem

Bu tez çalışması kapsamında Amerika Birleşik Devletleri, Yale Üniversitesi Wright Nükleer Yapı Laboratuvarındaki (Wright Nuclear Structure Laboratory) ESTU TANDEM hızlandırıcısında 68 MeV' de hızlandırılan ^{11}B iyonlarının 3x300 μgr/cm^2 kalınlığındaki ^{186}W hedefin bombardımanı sonucu oluşturulan $^{186}W(^{11}B, xn)$ ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu kullanılmıştır. Bu çalışmada, 5n yan reaksiyonu kanalı incelenmiştir. $^{186}W(^{11}B, 5n)$ yan reaksiyon kanalı ile ^{192}Au izotopu yüksek spin seviyelerinde üretilmiştir. Bu reaksiyon kanalında gözlenen gama geçişleri YRAST BALL (Yale Rechester Array for Spectroscopy) Çok Dedektörlü Gama Işın Spektrometresi ile dedekte edilmiştir. Gözlenen gama ışınlarının geçiş şiddetleri, DCO (Directional Correlation from Oriented States) ve Polarizasyon oranları hesaplanarak, 68 MeV'lik demet enerjisinin, reaksiyon sonucu dedekte edilen gama geçişlerine ait geçiş şiddetlerine etkisi kontrol edilmiştir. Ayrıca ^{192}Au izotopunun bilinen seviye şemasında yer alan, spin ve pariteleri belirlenmemiş enerji seviyelerinin spin ve pariteleri bulunmuştur.

3.1.7 Yrast Ball Spektrometresinde Verilerin Sort İşlemi

Çok dedektörlü gama ışın spektrometresi YRAST BALL'da gerçekleştirilen deney süresince MİDAS veri toplama sistemiyle olay-olay exabyte teyplere kaydedilen veriler, deney sonrası MİDAS veri toplama sistemine uygun olarak C programlama dilinde yazılmış olan TSCAN programı kullanılarak sort edilmiştir [18]. Sort işlemi sırasında gain matching ve kalibrasyon yapılmıştır. Veriler ilk olarak, exabyte teyp sürücüsünden okutulmuş, veri toplama sistemi formatında çözümlenmiş daha sonra derlenmiş ve düzenlenmiştir. Toplam ve her bir ring için ayrı ayrı olmak üzere verim eğrileri oluşturulmuştur. Doppler düzeltilmesi yapıldıktan sonra γ-γ matrisi, γ-γ-γ koşulunu sağlayan üç boyutlu küp, DCO ve polarizasyon matrisleri off-line analiz için üretilmiştir.

4. BULGULAR

ESTU TANDEM hızlandırıcısında 68 MeV' de hızlandırılan ^{11}B iyonlarının 3x300 μgr/cm^2 kalınlığındaki ^{186}W hedefin bombardımanı sonucu oluşturulan ^{186}W (^{11}B, 5n) ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu sonucunda açığa çıkabilecek olan altın izotoplarının, farklı demet enerjilerine bağlı olarak reaksiyon tesir kesitlerindeki değişim ve bu çalışmaya konu olan ^{192}Au izotopuna ulaşılabileceği Şekil 4.1 de görülmektedir.

4.1 ANALİZ İŞLEMLERİ

4.1.1 Koinsidans (Eşzamanlı) Gama Geçişlerinin Gözlenmesi

Koinsidans gama-ışın geçişlerinin grafiksel analizleri, Radware programının alt programlarından biri olan ve seviye şeması dosyasını görüntüleme ve üzerinde değişiklikler yapabilme özelliğine sahip Levit8r programı, sort işlemi sırasında oluşturulan γ-γ-γ koşulunu sağlayan üç boyutlu histogramın (küp) interaktif analizini yapmak üzere kullanılmıştır [19]. Bu program Radware programının bir başka alt programı olan Escl8r'ın üç boyutlu versiyonudur ve pik-şekli, dedektör verimi ve enerji kalibrasyonu parametrelerini kullanır. Levit8r programı deneyden elde edilen verileri, sort işlemi sırasında oluşturulan dedektör verim dosyaları, enerji kalibrasyon dosyaları gibi bazı ek dosyaları da kullanarak, spektrum haline dönüştürür. Spektrum analizinde ilk olarak yapılan işlem, birbirleriyle koinsidans olan ve birbirleri üzerine dökülerek ardı ardına yayınlanan gama ışınlarının incelenmesidir. Levit8r programının en önemli özelliklerinden biri, bu ardışık seviyelerde bulunan koinsidans gama geçişlerine bir yada daha fazla gate koyma işlemine olanak vermesidir. Bu sayede dedekte edilen gama ışınlarından birbirleri ile koinsidans olanları belirlenebilir. Gate konulmuş bir spektrumda ilgilenilen çekirdek veya izotopunun gama ışınları bulunmaktadır. Böylece, dedekte edilen gama ışınlarının hangi çekirdeğe ait olduğu belirlenebilir. Levit8r programı ile gözlenen spektrum ile gate'li spektrumun karşılaştırılması da mümkündür.

Şekil 4.2 de deney sonrası elde edilen gate konulmamış toplam projeksiyon spektrumu görülmektedir.

Toplam izdüşümü (projeksiyon) spektrumundaki pikler, diğer altın izotopları ile birlikte ^{192}Au izotopuna ait gama enerjilerini içermektedir. Bu çalışmada ilgilenilen ^{192}Au izotopunun seviye geçişlerinin gözlenmesi, ^{192}Au izotopunun band başlangıcı olan 11^- seviyesine bozunan gama ışınlarına tek gate ve çoklu gate koyma işlemi ile yapılmıştır.

Levit8r programı ile yapılan analiz sonucunda incelenen ^{192}Au çekirdeğine ait daha önceden de bilinen gama geçişleri bu çalışmada da net bir şekilde gözlemiştir. Şekil 4.3 de ^{192}Au izotopuna ait seviye şeması görülmektedir [7].

4.1.2 Verim Düzeltme İşlemi

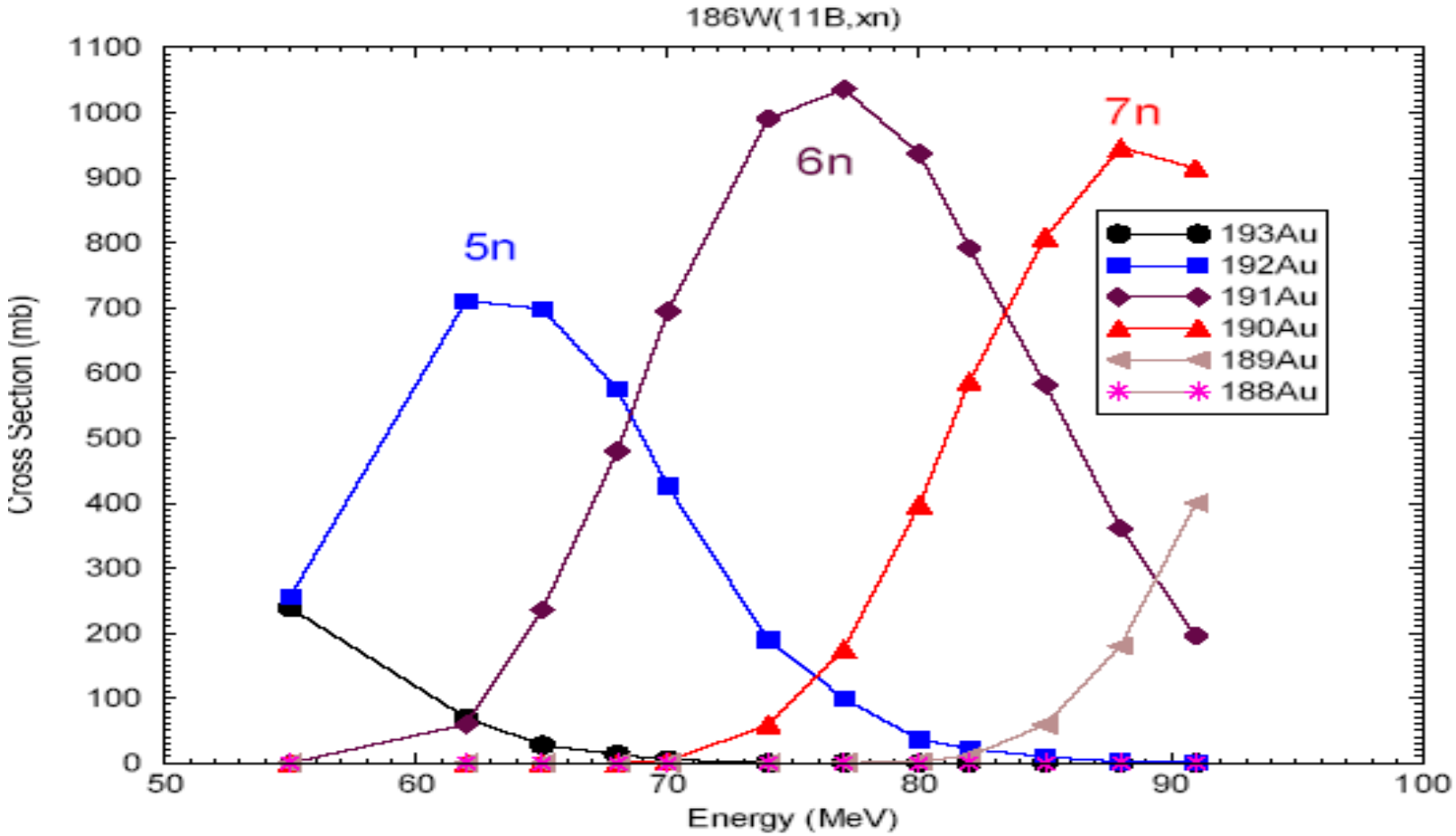
Gama geçiş şiddetlerini belirleme işlemi sırasında kullanılacak verim katsayılarının belirlenmesi için standart ^{152}Eu kaynağı kullanılmıştır. Deneyin başlangıç ve bitiminde standart ^{152}Eu kaynağı hedef odasına yerleştirilerek sayım alınır ve deney sonrasında yapılan sort işlemi ile her bir dedektörde ve clover dedektörleri için her bir segmentte dedekte edilen gama geçişlerinin bulunduğu Eu spektrumu oluşturulur. Oluşturulan spektrumlarda ^{152}Eu kaynağına ait enerjisi bilinen pikler bulunmaktadır. Bu piklerin fit edilme işleminden sonra ^{152}Eu kaynağına ait piklerin alanları hesaplanmıştır. Tablo 4.1 de ^{152}Eu kaynağına ait enerjiler ve ^{152}Eu çekirdeğine ait bilinen gama geçişlerinin geçiş olasılıkları için kullanılan standart f_g değerleri verilmektedir. Tüm dedektör sistemi tarafından dedekte edilen ^{152}Eu kaynağına ait piklerin alanlarının f_g'ye oranı yapıldıktan sonra, bu oran 100'e normalize edilmiştir. Yapılan düzeltmelerden sonra dedektör sisteminin verimi hakkında bilgi verecek olan verim eğrisi elde edilmiştir. Tüm dedektör sistemine ait verim eğrisi Şekil 4.4 de görülmektedir.

