



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



DOKTORA TEZİ

**N=50 BÖLGESİNDEKİ ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ
SEVİYELERİNİN DOPPLER KAYMASI ZAYIFLAMA METODU
İLE ÖMÜR ÖLÇÜMLERİ**

Ayşegül ERTOPRAK

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

**DANIŞMAN
Prof. Dr. Baki AKKUŞ**

Kasım, 2018

İSTANBUL

Bu çalışma 19.12.2018 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik Programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Prof. Dr. Baki AKKUŞ (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Yeşim ÖKTEM
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Prof. Dr. Z. Gökay KAYNAK
Uludağ Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi



Doç. Dr. Lidya SUSAM
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi



Doç. Dr. Kutsal BOZKURT
Yıldız Teknik Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi



20.04.2016 tarihli resmi gazetede yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi'nin aboneli olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü'nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

Bu çalışma İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin 47886 numaralı projesi ile desteklenmiştir.

ÖNSÖZ

Öncelikle nereden başlayacağımı bilemiyorum. Satırları yazarken doktora çalışmalarımın her aşaması gözümün önüne geliyor. Zorluklar, engeller, pes edişler, Baki hocamın bana "30 kere de batsan yine de çıkacaksın" demesi, beni başarmam için teşvik etmesi, beni bazen benden çok düşünmesi, bana inanması, güvenmesi. Sonunu hayal bile edemediğim noktadayım şuan, kapkaranlık yolun sonu ışığa çıktı. Bu yolda bana güvenen, inanan, destekleyen, ben umudumu kaybettiğim anlarda bana beni hatırlatan çok değerli danışmanım Prof. Dr. Baki AKKUŞ'a teşekkürlerin en büyüğünü sunuyorum. Bir kapı kapanırsa başka kapı açılır demiştiniz hocam, herşey güzel olacak demiştiniz. Sonunu hayal bile hayal edemediğim günlerdeyim. Uzun ve zorlu süreçte bana inandığınız ve güvendiğiniz için size minnettarım. Doktorayı bitiriyorum ama sizden ve engin tecrübelerinizden öğreneceklerim hiç bitmeyecek. Benim aşkla ve sevgiyle bağlı olduğum mesleğimi daha ileri taşımama vesile oldunuz bana yaptığınız iyilikleri hiçbir zaman unutmayacağım.

Doktora çalışmalarım boyunca kendisinden öğrendiğim çok şey var. Öncelikle, beraber çalıştığımız süre içerisinde bana kattığı bilimsel bilgiler kariyerimin temel noktalarını oluşturmamı sağladı. Bilimsel bilgiler dışında öğrettiği en büyük şey hiçbir zaman mücadeleyi bırakmamam gerektiği ve sayesinde ne kadar inatçı olduğumu bir kez daha anladım. Doktora çalışmamı gerçekleştirebilmek için beni deneyine davet ederek başladığım bu büyük serüven Stockholm'de hayatımın çok özel bir dönemini kapsayan, güzel günler geçirdiğim birçok anıyı barındırıyor. Bana böylesine güçlü bir grupta çalışma fırsatı sunduğu için kendisine minnettarım. Doktora çalışmalarımı beraber yürüttüğümüz çok değerli bilim insanı Prof. Bo CEDERWALL'a çok teşekkür ediyorum.

Bir hoca düşünün, gülüşüyle çiçekler açtıran. Bir hoca, sevgi dolu bir destek, güleryüzüyle etrafına neşe saçan bir örnek. Yeşim hocam siz bizlere bir hocadan daha fazlası oldunuz. Derslerimizde hocamız oldunuz bize öğrettiniz, yeri geldi bize bir abla olarak öğrettiniz, yeri geldi bize örnek bir insan oldunuz öğrettiniz. Benim her an daha başarılı bir öğrenci olmam için sürekli desteğinizi hissettirdiniz. Siz benim için sadece bir hoca değil, hayata ve başarıya dair çok güzel bir örneksiniz. Sizin gibi bir hocam olduğu için kendimi çok şanslı hissediyorum. Sevgili hocam ve Sayın Dekanım Prof. Dr. Yeşim ÖKTEM'e doktora çalışmalarım boyunca verdiği destekten dolayı çok teşekkür ediyorum.

İlk karşılaştığımız günden itibaren pozitif enerjisi ve sıcakkanlılığı ile kendimi daha iyi hissetmemi sağlayan, engin bilgisini benimle paylaşan ve bütün sorularımı sabırla cevaplayan Prof. Roberto LIOTTA'ya teşekkür ediyorum. Roberto gibi çok değerli bir bilim insanı ile tanışma ve çalışma fırsatı bulduğum için kendimi çok şanslı hissediyorum.

Doktora çalışmalarım boyunca beni destekleyen TÜBİTAK – BİDEB Bilim İnsanı Destekleme Programı (2211-A - Yurt İçi Doktora Burs Programı) grubu'na çok teşekkür ederim.

Güleryüzüyle ve pozitif enerjisi ile her zaman kendimi daha iyi hissetmemi sağlayan Doç. Dr. Lidya SUSAM'a teşekkür ederim.

Sorularımı hiçbir zaman yanıtızsız bırakmayan ve Doktora çalışmalarım boyunca ne zaman yardıma ihtiyacım olsa zaman mekan fark etmeden sorunlarıma çözüm bulan Doç. Dr. Ayberk YILMAZ'a çok teşekkür ediyorum.

Yıllardır beraber çalışmaktan çok mutlu olduğum sevgili çalışma arkadaşlarıma destekleri ve yardımları için çok teşekkür ediyorum.

Ve desteğini hiçbir zaman esirgemeyen canım ailem, sizlere minnettarım. Bu hayattaki en büyük şansım sizin gibi bir aileye sahip olmak. Annem şükran ERTOPRAK'a, babam İsmail ERTOPRAK'a, kardeşim Murat ERTOPRAK'a ve babannem Remziye ERTOPRAK'a beni her zaman çok sevdikleri, sevgiyle büyüttükleri ve verdiğim her kararda arkamda olarak beni bugüne taşımakta yardımcı oldukları için çok teşekkür ediyorum. Küçüklüğümden beri akademisyen olmam için beni teşvik eden ve bana "sana güveniyorum yavrum" dediğinde dünyanın bütün zorluklarımı bile aşacakmışım gibi hissettiren; beni yetiştiren, eğiten ama herşeyden önce iyi bir insan olmanın en büyük erdem olduğunu öğreten canım dedeciğim, kıymetlim Yusuf ERTOPRAK'a çok teşekkür ediyorum. Ve seni en sona bıraktım halacığım, inan bana senin varlığın bana verilmiş en büyük hediye.

Doktora tezimi hakkını asla ödeyemeyeceğim canım halam Yurdanur ERTOPRAK'a ithaf ediyorum.

Kasım, 2018

Ayşegül ERTOPRAK

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖNSÖZ	ii
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİL LİSTESİ	vi
TABLO LİSTESİ	vii
SİMGE VE KISALTIMA LİSTESİ	ix
ÖZET	xi
SUMMARY	xiii
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	3
2.1. NÜKLEER FİZİK NEDİR?	5
2.1.1. Çekirdeğin Kütlesi, Büyüklüğü ve Bağlanma Enerjisi	6
2.1.2. Radyoaktif Bozunma	8
2.2. GAMA BOZUNUMUNUN ÖZELLİKLERİ	10
2.3. NÜKLEER MODELLER	11
2.3.1. Nükleer Kabuk Modeli	12
2.3.2. ¹⁰⁰ Sn bölgesinde Kabuk Modeli Parametreleri	15
3. MALZEME VE YÖNTEM	18
3.1. AĞIR-İYON FÜZYON-BUHARLAŞMA REAKSİYONLARI	18
3.2. DENEY İLE İLGİLİ GENEL BİLGİLER	22
3.2.1. GANIL araştırma merkezi ile ilgili bilgiler	23
3.2.2. Hüzme seçimi ve hedef özellikleri	24
3.3. N= Z= 50 CİVARINDA NÜKLEER FİZİK ÇALIŞMALARI İÇİN DENEY DÜZENEKLERİ	25
3.3.1. E623 Deney Düzenegi	27
3.3.1.1. EXOGAM	28
3.3.1.2. NEUTRON WALL	31
3.3.1.3. DIAMANT Yüklü Parçacık Dedektörü	33

3.3.1.4. <i>Trigger Şartı</i>	34
3.4. NÜKLEER SEVİYELERİN ÖMÜR ÖLÇÜMÜ	35
3.5. ÖMÜR ÖLÇÜMLERİ İÇİN DENEYSEL TEKNİKLER	35
3.5.1. Doppler Kayması Prensibi	38
3.5.2. Doppler Kayması Zayıflama Metodu (DSAM)	40
4. BULGULAR	43
4.1. DURDURMA GÜCÜ	43
4.2. LINESHAPE YAZILIM PAKETİ	44
4.3. TESİR KESİTİ İLİŞKİSİ	45
4.4. DSAM LINESHAPE ANALİZİ	47
4.5. DENEYSEL SONUÇLAR	49
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	61
5.1. İNDİRGENMİŞ GEÇİŞ OLASILIKLARI VE BÜYÜK ÖLÇEKLİ KABUK MODELİ HESAPLAMALARI İLE KARŞILAŞTIRILMASI	61
5.2. SONUÇ	63
KAYNAKLAR	66
ÖZGEÇMİŞ	73

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

- Şekil 2.1:** Nükleer tablo. Siyah bölgeler kararlı çekirdekleri göstermektedir. Nükleer tablo nndc'den alınmıştır (nndc, 2018). 4
- Şekil 2.2:** Gama bozunumu enerjisi başlangıç ve sonuç seviyelerinin enerjisinin farkına eşittir. 10
- Şekil 2.3:** ^{100}Sn civarında üç bölgede çekirdeklerin tanımı ve ^{100}Sn 'ye göre tek parçacık enerjileri (SPE) için önemli olan kabuk modeli orbitalleri. Şeklin sağ kısmında verilen SPE değerleri MeV cinsindedir. Proton ve nötron değerleri arasındaki farklar, esas olarak protonlar arasındaki elektromanyetik itme gücüne bağlıdır. SPE enerjilerini temsil eden seviyeler, $N=50$ ve $Z=50$ kabuk boşluklarının merkezine göre simetrik olarak çizilir. 16
- Şekil 3.1:** Bir füzyon buharlaşma reaksiyonunda üretilen bileşik çekirdeğin bozunması sırasındaki sürecin şematik diagramı. 19
- Şekil 3.2:** $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca},xny p)$ füzyon buharlaşma reaksiyonunun şematik gösterimi. 21
- Şekil 3.3:** GANIL araştırma merkezi hızlandırıcı kısmı (üstte yatay blok) ve deney alanlarının (altta dikey blok) şematik gösterimi (GANIL, 2018). 5 siklotrondan gelen hüzmeler farklı deney alanında dağıtılır. Bu çalışmada bahsedilen deney, EXOGAM düzeneğini kullanarak G2 bölgesinde yer almıştır. Şekil (GANIL, 2018)'den alınmıştır. 24
- Şekil 3.4:** Reaksiyon sonucu elde edilen ^{98}Cd bileşik çekirdeği ile 4p kanalına karşılık gelen ^{94}Ru çekirdeğinin nükleer tablodaki yeri (nndc, 2018). 26
- Şekil 3.5:** EXOGAM (solda) ve Neutron Wall (sağda) dedektör sistemlerinin şematik çizimi. DIAMANT yüklü parçacık dedektör sistemi, hedefin etrafında bulunan bir vakum odasının içinde yer almaktadır (Çizim T. Bäck tarafından yapılmıştır). 27
- Şekil 3.6:** Dört segmentli germanyum dedektörü kristallerinden oluşan tek bir Clover dedektörü. Şekil (EXOGAM Clover, 2018)'dan alınmıştır. 29
- Şekil 3.7:** Clover Ge dedektörleri için Anti-Compton zırhlarının farklı bileşenleri (Azaiez, 1999). Şekil (EXOGAM Clover (2018))'dan alınmıştır. 30
- Şekil 3.8:** Sol: EXOGAM Ge sisteminin fotoğrafı (turuncu destek çerçevesinin sağ tarafı) ve Neutron Wall dedektör sistemi (sol taraf). Sağ: EXOGAM dedektörlerinin yakından çekilen fotoğrafı. Hedef bölmesinin ortasına boş bir hedef çerçeve yerleştirilmiştir (Fotoğraflar B. Cederwall'a aittir). 31
- Şekil 3.9:** Sol: Neutron Wall dedektör sisteminin yakından görünüşü, burada 50 sıvı sintilatör dedektörlerinden oluşmuştur. Sağ: DIAMANT dedektör sistemi (Fotoğraflar A. Ertoprak'a aittir). 32

Şekil 3.10: DIAMANT dedektör sisteminin şematik gösterimi (grafik B. M. Nyakó tarafından çizilmiştir).....	34
Şekil 3.11: Uyarılmış nükleer seviyelerin ömür ölçümleri için kullanılan temel tekniklerin yaklaşık uygulama aralığı (Nolan ve Sharpey-Schafer, 1979). Bu çalışmada kullanılan Doppler Kayması Zayıflama Metodu (DSAM) mavi renk ile belirtilmiştir.	37
Şekil 3.12: $v(t)$ hızıyla hareket eden ve hareket doğrultusuna göre θ açısında gama ışını yayınlayan çekirdeğin şematik diyagramı	39
Şekil 3.13: Hedefte füzyon ürünlerinin yavaşlatılmasından dolayı, uyarılmış seviyelerden gama ışınlarının yayılması sırasındaki hız (sırasıyla mor, mavi ve kırmızı) emisyon süresi ile ortalama olarak azalır.	41
Şekil 4.1: $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ reaksiyonu için deneysel füzyon uyarılma fonksiyonu (Bourgin ve diğ., 2014).....	45
Şekil 4.2: Tamamen durdurulmuş 756 keV γ -ışını geçişi için pik şeklinin içsel asimetrisi	49
Şekil 4.3: Mevcut çalışmadan elde edilen seviye şemasının ayrıntılı görünüşü. Bu çalışmada ömür değerleri elde edilen seviyeler mavi renk ile vurgulanmıştır.	52
Şekil 4.4: 630 keV ($17_1^+ \rightarrow 16_1^+$) ve 543 keV ($14_1^+ \rightarrow 13_1^+$) gama geçişlerine ait deneysel enerji spektrumları. Üst paneller (a,c) asimetric piklerin Doppler kayması olan bileşenlerine (sol taraf) kapı koyularak açık bir şekilde Doppler genişlemiş pikleri sergileyen spektrumları göstermektedir. Piklerin durdurulan bileşenlerine kapı koyularak elde edilen alt panellerdeki (b,d) spektrumları için hiçbir Doppler genişlemesi gözlenmemiştir.....	53
Şekil 4.5: 1898 keV ($13_1^+ \rightarrow 12_1^+$) geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.	54
Şekil 4.6: 543.4 keV ($14_1^+ \rightarrow 13_1^+$) geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.	55
Şekil 4.7: 486 keV ($18_1^+ \rightarrow 17_1^+$) γ -ışını geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.	56
Şekil 4.8: 394.5 keV ($19_1^+ \rightarrow 18_1^+$) γ -ışını geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.	57
Şekil 4.9: 1113.5 keV ($20_1^- \rightarrow 18_1^-$) γ -ışını geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.	58
Şekil 5.1: Deneysel tekniklerle yapılan ömür ölçümü sonucunda elde edilen ve Büyük Ölçekli Kabuk Modeli (LSSM) hesaplamaları ile öngörülen B(M1) ve B(E2) geçiş güçlerinin karşılaştırması.	65

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

- Tablo 2.1:** Elektromanyetik radyasyonun elektrik (E) ve manyetik (M) karakterinin başlangıç ve sonuç seviyesine bağlı olarak en düşük multipol için seçim kuralının çizimi. 11
- Tablo 4.1:** Hedef derinliğinin bir fonksiyonu olarak üretim tesir kesiti on bölmeye bölünmüştür, bölmeleri tanımlamak için on adet kalınlık sınırı ve her bölmedeki bağlı verim bulunmaktadır. Tesir kesiti, kütle merkezi sistemindeki ve laboratuvar sistemindeki hüzmeye enerjisi sırasıyla birinci, ikinci ve üçüncü sütunda verilmektedir. Hedef kalınlığı sınırları ise dördüncü sütunda gösterilmektedir. 46
- Tablo 4.2:** ^{94}Ru çekirdeğinden seçilen γ -ışını geçişlerinin fit edilmiş pik asimetrileri. Pik şekli asimetre parametresi R , pik şeklinin asimetrisiyle orantılıdır. Spin-parite değerleri ve γ -ışını enerjileri sırayla birinci ve ikinci sütunda verilmektedir. Beta parametre değerleri (Beta ise asimetrik Gauss eğrisi için çarpıklık parametresidir ve γ -ışını enerjisiyle yavaşça değişiklik gösterir) üçüncü sütunda gösterilmektedir. Başlangıç seviyesi için önceki çalışmalarda elde edilmiş ömür değerleri ya da limitleri beşinci sütunda verilmiştir. Fit etme aşamasında düz adım fonksiyonunun bileşenleri sıfıra sabitlenmiştir. Belirsizlik değerleri parantez içinde belirtilmiştir. R asimetri parametresi, çekirdekler hedefte durdurulduğunda açığa çıkan γ geçişleri için $R = 15$ civarında sabit olarak bulunurken, Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından yapılan çalışmalar sonucu elde edilen pikosaniye mertebesinde kısa ömre sahip olan (aynı zamanda herhangi bir yavaş beslemeye sahip olmayan) seviyelerden olan geçişler için R değeri 20 ve daha büyük değerler olarak elde edilmiştir. 48
- Tablo 4.3:** ^{94}Ru çekirdeği için mevcut çalışmada ölçülmüş γ -ışını şiddet değerleri. 51
- Tablo 4.4:** ^{94}Ru çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinin mevcut çalışmadan elde edilen ömür değerleri ve daha önce bildirilen değerler (Jungclaus ve diğ., 1999) ve limitler ile karşılaştırılması. Uyarılma enerjisi, spin-parite değerleri ve γ -ışını enerjileri sırasıyla birinci, ikinci ve üçüncü sütunda verilmiştir. Mevcut çalışmada, Doppler Kayması Zayıflama Metodu kullanılarak belirlenmiş ömür değerleri (τ) dördüncü sütunda yer alırken Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından elde edilen ömür değerleri beşinci sütunda verilmiştir. İstatistiksel belirsizlikler parantez içinde gösterilmiştir. 59
- Tablo 4.5:** Mevcut ölçümlerden elde edilen deneysel geçiş olasılıkları B(M1) ve B(E2) değerleri sırasıyla altıncı ve yedinci sütunda gösterilmiştir. Belirsizlikler (istatistiksel) parantez içinde verilmiştir. 60

SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
----------	----------

A	: Atom Sayısı
fm	: femtometre
I	: Açısal Momentum
N	: Nötron Sayısı
n	: Nötron
p	: Proton
r	: Yarıçap
ps	: Pikosaniye
Z	: Proton Sayısı

Kısaltmalar	Açıklama
BGO	: Bizmut Germanyum Oksid
DSAM	: Doppler Kayması Zayıflama Metodu
FWHM	: Full Width at Half Maximum
FRS	: Parça Ayırıcı (FRagment Seperator)
GANIL	: Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
GSI	: GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
HPGe	: High Purity Germanium
LISE	: Ligne d'Ions Super Epluchés
LNL	: Laboratori Nazionali di Legnaro
LSSM	: Geniş Kapsamlı Kabuk Model
MeV	: Mega-Elektronvolt
PMT	: Photo-Multiplier Tube (Foto Çoğaltıcı Tüp)
QCD	: Kuantum Renk Dinamiği
QED	: Kuantum Elektrodinamiği
PSA	: Puls Şekli Analizi
PSD	: Puls Şekli Ayırımı
SM	: Standard Model
SPE	: Single Particle Energy (Tek Parçacık Enerjisi)
SPIRAL	: Systeme de Production d'Ions Radioactifs et d'Acceleration en Ligne
SRIM	: Stopping and Range of Ions in Matter
TOF	: Time-of-Flight (Uçuş Süresi)
ZCO	: Zero-Cross Over

ÖZET

DOKTORA TEZİ

N=50 BÖLGESİNDEKİ ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ SEVİYELERİNİN DOPPLER KAYMASI ZAYIFLAMA METODU İLE ÖMÜR ÖLÇÜMLERİ

Ayşegül ERTOPRAK

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Baki AKKUŞ

Bu doktora çalışması, ^{94}Ru çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinin Doppler Kayması Zayıflama Metodu (DSAM) kullanılarak ömür ölçümlerinin gerçekleştirilmesini amaçlamaktadır. ^{94}Ru çekirdeği, 44 proton ve 50 nötron bulundurması sebebiyle “yarı-sihirli” bir çekirdektir. ^{94}Ru çekirdeğinin uyarılmış seviyeleri, GANIL hızlandırıcı tesisinde gerçekleştirilen $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca},4p)^{94}\text{Ru}^*$ ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu ile elde edilmiştir. EXOGAM germanyum dedektör sistemi, bileşik çekirdekten yayımlanan γ -ışınlarını dedekte etmek için kullanılmıştır. Farklı reaksiyonlara karşılık gelen füzyon ürünleri, DIAMANT CsI(Tl) yüklü parçacık dedektör sistemi ve NEUTRON WALL sıvı sintilatör dedektör sistemi kullanarak seçilmiştir. ^{94}Ru çekirdeğindeki uyarılmış seviyelerin ömürleri LINESHAPE program paketi kullanılarak ölçülmüştür. Rezidüel çekirdek kalın ^{58}Ni hedefinde yavaşlarken, pikin merkezine göre düşük enerji bölgesinde Doppler etkisine sahip pik şekilleri (lineshape) gözlemlenmiştir. Bu çalışmada, 13_1^+ , 14_1^+ , 15_1^+ , 16_1^+ , 17_1^+ , 18_1^+ , 19_1^+ ve 20_1^- uyarılmış seviyeleri için toplam 8 seviye için ömür ölçümü yapılmıştır. Bu 8 seviye içerisinde, 15_1^+ , 16_1^+ , 17_1^+ , 19_1^+ ve 20_1^- uyarılmış seviyeleri için elde edilen ömür değerleri ilk kez ölçülmüştür.

Elde edilen ömür değerlerinden çıkarılan B(M1) and B(E2) geçiş olasılıkları, deney ile teori arasındaki uyumu gözden geçirmek için Büyük Ölçekli Kabuk Model (LSSM) hesaplamaları sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

Kasım 2018, 94 sayfa.

Anahtar kelimeler: Nükleer Yapı, Ömür Ölçümleri, Seviye ömürleri, Doppler Kayması Zayıflama Metodu.



SUMMARY

Ph.D. THESIS

LIFETIME MEASUREMENTS OF EXCITED STATES IN N=50 NUCLEI USING DOPPLER SHIFT ATTENUATION METHOD

Ayşegül ERTOPRAK

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Science and Engineering

Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Baki AKKUŞ

This PhD thesis is focused on the lifetime measurements of excited states in ^{94}Ru nucleus using the Doppler Shift Attenuation Method (DSAM). ^{94}Ru is a semi-magic ($N = 50$) nucleus with a proton number 44 and neutron number 50. Excited states in ^{94}Ru have been obtained in the $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca},4p)^{94}\text{Ru}^*$ fusion-evaporation reaction at the GANIL accelerator facility. The EXOGAM germanium detector array has been used to measure γ -rays emitted from the compound nucleus. The fusion products corresponding to different reactions were selected using the DIAMANT CsI(Tl) charged particle detector system and the NEUTRON WALL liquid scintillator detector array. Lifetimes of several excited states in the ^{94}Ru nucleus have been measured using LINESHAPE package. When the residual nuclei were decelerating in the thick ^{58}Ni target, we observed the lineshapes which has Doppler effect on the lower energy part with respect to the centroid of the peak. In this study, we managed to get lifetimes of 8 excited states which are belong to 13_1^+ , 14_1^+ , 15_1^+ , 16_1^+ , 17_1^+ , 18_1^+ , 19_1^+ and 20_1^- . Within these 8 excited states, the lifetimes for 15_1^+ , 16_1^+ , 17_1^+ , 19_1^+ and 20_1^- excited states were measured for the first time.

The obtained B(M1) and B(E2) transition probabilities from the lifetime values are compared with results of Large Scale Shell Model (LSSM) calculations to check the consistency between the experiment and theory.

November 2018, 94 pages.

Keywords: Nuclear Structure, Lifetime Measurements, Level Lifetimes, Doppler Shift Attenuation Method.



1. GİRİŞ

Atom çekirdeği onlarca hatta bazen yüzlerce parçacığın aşırı karmaşık bir şekilde etkileştiği inanılmaz derecede kompleks bir sistemdir. Her bir nükleon, güçlü kuvvet ile etkileşime giren üç kuarktan oluşur. Rezidual güçlü kuvvet, nükleonları bir arada tutan kısa menzilli çekici nükleer kuvvetten sorumludur ve ek olarak protonlar arasındaki Coulomb etkileşimi çekici bir kuvvet sağlar. Böyle karmaşık bir sistem ile, çekirdeklerin bütün özelliklerini tanımlayan ve tüm nükleer etkileşimleri içeren tek bir modelin olamayacağı aşikardır. Bunun gibi temel simetrisi, önemli serbestlik derecelerini ve en uygun etkileşimleri tanımlamak çekirdeğin genel davranışını anlamak için aşırı derecede önemlidir. ^{94}Ru çekirdeğinin ve proton veya nötron sayısı 50'ye eşit olan diğer yarı sihirli çekirdeklerin seviye yapısı, sadece deneysel açıdan değil aynı zamanda konfigürasyon etkileşimi ("Nükleer Kabuk Modeli") çerçevesinde teoriyi test etmek açısından da özel bir öneme sahiptir. $N = Z = 50$ kabuk kapanışlarının hemen altındaki çekirdeklerin düşük enerji seviyelerinin temel yapısal özellikleri, bu çerçevede içinde izole edilmiş $0g_{9/2}$ ve $1p_{1/2}$ alt kabukları tarafından iyi tanımlanabilir. Özellikle ilgi çeken, $N = Z$ çekirdeklerinde baskın olması beklenen nötron-proton çifti eşleşme şeması arasındaki güçlü rekabettir (Cederwall *ve diğ.*, 2011; Qi *ve diğ.*, 2011). Örneğin ^{96}Pd ve ^{94}Ru çekirdeklerinin düşük enerjili temel seviye yapılarının benzerlik göstermesi, seniority derecesi $\nu = 4$ 'e kadar olan seniority simetrisinin korunduğunu gösterir. Bu çekirdeklerin yapılarının daha "gerçekçi" tanımları, birbirine komşu olan $1p_{3/2}$ ve $0f_{5/2}$ orbitallerini içerecek şekilde geniş çaplı kabuk model (Large Scale Shell Model - LSSM) hesaplamaları (Honma *ve diğ.*, 2009) ve aynı zamanda $N = Z = 50$ kabuk aralığındaki çekirdeklerin uyarılmasını içeren konfigürasyonlar ile elde edilebilir (Johnstone ve Skouras, 1997). Ömür hesaplamaları enerji seviyesi ölçümlerinden kaynaklanan kısıtlamaların belirgin şekilde ötesine geçerek, bu tür model tanımlarını test etmek için güçlü donanımlar sağlar. Özellikle, indirgenmiş manyetik dipol ve elektrik kuadropol geçiş olasılıkları, sırayla B(M1) ve B(E2), direk olarak nükleer dalga fonksiyonunu araştırır. Bu çalışmada, ^{94}Ru çekirdeğinin orta ve yüksek spinli seviyelerinin yapısını araştırmak için bu tür ölçümlerin kullanılmasıyla özellikle $N=50$ kapalı kabuğu boyunca olan nötron uyarılmalarına dayalı seviyelerin önemli

bir rol oynaması beklenmektedir. ⁹⁴Ru çekirdeğinin açısal momentumu, $I \geq 13$ olan yüksek spinli seviyelerin yapısını yorumlamak için bugüne kadar farklı kabuk model konfigürasyon uzayı kullanılarak birçok hesaplamalar yapılmıştır (Johnstone ve Skouras, 1997; Jungclaus *ve diğ.*, 1999; Muto ve Horie, 1984; Palacz *ve diğ.*, 2012; Roth *ve diğ.*, 1994).

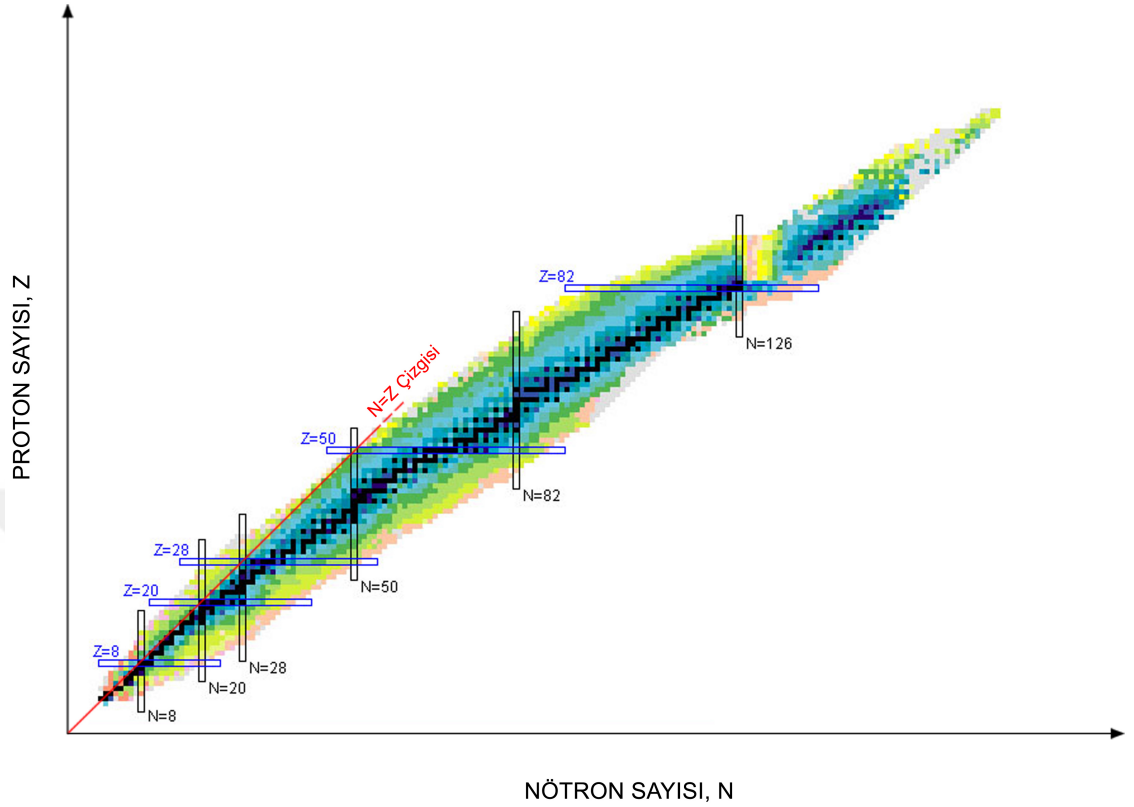
Bu doktora tezi beş bölüme ayrılmıştır: bu bölümü içine alan giriş kısmından sonra, ikinci bölümde yer alan genel kısımlar, çalışmayı açıklamak için kullanılan teorik yöntemlerin kısa bir özetini vermektedir. Üçüncü bölüm ise iki kısma ayrılmaktadır. İlk kısımda deney ile ilgili bilgiler verilirken üçüncü bölümün son kısmı çalışmada kullanılan metodlardan bahsetmektedir. Deneysel sonuçların yer aldığı dördüncü bölüm, sonuçların nasıl elde edildiğini ayrıntılı bir şekilde açıklarken, beşinci bölümde sonuçların kısa bir tartışmasından sonra deneysel sonuçlar teorik hesaplamalar ile karşılaştırılmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

Bir çekirdek kütle, yarıçap, bozunma modu, radyoaktif yarı ömür, ortalama ömür, reaksiyon modları, tesir kesitleri, spin, manyetik dipol moment, kuadropol moment ve uyarılmış nükleer seviyeler gibi ölçülebilir olan özellikleri yardımı ile tanımlanabilir. Her bir atom çekirdeği belirli sayıda proton ve nötrondan oluşmuştur. Çekirdek genellikle ${}^A X_x$ sembolü ile gösterilir, burada X_x elementin kimyasal sembolü, A ise çekirdekdeki nükleon sayısını belirtir. Daha hafif çekirdekler için proton ve nötronların sayısı neredeyse aynıken daha ağır çekirdekler ise protonlardan daha fazla nötron içerir. Radyoaktif çekirdekler Segré diyagramı olarak bilinen nükleer tabloda "kararlılık vadisi" çevresinde proton ve nötron sayılarına göre yerleştirilmiştir (Magill *ve diğ.*, 2012). Şekil 2.1'den de görüleceği üzere, kararlı çekirdeklerin sayısı çok azdır. Kararlı çekirdekler, " β -kararlılığı" adı verilen bir bant hattı etrafına yerleştirilmişlerdir.

Şekil 2.1'deki en dikkat çekici özelliklerden birisi, β -kararlılık çizgisinin proton ve nötron sayısının belirli değerlerinde yaklaşık olarak aynı deseni izlemesidir. Sihirli sayılar olarak adlandırılan bu sayılar doğadaki en sıkı bağlı olan ve kapalı kabuğu oluşturan çekirdekleri temsil eder ve temel yapı özelliklerinin bu kabukların dışındaki nükleon davranışlarından geldiği bilinmektedir. Şekil 2.1'de sihirli çekirdekler mavi ve siyah çekirdeklerin kesiştiği noktada işaretlenmiştir. Küresel çekirdek için kabuk modeli nükleer fiziğin en temel konularından biridir ve birçok referansta çok iyi açıklanmıştır (Goepfert-Mayer, 1948; Heyde, 1990, 1999; Krane, 1987; Nilsson ve Ragnarsson, 1995; Ring ve Schuck, 2000). Bazı hesaplamalar şimdiye dek gözlemlenenlerden daha fazla sayıda yeni sihirli sayıların varlığını işaret etmektedir. Bu yeni sihirli sayılar, tamamen yeni uzun-ömürlü kimyasal elementlerin ortaya çıkabileceği süper ağır çekirdeklerin "kararlılık adası" oluşturmalarına neden olabilir. Süper ağır elementlerin keşfi ile ilgili ayrıntılı detaylara bazı kaynaklar yardımı ile ulaşılabilir (Hofmann ve Münzenberg, 2000).