Tablo 4.1: ^{152}Eu kaynağına ait enerjiler ve f_g değerleri

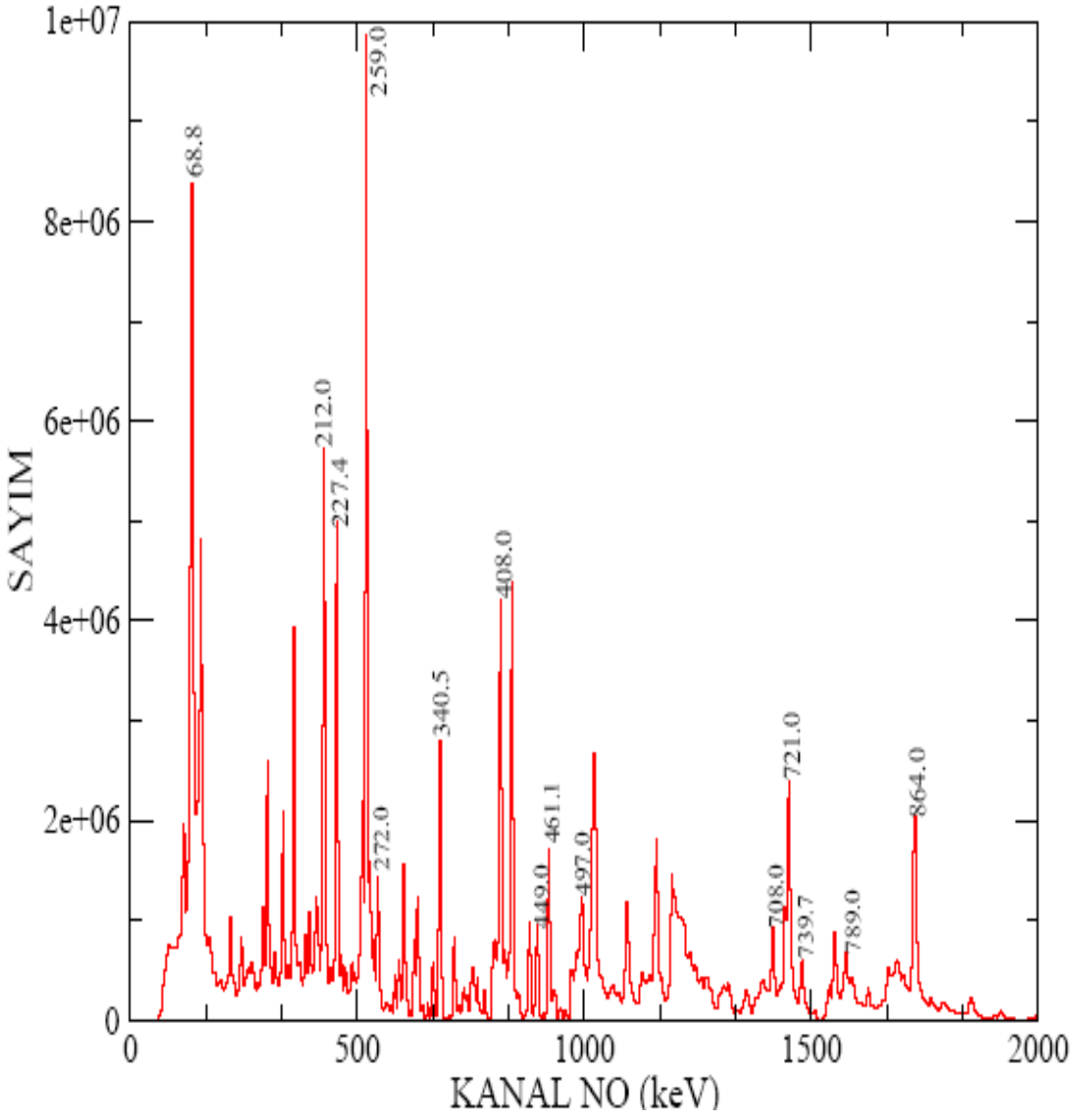
E_γ	121.8	244.7	344	411.1	444	586	678	778.9	964.1	1085.9	1112.1	1408
f_g	28.4	7.51	26.6	2.23	0.41	0.46	0.47	12.98	14.5	9.94	13.6	20.8

4.1.3 Geçiş Şiddetlerinin Hesaplanması

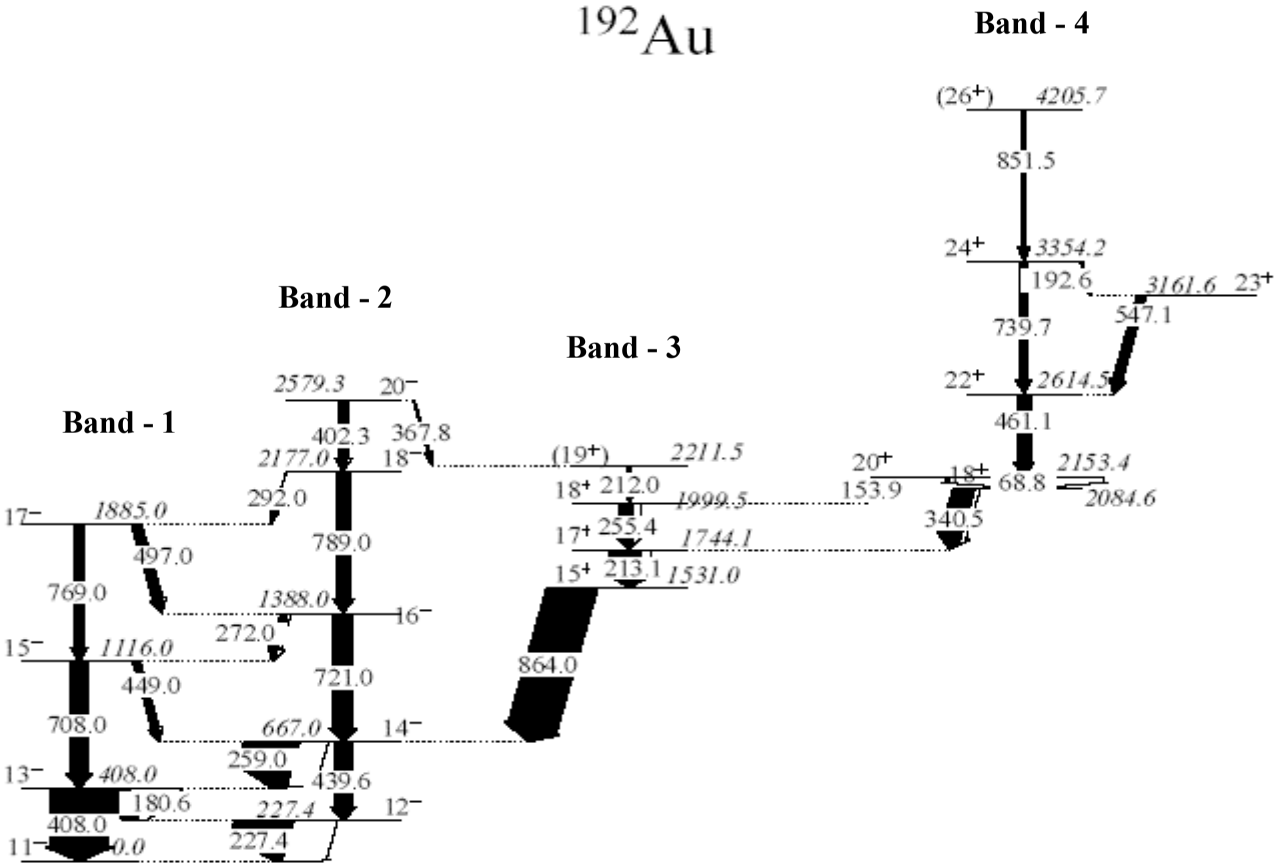
Gama geçişlerinin yer aldığı seviye şeması oluşturulduktan sonra seviye geçiş şiddetlerinin belirlenebilmesi için, sort işlemi sırasında üretilen simetrik γ-γ-γ şartını sağlayan küp kullanılmıştır. Levit8r programı kullanılarak γ-γ-γ kübü spektruma dönüştürülmüştür. Bu spektrumda, band başlangıcı olan 11^- seviyesine bozunan gama geçişine tek gate konulmuştur. Gate konulan gama ile koinsidans olan gama geçişlerinin bulunduğu tek gate'li projeksiyon spektrumu gama geçiş şiddetlerinin belirlenmesi için kaydedilmiştir. Radware programının diğer bir alt programı olan GF3 programı kullanılarak gateli spektrumda bulunan ve ^{192}Au izotopuna ait gama geçişleri fit edilmiştir. GF3 programı yardımıyla fit etme işlemi sonucunda seviye şemasında yer alan tüm gama geçişlerinin alanları belirlenmiştir. Daha önce oluşturulan tüm dedektör sistemi için verim eğrisi kullanılarak verim düzeltmesi yapılmıştır. GF3 alt programı kullanılarak verim eğrisinde ilgilenilen enerjiye karşılık gelen sayım sayısı bulunmuştur. Fit sonucundan ilgilenilen gamaya ait sayımlar elde edildikten sonra, verim eğrisinden alınan sayımlara oranlanarak normalize edilmiştir. Sonuç olarak ^{192}Au izotopu için, bilinen geçişler, 11^- seviyesine dökülen ve şiddeti %100 olarak kabul edilen 408.0 keV ve 227.4 keV' lik gama geçişlerine normalize edilmiştir. Böylece seviye şemasındaki bütün gama geçişlerinin şiddetleri hesaplanmıştır.



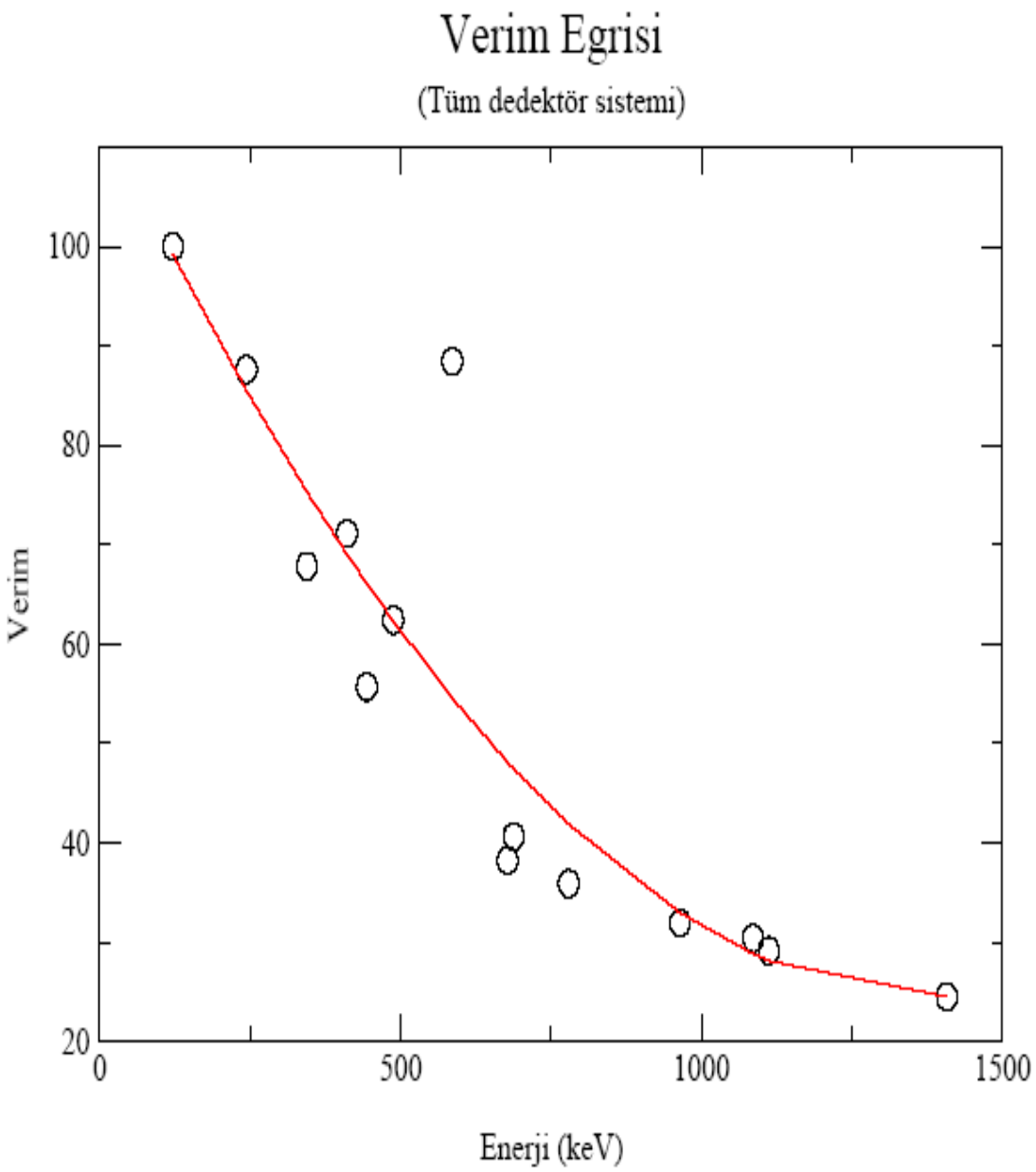
Şekil 4.1: ^{11}B iyon demeti ile oluşturulan ^{186}W (^{11}B,xn) ağır iyon füzyon reaksiyonu sonucunda açığa çıkabilecek olan altın izotoplarının, değişik demet enrjilerine bağlı olarak tepkime kesitlerindeki değişim



Şekil 4.2**:** Deney sonrası elde edilen gate konulmamış toplam projeksiyon spektrumu. (Her bir kanal 0.5 keV'e karşılık gelmektedir.)



Şekil 4.3: ^{192}Au izotopuna ait bilinen gama geçişlerini içeren seviye şeması [7].



Şekil 4.4: Tüm dedektör sistemine ait verim eğrisi.

4.1.4 DCO (Directional Correlation from Oriented States) Oranlarının Hesaplanması

Spin ve paritesi belirlenememiş olan seviyelerin spin ve paritelerinin belirlenebilmesi için DCO oranları hesaplanmıştır. Hesaplanan bu DCO oranları ile her bir gamanın geçişinin karakteristiğinin belirlenmesinde yardımcı olacak, geçişin başlangıç seviyesi ve bitiş seviyesi arasındaki spin değerini veren ΔI değerleri elde edilmiştir. Bu değerler gama geçişlerinin multipolariteleri (geçiş karakteristikleri) yani geçişin elektrik (E) ve/veya manyetik (M) karakterli olup olmadığı hakkında bilgi verir.

Birbirleriyle koinsidans olan multipolaritesi bilinen gama geçişleri ile hedef etrafında iki yada daha fazla açıda dedekte edilen gama geçişlerinin şiddet oranları DCO hesabında kullanılır. DCO hesabında, bilinen gama geçişlerinin DCO oranları ile başlangıç seviye spin paritesi belirlenecek olan gama geçişlerinin DCO oranları karşılaştırılarak, büyük bir yaklaşıklıkla bilinmeyen gama ışınlarının multipolariteleri belirlenmektedir. R_{DCO} olarak adlandırılan bu oran,

$$R_{DCO} = \frac{I_{\gamma_1}(160^0)\,gatekonulmuş\,I_{\gamma_2}(90^0)}{I_{\gamma_1}(90^0)\,gatekonulmuş\,I_{\gamma_2}(160^0)} \times \varepsilon \qquad (4.1)$$

eşitliği ile hesaplanmıştır. Bu denklemdeki çarpım katsayısı ε

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_{\gamma_1}(90^0) \times gatekonulmuş\,\varepsilon_{\gamma_2}(160^0)}{\varepsilon_{\gamma_1}(160^0) \times gatekonulmuş\,\varepsilon_{\gamma_2}(90^0)} \qquad (4.2)$$

eşitliğinden elde edilmiştir.

DCO oranı hesaplanırken, YRAST BALL Spektrometresinde yer alan 50^0, 90^0, 126^0, 160^0'de bulunan ve dört ring (halka) oluşturacak şekilde yerleştirilmiş dedektörlerden 90^0 ve 160^0'de konumlanan dedektörlerden oluşan iki ring seçilmiştir. Bu iki ringdeki dedektörlerden dedekte edilen gamaların alanlarının bulunması için bu açılara ait asimetrik DCO matrisi kullanılmıştır. Kullanılan asimetrik matrisin x eksenine 160^0 deki 3 adet koaksiyel HPGe dedektörlerinden alınan sayımlar, y eksenine ise 90^0'deki 7 adet Clover dedektörlerinden alınan sayımlar karşılık gelmektedir. Slice komutu

yardımıyla asimetrik DCO matrisin x ve y eksenlerine ait spektrumlar oluşturulmuştur. Radware programının bir alt programı olan GF3 programı kullanılarak bu spektrumlar incelenmiştir. Slice komutu yardımıyla oluşturulan x ekseni spektrumuna, (4.1) denkleminde γ_2 olarak adlandırılan gama enerjisine gate konulmuştur. Daha sonra Slice komutu ile γ_2 gate'li y ekseni spektrumu oluşturulmuştur. GF3 programı ile γ_2 gate'li y spektrumunda γ_1 olarak ifade edilen gamaya ait pik fit edilerek sayım sayısı $I\gamma_1(90^0)$ bulunmuştur. Aynı işlemler y ekseni spektrumu için yapılmış γ_2 gate'li x spektrumu oluşturulmuştur. Bu spektrumda γ_1 olarak ifade edilen gamaya ait pik fit edilerek alanı $I\ \gamma_1(160^0)$ bulunmuştur. (4.1) denkleminde ifade edilen γ_1'in 160^0'deki şiddeti, 90^0'deki şiddetine oranlandıktan sonra verim düzeltmesi yapılmıştır.

Verim düzeltmesi işlemi için sort sırasında, 90^0 ve 160^0'deki her iki ring için ayrı ayrı üretilen verim dosyaları kullanılmıştır. Bu dosyalar 90^0 ve 160^0'deki dedektörler tarafından dedekte edilen standart ^{152}Eu kaynağına ait gama enerjilerini içermektedir. Tüm dedektör sistemine ait verim eğrisi oluştururken yapılan işlemlere benzer şekilde 90^0 ve 160^0'deki dedektörler için yapılır. Sonuç olarak yapılan düzeltmelerden sonra 90^0 ve 160^0'deki dedektör sisteminin verimi hakkında bilgi verecek olan Şekil 4.6 daki verim eğrisi elde edilmiştir.

90^0 ve 160^0'deki dedektör sisteminin verimi hakkında bilgi edindiğimiz Şekil 4.6 kullanılarak elde ettiğimiz verim düzeltme katsayıları (ε) ve fit sonucunda bulunan alanların (4.2) denkleminde yerine konulması ile elde edilen sonuçlar için hata hesapları yapılmıştır. Seviye şemasında yer alan geçişler için R_{DCO} oranları yardımıyla ΔI değerleri hakkında bilgi edinmek mümkün olur. ^{192}Au için elde edilen sonuçlar Tablo 4.2'in DCO oranları sütununda görülmektedir. ^{192}Au izotopunun bilinen E2 geçişine tek gate konularak $\Delta I = 1$ olan gama geçişleri için yaklaşık olarak $R_{DCO} < 1$, $\Delta I = 2$ olan gama geçişleri için ise $R_{DCO} > 1$ olarak bulunmuştur.

4.1.5 Lineer Polarizasyon Hesabı

^{192}Au izotopunun bilinen tüm geçişlerinin ΔI değerleri, DCO oranlarının hesaplanması ile belirlendikten sonra, bu geçişlerin manyetik (M) özelliğe mi, yoksa elektrik (E) özelliğe mi sahip olduğunu belirlenmesi için lineer polarizasyon hesabı yapılmıştır. Bu işlem için; spektrometrenin dedektör sisteminde 90^0'de konumlanmış 7 adet clover dedektörlerinden gelen gama sayımları y eksenine ve x eksenine de cloverların bir segmentinden diğerine dik olarak saçılan gama sayımları karşılık gelecek şekilde hazırlanmış olan, sort işlemi sırasında oluşturulan iki adet asimetrik polarizasyon matrisi kullanılmıştır. Yine aynı şekilde y eksenine tüm cloverlardan gelen gama sayımları, x eksenine ise clover dedektörlerinin bir segmentinden diğerine paralel olarak saçılan gama sayımları karşılık gelecek şekilde hazırlanmış olan, sort işlemi sırasında oluşturulan iki adet asimetrik polarizasyon matrisi kullanılmıştır**.** Şekil 4.5a da bir segmentten diğerine dik olarak saçılan ve Şekil 4.5b de ise bir segmentten diğerine paralel olarak saçılan gama ışınları şematik olarak çizilmiştir.



(a) (b)

Şekil 4.5: (a) Clover dedektörünün bir segmentinden diğerine dik olarak saçılan gama ışını ile (b) Clover dedektörünün bir segmentinden diğerine paralel olarak saçılan gama ışınının şematik gösterimi.

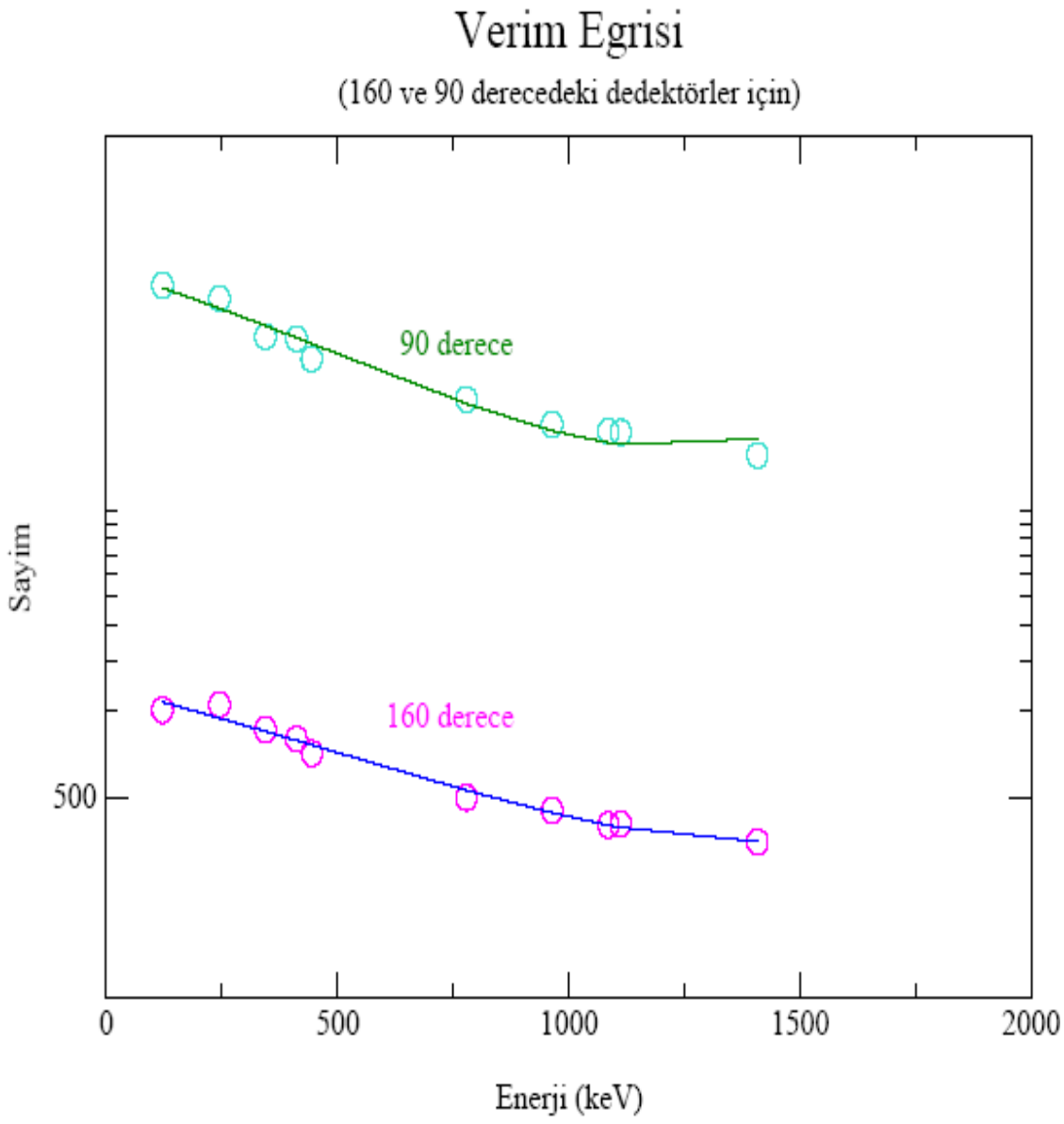
Polarizasyon oranları hesaplanması için, öncelikle bu matrislerin y eksenlerine ait spektrumlar oluşturmak gerekmektedir. Slice komutu kullanılarak oluşturulan, asimetrik polarizasyon matrislerinin y eksenine ait spektrumlarda, Radware programının bir alt programı olan GF3 programında ^{192}Au izotopunun band başlangıcı olan 11^- seviyesine dökülen gama enerjisine tek gate konulmuştur. Daha sonra yine Slice komutu yardımı ile asimetrik polarizasyon matrisinin y ekseninde tek gate bulunan x spektrumları oluşturulmuştur. Bu spektrumlarda bulunan gama geçişleri GF3 programında fit edilerek ^{192}Au izotopunun seviye şemasında bulunan gama geçişlerine ait sayımlar elde edilmiştir. Fit sonucu elde edilen sayımlardan, cloverların bir segmentinden diğer