Nükleer kabuk modeli test etmek için " β -kararlılık çizgisi'nin proton açısından zengin kısmını keşfetmek çok ilgi çekicidir. ${}^{100}\text{Sn}$ civarındaki proton zengini bölge, nükleer yapı fiziğinin bir başka önemli yönü olan proton-proton, nötron-nötron ve proton-nötron eşleşmesi için ideal test alanıdır (Cederwall *ve diğ.*, 2011). En ağır kendinden eşleşen



Şekil 2.1: Nükleer tablo. Siyah bölgeler kararlı çekirdekleri göstermektedir. Nükleer tablo nndc'den alınmıştır (nndc, 2018).

(self-conjugate) ve iki kat sihirli bir çekirdek olan ^{100}Sn çekirdeğinin sıkı bağlı olması beklenir ve Almanya, GSI'da bulunan parça ayırıcı (FRS) yardımı ile bu konuyla ilgili son çalışmalar yapılmıştır (Eppinger *ve diğ.*, 2008; Straub *ve diğ.*, 2010).

Segré diyagramının nötron zengini tarafında, nötron akış çizgisine ulaşılan tek alan hafif nötron zengini çekirdeklerin olduğu alandır. Bu alan ilk kez araştırıldığında sonuçlar bazı nötron bakımından zengin çekirdeklerin boyutunun, özellikle ^{11}Li , anormal derecede büyük olduğunu göstermiştir. Aslında, ^{11}Li daha az sayıda nükleona sahip olmasına rağmen ^{208}Pb ile aynı boyuta sahiptir. ^{11}Li üzerinde yapılan ileri ölçümlerle (Eppinger *ve diğ.*, 2008; Straub *ve diğ.*, 2010) onaylanan bu şekil, iki nötronlu halka tarafından sarılmış ^9Li çekirdeklerinden oluşan ve Borromean olarak da bilinen 3 halkalı çekirdeklerin ^{11}Li olarak yorumlanmasına neden olmaktadır.

Bölüm 2’de bahsedilen verimli ve hassas nötron dedektörleri (NEUTRON WALL), nötronca zengin egzotik çekirdeklerin yapısını, yarıçaplarını, kütlelerini ve reaksiyon olasılıklarını daha iyi anlamak için bir fırsat sağlayabilir. Böyle bir anlayış, kimyasal elementlerin nasıl oluştuğunu kavramamız açısından çok önemlidir.

2.1. NÜKLEER FİZİK NEDİR?

Nükleer fiziğin temel ilgi alanı, atomik çekirdeklerin yapısını ve dinamiklerini daha iyi bir şekilde anlayabilmektir. Atom çekirdeği, oldukça güçlü proton ve nötron etkileşimlerinin olduğu bir kuantum mekaniği sistemidir. Evrendeki "olağan" haldeki maddelerin kütlelerinin %99.9’unu bu tür sistemler oluşturur (aslında bu enerji toplam kütle enerjisinin göreceli olarak küçük bir kısmına tekabül eder; çünkü kayıp kütle ve enerji sırasıyla kara madde ve kara enerji olarak tanımlanır).

1960’larda ve 1970’lerde kuarklar arasında hareket eden güçlü kuvvetin kaynağını açıklayabilecek bir teori sunulmuştur. Bu teori Kuantum Renk Dinamiği (QCD) olarak isimlendirilmiştir. QCD bulunmadan önce sanıldığı gibi, nükleonların temel partiküller olmadığı anlaşılmıştır. Şimdilerde net bir şekilde bilindiği üzere, bir nükleon içerisinde kuarkları ve gluonları barındırır. Kuarklar Standard Model (SM)’de tanımlanan güçlü kuvvet ile etkileşimde olan temel partiküllerdir ve ağır fermiyonlardır.

Gluonlar kütsüz bozonlardır ve kuarkları bir arada tutan kuvveti iletirler. QCD ve alan üzerindeki teoriler arasında bir benzerlik söz konusudur ve bu QED denilen kuantum elektrodinamiğini açıklamaya yardımcı olur. Burada elektronlar ağır fermiyonlardır ve fotonlarla yani kütsüz bozonlar ile alış-veriş şeklinde bir etkileşim halindedirler. Ama yine de QCD ile QED arasında bir kaç derin farklılık mevcuttur. Nükleer fizik bakış açısına göre önemli bir farklılık QED’nin bağlama sabitinin α değeri bir sabit değer olarak $\alpha \approx 1/137$ şeklinde ifade edilirken, QCD de bağlama sabiti enerjiden bağımsızdır. Bundan dolayı, yüksek enerjide yani kısa mesafelerde, kuarklar daha zayıf etkileşim gösterirken, düşük enerjide yani uzak mesafede kuarklar arası etkileşim güçlüdür. Bu, neden serbest kuarkın gözlemlenemediğini açıklamaktadır. Nükleon içindeki kısa mesafelerde örneğin $\lesssim 1 \text{ fm}$, kuarklar neredeyse tamamen serbesttir ama QCD durumunda bir kaç fm daha geniş bir uzaklıkta nükleer hacim boyunca kuarklar arası etkileşim çok güçlüdür. Sonuç olarak, bir nükleondan kuark çıkarmak için gerekli

olan enerji çok büyüktür ve kuarkı serbest bırakmak yerine bir mezonda ve bir pionda olduğu gibi, uyarılmış olan bu vakumla kuark-anti kuark çiftleşmesini üretir.

Bundan dolayı, çekirdek içerisindeki nükleonlar arasındaki güçlü kuvvet değişik karakterlerdeki mezonların alış-verişi olarak görülmüştür. Nükleer fizik bakış açısına göre QCD'nin en önemli engeli, kuark hareketlerini regule etmek için QCD eşitliklerinin nasıl çözümsel olabileceğidir.

Kullanılabilir olarak ilk-prensip yaklaşımı bu sorunu kafes QCD olarak bilinen sayısal yöntemle çözümlenmeye çalışır. Bu oldukça karışık algoritmalar ve çok güçlü bilgisayarlar gerektirir. Ancak yine de, bu ilgi çeken konuda çözülebilecek en karmaşık sistem serbest nükleonlardır. Tam olarak bu sebepten dolayı, düşük enerjili nükleer yapılar üzerine gerçekleşen çalışmalar, hem etkili kuvvetlerden dolayı uygulamada kolaylık sağlar hem de kabul edilebilir bir tutarlılıkla bazı nükleer özellikleri açıklayabilir. Bu özelliklerin ilki nükleer kuvvetin çok kısa bir aralıkta oluşmasıdır.

Bundan dolayı, çekirdek içindeki nükleonlar uzun sayılabilecek serbest bir yönde hareket ederler. Diğer bir ifadeyle, ilk tahminde, çekirdek içindeki serbest spin 1/2 hareketini gerçekleştiren nükleon dinamiği Pauli prensibine uyar (Buna Fermi gazı denilir).

Nükleonlar, çekirdeğin içinde sıkı şekilde bağlı olduğundan dolayı, en basit tanımlamayla, serbest nükleonlar tam kare gibi şematik potansiyel içerisinde hareket ederler ya da daha gerçekçi olarak harmonik osilatör veya Woods-Saxon potansiyeli içerisinde hareket ederler. Bu nükleer kabuk modelinin temelini oluşturur. Bu oldukça basitleştirilmiş resim içerisinde en düşük "sihirli" olarak tabir edilen sayıları açıklanmıştır ve devam eden bölümde bu konu detaylı olarak tartışılacaktır.

2.1.1. Çekirdeğin Kütlesi, Büyüklüğü ve Bağlanma Enerjisi

Bir çekirdeğin diğer önemli özelliklerinden biri de çekirdeğin kütlesidir. Çekirdek proton ve nötronlardan oluştuğu için çekirdeğin kütlesini yaklaşık olarak çekirdeğin içinde bulunan proton ve nötronların kütleleri toplamı olarak alabiliriz.

$$m(A, Z) \simeq Zm_p + Nm_n \quad (2.1)$$

Fakat bu tam olarak doğru değildir. Bunu açıklamak için nükleonların en basit ve ilk bağlı sistemi olan döteronu ele alalım. Döteron (2H) bir proton ve bir nötrondan oluşmuştur. 2H atomunun nötr haline döteryum denir. Döteronun hiçbir uyarılmış durumu yoktur. Son derece zayıf bağlı olan döteronun uyarılmış durumları sadece serbest bir proton ve nötrondan oluşan bağlı olmayan sistemlerdir. Atom fizikçileri için hidrojen atomu ne kadar önemliyse nükleer fizikçiler için de döteron nükleonlar arasındaki etkileşmelerin anlaşılması açısından o derece önemlidir.

Döteronun bağlanma enerjisi farklı deneysel yöntemlerle ölçülmüş ve kesin olarak bilinen bir değerdir. Döteronun bağlanma enerjisini bulmak için ilk yöntem kütle spektroskopisini kullanmaktır. Proton kütlesi $m_p = 1.00759u$ ve nötronun kütlesi $m_n = 1.008982u$ şeklindedir. Görüldüğü üzere ikisinin kütlesi birbirine çok yakındır. Protonun ve nötronun kütleleri toplamını ele alacak olursak,

$$m_p + m_n = 1,00759u + 1,008982u = 2,01594u \quad (2.2)$$

şeklindedir. Fakat döteronun kütlesi $m_d = 2,01355u$ 'ya eşittir ve $m_d \neq m_p + m_n$ şeklindedir. Aradaki kütle farkı $0,002389u$ yani 2.2 MeV 'ye eşittir. Bu bağlanma enerjisini bulmak için ikinci yöntem ise, 1H atomunun bir nötron yakalayarak;



reaksiyonunda açığa çıkan γ fotonunun enerjisi, E_γ ölçülerek döteronun bağlanma enerjisinin kesin olarak belirlenmesidir.

Bağlanma enerjisini bulmak için bir diğer yöntem Denklem 2.3'te verilen reaksiyonun tersi olan fotobozunma reaksiyonunun kullanılmasıdır.



Bu reaksiyonda döteron, γ ışınları tarafından parçalanır. Döteronu ayırmak için gerekli olan minimum γ enerjisi, bağlanma enerjisidir ve bulunan değer $2,224 \text{ MeV}$ 'ye eşittir. Nükleon başına bağlanma enerjisinin yaklaşık 8 MeV civarında olduğu düşünülürse, bulmuş olduğumuz bu sonuç döteronun diğer çekirdeklere göre çok zayıf bağlı olduğunu gösterir.

Çekirdeğin kütlesi, atomik kütle birimi (akb) cinsinden verilir ve kısaca u ile gösterilir. 1 akb, ^{12}C atomunun kütlesinin $1/12$ 'sine eşittir. İçerisinde 12 nükleon bulunan bir ^{12}C atomunun kütlesi $12u$ olarak tanımlanmıştır yani 1 nükleonun kütlesi yaklaşık $1u$ 'dur.

Sayısal olarak ise,

$$1\text{akb} = 1.660540 \times 10^{-24}\text{g} \quad (2.5)$$

olup bu kütleyle karşılık gelen enerji 931.5 MeV 'dir. Dolayısıyla 1 nükleon 931.5 MeV 'lik kütle enerjisine sahiptir. Genellikle nükleer fizikte kütle yerine kütle enerjisi kullanılır. Kütlenin enerjiye dönüşümünde, Albert Einstein'in enerjisi ve kütleli birbirine bağlayan çok ünlü $E = mc^2$ bağıntısı kullanılır, burada c vakum durumunda ışık hızıdır. Atomlar arasındaki elektromanyetik kuvvetler için büyüklük mertebesi 1 elektron volt'a (eV) eşitken en hafif atom olan hidrojenin kütlesi yaklaşık $1\text{ GeV} = 10^9\text{ eV}$ 'a eşittir ve çekirdekte yoğunlaşmıştır.

B/A olarak gösterilen nükleon başına bağlanma enerjisi, nükleon sayısından bağımsızdır ve yaklaşık olarak 8 MeV civarında sabit bir değerdedir. Bu, çekirdek içindeki bir nükleonun etkileştiği nükleon sayısının sabit olmasından kaynaklanmaktadır. B/A grafiğine bakıldığında $A=60$ civarında eğri maksimum değere ulaşır ve bu durum çok kararlı çekirdeklere karşılık gelmektedir. Bağlanma enerjisini anlamak bizi yarı deneysel kütle formülüne götürür.

2.1.2. Radyoaktif Bozunma

Günümüzde nükleer tabloda bilinen çekirdek sayısı 3300 'den fazladır (nndc, 2018). Pratik olarak kararlı çekirdek sayısı 288 iken (Erler ve diğ., 2012), çekirdeklerin çoğunun kararsız olduğu kanıtlanmıştır. Bu çekirdekler alfa (α), beta (β) veya gama (γ) ışınları şeklindeki üç tip radyasyondan birini ya da birden çoğunu yayımlayarak daha sıkı bağlı kız çekirdeği oluştururlar.

Radyoaktifliğin keşfedildiği 1896 yılını izleyen yıllarda, radyoaktif bozunmanın üstel dağılım tarafından yönetilen istatistiksel bir süreç olduğu gösterilmiştir (Krane, 1987). Bu nedenle radyoaktif madde içerisinde bulunan birçok çekirdekten hangisinin ne zaman bozunacağını tahmin etmek mümkün değildir. Bir çekirdeğin kendiliğinden gelişen

bozunması çoğunlukla çevre koşullarından ve komşu çekirdeklerin bozunmalarından bağımsızdır.

Herhangi bir t anında N adet kararsız radyoaktif çekirdek ele alalım, dt süresi içerisinde bozunan dN çekirdek sayısı

$$dN = -\lambda N dt \quad (2.6)$$

bağıntısı ile verilir (Güven, 2001; Krane, 1987). Burada N radyoaktif çekirdek sayısı, λ ise bozulan nükleer durumun karakteristiği olan bozunma sabitidir. Denklem 2.6'daki eksi işareti, radyoaktif çekirdek sayısının zamanla azaldığını göstermektedir. Denklem 2.6'nın integrali alındığında radyoaktif bozunmanın üstel kanunu elde edilir.

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (2.7)$$

Burada, N(0) integrasyon sabitidir ve t=0 anındaki çekirdek sayısını verir. Zamanda seçilen bir t noktasında bozunmadan kalan çekirdek sayısı N(t)'ye eşittir. Aktivitenin yarılanma zamanı olan $T_{1/2}$, başlangıçtaki aktivitenin yarıya düşmesi için geçen zamandır ve yarı-ömür olarak adlandırılır. Denklem 2.6'da $N = N(0)/2$ konulduğunda, yarı-ömür ile bozunum sabitinin aşağıdaki bağıntı ile ilişkili olduğu görülür.

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (2.8)$$

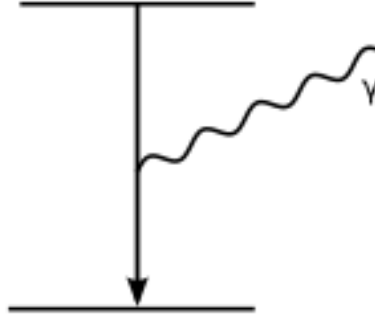
Bir çekirdeğin ne zaman bozunacağı bilinmediğinden her bir çekirdek için bir ortalama ömür τ tanımlanır ve bir çekirdeğin bozununcaya kadar geçirdiği ortalama süre olarak bilinir.

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t |dN/dt| dt}{\int_0^{\infty} |dN/dt| dt} \quad (2.9)$$

Yani ortalama ömür bozunma sabitinin tersine eşittir. Bir sonraki bölümde gama bozunum modlarının bazı fiziksel özellikleri tanımlanmıştır.

2.2. GAMA BOZUNUMUNUN ÖZELLİKLERİ

Eğer çekirdek uyarılmış seviyede ise, elektromanyetik radyasyon yayınlarak bozunum yapabilir. Bu durumda nükleer yük dağılımının etrafındaki elektromanyetik alan ile etkileşimde olduğu varsayılır ve foton adını verdiğimiz gama kuantum emisyonu tarafından enerji bırakılır. Foton'un L multipolaritesi, $|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f$ gibi olan başlangıç seviyesinden sonuç seviyesine kadar olan açısal momentum ile en düşük multipole'un baskın olduğu durumların arasındaki birleşme tarafından belirlenir.



Şekil 2.2: Gama bozunumu enerjisi başlangıç ve sonuç seviyelerinin enerjisinin farkına eşittir.

Gama radyasyonu, başlangıç ve sonuç seviyesinin paritesindeki olası değişime bağlı olarak elektriksel yada manyetik karakterde olabilir. Eğer başlangıçtaki parite sonuçtaki pariteyle aynı ise radyasyon ya tekli manyetik ya da çiftli elektriksel multipolarite olacaktır. Eğer pariteler karşıtsa, karşıtlı durum tutulacaktır. Bu kural Tablo 2.1'de gösterilmiştir ve baskın multipol'u göstermektedir. Daha ileri kurallar, doğada manyetik monopollerin olmadığını ve bu yüzden M0 geçişinin de olmadığını belirtir.