segmentine dik olarak saçılan gamaların sayımları ($N_{\perp}$) ve paralel olarak saçılan gamaların sayımları ($N_{//}$) olmak üzere

$$A = \frac{N_{\perp} - N_{//}}{N_{\perp} + N_{//}} \tag{4.3}$$

denkleminden A değerleri hesaplanmıştır. A değerlerinin hesaplanması polarize olmuş geçişlerin ayırt edilmesine olanak sağlamıştır.

Hesaplanan A değerleri sonucunda, ^{192}Au izotopunun gama geçişlerinin, A değerinin pozitif olması durumunda E2 yada E1, bu değerlerinin negatif olması durumunda ise genellikle M1 özelliğe sahip oldukları belirlenmiştir. Polarizasyon hesaplamaları sonucunda elde edilen bu sonuçlar, ^{192}Au izotopu için Tablo 4.2'in polarizasyon oranları sütununda verilmektedir.



Şekil 4.6: 90^0 ve $160^{0,}$deki dedektörlere ait verim eğrisi.

Tablo 4.2:^{192}Au izotopuna ait gama enerjileri, geçiş şiddetleri, DCO ve Polarizasyon oranları.

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	I_i	I_f	Şiddet (Int.) (%)	DCO oranı	POL. oranı	Mult.
153.9	2153.4	1999.5	20^+	18^+	3.06 ± 0.2	1.44 ± 0.33	-----	E2
180.6*	408.0	227.4	13^-	12^-	62.38 ± 0.04	1.00 ± 0.04	-----	M1
192.6	3354.2	3161.6	24^+	23^+	1.91 ± 0.04	0.78 ± 0.21	-----	M1
212.0	2211.5	1999.5	(19^+)	18^+	4.09 ± 0.3	0.67 ± 0.04	-0.098 ± 1.64	M1
213.1	1744.1	1531.0	17^+	15^+	56.4 ± 0.39	1.14 ± 0.04	0.236 ± 0.66	E2
227.4 gate	227.4	0.0	12^-	11^-	100 ± 0.03	------	-----	M1
255.4	1999.5	1744.1	18^+	17^+	24.72 ± 0.15	0.73 ± 0.04	-0.069 ± 0.47	M1
259.0	667.0	408.0	14^-	13^-	94.37 ± 0.51	0.69 ± 0.02	-0.054 ± 0.02	M1
272.0	1388.0	1116.0	16^-	15^-	11.88 ± 0.08	0.67 ± 0.04	-0.102 ± 0.36	M1
292.0	2177.0	1885.0	18^-	17^-	0.48 ± 0.04	0.66 ± 0.1	-0.076 ± 0.87	M1
340.5	2084.6	1744.1	18^+	17^+	37.36 ± 0.21	0.71 ± 0.03	-0.071 ± 0.29	M1
367.8	2579.3	2211.5	20^-	19^+	2.98 ± 0.03	0.7 ± 0.12	0.046 ± 1.235	E1
402.3	2579.3	2177.0	20^-	18^-	-----	1.04 ± 0.07	0.080 ± 0.42	E2
408.0 gate	408.0	0.0	13^-	11^-	100 ± 0.03	-----	-----	E2
439.6*	667.0	408.0	14^-	12^-	31.5 ± 0.12	1.48 ± 0.06	0.046 ± 0.421	E2
449.0	1116.0	667.0	15^-	14^-	11.87 ± 0.08	0.52 ± 0.04	-0.109 ± 0.32	M1
461.1	2614.5	2153.4	22^+	20^+	22.48 ± 0.14	1.13 ± 0.07	0.116 ± 0.24	E2
497.0	1885.0	1388.0	17^-	16^-	16.44 ± 0.2	0.73 ± 0.05	-0.062 ± 0.48	M1
547.1	3161.6	2614.5	23^+	22^+	15.49 ± 0.33	0.81 ± 0.06	-0.049 ± 0.83	M1
708.0	1116.0	408.0	15^-	13^-	31.16 ± 0.03	0.92 ± 0.05	0.021 ± 0.98	E2
721.0	1388.0	667.0	16^-	14^-	34.8 ± 0.25	0.9 ± 0.04	0.054 ± 0.36	E2
739.7	3354.2	2614.5	24^+	22^+	14.86 ± 0.12	0.92 ± 0.13	0.043 ± 0.89	E2
769.0	1885.0	1116.0	17^-	15^-	15.6 ± 0.3	0.96 ± 0.07	0.027 ± 1.15	E2
789.0	2177.0	1388.0	18^-	16^-	23.17 ± 0.18	0.87 ± 0.07	0.100 ± 0.30	E2
851.5	4205.7	3354.2	26^+	24^+	6.68 ± 0.11	0.97 ± 0.05	0.100 ± 0.68	E2
864.0	1531.0	667.0	15^+	14^-	86.43 ± 0.53	0.47 ± 0.03	0.029 ± 0.46	E1

4.2 ^{192}Au İZOTOPU İÇİN BAND YAPILARININ İNCELENMESİ

Şekil 4.3 de gösterilen ^{192}Au izotopuna ait seviye şemasındaki 11^- band başlangıç spin-paritesine ve 17^- band bitiş spin-paritesine sahip tercih edilen rotasyonel yönelimli band, **Band-1** olarak adlandırılmıştır. Band başlangıç enerjisi 0.0 keV, band sonu enerjisi 1885.0 keV dir. Band-1 de gözlenen gama geçişlerinden üçü band içi ve yine diğer üçü ise Band 1'den Band-2 olarak adlandırılan banda dökülen çapraz geçişlerdir. 408.0 keV enerjili ve $13^- \rightarrow 11^-$ seviye geçişi band başlangıç geçişidir. Enerjisi 708.0 keV olan gama geçişi için başlangıç spin-paritesi 15^- olarak belirlenmiş ve bu seviyeye bozunan, 708.0 keV enerjili gama geçişi ile koinsidans olan 769.0 keV enerjili gama geçişi için de başlangıç spin-paritesi 17^-olarak tespit edilmiştir. Spin ve pariteleri yukarıda belirtilen seviyelerden 497.0 ve 449.0 keV'lik gama geçişleri Band 2'ye dökülmektedir. Bu geçişlerden 497.0 keV enerjili çapraz gama geçişi $17^- \rightarrow 16^-$ geçişi ve 449.0 keV enerjili gama geçişi ise $15^- \rightarrow 14^-$ geçişidir. Ayrıca 13^- başlangıç spin-paritesine sahip 408.0 keV enerjili seviyeden, tercih edilmeyen rotasyonel yönelimli bandın 12^- başlangıç spin-paritesine sahip 227.4 keV enerjili seviyesine, 180.6 keV enerjili bir çapraz gama geçişi bulunmaktadır. Şekil 4.7 de 408.0 keV ve 708 keV gama geçişlerine gate konulduğunda gözlenen koinsidans gama geçişleri verilmiştir.

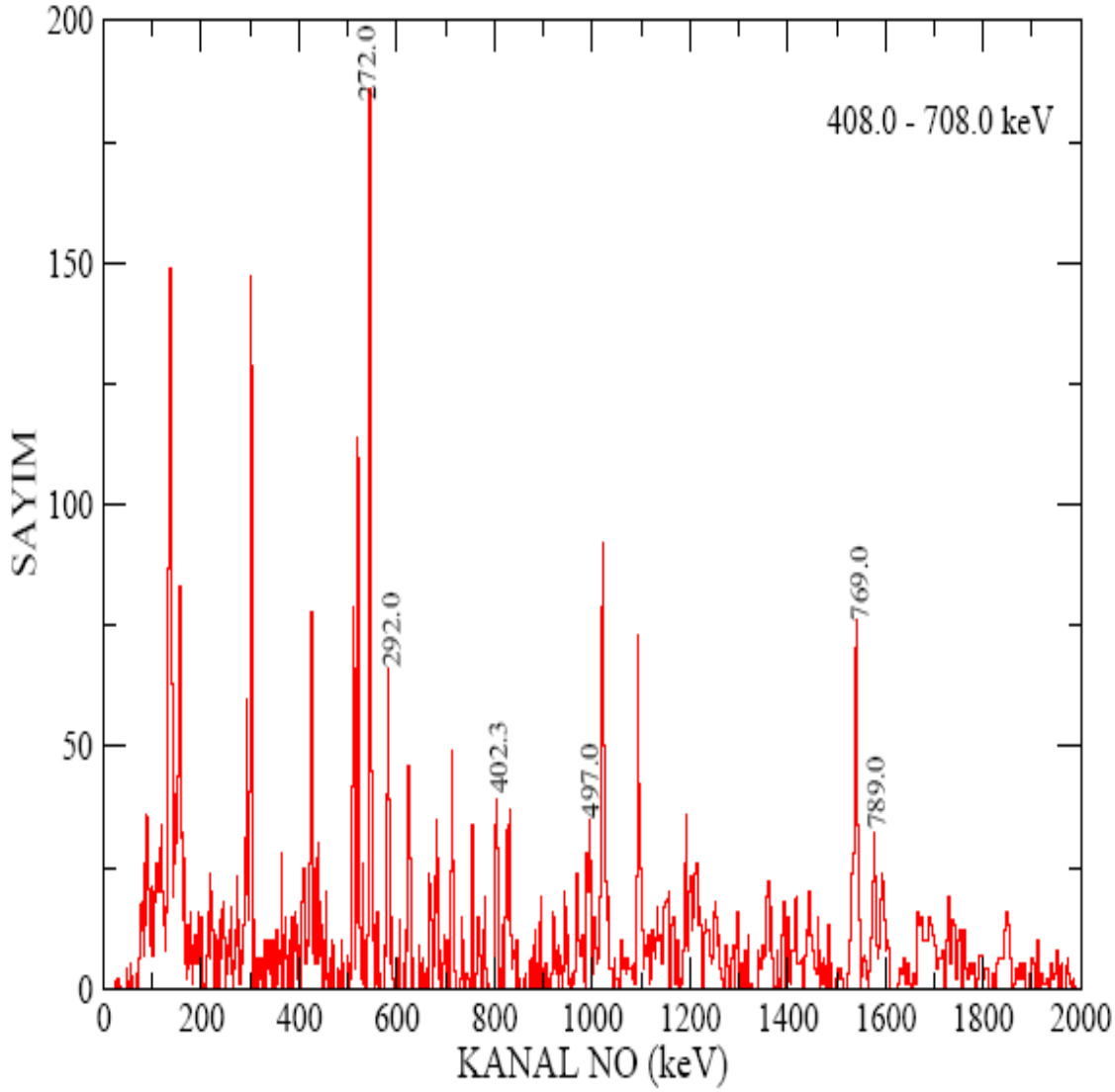
Seviye şemasındaki **Band-2** rotasyonel yönelimli tercih edilmeyen bir bandır ve spin-paritesi 12^- olan seviye üzerine kurulmuştur. Bu band, spin-paritesi yapılan DCO ve polarizasyon hesaplamaları sonucunda 20^- olarak öngörülen 2579.3 keV enerjili seviyede son bulmaktadır. Band-2'deki sekiz geçişden dört tanesi band içi diğer dört tanesi ise bandlar arası geçişlerdir. Bu bandda bulunan band içi geçişler 439.6 keV, 721.0 keV, 789.0 keV ve 402.3 keV enerjili gama geçişleridir. Band-2'den Band-1'e dökülen 292.0 keV, 272.0 keV, 259.0 keV ve 227.4 keV enerjili çapraz gama geçişleri bizim çalışmamızda da gözlenmiştir. 20^- seviyesinden 18^- seviyesine dökülen gama geçişinin enerjisi [7] 401.0 keV olarak verilmiş fakat yapılan koinsidans analizleri sonucunda bu gama geçişinin enerjisi 402.3 keV olarak değiştirilmiştir ve multipolaritesi E2 olarak öngörülmüştür [7]. Şekil 4.8 de 408.0 keV ve 259.0 keV gama geçişlerine gate konulduğunda gözlenen koinsidans gama geçişleri verilmiştir. Şekil 4.9 da ise 227.4-439.6 KeV double gate'li spektrum görülmektedir.