Sonuçta, foton en az bir ünite açısal momentum taşır ve bundan dolayı E0 geçişi gama ışını emisyonu ile ilerleyemez. Düşük multipol geçişte baskın olsada, yüksek multipoller

Tablo 2.1: Elektromanyetik radyasyonun elektrik (E) ve manyetik (M) karakterinin başlangıç ve sonuç seviyesine bağlı olarak en düşük multipol için seçim kuralının çizimi.

$I_i - I_f$	1	2	3	4	5	...
Parite Eşit	M1	E2	M3	E4	M5	...
Parite Farklı	E1	M2	E3	M4	E5	...

geçiş katkı sağlayabilir. Yine de, yüksek multipoller olduğunda katkı azalmaktadır. Manyetik geçişler, aynı multipolaritedeki elektriksel geçişlere göre daha gizlidir. Sonuç olarak, eğer baskın olan geçiş elektriksel karakterdeyse, bir sonraki multipol manyetik geçiş genelde tamamlanamamaktadır, fakat baskın olan geçiş manyetik karakterdeyse bir sonraki multipol elektriksel geçiş ile çokta iyi bir şekilde yarışabilir.

Başlangıç ve sonuç seviyesindeki geçiş olasılığı $T_{fi}(L)$ (Weisskopf, 1951), aşağıdaki formül kullanarak tahmin edilebilir.

$$T_{fi}(L) = \frac{\ln 2}{T_{1/2}^i} = \left(\frac{2}{\epsilon \hbar}\right) \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B_{fi}(L) \quad (2.10)$$

Burada, $T_{1/2}^i$ gama-ışınının kısmi yarı ömrünü, L geçişin multipolaritesini, E_γ ilgili geçişin enerjisini ve $B_{fi}(L)$ nükleer bilgiyi barındıran indirgenmiş geçiş olasılığını temsil etmektedir. Geçiş olasılıkları düşürülmüş geçiş olasılıkları için Weisskopf (1951) tarafından öne sürülen tekli parçacık tahminleri kullanılarak elektrik ve manyetik karakterdeki geçişler için ayrı olarak değerlendirilebilir (Weisskopf, 1951).

2.3. NÜKLEER MODELLER

Çekirdeğin kabuk modeli, atom çekirdeğinin elektron enerji düzeylerine dayalı Bohr atom modeline benzetilmesiyle tanımlanmıştır. Yarı-deneysel kütle formülü, bağlanma enerjisi gibi bir özelliğin sistematüğünü anlamamız için nükleer model uygulaması olması açısından önemlidir. Ancak sıvı damla modeli daha ince detay gerektiren nükleer özellikleri açıklamakta başarılı değildir. Örneğin nükleon ayrılma enerjisinin nötron

sayısına göre değişimi tekdüze bir davranışa sahip değildir ama sihirli sayılar olarak adlandırılan belirli nükleon sayılarında bu değerde büyük değişiklik gözlenir. Sihirli sayılar olarak adlandırılan bu özel sayılar çekirdekte 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126'dır. Nükleon başına bağlanma enerjisi ve çekirdeğin kütle yoğunluğunun kütle numarasından bağımsız olması nedenleri ile çekirdek bir sıvı damlasına benzetilmiştir.

Nükleon sayısı A , proton sayısı Z ve nötron sayısı N olan bir çekirdeğin atomik kütlesi $M(Z,A)$;

$$M(Z,A) = ZM_H + NM_n - B \quad (2.11)$$

şeklinde çekirdeğin toplam bağlanma enerjisi B cinsinden ifade edilmektedir (Güven, 2001). Toplam bağlanma enerjisi olan B birçok terimin toplamından oluşmuştur.

$$B = a_h A - a_y A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_{sim} \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (2.12)$$

Yarı-deneysel kütle formülü;

$$M(Z,A) = ZM_H + NM_n - \frac{B(Z,A)}{c^2} \quad (2.13)$$

Bu formüldeki her bir terim toplam bağlanma enerjisine katkıda bulunarak bize nükleon başına bağlanma enerjisi eğrisini vermektedir. Bu eğri kullanılarak Denklem 2.12'de bulunan sabitlerin değerleri, $a_h = 15.5MeV$, $a_y = 16.8MeV$, $a_{sim} = 23MeV$, $a_c = 34MeV$ olarak bulunmuştur.

2.3.1. Nükleer Kabuk Modeli

Çekirdeğin kabuk modeli, atom çekirdeğinin elektron enerji düzeylerine dayalı Bohr atom modeline benzetilmesiyle tanımlanmıştır. Çekirdeği oluşturan nükleonlar arasında kuvvetli etkileşim vardır. Atom çekirdeğinin özellikleri, spesifik nükleon sayılarına sahip olan çekirdeklerin nükleon ayrılma enerjilerindeki artış gibi, 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126'ya eşit olan proton veya nötron sayıları ile çekirdeğin Bethe-Weizsacker yarı deneysel kütle formülü (Weizsäcker, 1935) kullanılarak tahmin edilenden daha kararlı olduğunu ortaya koymaktadır. Zaten yukarıda atıfta bulunulan bu rakamlar "sihirli sayılar" olarak bilinir ve bu sayıların varoluşları kabuk model konseptinin geliştirilmesi için en güçlü

motivasyonlardan biridir.

Nükleer bir sistemdeki Hamiltonyen:

$$H = T + V = \sum_{k=1}^A T_i + \sum_{i \neq j} V_{ij} \quad (2.14)$$

Burada T_i , her bir nükleonun kinetik enerjisini ve V_{ij} valans nükleonlar arasındaki etkileşmeyi (artık etkileşme) açıklar. Merkezi tek bir parçacık alanın U olduğu varsayılarak, $H = T + U + V - U$ 'nin küçük bir $v = V - U$ artık etkileşmeyle ve $H_0 = T + U$, tek parçacık Hamiltoniyeni, Denklem 2.15'e dönüşür.

$$H = H_0 + v \quad (2.15)$$

Tek parçacık nükleer kabuk modeli, nötronların ve protonların H_0 etkisi altında Pauli dışarlama ilkesine (Bohr ve Mottelson, 1998) uygun olarak hareket ettiklerini varsayar. Buna karşılık gelen nükleer dalga fonksiyonu, ki bu çekirdekteki A serbest nükleonlarının dalga fonksiyonudur, bütün A serbest tek parçacık dalga fonksiyonlarının antisimetrik çarpımıdır. Bu, nükleer dalga fonksiyonunun Pauli ilkesine uygun olmasını sağlar. Bu bir "Fermi" gazıdır.

Merkezi potansiyel H_0 , genellikle Harmonik bir osilatör (ho) potansiyeli olarak kabul edilir. ho potansiyelini tanımlayan parametrelerin uygun seçimi ile, yukarıdaki bahsedilen en düşük sihirli sayılar tanımlanabilir. Bilinen tüm sihirli sayıların bir spin-yörünge etkileşimi içermek zorunda olduğu bulunmuştur.

ho'dan daha gerçekçi olan bir potansiyel olan Woods-Saxon potansiyeli (WS) (Woods ve Saxon, 1954) aşağıdaki formda verilir.

$$V^{W.S.}(r) = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right) \right]^{-1} \quad (2.16)$$

Burada $r = |\vec{r}|$, yarıçap vektörünün nükleon ağırlık merkezinde merkezlenmiş olandan mutlak değeridir ve dolayısıyla denklem küresel bir potansiyeli tanımlar. Ancak WS potansiyeline rağmen, sadece en düşük sihirli sayılar açıklanabilir. Ayrıca bu durumda, 1949 yılında Goeppert-Mayer tarafından önerildiği gibi, $f(r)\vec{l}\cdot\vec{s}$ formunda bir spin-yörünge potansiyeli eklenmelidir ve Goeppert-Mayer kabuk modeli üzerine yaptığı bu çalışmalardan dolayı 1963 yılında Nobel Fizik Ödülünü (Wigner ile birlikte) almıştır (Goeppert-Mayer, 1949). Neredeyse aynı anda kabuk modeli Haxel, Jensen ve Suess tarafından dan tanıtılmıştır (Haxel *ve diğ.*, 1949).

Woods-Saxon potansiyelini kullanmanın dezavantajı, ho potansiyelinin tersine, tek-parçacık dalga fonksiyonlarının analitik olarak elde edilememesidir. Ancak her iki durumda da, orbitaller n, l, j kuantum sayılarıyla karakterize edilebilir; burada n , baş kuantum sayısı; l , yörüngesel açısal momentum ve $j = l + s$ ise toplam açısal momentumu (s nükleonik spin) temsil etmektedir. Spin-yörünge bağlaşım terimi, seviyeleri $j = l \pm 1/2$ terimi ile ayırır ve büyük- j olanları aşağı indirirken küçük- j olanları yukarı kaldırır (Bohr ve Mottelson, 1998). Kabuk modeli şimdi bilinen tüm sihirli sayıları doğru şekilde yeniden üretir. Doğru sihirli sayıları tahmin etmenin yanı sıra, kabuk modeli aynı zamanda Segré diyagramında bulunan çekirdeklerde birçok uyarılmış durumun spinlerini ve paritelerini doğru olarak tahmin eder. Artık bu sihirli sayıların Doğa'nın sabitleri olmadığını biliyoruz. Bu sihirli sayılar, nükleer tablodaki beta kararlılık çizgisinden uzaklaştıkça şimdiye kadar keşfedilmemiş bölgelere kadar ortadan kaybolabilir ve görünebilirler.

Çekirdekte birçok valans parçacığı (yani sihirli kor dışındaki parçacıklar) yer aldığında, o zaman kabuk modeli Hamiltoniyeni (Denklem 2.15) çözülmelidir. En önemlisi, uygun bir v artık etkileşmesi seçilmelidir. Son yıllarda bu şekilde çok sayıda efektif etkileşimler kullanılmıştır ve Büyük Ölçekli Kabuk Modeli (LSSM) hesaplamaları sırasında, nükleon-nükleon etkileşiminin esas fiziğini efektif artık kuvvetlerle daha iyi yakalamak modern nükleer teorinin görevlerinden biridir.

Küresel kabuk modeli, kapalı kabuklara yakın seçilmiş bir çekirdek grubu için nükleer özellikleri tahmin etmede iyi çalışır. Kapalı kabukların yakınındaki çekirdekler genellikle düşük enerjilerde kollektif hareketi kolaylaştırmak için yeterli valans parçacıklarına sahip değildir ve yapıları tek parçacık uyarılmaları cinsinden yorumlanabilir. Valans nükleonları

eklendikçe, kabuk modeli dalga fonksiyonları karmaşıklaşır ve modellenmesi daha zordur. Yukarıda belirtildiği gibi, basit kabuk modeli küresel simetrik bir potansiyel ile geliştirilmiştir. Bu tür bir sistem için Schrödinger denkleminin çözümlerine karşılık gelen beklenen enerji seviyeleri, potansiyelin şekli değiştiğinde değişecektir. Bu çalışmada "nükleer deformasyon" söz konusu değildir.

Egzotik ve protonca zengin çekirdekler, nükleer yapının birçok yönünün test edilebildiği bir "laboratuvar" oluştururlar. Genel olarak benzer sayıda proton ve nötron içerdikleri için, iki çeşit nükleon benzer veya özdeş seviyelere, yani kabuk modeli çerçevesinde "orbitaller" içine yerleştirilir. Bu nedenle, konumsal dalga fonksiyonları büyük ölçüde örtüşmekte, bu da nükleer tablonun diğer kısımlarında sıklıkla gözlemlenemeyen basitleştirmeye ve etkileşimlere yol açmaktadır. Özellikle ilgi çekici olan, çift-sihirli çekirdekler olarak da isimlendirilen, çift kapalı kabukların yakınlarındaki bir kaç valans parçacığının "sihirli" çekirdeğin az çok dışına yerleşmesi hareketinin bir sonucu olarak ölçülebilir özelliklerin yorumlanması üzerine yapılan çalışmalardır. İlk yaklaşımda, valans parçacıklarının bağımsızca hareket ettiği kabul edilebilir, ikinci mertebede birbirleriyle rezidüel iki cisim etkileşmesiyle etkileştikleri ve üçüncüde ise korun da dahil olduğu mümkün uyarılmalar eklenir. Sadece birkaç valans parçacıklarıyla çekirdekler oluşturan göreceli olarak söylersek "basit nesnelere" de incelenen bu tek, iki ve çoklu cisim etkileşmeleri, nükleer modelleri sıkı bir şekilde test etmek için zengin fırsatlar sunar. $N=Z$ çizgisinin ana kabuk kapanışlarının geçiş noktalarında, özellikle nükleer tablodaki ilginç bölgeler ortaya çıkar. Muhtemelen en ilginç bölge, iki katlı sihirli olan ^{100}Sn (en ağır kendinden eşlenik) çekirdeği etrafındaki bölgedir.

2.3.2. ^{100}Sn bölgesinde Kabuk Modeli Parametreleri

Nükleer yapı anlayışımızı ^{100}Sn civarında daha da genişletmek için, bu bölgedeki çekirdeklerin uyarılmış halleri hakkında zengin deneysel bilgiler toplanmalıdır. Bu durum, tek parçacık enerjileri (SPE) ve valans nükleonları arasındaki artık etkileşimler ile modelin temel parametrelerinin doğrulanmasını sağlayacaktır. ^{100}Sn bölgesindeki çekirdeklerin tanımlanması için önemli olan kabuk modeli orbitalleri, Şekil 2.3'te gösterilmiştir. Bölgedeki deneysel ve teorik başarıların yakın bir şekilde gözden geçirildiği çalışma tarafından yayınlanmıştır (Faestermann ve diğ., 2013).

Bu doktora tezi, yarı-sihirli ^{94}Ru çekirdeğindeki orta-yüksek-spin durumlarının ömür ölçümlerine ve ayrıca deney ile teori arasındaki tutarlılığı bulmak için gerçekleştirilen Büyük Ölçekli Kabuk Modeli hesaplarına odaklanmıştır. Burada “yarı-sihirli”den kasıt proton veya nötron sayılarından birinin “sihirli” olduğu ve dolayısıyla çekirdeğin teorik olarak daha kolay bir yapı sunmasıdır ki bu da özellikle açısal momentumu $I = 12\hbar$ ötesinde olan kor-uyarılmış seviyeler göz önüne alındığında teorik modeller için iyi bir test zemini oluşturmaktadır.



3. MALZEME VE YÖNTEM

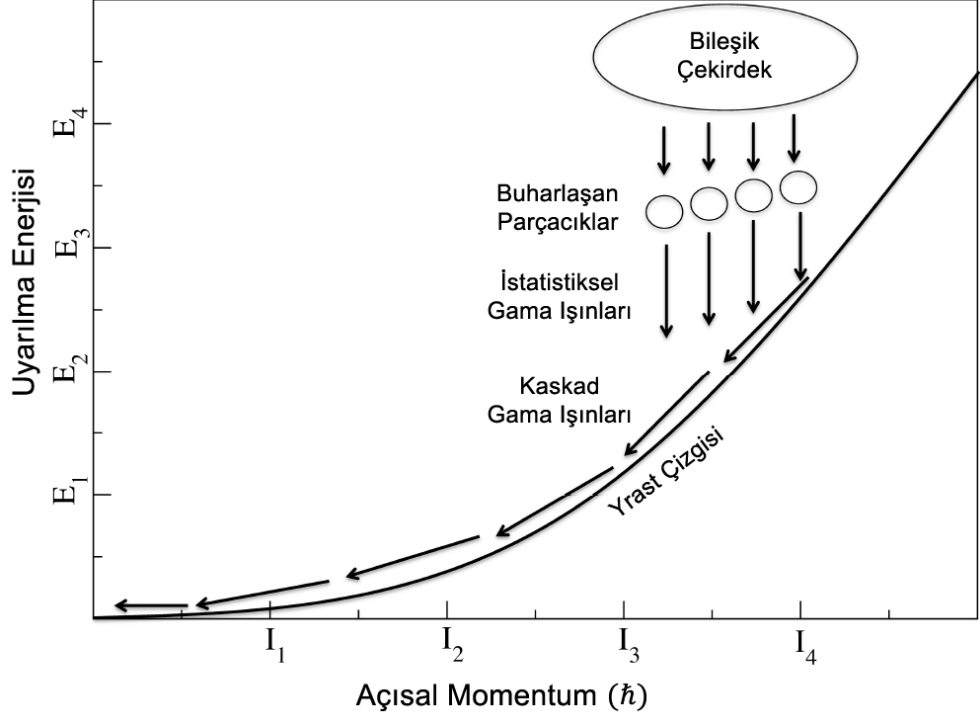
Çok dedektörlü sistemlerin ve seçici tagging tekniklerinin hızlı gelişimiyle birlikte kararlılık çizgisi dışında kalan çekirdekler üzerine araştırmalar genişletilmiştir. Buna paralel olarak, radyoaktif iyon demetleri için kurulan hızlandırıcı tesisleri deneysel limitleri daha da ileriye taşımaktadır. Yüksek verimli gama-ışını spektrometreleri sayesinde, bu çekirdeklerin yüksek spinli seviyelerinin uyarılmış enerjilerini ölçmek kolaylaşmış, nükleer özellikleri kolektif ve kolektif olmayan yapılar açısından incelemek ve bu yüksek spin seviyelerindeki orbitalleri işgal eden proton ve nötronların etkisini araştırmak mümkün hale gelmiştir.

Bu bölümde, ^{94}Ru çekirdeğinin uyarılmış seviyelerini araştırmak için kullanılmış olan bazı deneysel teknikler açıklanmıştır. Bu tezde özetlenen deneyde, füzyon buharlaşma reaksiyonları yoluyla çekirdeklerin yüksek spinli seviyeleri elde edilmiştir. Rezidüel çekirdeğin bozunmasından sonra yayınlanan γ -ışınları, yüksek verimli germanyum dedektörler kullanılarak dedekte edilirken, füzyon ürünlerinin tanımlanması için yüklü parçacıklar ve nötronlar tespit edilmiştir. Reaksiyon sistemi, deney düzeneği ve ^{94}Ru çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinin ömür ölçümü için kullanılan deneysel teknikler bu bölümde ayrıntılı olarak ele alınmıştır. Bölümün son kısmında ise, Doppler Kayması Zayıflama Metodu (DSAM) ile ^{94}Ru çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinin ömür ölçümü analizinde kullanılan yöntemler ele alınmıştır. Kalın bir hedef kullanılmasından dolayı, recoil çekirdekler hedefte yavaşlarken ya da durdurulduklarında kısa ömürlü seviyelere ait gama ışınları yayınlanmaktadır.

3.1. AĞIR-İYON FÜZYON-BUHARLAŞMA REAKSİYONLARI

Ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonu, yüksek açısal momentuma sahip reaksiyon ürünlerinin üretimine izin verdiği için nükleer tablonun nötron eksik bölgelerindeki nükleer özelliklerin araştırılması amacıyla spektroskopik ölçümlerde kullanılan temel reaksiyondur (Morinaga ve Gugelot, 1963). Şekil 3.1, füzyon-buharlaşma mekanizmasının uyarılma enerjisi ve açısal momentum açısından şematik bir diyagramını

göstermektedir. Çekirdeklerin uyarılmış seviyelerine yaygın olarak füzyon-buharlaştırma reaksiyonları kullanılarak ulaşılır; burada yüksek derecede uyarılmış bileşik çekirdekler, daha hafif çekirdekler arasındaki çarpışmalarla oluşturulur.



Şekil 3.1: Bir füzyon buharlaştırma reaksiyonunda üretilen bileşik çekirdeğin bozunması sırasındaki sürecin şematik diagramı.

Hüzmeye, Coulomb bariyerini aşmak, mermi ve hedef çekirdekleri ile birleşerek bileşik bir çekirdeği oluşturmak için gerekli olan bir enerjiye hızlandırılır. Mermi çekirdek parçacık hızlandırıcısı tarafından Denklem 3.1'de tanımlanan Coulomb enerjisini aşmak için bir E_p enerjisine hızlandırılır ve Coulomb enerjisi hedef çekirdeğin özelliklerinden yararlanarak hesaplanır.

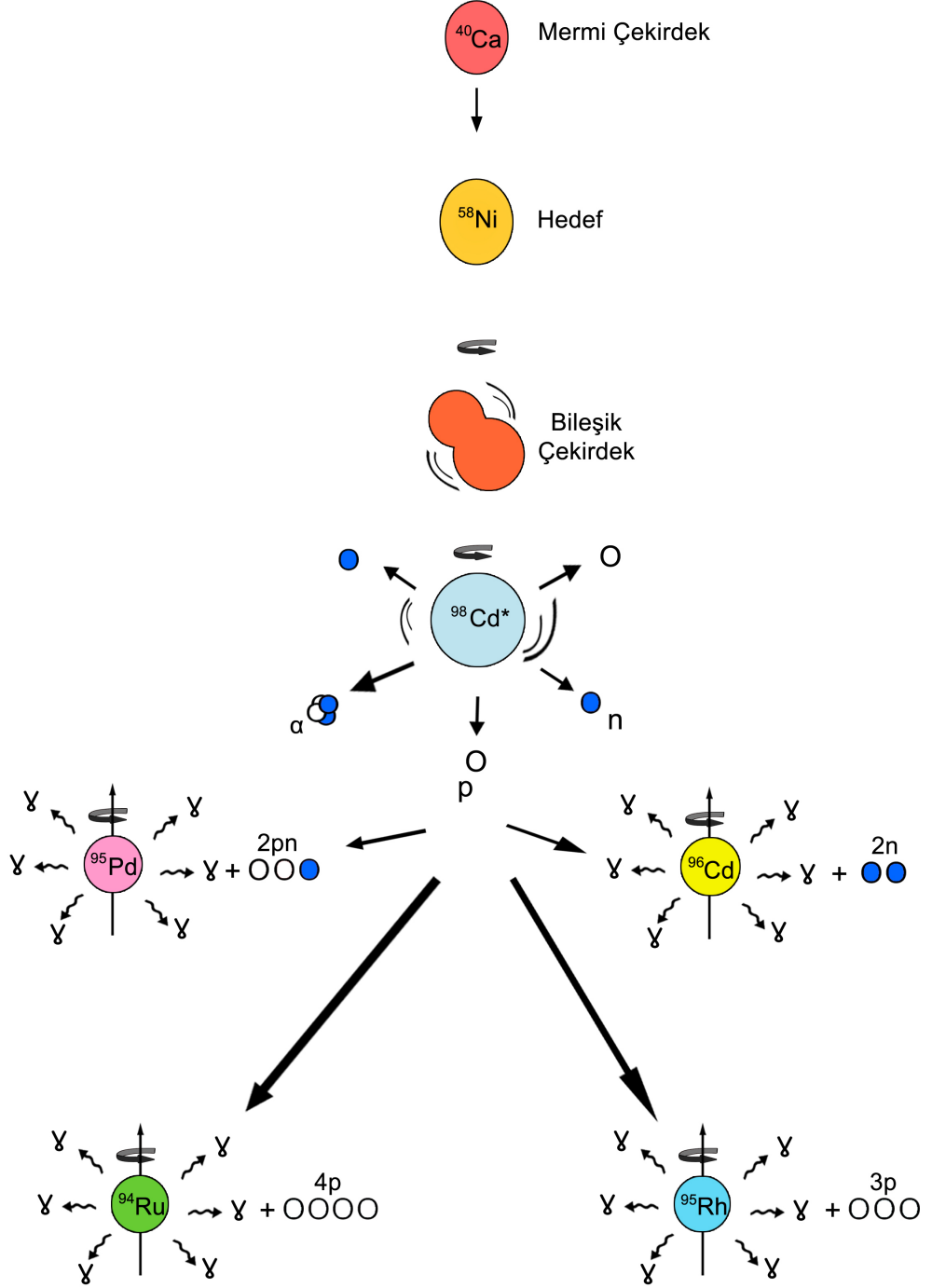
$$E_{Coulomb} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_h Z_m}{(r_h + r_m)} \quad (3.1)$$

Burada Z_h hedef çekirdeğin, Z_m mermi çekirdeğin proton sayısını belirtirken; r_h hedef çekirdeğin yarıçapı ve r_m ise mermi çekirdeğin yarıçapıdır.

İlk aşama, bir bileşik çekirdeğin oluşmasıdır. Genel olarak 10^{-18} sn içinde, protonlar, nötronlar ve α parçacıkları gibi hafif parçacıklar, "sıcak" bileşik çekirdeklerden buharlaşır ve bunu gama bozunumları izler. Parçacık buharlaşması durumunda, yayınlanan her bir parçacık bileşik sistemden ~ 8 MeV bağlanma enerjisini alır, ancak çok fazla açısız momentum almaz. Parçacık yayılımını takiben, rezidü çekirdek düşük uyarılma enerjisi fakat yüksek açısız momentum durumundadır. Parçacık yayılımı eşik enerjisi değerine ulaşılan kadar devam eder. Bileşik çekirdekten nötron yayınlanması olasılığı, nötronların yüksüz olması ve Coulomb bariyerinin olmamasından dolayı proton ve α parçacıklarının yayınlanımından daha yüksektir. Nötron gibi kütleli parçacıklar büyük miktarlarda enerji taşırlar ancak sadece birkaç birim açısız momentum taşırlar böylece rezidü (artık) çekirdek yüksek açısız momentum durumunda kalabilir. Uyarılma enerjisi nötronların ayrılma enerjisinin ve yüklü parçacıklar için Coulomb bariyerinin altında olduğunda, rezidü çekirdek farklı uyarılmış durumları temel seviyeye bağlayan kaskad gama geçişleri yayarak bozunabilir. Gama ışınları yayınlarken çekirdek bozunmaya devam eder. İstatistiksel geçişlerin yayınlanması, buharlaşan rezidüyü yrast çizgisine yakınlştırır. Yrast çizgisi boyunca kaskad γ -ışınları çekirdek bozunumuna hakimdir. Bu aşamada E2 geçişleri hakimdir ve geçiş olasılığı nedeniyle de tercih edilmektedir.

Son olarak, kalan çekirdek düşük yalancı bir izomerik duruma veya zemin durumuna ulaşır ve elektromanyetik emisyon veya radyoaktif bozunmaya maruz kalır.

Genellikle, füzyon-buharlaşma reaksiyonları için hüme akımı birkaç parçacık nano Amper (pA) mertebesinde, örneğin saniyede birkaç $6 \cdot 10^9$ iyon. Hüme enerjisi Coulomb bariyerini aşacak ve ulaşılacak istenen çekirdeklerin uyarılma enerjisini üretecek kadar yüksek olmalıdır. Füzyon-buharlaşma sürecinin ayrıntılı bir açıklaması referanslarda bulunabilir (Bertulani, 2010; Krane, 1987; Wong, 2010). Ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonları, atom numarası 50-100 bölgesinde olan ve özellikle nötron bakımından yetersiz olan (neutron deficiency) çekirdeklerin yüksek spinli seviyelerine ulaşılması amacıyla deneylerde tercih edilen bir reaksiyondur. Şekil 3.2'de bu tez çalışması için yapılan deneydeki $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, xny p)$ ağır-iyon füzyon-buharlaşma reaksiyonu gösterilmektedir.



Şekil 3.2: $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, xnyp)$ füzyon buharlaşma reaksiyonunun şematik gösterimi.

3.2. DENEY İLE İLGİLİ GENEL BİLGİLER

Doktora tezime konu olan bu deney, Fransa'nın Normandy Bölgesinde bulunan Caen şehrindeki GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) Hızlandırıcı Tesisinde (GANIL, 2018), G2 Deney Bölgesinde gerçekleştirilmiştir.

Reaksiyon kanalını temiz bir şekilde seçmek ve ilgili çekirdeklerin bozunumlarında yayılan γ -ışınlarını tanımlamak için aşağıdaki özelliklere sahip bir deney sistemine ihtiyacımız vardır:

- Gama ışını verimi : Yüksek spin durumları füzyon buharlaşma reaksiyonlarında zayıf bir şekilde elde edilmektedir ve seviye şemalarını yüksek açisal momentuma kadar yeniden yapılandırmak için $\gamma - \gamma$ coincidence ölçümlerine ihtiyaç vardır.
- İyi enerji çözünürlüğü : Aynı kütle bölgesinde yer alan çekirdekler, benzer seviye şemaları ve geçiş enerjilerine karşılık gelen benzer yapı özellikleriyle karakterize edilir. Bu nedenle, farklı geçişler arasında ayırım yapmak ve farklı çekirdeklere ve seviyelere göre pikleri temiz bir şekilde ayırt edebilmek için iyi bir enerji çözme gücüne ihtiyaç vardır. Bu durum, HPGe dedektörleri kullanılarak büyük ölçüde yerine getirilmiştir.
- Yüklü parçacıkların diskriminasyonu (ayırımı) : sd kabuğunun altında Coulomb bariyeri oldukça düşüktür ve çekirdekler yüksek olasılıkla yüklü parçacıkları buharlaştırır. Bu nedenle α parçacıkları ve protonlar arasında ayırım yapmak kesinlikle gereklidir.
- Nötron saptama verimi : $N \sim Z$ hattı boyunca proton bakımından zengin çekirdekler, nötronların yayınlanması yoluyla füzyon buharlaşma reaksiyonlarında elde edilirler. Bu süreçte rezidü çekirdek kararlılık vadisinden uzaklaştığından, tesir kesiti protonların buharlaşmasına göre çok daha düşüktür. γ spektrumlarının diğer daha yoğun kanallar tarafından baskın olması nedeniyle, bu yüklü parçacıklar üzerindeki tagging işleminin proton bakımından zengin çekirdekleri oluşturan reaksiyon kanallarını temiz bir şekilde seçebilmede yeterli olmadığı belirlenmiştir. Bu nedenle proton bakımından zengin bir çekirdeğe belirli bir geçişi kesin olarak atamak için, nötronlar üzerindeki tagging olasılığı çok önemlidir.

Yukarıda belirtilen gereksinimler, GANIL'de bulunan ve γ -ışını spektrometresi EXOGAM (Azaiez, 1999; Simpson *ve diğ.*, 2000), yüklü parçacık dedektörü sistemi DIAMANT (Gál *ve diğ.*, 2004; Scheurer *ve diğ.*, 1997) ve nötron dedektör sistemi Neutron Wall'dan (Skeppstedt *ve diğ.*, 1999) oluşan deney düzeneği tarafından büyük ölçüde yerine getirilmiştir.

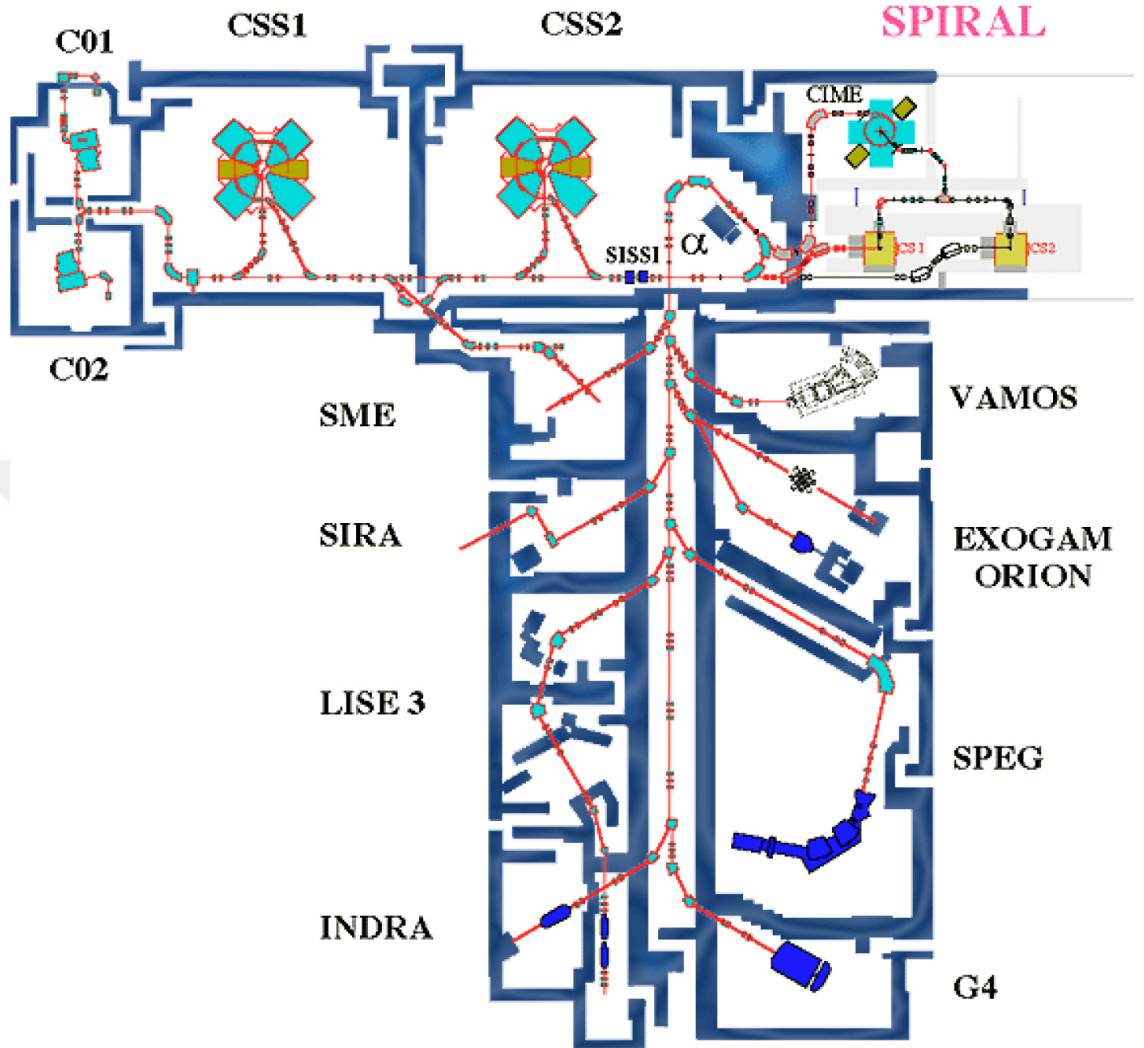
3.2.1. GANIL araştırma merkezi ile ilgili bilgiler

GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) hızlandırıcı merkezi, nükleer ve atomik fizik, astrofizik, malzeme bilimi ve radyobiyojoloji çalışmaları için ağır iyon hüzmeleri üretimini sağlamaktadır.

GANIL'deki SPIRAL projesi, Fransa'daki en büyük hızlandırıcı tesisidir ve Avrupa'nın en büyük ağır iyon tesislerinden biridir. Tesis, 1975 yılının Ağustos ayında Caen'de bu laboratuvarı inşa etmeye karar veren iki araştırma kuruluşu CEA/DSM ve CNRS/IN2P3 tarafından ortaklaşa oluşturuldu ve inşa edildi.