Band-3 olarak adlandırılan band, 15^+ spin pariteli ve 1531.0 keV enerjili seviyeden 14^- spin pariteli ve 667.0 enerjili seviyeye dökülen 864.0 keV enerjili gama geçişi üzerine kurulmuştur. Bu gama geçişi ile koinsidans olan ve 212.0 keV, 255.4 keV ve 213.1 keV enerjili gama geçişleri ise sırasıyla $(19^+)\rightarrow 18^+$, $18^+\rightarrow 17^+$, $17^+\rightarrow 15^+$ Band-3'deki band içi geçişler olarak tespit edilmiştir. Band-2'deki 20^- seviyesinden Band-3'deki (19^+) seviyesine dökülen enerjisi 367.8 keV olan gama geçişi iki bandın bağlantısını sağlar ve yapılan analizler sonucunda geçiş karakteristiği E1 olarak öngörülmüştür. Şekil 4.10 da ve Şekil 4.11 de sırasıyla 227.4 - 180.6 KeV ve 864.0 - 213.1KeV çift (double) gate'li spektrumlarda Band 2 ve Band 3'de bulunan koinsidans gama geçişleri gösterilmiştir.

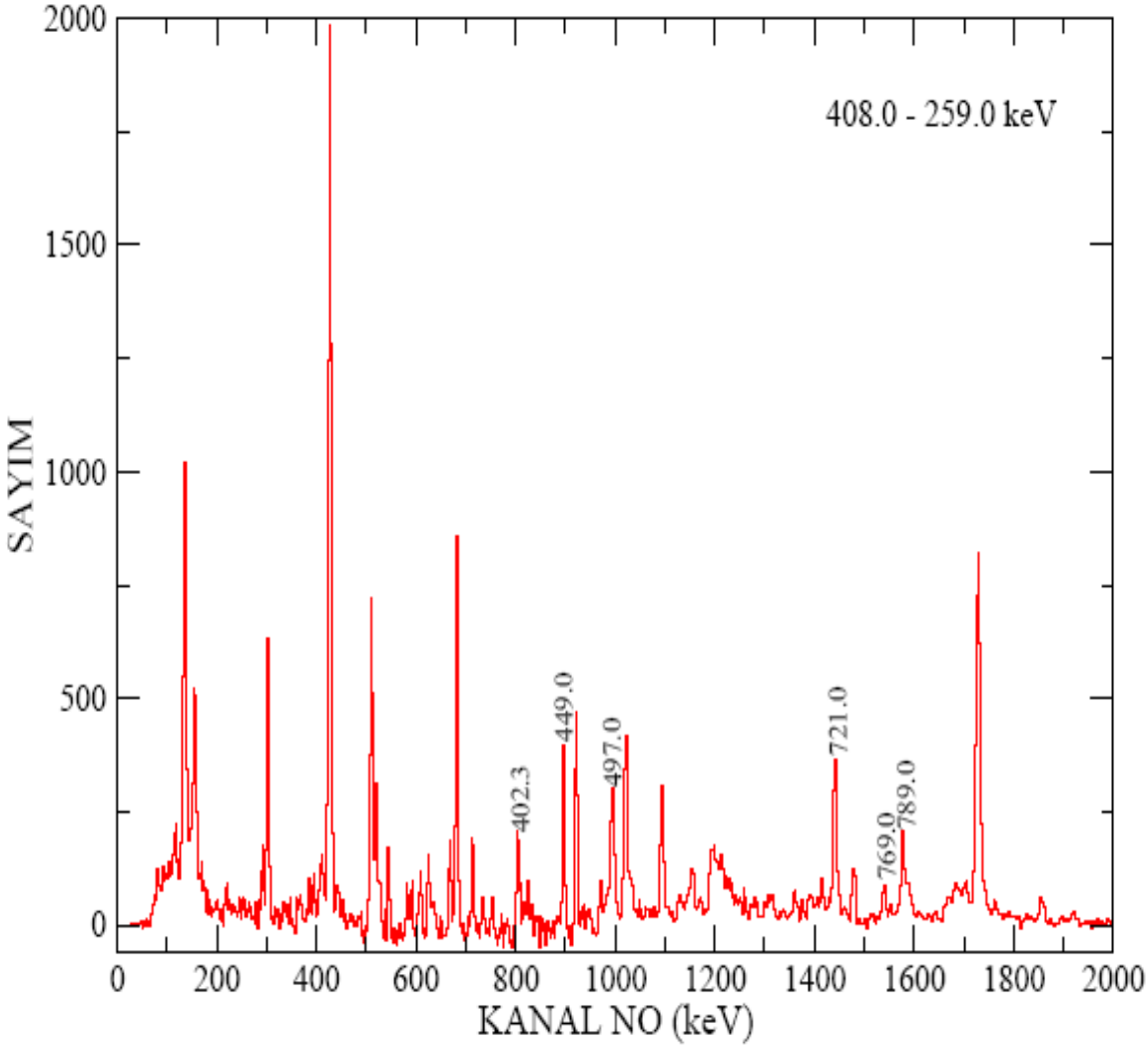
Band-4 olarak adlandırılan ve başlangıç spin-paritesi 18^+ olan, $\Delta I=2$ rotasyon bandının (26^+) başlangıç spin-pariteli ve 4205.7 keV enerjili seviyede son bulmaktadır. Spin ve paritesi, DCO ve Polarizasyon oranları hesaplanarak bulunan, bu banda da dört band içi geçiş ve dörtte çapraz geçiş gözlenmiştir. Band-4'ün Band-3 ile bağlantısını sağlayan 18^+ spin pariteli seviyeden 17^+ seviyesine 340.5 keV enerjili gama geçişi bizim çalışmamazda da şiddetli bir şekilde gözlenmiştir. Band-4'ün başlangıç seviyesi olan 18^+ spin pariteli ve 2084.6 enerjili seviye üzerine dökülen 68.8 keV enerjili gama geçişi 20^+ spin pariteli izomer seviyeden dökülmektedir. Diğer band içi geçişler ise 461.1 keV enerjili gama geçişi $22^+\rightarrow 20^+$ izomer seviyesine, 739.7 keV enerjili gama geçişi $24^+\rightarrow 22^+$ seviyesine ve 851.5 keV enerjili gama geçişi ise (26^+) spin-pariteli seviyeden 24^+ spin-pariteli seviyeye dökülmektedir. Ayrıca 23^+ spin-pariteli ve 3161.6 keV enerjili tek parçacık seviyesinden Band-4'ün 22^+ spin-pariteli seviyesine dökülen 547.1 keV enerjili bir çapraz geçiş gözlenmiştir. 192.6 keV enerjili gama geçişi 24^+ spin-pariteli seviyeden 23^+ spin-pariteli tek parçacık seviyesine dökülmektedir. Bu bandda gözlenen çapraz geçişlerden bir diğeri ise, 20^+ spin-paritesine sahip 2153.4 keV enerjili izomer seviyeden, Band-3 olarak adlandırılan bandın 18^+ spin-pariteli ve 1999.5 keV enerjili seviyesine, 153.9 keV enerjili bir gama geçişidir. Band-4'de bulunan gama geçişleri, Şekil 4.11 de gösterilen double gateli spektrumda görülebilir.

Şekil 4.3 de verilen ^{192}Au izotopuna ait seviye şemasındaki bütün gama geçişlerine ait enerji, başlangıç ve bitiş seviye spin ve pariteleri, geçiş şiddetleri, DCO ve polarizasyon oranları Tablo 4.2 de verilmiştir.