İlk hüzmeye Kasım 1982'de verildi ve ilk deney Ocak 1983'te gerçekleştirildi. Sonraki yıllarda, laboratuvar sürekli olarak nükleer fizik alanında dünya çapında bir üne kavuşmuş ve gelişmiştir. Özellikle 1984 yılında, yüksek enerjili ağır iyon hüzmelerinin kalın hedefler üzerine bombardıman edilmesiyle fragmentasyon yoluyla üretilen egzotik çekirdeklerin incelenmesi amacıyla LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés) spektrometresi kurulmuştur. Bu spektrometrenin kurulması ile birlikte GANIL, radyoaktif iyon ışınlarının üretimi ve araştırılması konusunda çalışan ilk tesislerden biri olmuştur.

1995 yılında GANIL araştırma için bir "Avrupa'ya ait Büyük Ölçekli Tesis" statüsünü aldı. Önemli bir adım 2006 yılında ^{238}U fisyonundan kaynaklanan radyoaktif iyon ışınlarının üretimi için SPIRAL2'nin kurulmasının imzasıydı. GANIL'in temel faaliyeti, nükleer fizik çalışmaları için kararlı ve radyoaktif iyon ışınlarının üretimidir. 5 siklotronu kullanarak çalışan GANIL-SPIRAL gerçekten çok yönlü bir tesistir ve farklı deneyler farklı deney alanları için aynı anda çalıştırılabilir. Şekil 3.3'te, farklı deney salonlarında kurulan hızlandırıcıları ve temel cihazları gösteren tesisin şematik bir görünümü sunulmaktadır.



Şekil 3.3: GANIL araştırma merkezi hızlandırıcı kısmı (üstte yatay blok) ve deney alanlarının (altta dikey blok) şematik gösterimi (GANIL, 2018). 5 siklotrondan gelen hüzmeler farklı deney alanında dağıtılır. Bu çalışmada bahsedilen deney, EXOGAM düzeneğini kullanarak G2 bölgesinde yer almıştır. Şekil (GANIL, 2018)'den alınmıştır.

3.2.2. Hüzme seçimi ve hedef özellikleri

Nükleer tablonun aşırı nötron eksik bölgesinde yer alan çekirdeklerin uyarılmış seviyelerini elde etmek için iyon hüzmesi ve hedefin seçimi çok önemlidir. Hedefler kararlı çekirdeklerden seçilmelidir, yanlış hedef seçimi durumunda reaksiyon sonucunda elde edilen çekirdekler ile üretilmek istenen çekirdekler farklı olmaktadır. Deney

başlamadan önce, ilgili reaksiyon kanalının tesir kesiti ve en olası komşu reaksiyon kanalları, diğer spektroskopik ölçümlerle karşılaştırılmıştır. Bu karşılaştırmada PACE4 (PACE 4 kodu, 2018) ve LISE ++ (LISE++ kodu, 2018) gibi istatistiksel simülasyon kodları çalıştırılarak en olası reaksiyon kanalları tahmin edilmiştir. Bu simülasyon kodları yardımı ile değişik hüzme-hedef kombinasyonları elde edilerek en uygun hüzme ve hedef belirlenmektedir. Daha kalın bir hedefle birleştirilen daha yüksek bir hüzme enerjisi, ilgilendiğimiz çekirdekten daha fazla sayıda üretebilir, ancak ilgilenilen γ -ışını enerji spektrumlarının kalitesini potansiyel olarak etkileyen diğer güçlü reaksiyon kanallarının daha yüksek bir üretiminin maliyetine mal olur. Örneğin deneyin temel amacının zayıf $2n$ buharlaşma reaksiyon kanalını incelemek olması durumunda, hüzme enerjisi diğer istenmeyen reaksiyon kanallarını mümkün olduğunca azaltmak için Coulomb bariyerinden sadece biraz daha yüksek olacak şekilde tahmin edilmelidir. Farklı hüzmeler ve hedefler göz önünde bulundurularak ve ilgilenilen çekirdeğin tahmin edilen göreceli veriminin toplam füzyon buharlaşma verimiyle karşılaştırılmasıyla hüzme-hedef seçimi optimize edilmelidir. Hüzme enerjisi aynı zamanda hedefin durdurma gücüne göre optimize edilir. Bu deneyde, hüzme enerjisi ve hedef kalınlığı, ^{96}Cd çekirdeği üretimi için tesir kesitinin olabildiğince yüksek ve bileşik çekirdeğin hedefin içinde durdurulduğu şekilde seçilmiştir. CSS1 ^{40}Ca iyonları, Fransa'nın Caen şehrinde bulunan GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) araştırma merkezindeki CSS1 siklotronu tarafından verilmiştir. Bu çalışmada hedef olarak seçilen ^{58}Ni çekirdeği kararlı bir çekirdek olup doğada %68 gibi yüksek bir oranda bulunması sebebiyle bu bölgede yapılan deneylerde hedef olarak kullanılması tercih sebebidir. Hedef olarak tercih edilmesinin diğer bir sebebi ise, proton bakımından zengin olan ^{58}Ni çekirdeğinin reaksiyon sonucunda proton zengini çekirdeklere daha kolay ulaşmamızı sağlamasıdır.

3.3. $N=Z=50$ CİVARINDA NÜKLEER FİZİK ÇALIŞMALARI İÇİN DENEY DÜZENEKLERİ

$N=Z$ çizgisinin proton akış çizgisiyle çakıştığı ve çift sihirli ^{100}Sn çekirdeği etrafındaki bu bölge çok önemlidir ve bu nedenle özel yapı özellikleri göstermesi beklenir. Nötron sayısı proton sayısına eşit olan çekirdeklerin, valans nötronları ve protonları aynı orbitalleri işgal ettiği için artan nötron-proton (np) korelasyonlarını göstermesi muhtemeldir. Güçlü np korelasyonları, kararlılık çizgisine yakın olarak öngörülen nükleer özellikler ile

karşılaştırıldığında seviye yapılarını önemli ölçüde değiştirebilir. Şimdiye kadar nükleer uyarılmış seviyelerin tespit edildiği ^{100}Sn çekirdeğine en yakın kütleyle sahip komşu çekirdekler, EUROBALL Germanyum cluster dedektörleri ve NORDBALL dedektörleri kullanılarak gözlemlenen ^{102}Sn (Lipoglavsek ve diğ., 1996) ve ^{98}Cd (Gorska ve diğ., 1997) çekirdekleridir. Bilinen en ağır $N=Z$ çekirdekleri, düşük enerjili temel seviye yapılarına sahip olan ^{84}Mo ve ^{88}Ru çekirdekleridir ve GASP Ge dedektör sistemi ve ISIS silikon topu kullanılarak incelenmiştir (Marginean ve diğ., 2001, 2002).

Z		95Cd	96Cd 1.03 S	97Cd 1.10 S	98Cd 9.2 S	99Cd 16 S	100Cd 49.1 S	101Cd 1.36 M	102Cd 5.5 M
		ϵ sp	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00% E: 12.00%	ϵ : 100.00% sp: < 0.03%	ϵ : 100.00% sp: 0.17%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%
47	93Ag	94Ag 26 MS	95Ag 1.75 S	96Ag 4.40 S	97Ag 25.5 S	98Ag 47.5 S	99Ag 124 S	100Ag 2.01 M	101Ag 11.1 M
	ϵ P	ϵ : 100.00% sp	ϵ : 100.00% sp	ϵ : 100.00% sp: 8.50%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00% sp: 1.1E-3%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%
46	92Pd	93Pd 1.00 S	94Pd 9.6 S	95Pd 5 S	96Pd 122 S	97Pd 3.10 M	98Pd 17.7 M	99Pd 21.4 M	100Pd 3.63 D
	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00% sp	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%
45	91Rh	92Rh 5.7 S	93Rh 12.2 S	94Rh 66 S	95Rh 5.02 M	96Rh 9.90 M	97Rh 30.7 M	98Rh 8.72 M	99Rh 16.1 D
	ϵ : 100.00% sp: 1.35%	ϵ : 100.00% sp: 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00% sp: 1.80%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%
44	90Ru	91Ru 8.0 S	92Ru 3.65 M	93Ru 59.7 S	94Ru 51.8 M	95Ru 1.643 H	96Ru STABLE 5.54%	97Ru 2.83 D	98Ru STABLE 1.87%
	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%	ϵ : 100.00%
	46	47	48	49	50	51	52	53	N

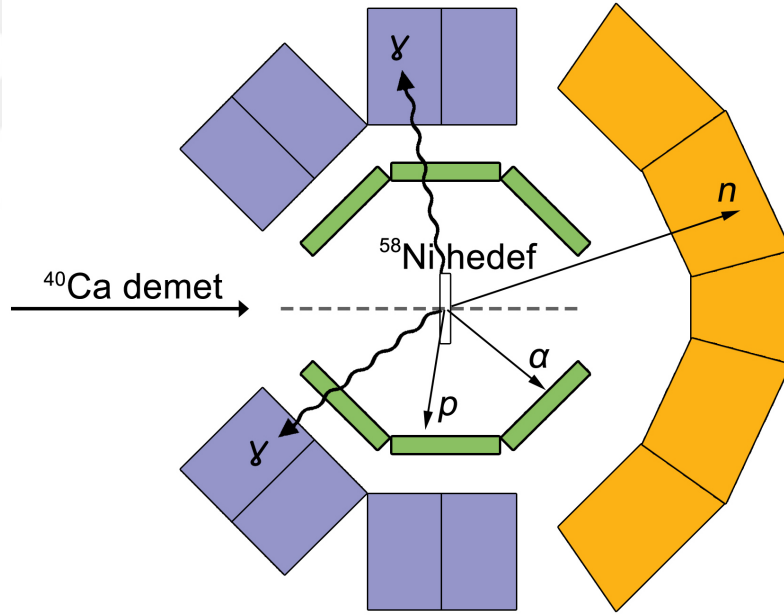
Şekil 3.4: Reaksiyon sonucu elde edilen ^{98}Cd bileşik çekirdeği ile 4p kanalına karşılık gelen ^{94}Ru çekirdeğinin nükleer tablodaki yeri (nmdc, 2018).

GANIL araştırma merkezinde 2014 yılında gerçekleştirilen ve bu doktora çalışmasına konu olan deneyde, γ -ışınlarının atanması, EXOGAM γ -ışını spektrometresi sistemi kullanılarak gerçekleştirildi ve yüklü parçacık saptanması için DIAMANT dedektör sistemi ve nötronların tespiti Neutron Wall yardımcı dedektörleri tarafından gerçekleştirildi. Aynı dedektör düzeneği ayrıca $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca},2n)$ reaksiyonu kullanılarak ^{96}Cd çekirdeğinde bir izoskaler spin-hizalı np kenetleme şemasını araştırmak amacıyla 2012 yılında yine GANIL araştırma merkezinde gerçekleştirilmiş başka bir deneyde de kullanılmıştır. 2n reaksiyon kanalında ^{96}Cd çekirdeğini oluşturmak için füzyon-buharlaşma tesir kesiti yaklaşık $1.0 \mu\text{b}$ olarak tahmin edilmiştir ve bu çekirdek için yeterli istatistik elde etmek mümkün olmamasına rağmen, diğer verimli reaksiyon kanalları olan 3p ve 4p yeterli istatistik ile üretilmiştir. Deneyin temel amacına

ulaşılamamasına rağmen veri analizi ^{94}Ru ve ^{95}Rh çekirdeklerinin seviye şemaları ile ilgili sonuçlar elde edilmiştir (Ghazi Moradi *ve diğ.*, 2014a,b).

3.3.1. E623 Deney Düzenegi

Deneyde, nötronları tespit etmek için "Neutron Wall" (Skeppstedt *ve diğ.*, 1999) dedektörüyle birleştirilmiş olan "DIAMANT" yüklü parçacık dedektörü (Gál *ve diğ.*, 2004; Scheurer *ve diğ.*, 1997) ve γ -ışınlarını dedekte etmek için "EXOGRAM" Germanyum çok dedektörlü sistemi (Azaiez, 1999; Simpson *ve diğ.*, 2000) kullanılmıştır. Çalışmanın temel hedefi nükleer kütleleri $A=90-100$ bölgesi civarında ve ^{100}Sn çekirdeği yakınlarında olan ^{96}Cd ve diğer aşırı derecede nötron eksikliği olan çekirdekleri incelemektir.



Şekil 3.5: EXOGAM (solda) ve Neutron Wall (sağda) dedektör sistemlerinin şematik çizimi. DIAMANT yüklü parçacık dedektör sistemi, hedefin etrafında bulunan bir vakum odasının içinde yer almaktadır (Çizim T. Bäck tarafından yapılmıştır).

Özel bir amaç, kabuk modeli tahminlerini spin-hizalamalı coupling şeması açısından test etmektir (Cederwall *ve diğ.*, 2011). Bu çalışmada, ^{94}Ru 'ya karşılık gelen "yan kanal" üzerine odaklanılmıştır. ^{94}Ru çekirdeğindeki uyarılmış seviyeler, $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca},4p)^{94}\text{Ru}^*$ füzyon buharlaşma reaksiyonu yöntemiyle gerçekleştirilmiştir. ^{98}Cd bileşik çekirdeğinin

oluşumu ve parçacık buharlaşması sonrasındaki olası reaksiyon kanalları Şekil 3.2’de şemasal olarak gösterilmiştir.

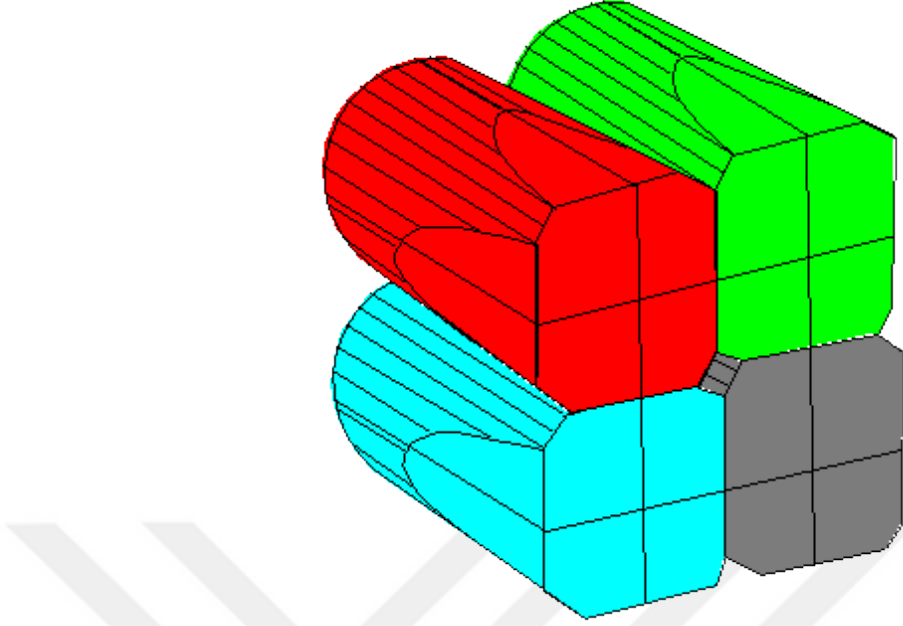
3.3.1.1. EXOGAM

EXOGAM, GANIL’deki Systeme de Production d’Ions Radioactifs et d’Acceleration en Ligne (SPIRAL) tesisi, egzotik radyoaktif hüzmeler kullanılarak nükleer spektroskopi için yüksek derecede verimli ve güçlü bir gama ışını spektrometresi inşa etmek amacıyla yapılmış bir Avrupa işbirliğidir. EXOGAM yüksek çözünürlüklü germanyum dedektörleri sisteminden oluşmuştur. Yüksek enerjili γ -ışınları dört segmentli Ge kristallerinden oluşan Clover dedektörleri kullanılarak dedekte edilmişlerdir. Bu dedektörlere, dört yapraklı yonca çiçeğinden esinlenerek Clover dedektörleri (Duchene *ve diğ.*, 1999) adı verilmiştir. Son yıllarda Ge dedektör sistemlerini kullanan γ -ışını spektroskopisi, deneysel nükleer yapı çalışmalarında önemli bir araç haline gelmiştir. Genellikle iyi koşullara sahip bir dedektörde %2 veya 3’ten az olan yüksek enerji çözünürlüğü daha önce kullanılan sintilatör bazlı dedektörlere göre çok iyi bir gelişmedir.

Reaksiyon sonucunda elde edilen γ -ışınları, segmentli HPGe dedektör sisteminden oluşan EXOGAM (Azaiez, 1999; Simpson *ve diğ.*, 2000) γ -ışını spektroskopisi kullanılarak dedekte edilmiştir. Dört segmentli Clover konfigürasyonunda dört koaksiyel n-tipi Ge kristalleri düzenlenmiştir ve bunlar aynı kriyostat içine yerleştirilmiştir. Her EXOGAM Clover dedektörü, şekillendirmeden önce ayrı ayrı kristaller 60 mm çapında ve 90 mm uzunluğunda olacak şekilde ayarlanmıştır. Gama ışını tespit verimi, bitişik kristaller arasındaki γ -ışınının saçılma sürecinde üretilen sinyalleri birbirine ekleyerek önemli ölçüde artırılabilir. Buna "add-back metodu" adı verilmektedir. Yani bitişik bölümlerden gelen sinyaller eklendiğinde verim de artmaktadır.