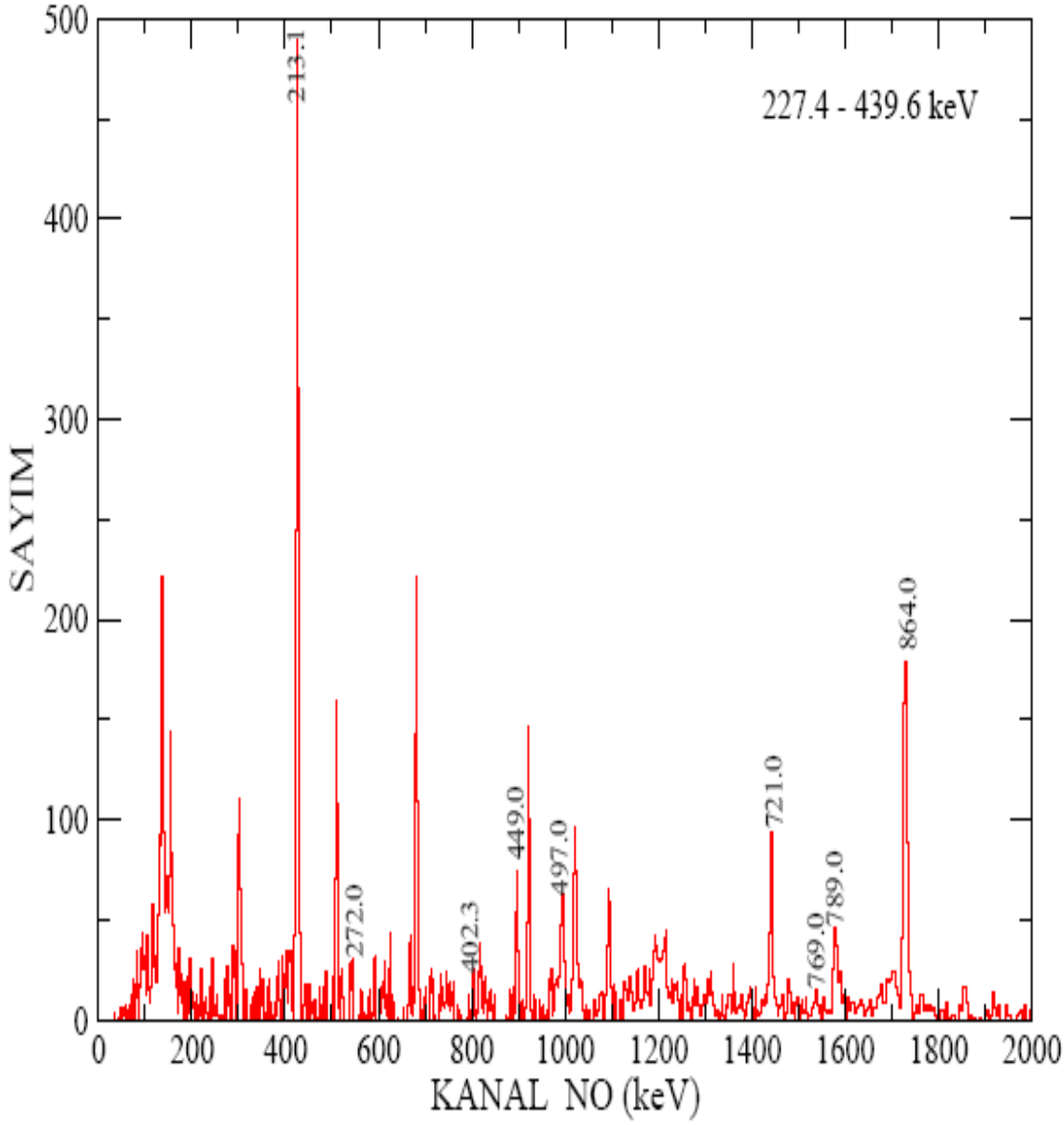
Ayrıca yapılan DCO ve lineer polarizasyon hesaplamaları sonucunda elde edilen oranlar Şekil 4.12, 4.13 ve 4.14 de görülebilir. Band-1 ve Band -2 için çizilen Şekil 4.12 den de görülebileceği gibi DCO hesaplamaları sonucunda $\Delta I=1$ olan seviyeler için $R_{DCO} < 1$, $\Delta I=2$ olan seviyeler için ise $R_{DCO} \cong 1$ olarak bulunmuştur. Band-3 ve Band-4 için çizilen Şekil 4.13 de ise DCO hesaplamaları sonucunda $\Delta I=1$ olan seviyeler için $R_{DCO} < 1$, $\Delta I=2$ olan seviyeler için ise $R_{DCO} \cong 1$ olarak bulunmuştur. Lineer polarizasyon hesaplamaları sonucunda ise E2 ve E1 karakterli geçişler için $A_{POL}>0$ ve M1 karakterli geçişler için $A_{POL} < 0$ elde edilmiştir. Lineer polarizasyon hesaplamalarının sonuçları Şekil 4.13 de verilmiştir.



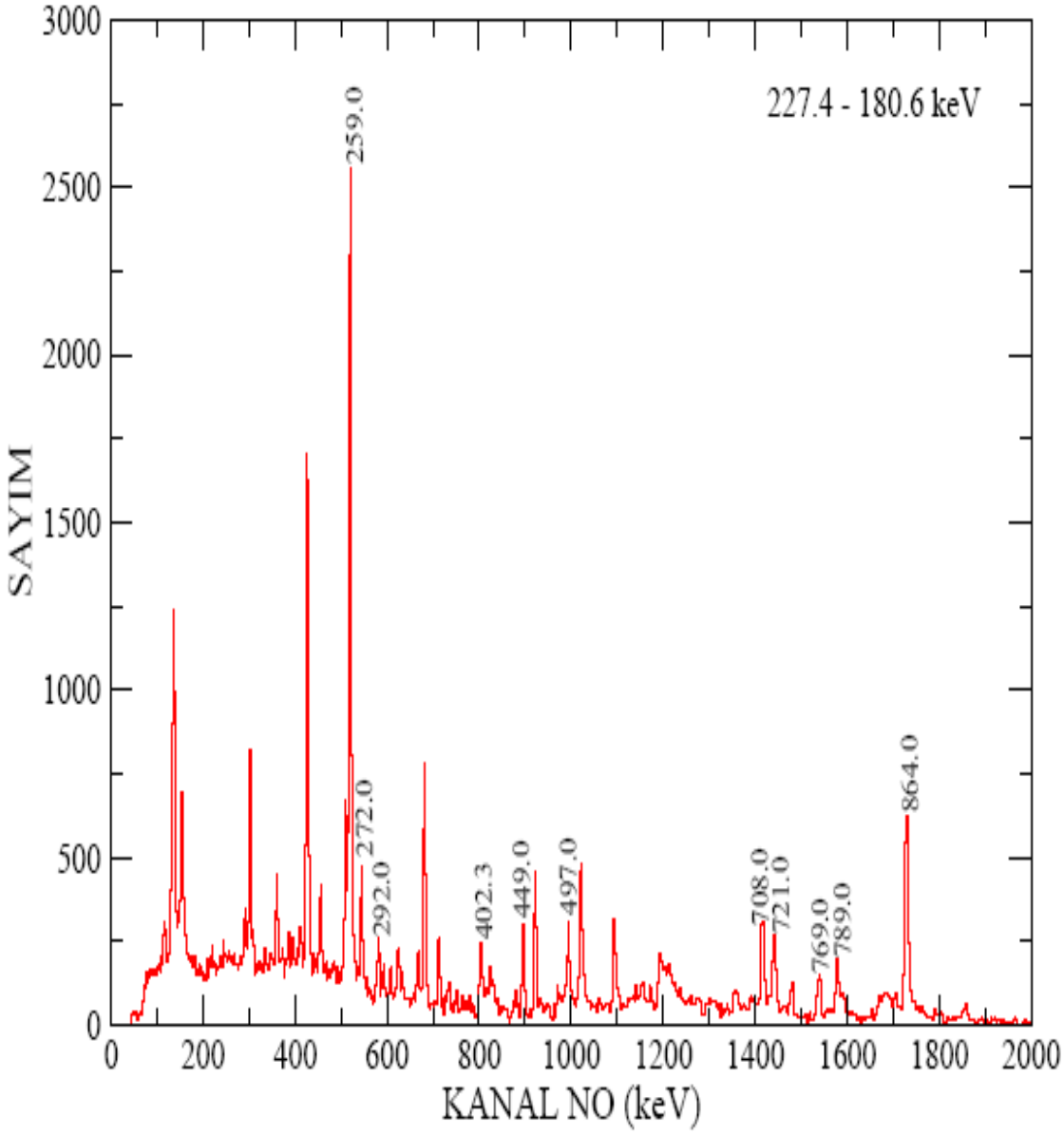
Şekil 4.7: ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 408.0-708.0 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler. (Her bir kanal 0.5 keV'e karşılık gelmektedir.)



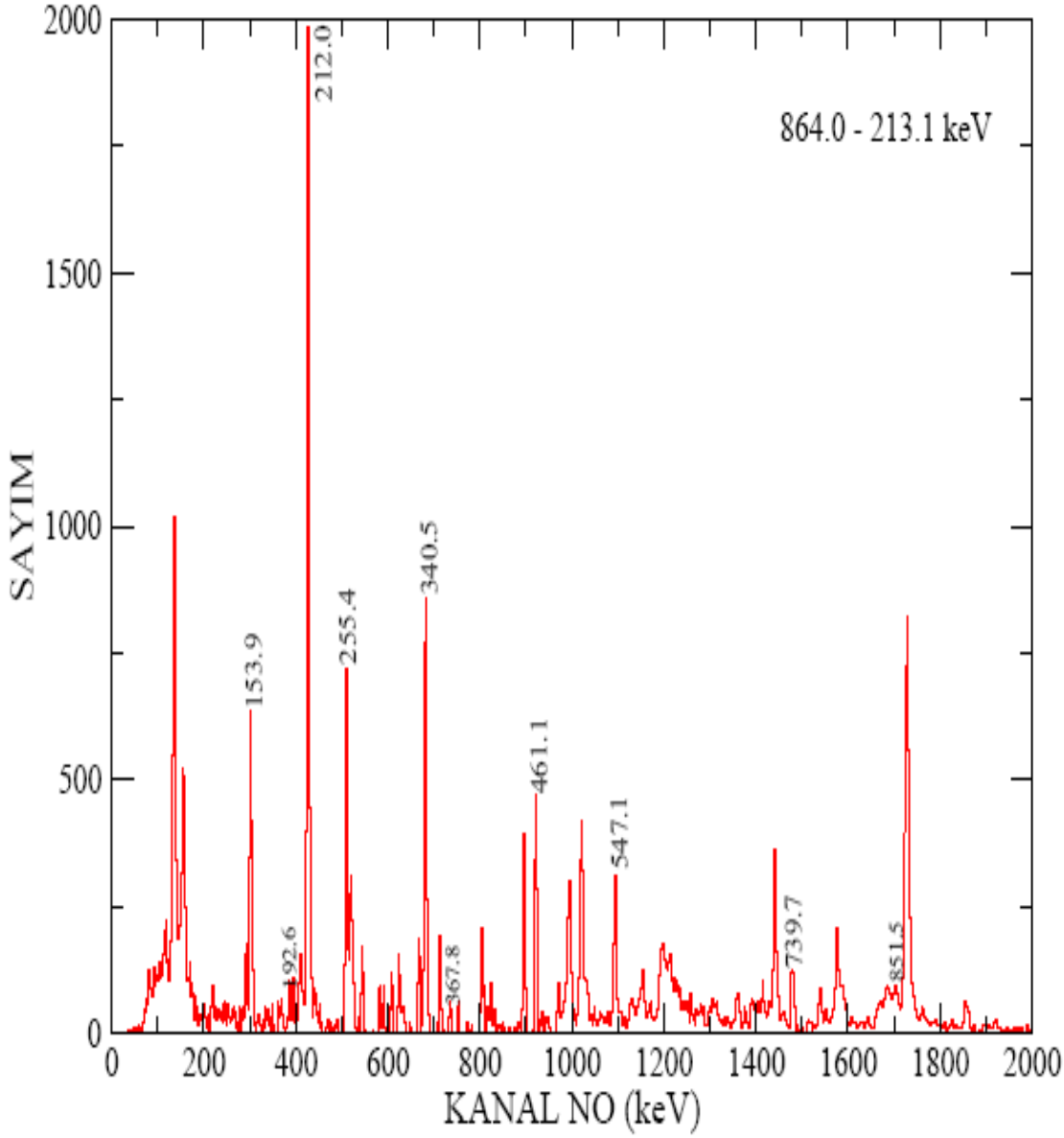
Şekil 4.8: ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 408.0-259.0 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler. (Her bir kanal 0.5 keV'e karşılık gelmektedir.)



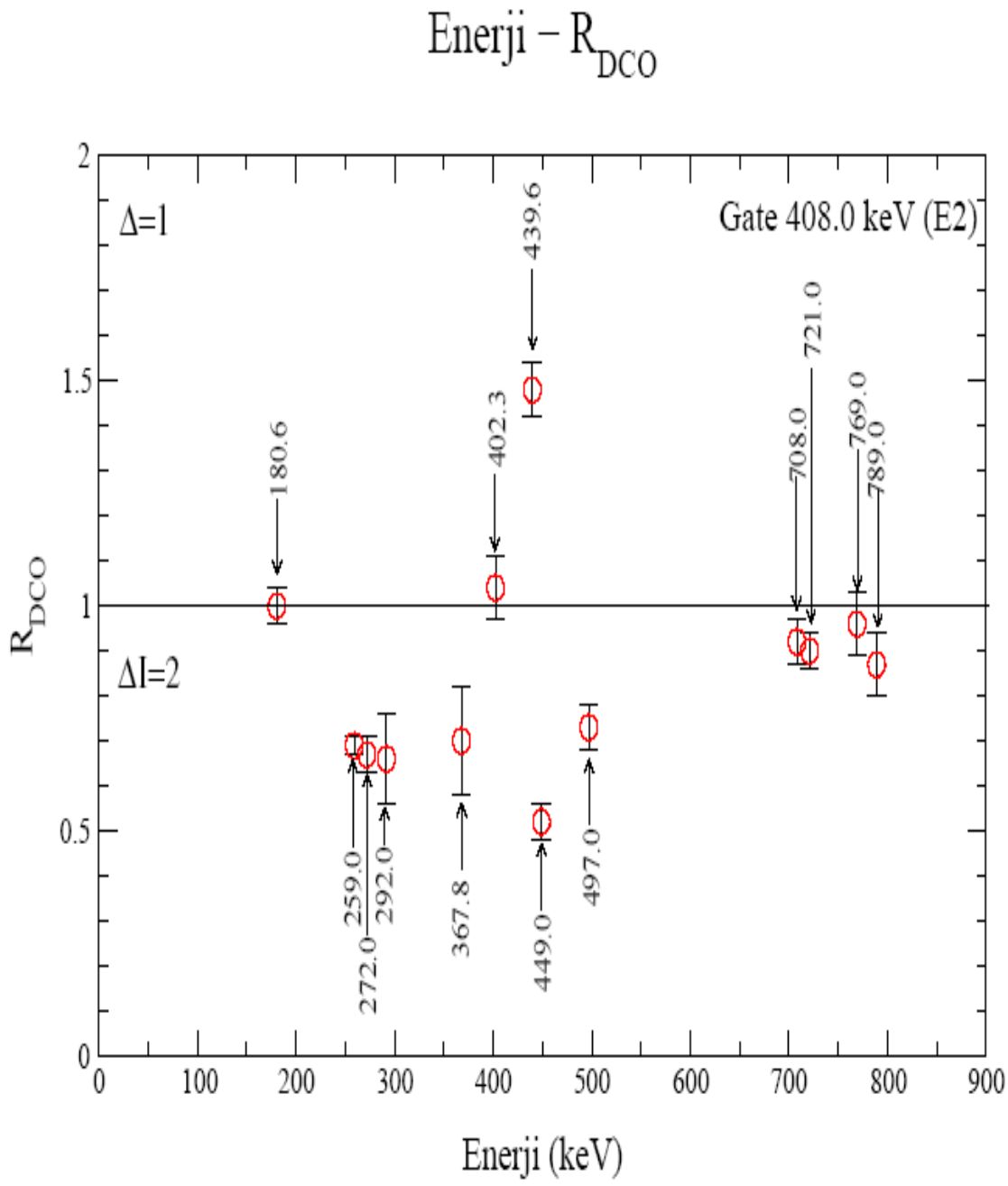
Şekil 4.9: ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 227.4-439.6 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler. (Her bir kanal 0.5 keV'e karşılık gelmektedir.)



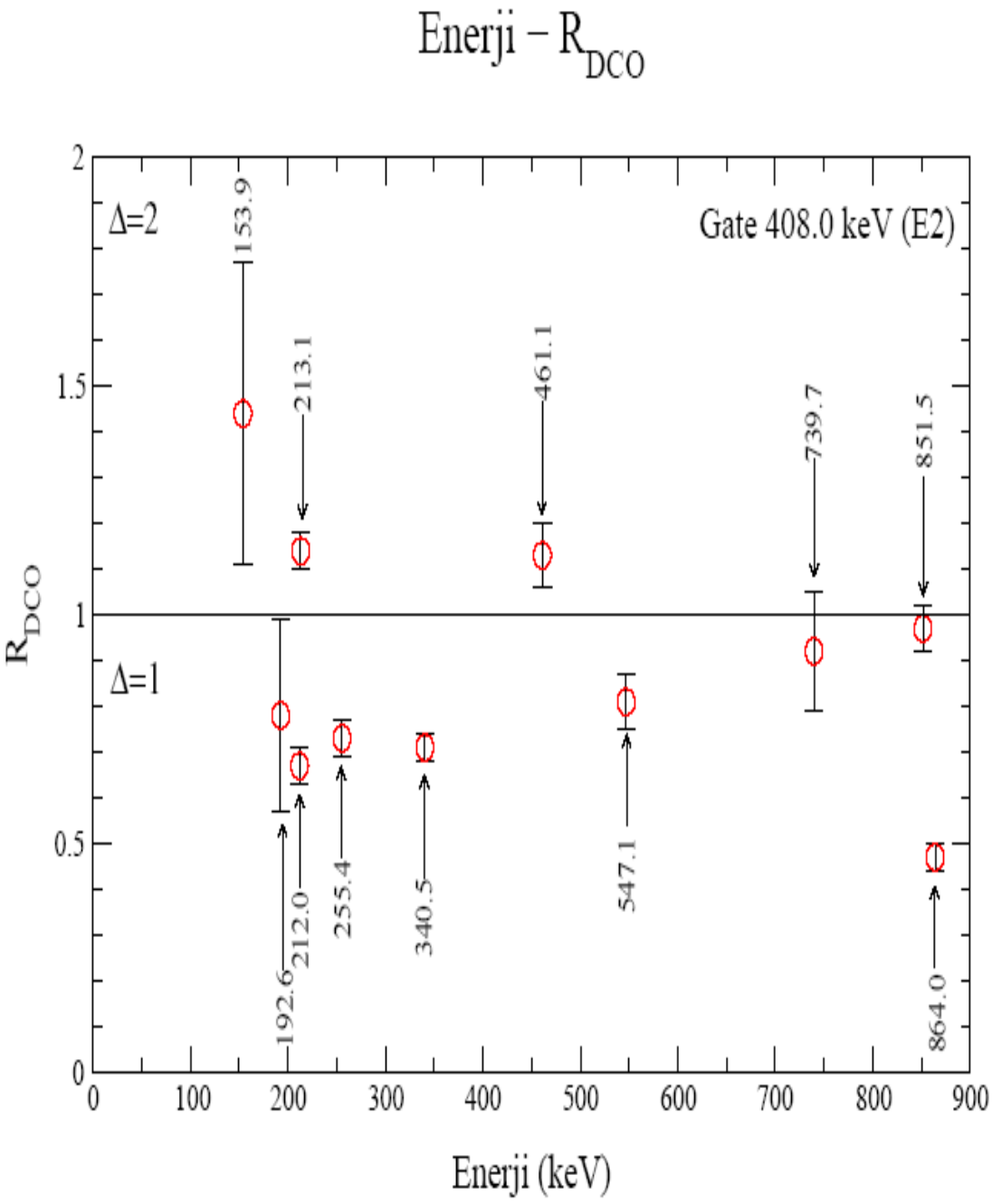
Şekil 4.10: ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 227.4-180.6 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler. (Her bir kanal 0.5 keV'e karşılık gelmektedir.)



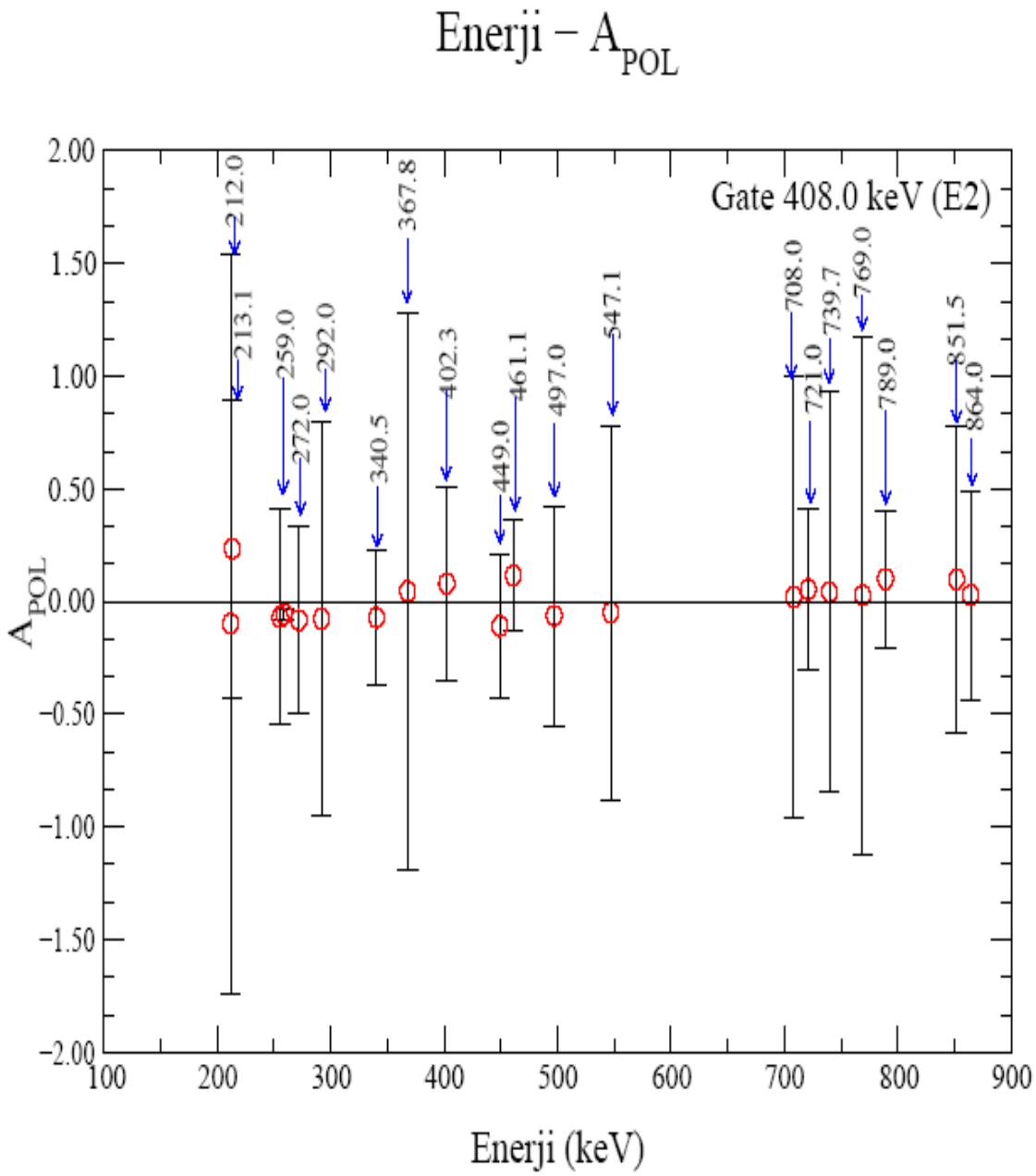
Şekil 4.11: ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan 864.0-213.1 keV enerjili seviyelerine gate konularak elde edilen spektrumda gama geçişlerine ait pikler. (Her bir kanal 0.5 keV'e karşılık gelmektedir.)



Şekil 4.12: ^{192} Au izotopunun seviye şemasındaki Band-1 ve Band-2'de yer alan gama geçişlerine karşılık gelen DCO oranları.



Şekil 4.13: ^{192} Au izotopunun seviye şemasındaki Band-3 ve Band-4'de yer alan gama geçişlerine karşılık gelen DCO oranları.



Şekil 4.14: ^{192} Au izotopunun seviye şemasında yer alan gama geçişlerine karşılık gelen Polarizasyon oranları.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Kütle numarası A~190 olan bölgede bulunan çekirdekler, nükleer deformasyonlar açısından çeşitliliğin söz konusu olduğu geçiş bölgesinde bulunurlar. Bu kütle bölgesindeki çekirdekler için şekil, prolate şekle götüren protonlar ile oblate şekle götüren nötronların durumlarına göre belirlenir.