Şekil 3.6’da gösterildiği gibi, bir Clover dedektörünün kristallerinin her biri, elektronik olarak dört kısma ayrılmıştır; bu durum, kristalin içindeki γ -ışınının etkileşim noktasının daha iyi belirlenmesini sağlayan açılma açısını bütün dedektöre göre iki kat azaltır.

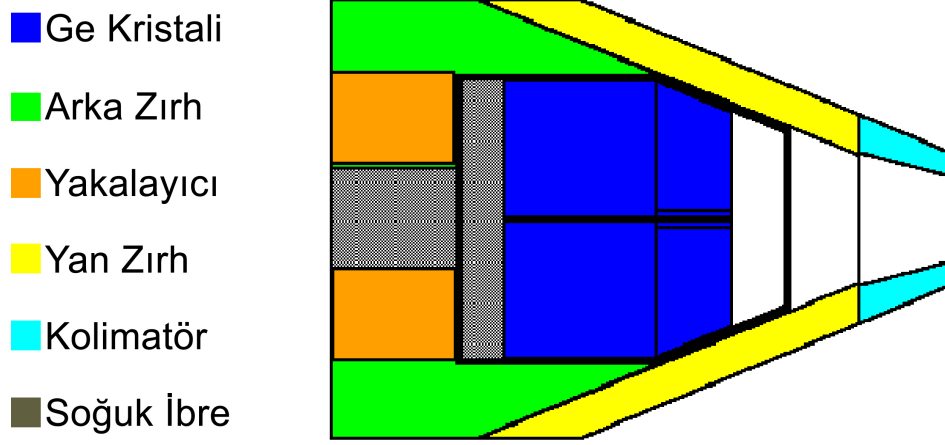
Etkileşim noktasındaki belirsizliğin, fotopikin Doppler genişlemesine büyük katkı sağladığını bildiğimiz için segmentlere ayrılmış kristallerin kullanımı uçuş sırasında yayılan γ -ışınları için Doppler düzeltmesinin önemli ölçüde geliştirilmesine izin verir.



Şekil 3.6: Dört segmentli germanyum dedektörü kristallerinden oluşan tek bir Clover dedektörü. Şekil (EXOGAM Clover, 2018)'dan alınmıştır.

Bu çalışmada reaksiyon ürünlerinden yayılan gama ışınları, 11 Clover dedektörden oluşan EXOGAM Ge-dedektör sistemi kullanılarak tespit edilmiştir. Her bir Clover, dört germanyum kristalinden oluşmaktadır ve her bir kristal eşit hacimde dört bölüme ayrılmıştır. Yedi Clover dedektörü, hüzmeye doğrultusuna göre 90° 'lik bir açıda yerleştirilirken, kalan dört Clover dedektörü ise hüzmeye doğrultusuna göre 135° 'lik bir açıda yerleştirilmiştir. EXOGAM sisteminin $\theta = 90^\circ$ 'de 7 adet Clover dedektörüne sahip olması, Doppler genişlemesinin önemli ölçüde azalmasında önemli ölçüde etkilidir. Azalan Doppler genişlemesi etkisinden dolayı enerji çözünürlüğü yüksek miktarda artmıştır. EXOGAM'ın toplam foto-pik verimi 1332 keV için %11 olarak elde edilmiştir.

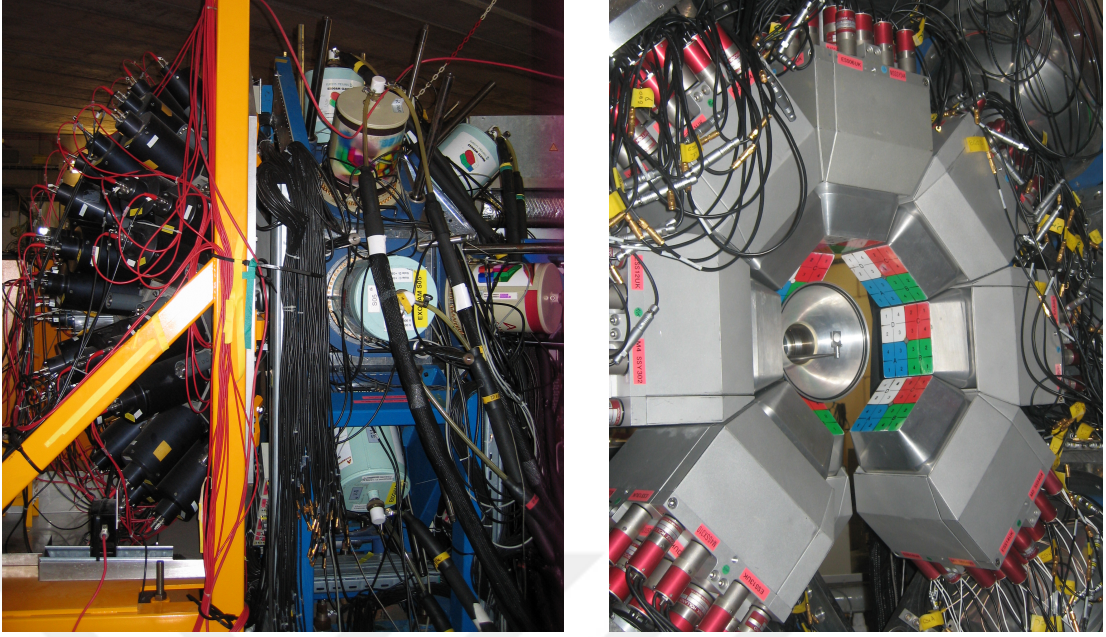
Her EXOGAM Clover dedektörü, Ge kristallerinden saçılan γ -ışınlarının Compton saçılması nedeniyle oluşturacağı gürültüyü ortadan kaldırmak için bir Anti-Compton zırhı ile çevrilidir. Compton saçılması tarafından Dedektör hacimlerinin sınırlı olmasına rağmen, dedektörlerin çevresinde bulunan Anti-Compton zırhlarının kullanılmasıyla (Sharpey-Schafer ve Simpson, 1988) Pik/Toplam (P/T) oranı iyileştirilmiştir. Ge materyalinin katı açığı alanını maksimuma çıkartmak için, Şekil 3.7'de sarı renkte gösterilen yan bileşenler mümkün olduğunda ince tutulmak zorundadır. Yüksek tespit verimi elde etmek için, yüksek proton sayısına sahip bir malzeme kullanılması gereklidir; genellikle BGO (Bizmut Germanyum Oksid) tercih edilir. Turuncu ile gösterilen ve



Şekil 3.7: Clover Ge dedektörleri için Anti-Compton zırhlarının farklı bileşenleri (Azaiez, 1999). Şekil (EXOAM Clover (2018))’dan alınmıştır.

arkada yer alan yakalayıcı, ileri doğrultuda saçılan γ -ışınlarının Clover’ın arkasındaki büyük katı açıdan kaçmasını önler. PMT’lerin çıkışları, elektroniğe 4 sinyal gönderilecek şekilde birleştirilir. Hedeften gelen direkt radyasyonun Anti-Compton zırhına ulaşmasını önlemek amacıyla her bir Clover için ağır metalden yapılmış bir kolimatöre ihtiyaç vardır. Bu deney sırasında, hedef ile Clover dedektörlerinin her birinin ön yüzü arasındaki mesafe 14.7 cm’dir.

Anti-Compton zırhına sahip HPGe dedektörlerinin 4π çok dedektörlü sistemleri, 1990’larda üretilmiş ve kullanılmaya başlanmıştır. Süper deforme ve hiper deforme olarak adlandırılan yüksek spin seviyesinde bulunan uyarılmış nükleer seviyelerin bozunmalarından gelen birçok eş zamanlı γ -ışınının tespit edilme ihtiyacı bu gelişmeye yol açmıştır (Galindo-Uribarri *ve diğ.*, 1993; Nyako *ve diğ.*, 1984). Bu uygulama aynı zamanda birçok bireysel dedektörün bir araya gelmesiyle elde edilen dedektör sistemlerinin yüksek miktarda segmente bölünmesini gerektirmektedir. En gelişmiş dedektör sistemlerinden GAMMASPHERE (Lee, 1997) Amerika Kaliforniya’daki Lawrence Berkeley Ulusal Labrotuarında (LBL) 1993 yılında çalışmaya başlamıştır, EUROBALL III spektrometresi (Simpson, 1997) ise İtalya’da bulunan Legnaro Ulusal Labarotuar’ında 1997 yılında çalışmaya başlamıştır.



Şekil 3.8: Sol: EXOGAM Ge sisteminin fotoğrafı (turuncu destek çerçevesinin sağ tarafı) ve Neutron Wall dedektör sistemi (sol taraf). Sağ: EXOGAM dedektörlerinin yakından çekilen fotoğrafı. Hedef bölgesinin ortasına boş bir hedef çerçeve yerleştirilmiştir (Fotoğraflar B. Cederwall'a aittir).

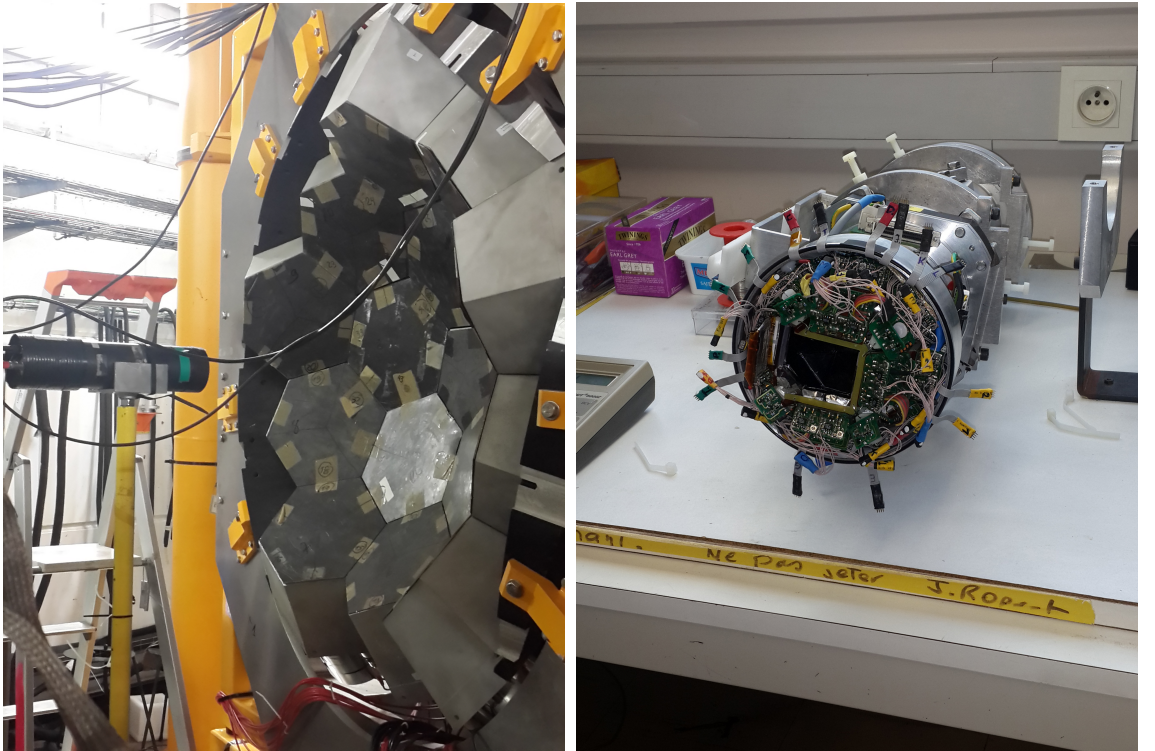
Deney düzeneğinin fotoğrafları Şekil 3.8'de gösterilmiştir. Veriler, her birkaç saatte bir farklı dosyaya yazılarak sabit disklerdeki dosyalarda toplanmıştır ve dedektör açısına göre $(E_\gamma - E_\gamma)$ matrisini elde etmek için sort edilmiştir. Her bir Ge dedektörünün enerji kalibrasyonu, standart radyoaktif kaynaklar (^{60}Co , ^{152}Eu) kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Deneyden sonra her bir dedektöre ait enerji spektrumları kontrol edilerek deney boyunca meydana gelebilecek enerji kaymalarını ortadan kaldırmak için piklerin hizalanması sağlanmıştır.

3.3.1.2. NEUTRON WALL

Neutron Wall (Skeppstedt *ve diğ.*, 1999) hızlı nötronları tespit etmek için yapılandırılmış, 50 adet yakın şekilde birleşmiş organik katı-sintilatör dedektörleri sistemidir. Bu dedektör sistemi, ileri doğrultuda $\sim 1\pi$ katı açıyı kaplar. Hedef ve dedektör arasındaki mesafe yaklaşık olarak 50 cm ve her bir dedektör için kalınlık 15 cm'dir. Bu deneyde, bileşik çekirdekten bir ya da iki nötronun yayınlanmasından sonra oluşan en egzotik ve aynı zamanda nötron bakımından eksik türleri seçmek için Neutron Wall'daki nötron ve γ -ışınları arasında ayırım yapılmasına büyük özen gösterilmiştir. Sıvı sintilatörlere dayanan nötron dedekte etme tekniğinde, nötronların hidrojen gibi hafif çekirdeklerden saçılmasından yararlanır. Bir nötron bir H iyonu üzerinde saçıldığı zaman, geri tepme

protonunun enerjisi sintilatörün molekülleri tarafından emilir. Sonraki bozunmada sıvı sintilatörün molekülleri, floresan nedeniyle hızlı olan ve gecikmeli floresan nedeniyle daha yavaş olan olmak üzere iki bileşenle karakterize edilen ışık yayarlar. Sıvı sintilatörün molekülleri, iki bileşenle karakterize edilen ışık yayar, floresan nedeniyle hızlı olan (karakteristik bozunma zamanı $\tau \sim 1 \text{ ns}$ ile) ve gecikmeli floresan nedeniyle daha yavaş olanı ($\tau \sim 100 \text{ ns}$ ile). Elde edilen puls şekli gelen parçacığın tipine ve enerjisine bağlı olarak değişir. Bu, nötronlar ve γ -ışınları arasındaki ayrımı sağlar. Işık çıkışı, ışığı elektrik sinyaline dönüştüren bir foto-çoğaltıcı tüp (PMT) tarafından toplanır.

Her bir nötron dedektörü için ölçülen parametreler; (çıkış sinyalleri olarak görünür) zero-crossover (ZCO), uçuş süresi (TOF) ve her dedektörde tespit edilen nötron ve gamaların enerji spektrumudur. Nötron- γ ayrımı için zero-crossover (ZCO) yöntemi, γ -ışınları ve nötronların uçuş süresi (TOF) (Skeppstedt *ve diğ.*, 1999; Sperr *ve diğ.*, 1974; Wolski *ve diğ.*, 1995) ile birlikte kullanılmıştır. Puls şekli ayrımı (PSD), her bir dedektör için sort edilen TOF - zero-crossover iki boyutlu zaman matrislerine kapı koyularak tamamlanmıştır. Tek bir nötronun dedekte edilme verimi yaklaşık olarak %25 olarak belirlenmiştir.

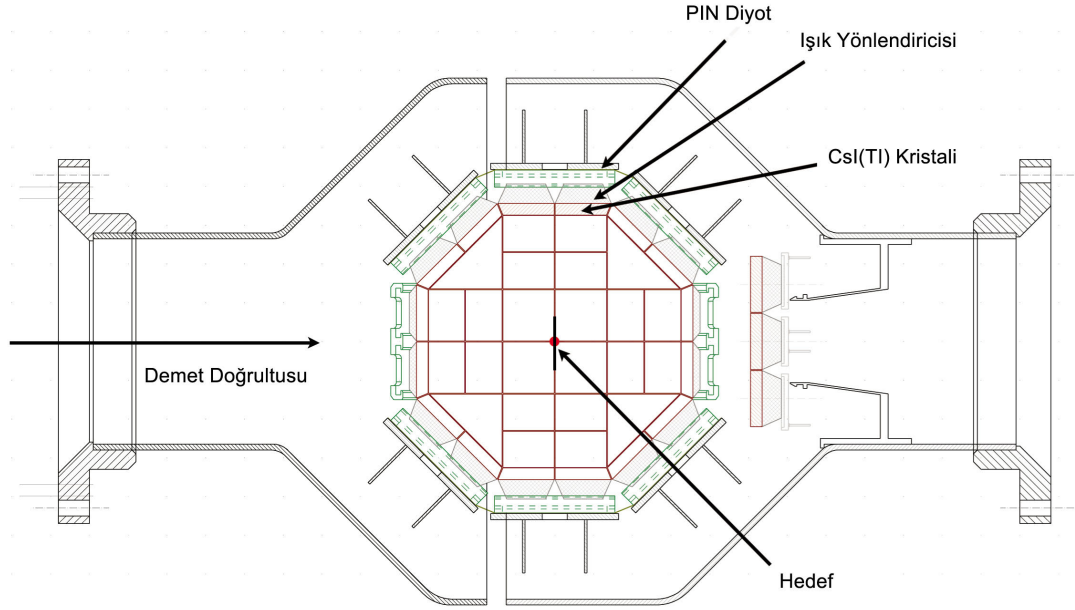


Şekil 3.9: Sol: Neutron Wall dedektör sisteminin yakından görünüşü, burada 50 sıvı sintilatör dedektörlerinden oluşmuştur. Sağ: DIAMANT dedektör sistemi (Fotoğraflar A. Ertoprak'a aittir).