^{192}Au çekirdeği, ~600 mb'lik bir tepkileşim kesitine sahip olan, ağır iyon buharlaşma tepkileşimiyle üretilmiştir [7]. 2153.4 keV'de, 153.9 keV ve 68.8 keV enerjili gama geçişleri vasıtasıyla iki farklı 18^+ seviyesini besleyen 20^+ seviyesi, izomer seviyedir ve $T_{1/2}$ ~ 5.3 ns. olarak belirlenmiştir [7]. 340.5 ve 461.1 keV enerjili gama geçişlerinin koinsidans analizlerinden de açıkça görüldüğü gibi 68.8 keV lik gama geçişi rahatça gözlenmiştir. ^{192}Au çekirdeğinde 68.8 keV, 461,1 keV, 739.7 keV, 851.5 keV enerjili gama geçişleri 2084.6 keV'deki 18^+ seviyesinin hemen üstüne yerleştirilmişlerdir [7,20]. Bu nedenle; bu ardarda sıralanma, yarı-çiftlenimli bandların başlangıcı gibi düşünülen 15^+ seviyelerinde kurulan yapıya dahil edilir. $I^\pi = 20^+$ seviyesi üzerindeki izomer yapılar hemen hemen aynı β_2=0.146 (0.144) lik kuadrupol deformasyonu ve $\gamma \sim 90^0$ lik büyük triaxial deformasyona karşılık gelir [7].

^{192}Au izotopuna ait Şekil 4.3 de verilen seviye şemasında **Band-1** olarak adlandırılan ve 11^- band başlangıç spin-paritesine sahip bandda daha önce yapılan deneysel ve teorik hesaplarla bulunmuş olan, multipolariteleri E2 olarak bilinen 408.0 keV, 708.0 keV, 769.0 keV ve multipolariteleri M1 olarak bilinen 180.0 keV, 448.0 keV, 496.0 keV enerjili gama geçişleri için yapılan DCO ve polarizasyon hesapları sonucunda, daha önce bilinen multipolariteler ile aynı multipolariteye sahip oldukları belirlenmiştir. M1 multipolariteli çapraz geçişlerin enerjileri 180.6 keV, 449.0 keV, 497.0 keV olarak değiştirilmiştir. Band-1 deki band içi geçişler ve Band-1'den Band-2'ye bandlar arası çapraz geçiş yapan bilinen ve enerjileri değiştirilen tüm gama geçişlerinin şiddetleri, DCO ve polarizasyon oranları, ve multipolarite öngörüleri Tablo 4.2 de verilmiştir.

Seviye şemasındaki **Band-2'**de, daha önce yapılan deneysel ve teorik hesaplarla multipolariteleri M1 olarak belirlenmiş olan 227.0 keV, 260.0 keV, 273.0 keV, 293.0 keV enerjili çapraz gama geçişlerinin yanı sıra, multipolariteleri E2 olarak bilinen 439.6 keV, 721.0 keV, 789.0 keV ve 401.0 keV enerjili gama band içi geçişlerin enerjileri, yapılan analizler ile 227.4 keV, 259.0 keV, 272.0 keV, 292.0 keV olarak öngörülmüştür. Band-2'nin yapılan DCO ve Polarizasyon hesaplamaları sonucunda spin ve paritesi 20^- olarak belirlenen seviyeden, 2177.0 keV enerjili ve 18^- spin-pariteli seviyesi üzerine dökülen, daha önce enerjisi 401.0 keV olarak öngörülen gama geçişinin enerjisi 402.3 keV olarak belirlenmiştir. Ayrıca bu bandın son seviyesini oluşturan ve başlangıç spin-paritesi 20^- olarak öngörülen bu seviyeden Band-3 olarak isimlendirilen bandın son seviyesine dökülen 367.8 keV enerjili gama geçişinin multipolaritesi E1 olarak bulunmuştur.

Band başlangıç spin-paritesi 15^+ ve enerjisi 1531.0 keV olan, **Band-3** olarak adlandırılan band, enerjisi 2211.5 keV olan seviye ile son bulmaktadır. Daha önce yapılan deneysel veya teorik hesaplarla bu bandın son seviyesinin spin ve paritesi hesaplanmamıştır. DCO ve polarizasyon hesaplamalarıyla bu son seviyenin spin-paritesi $(19)^+$olarak öngörülmüştür. Bu seviyeden 18^+ spin-pariteli seviyeye bozunan ve daha önce enerjisi 211.0 keV olarak bulunan ancak yapılan analizlerle enerjisi 212.0 keV olarak değiştirilen band içi gama geçişinin multipolaritesi M1 olarak belirlenmiştir. Bu bandın 15^+ spin-pariteli seviyesinden Band-2'nin 14^- spin pariteli seviyesine çapraz geçiş yapan 864.0 keV enerjili gama geçişinin multipolaritesinin E1 özelliğine sahip olduğu, yapılan DCO oranı ve polarizasyon hesapları sonucunda doğrulanmıştır.

$\Delta I=2$ olan ve **Band-4** olarak adlandırılan rotasyon bandındaki tüm band içi gama geçişlerinin multipolaritesinin E2 özelliğine sahip oldukları, yapılan DCO oranı ve polarizasyon hesapları sonucunda bulunmuştur. Bu bandın 20^+ spin-pariteli izomer seviyesinden Band-3'ün 18^+ spin-pariteli seviyesine çapraz geçiş yapan 153.9 keV enerjili gama geçişinin multipolaritesinin E2, yine bu bandın 18^+ spin-pariteli seviyesinden Band-3'ün 17^+ spin-pariteli seviyesine çapraz geçiş yapan 340.5 keV enerjili gama geçişinin multipolaritesinin ise M1 özelliğine sahip olduğu hesaplar sonucunda tespit edilmiştir. Önceki çalışmalarda enerjileri 852.0 keV, 740.0 keV, 461.0 keV olarak belirlenen gama geçişlerinin enerjileri 851.5 keV, 739.7 keV, 461.1 keV

olarak değiştirilmiştir. Ayrıca yapılan hesaplarla 20^{+} spin-pariteli seviye üzerindeki gama geçişlerinin enerji seviyelerinin spin ve pariteleri belirlenmiştir. 23^{+} spin pariteli ve 3161.6 keV enerjili tek parçacık seviyesinden Band-4'ün 22^{+} spin pariteli seviyesine dökülen 547.1 keV enerjili multipolaritesi M1 olarak belirlenmiş bir çapraz gama geçişi gözlenmiştir. 192.6 keV enerji gama geçişi 24^{+} spin pariteli seviyeden 23^{+} spin-pariteli tek parçacık seviyesine dökülmektedir ve multipolaritesi M1 olarak belirlenmiştir.

KAYNAKLAR

1. FIRESTONE, R.B., 1996, *Table of Isotopes*, 8th ed.Wiley., New York.

2. BENGTSSON, T., RAGNARSSON, I., 1985, Rotational bands and particle-hole excitations at very high spin, *Nuclear Physics A*, 436(1), 14-82.

3. HANNACHI, F., BASTIN, G., PORQUET, M.G., SCHÜCK, C., THIBAUD, J.P., BOURGEOIS, C., HILDINGSSON, L., JERRESTAM, D., PERRIN, N., SERGOLLE, H., BECK, F.A., BYRSKI, T., MERDINGER, C.J., DUDEK, J., 1988, High-spin excitations of $^{187,\ 188}$Hg, *Nuclear Physics A*, 481(1), 135-160.

4. BENGTSSON, R., BENGTSSON, T., DUDEK, J., LEANDER, G., NAZAREWICZ, W., ZHANG, J., 1987, Shape coexistence and shape transitions in even-even Pt and Hg isotopes, *Physics Lett. B*, 183(1),1-6.

5. NEERGARD, K., VOGEL, P., RADOMSKI, R., 1975, Semi-decoupled bands in the even Hg isotopes, *Nuclear Physics A*, 238(2), 199-224.

6. TOKI, H., NEERGARD, K., VOGEL, P., FAESSLER, A., 1977, Non-axial deformations and the odd parity states in the even Pt and Hg isotopes, *Nuclear Physics A,* 279(1), 1-28.

7. GUEORGUIEVA, E., VIEU, Ch., SCHÜCK, C., MINKOVA, A., KHARRAJA, B., KACI, M., HANNACHI, F., DIONISIO, J.S., KORICHI, A., LOPEZ-MARTENS, A., MELIANI, Z., VENKOVA,Ts., 2001, First identification of 20^{+} isomeric states in the odd-odd ^{190,192}Au nuclei, *Physical Review C*, 64(6), 064304-064314.

8. CASTEN, R.F., 2000, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, Second Edition, Oxford University Press, ISBN 0-19-850724-0.

9. KRANE, S.K.,1988, *Introductory Nuclear Physics* , John Wiley and Sons, Inc., USA, ISBN 0-471-80553-X.

10. JELLEY, N.A., 1990, *Fundementals of Nuclear Physics*, Cambridge University Press, ISBN 0-521-26447-2 -ISBN 0-521-26994-6.

11. VINCENT, S.M., REGAN, P.H., WARNER, D.D., BARK, R.A, BLUMENTHAL, D., CARPENTER, M.P., DAVIDS, C.N., GELLETLY, W., JANSSENS, R.V.F., O'LEARY, C.J., LİSTER, C.D., SIMPSON, J., 1998, Competing T=0 and T=1 structures in the N=Z nucleus $^{62}_{31}$Ga, *Phys.lett. B*, 437(3-4), 264-272.

12. EJIRI, H., DE VOGHT, M.J.A., 1989, *Gamma-Ray and Electron Spectroskopy in Nuclear Physics*, Claredon Press, Oxford, ISBN 0-19-851723-8.

13. HYDER, H.R.McK., BARIS, J., GINGELL, C.E.L., McKAY, J., PARKER,P.D., BROMLEY, D.A., 1988, The ESTU accelerator at Yale, *Nuclear Instr. and Meth. in Physics Research A*, 268(2-3), 285-294, North Holland, Amsterdam.

14.HYDER, H.R.McK., ASHENFELTER, J., BARIS, J., BOCKELMAN, C.K., HAMBURGER, R.O., 1993, Development of the beam transport and control systems of the Yale ESTU tandem, *Nuclear Instr. and Meth. in Physics Research A,* 328(1-2), 126-137, North Holland.

15. DUCHENE, G., BECK, F.A., TWIN, P.J., CURIEN, D., HAN, L., BEAUSANG, C.W., BENTLEY, M.A., NOLAN, P.J., and SIMPSON, J., 1999, The Clover: a new generation of composite Ge detectors, *Nuclear Instr. and Meth. in Physics Research A*, 432(1), 90-110.

16. BEAUSANG, C.W., BARTON, C.J., CAPRIO, M.A., CASTEN, R.F., COOPER, J.R., KRUCKEN, R., LIU, B., NOVAK, J.R., WANG, Z., WILHELM, M., WILSON, A.N., ZAMFIR, N.V., ZILGES, A., 2000, The YRAST Ball array, *Nuclear Instruments and Methods in Physics ResearchA*, 452(3), 431- 439.

17. Lab view 4.0.1, Graphical Programming for Instrumentation, National Instruments, Inc., 1996, Austin, Texas.

18. JIN, H., 1996, TSCAN (v2.6) and Related Programs, Knoxville, Tennessee, USA.

19. RADFORD, D. C., 1995, ESCL8R and LEVIT8R: Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 361 (1-2), 297-305.

20. NESKAKIS, A., LIEDER, R.M., BEUSCHER, H., GONO, Y., HAENNI, D.R., MÜLLER-VEGGIAN, M., 1982, Investigation of high-spin states in odd-odd ^{190,192,194}Au nuclei, *Nuclear Physics A*, 390(1), 53-69.

ÖZGEÇMİŞ

14. 04. 1979 yılında Sivas' da doğan Sinem Han Bal, Abdi İpekçi İlkokulu, Doktor Refik Saydam Ortaokulu ve Şehremini Lisesi'nde ilk, orta ve lise öğrenimini tamamladıktan sonra 1998 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünde Lisans eğitimine başladı.

2002 yılında İ.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik Programında yüksek lisans eğitimine başladı.