Neutron Wall, zaman referansı olarakta kullanılabilen 1 ns civarında bir zaman çözünürlüğüne sahiptir. Deney sonrası analizlerde olayları kaydetmek için gerekli olan hardware trigger şartı, herhangi bir Ge clover dedektöründe bir γ -ışınının dedekte edilmesi ile birlikte Neutron Wall dedektöründe bir nötronun dedekte edilmesiyle sağlanır. Bileşik çekirdekten dört proton yayınlanması ile elde edilen ^{94}Ru çekirdeğinin γ -ışınlarının analizini kapsayan bu çalışma, nötronların tespit edilmesini içermemektedir. Neutron Wall dedektör sistemi Şekil 3.9'un sol tarafında gösterilmiştir.

3.3.1.3. *DIAMANT Yüklü Parçacık Dedektörü*

Protonlar ve α parçacıkları gibi yüklü parçacıklar, çekirdeklerden yada elektronlardan kaynaklanan Coulomb kuvvetine maruz bırakılır ve bunlar dedektör malzemesi içinde hızla durdurulur ve yavaşlar. İlgili kanalı temiz bir şekilde seçebilmek için reaksiyonda buharlaşan parçacıkların dedekte edilmesi ve saptanması gereklidir. Yayınlanan hafif yüklü parçacıklar 4π dedektör sistemi DIAMANT ile (Gál ve diğ., 2004; Scheurer ve diğ., 1997) Neutron Wall ve EXOGAM'a göre "bağımlı" modda 80 adet CsI(Tl) sintilatörü kullanılarak dedekte edilmiştir. CsI(Tl) sintilasyon kristalleri sintilasyon ışığını hızlı ve yavaş bileşenlerle karakterize ettiği için yüklü parçacık ayırımında yaygın olarak kullanılmaktadır, bunların genlik oranı ve hızlı bileşenin bozunma süresi sabiti gelen parçacık tipine bağlıdır. Bu nedenle sinyalin şekli, aralarında net bir ayırım yapılmasına izin vererek, α parçacıkları ve protonlar için farklıdır. Dedektör sistemi, 4π katı açının $\sim 90^\circ$ 'ını kaplamayı sağlayan kare ve üçgen şekilli dedektörlerden oluşan bir çok yüzlü (polihedron) kompakt geometride düzenlenmiştir. Dedektörler reaksiyon çemberinin içinde, hedeften yaklaşık 3 cm uzaklıkta yerleştirilmiştir. DIAMANT dedektöründen gelen çıkış sinyalleri enerji, zaman ve Parçacık Tanımlama (PID) sinyalidir. PID sinyalleri "balistik deficit" yöntemini kullanarak puls şekli analizinden elde edilir (Alexander and Goulding, 1961; Gál ve diğ., 1995). Bu yöntem Neutron Wall dedektör sinyalleri için kullanılan zero-crossover yöntemine benzer. Ref (Knoll, 1999)'daki gibi CsI kristalinin farklı zaman sabitleriyle farklı sintilasyon ışık bileşenlerinin olması farklı tipteki yüklü parçacıklar için farklı puls şekilleriyle sonuçlanmasına neden olur. Proton ve α parçacıklarının verimi sırasıyla %55 ve %48 civarındadır. DIAMANT dedektörünün bir fotoğrafı Şekil 3.9'un sağ tarafında görülmektedir ve dedektörün düzenlenmesiyle ilgili bir çizim Şekil 3.10'da gösterilmektedir.



Şekil 3.10: DIAMANT dedektör sisteminin şematik gösterimi (grafik B. M. Nyakó tarafından çizilmiştir).

3.3.1.4. Trigger Şartı

Veriler, EXOGAM’da dedekte edilen en az bir adet γ -ışınının eş zamanlı olarak Neutron Wall dedektöründe de bir “nötron benzeri” olayın dedekte edilmesiyle toplanmıştır. Nötron-benzeri olaylar için koşul, Neutron Wall’un şekillendirici amplifikatörlerinden gelen sinyallerin zero-crossing zamanı üzerinde bir hardware sınırı tarafından belirlendi. Bu koşul altında, Neutron Wall tarafından dedekte edilen γ -ışını sinyallerinin bile trigger şartını sağlamasına izin verecek kadar rahattı. Sonuç olarak, olayların çoğunluğu bu çalışmada yer alan $^{58}\text{Ni}(^{40}\text{Ca}, 4p)^{94}\text{Ru}^*$ reaksiyon kanalı gibi en üretken ve tamamen yüklü parçacığın buharlaştırılması sonucu elde edilen reaksiyonlar sayesinde toplanmıştır. Deneyden sonra yüklü parçacık seçimi için, DIAMANT dedektörlerinin “parçacık tanımlaması” (PID) ve “enerji” parametrelerinin üzerine iki boyutlu kapılar konulmasıyla, gama ışınlarının spesifik yüklü parçacık buharlaşma kanallarına ait olarak tanımlaması sağlanmıştır. Hızlı (prompt) yayınlanan γ -ışınını seçebilmek için, zaman hizalaması yapılmış Ge dedektörünün zaman sinyaline 50 ns genişliğinde bir kapı konulmuştur. Böylece gecikmiş ve arka plandan rastgele gelen gama ışınları sistemden temizlenmiştir.

3.4. NÜKLEER SEVİYELERİN ÖMÜR ÖLÇÜMÜ

Çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin incelenmesi, nükleer fiziğin en önemli konularından birini oluşturmaktadır. Çekirdekteki proton ve nötronların hareketi sayesinde, ayrı ayrı ya da toplu olarak, birçok çekirdek temel seviyesinde ya da en düşük enerji durumundaki haliyle sahip olduğu miktarın üzerinde bir miktar (kuantize) enerji ile "uyarılmış" seviyelerde bulunabilirler. Uyarılma enerjisine ek olarak, nükleer uyarılmış seviye ona ait olan spin (açısal momentum), parite ve ömür bozunum modu bilgilerini içeren bozunum özellikleri ile karakterize edilebilir. Nükleer uyarılmış seviyelerin tüm bu özellikleri uygun deneysel tekniklerle tanımlanabilir.

Özellikle ilgi çekici olan uyarılmış seviyenin ömrüdür ki bir çekirdeğin belirli miktardaki fazla enerji ile bir ya da daha fazla parçacık ya da γ -ışını (nispeten yüksek enerjili elektromanyetik radyasyon) yayınlarken daha düşük enerjili seviyeye bozunmadan önce var olduğu ortalama süredir. Nükleer ömür ve nükleer seviyelerin diğer ölçülebilir özelliklerinin bilgisi, çekirdek hakkında bir model ya da teorik tanım çıkarmak, yalnızca çekirdeklerin gözlenen özelliklerini tutarlı bir şekilde açıklamakla kalmayıp aynı zamanda çekirdekleri bir arada tutan kuvvetlerin daha iyi anlaşılmasına da yol açabilir.

Farklı deneysel yaklaşımların kullanılmasıyla gerçekleştirilen nükleer ömür ölçümleri konusundaki araştırmalar uzun süredir dikkate değer çalışmalar olmuştur. Doppler kayması kavramını kullanan böyle bir teknik 1950'lerin başında Davons ve diğerleri tarafından (Devons ve Hine, 1949; Devons, Manning ve Dunbury, 1955) yüksek derecede geliştirilmiştir. Bu teknik, prensipte, büyük ve önemli sınıftaki nükleer seviyelerin yani γ -ışını yayınlarken bozunanların ömür ölçümlerinde kullanılabilir. Son dönemlerdeki teknolojik gelişmelerin katkısıyla, Doppler kaymaların prensiplerini kullanan bu tekniklerin artık rutin olarak nükleer yapı fiziğindeki çalışmalara uygulanması ömür ölçümlerine büyük ölçüde kolaylık sağlamıştır.

3.5. ÖMÜR ÖLÇÜMLERİ İÇİN DENEYSEL TEKNİKLER

Uyarılmış seviyelerin ömür ölçümleri nükleer yapıyla ilgili temel bilgilere erişmemizi sağlar. Ömür ölçümlerinin elde edilmesi, ilgili elektromanyetik matris elemanlarına bağlı olan geçiş olasılıklarını hesaplamak için kullanılabilir. Nükleer modellerin tahminleri ile

bulunan matris elemanlarının karşılaştırılması çekirdeğin yapısını tanımlamanın önemini ortaya koymaktadır. Dolayısıyla uyarılmış çekirdeklerin temel seviyeye bozunmaları yolunda yayınladıkları gama ışınlarını içeren çalışmalarda iki seviye arasındaki geçiş olasılığı, ilgili seviyelerin yapısını anlamaya yarayan en önemli araştırmalardan biridir. Güçlü kuvvet, nükleonlar arasındaki baskın etkileşimdir ve çekirdeğin davranışını yönetir. Elektromanyetik etkileşim operatörleri iyi bilinen bir yapıya sahiptir ve güçlü nükleer etkileşimi sadece zayıf bir şekilde bozarlar (Bohr ve Mottelson, 1998). Bu nedenle, deneysel olarak belirlenen nükleer seviyeler arasındaki γ -ışını indirgenmiş geçiş olasılıklarının nükleer modellerin teorik tahminleriyle karşılaştırılması mümkündür. Bu nükleer uyarılmış seviyeleri karakterize eden dalga-fonksiyonlarının yapısını araştırmak için mevcut en hassas araçlardan biridir (Preston, 1975). Bir nükleer seviyenin ömrü, indirgenmiş geçiş olasılıklarını elde etmek için gama ışını spektroskopisi deneylerinde ölçülen gözlenebilirdir. Böylece, belirli bir nükleer seviyenin τ ömrünü ya da bozunum genişliği olarak adlandırılan Γ değerini belirlemek için ölçüm yöntemleri geliştirilmiştir. Uyarılmış seviye, ortalama τ ömrü ile, seviyenin Γ genişliğine bağlı olarak, uyarılmış halde kalacaktır.

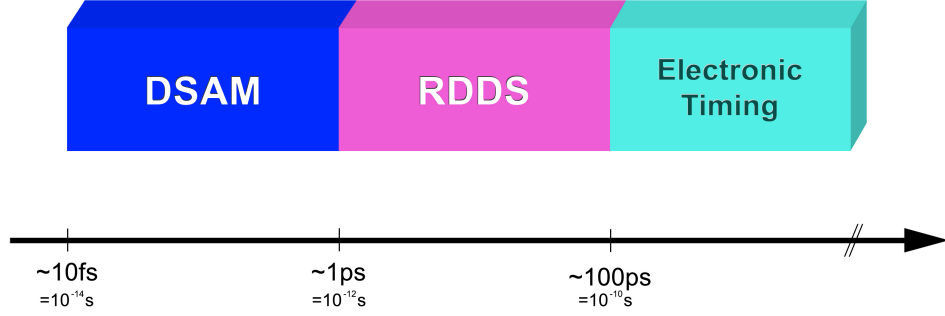
Γ ile τ arasındaki ilişki aşağıdaki bağıntı yardımıyla verilir:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (3.2)$$

Burada Γ bozunum genişliği, \hbar Planck sabiti ve τ ise ilgili seviyenin ömrüdür. Uyarılmış bir nükleer seviyenin ömrünün belirlenmesi, bu nedenle aynı seviyenin genişliğinin dolaylı bir ölçümüdür.

Bir seviyenin toplam genişliği (Γ), her bir başlangıç ve sonuç seviyesi arasındaki geçiş matrisi elemanı ile ilişkili olan çeşitli bozunum süreçlerine bağlı kısmi genişliklerin toplanmasıyla elde edilir.

İlgilenilen uyarılmış seviye kararlı bir çekirdeğe aitse, bu seviyenin genişliği bir foton absorbe edilmesi ya da temel seviyeden Coulomb uyarılması ile ölçülebilir. Popüle edilen seviye farklı γ şekilleri ile temel duruma geri dönerse, sadece kısmi genişlik ölçülür. Nükleer reaksiyonlarla elde edilen uyarılmış seviyelerde, belirli bir seviyenin τ ömrünü



Şekil 3.11: Uyarılmış nükleer seviyelerin ömür ölçümleri için kullanılan temel tekniklerin yaklaşık uygulama aralığı (Nolan ve Sharpey-Schafer, 1979). Bu çalışmada kullanılan Doppler Kayması Zayıflama Metodu (DSAM) mavi renk ile belirtilmiştir.

doğrudan ölçmenin birkaç yolu vardır. En basit duruma karşılık gelen $t = 0$ anında popüle edilen belirli bir nükleer seviyenin bozunma fonksiyonu:

$$n(t) = n_0 \frac{-t}{\tau} \quad (3.3)$$

Burada $n_0 = n(0)$ $t = 0$ anında uyarılmış çekirdek sayısına eşittir.

Gama ışınlarının yayınlanması yoluyla bozulan nükleer seviyelerin ömürleri, geçişin gücüne ve enerjisine bağlı olacak şekilde tipik olarak 10^{-16} ile 10^{-3} sn aralığında yer almaktadır. Bunlarla ilgili son yıllarda farklı yöntemler ve analiz teknikleri geliştirilmiştir (Warburton ve Schwarzschild, 1968). Bazı temel tekniklerin yer aldığı ömür aralıkları Şekil 3.11'de gösterilmektedir. Bunlar arasında, Doppler Kayması teknikleri, 10^{-14} ile 10^{-8} sn aralığında yer alan ömürler için güçlü araçlardır. Bu tezde kullanılan Doppler Kayması Zayıflama Metodu'nun temel öğeleri bir sonraki başlıkta hatırlatılacaktır.

3.5.1. Doppler Kayması Prensibi

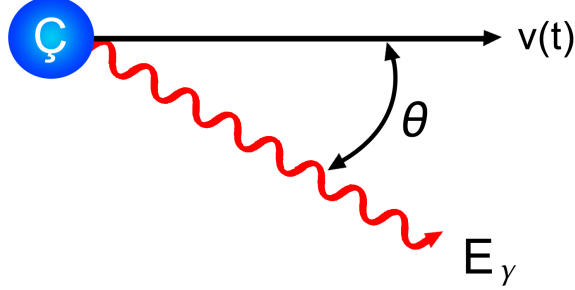
Zaman veya zaman aralıklarının ölçümü, her zaman bilinmeyen aralık ile bilinen bir zaman aralığı arasında bir kıyaslamaya yol açar. Örneğin, bir fosilin yaşı çoğunlukla fosil içinde veya yakınında bulunan bir radyoaktif izotopun bilinen bir yarı-ömrü ile karşılaştırılarak tespit edilebilir. Oldukça aşına olduğumuz saat, mekanik ya da elektronik olarak üretilen ve standart zaman aralığına göre kıyaslama yapan bir ölçüm mekanizmasıdır. Gelişmiş tekniklerle, birkaç pikosaniye (1 pikosaniye= 10^{-12} saniye) mertebesi kadar kısa zaman aralıklarını bile elektronik saat yardımıyla ölçmek mümkündür. Bununla birlikte, çoğu nükleer uyarılmış seviyenin ömrü bundan çok daha kısadır ve çoğunlukla 10^{-11} ile 10^{-14} saniye aralığındadır bu da nükleer ömür ölçümü için Doppler kayması metotlarının büyük önem taşıdığı zaman aralığına denk gelmektedir.

Doppler kaymasının en bilinen örneği, trenin bir gözlemciden uzaklaşması ya da yaklaşması sırasında trenden çıkan siren sesinin gözlemci tarafından farklı zaman ve/veya konumlarda farklı algılanması olayıdır. Bir ses kaynağı ile gözlemci arasındaki frekansta belirgin değişikliğin meydana gelmesinin sebebi, ses kaynağı ile gözlemci arasındaki görelî harekettir yani bu örnekte trenin gözlemciye göre olan hızına bağlıdır. İşte bu hıza bağlı frekans değişimi "Doppler Kayması" olarak tanımlanmaktadır. Aynı kavram, hareketli bir kaynaktan yayılan elektromanyetik radyasyon için de geçerlidir, radyasyonun frekansı (ve tabiki enerjisi) kaynağın sabit olması durumunda ölçülenden farklıdır.

Çekirdeklerin gözlemciye göre hareket halindeyken bozunmaları şartıyla, birçok düşük seviyeli uyarılmış durumdaki çekirdeklerin bozunmaları sırasında gama ışınımı olarak yayılan elektromanyetik radyasyon Doppler Kaymasına eşit derecede duyarlıdır.

Bir örnekle tanımlamak gerekirse, bir çekirdeğin $v(t)$ hızıyla hareket ederken, hareket yönüne göre bir θ açısında γ -ışını yayınladığını varsayalım (Şekil 3.12). Eğer rölativistik etkileri ihmal edersek, θ açısında gözlemlenen γ -ışını enerjisi (E_γ), çekirdeğin durgun halde bozunma yaptığıında gözlenecek olan enerjisi (E_0) ile ilgilidir.

$$E_\gamma = E_0 \left[1 + \frac{v(t)}{c} \cos\theta \right] \quad (3.4)$$



Şekil 3.12: $v(t)$ hızıyla hareket eden ve hareket doğrultusuna göre θ açısında gama ışını yayınlayan çekirdeğin şematik diyagramı

Burada c , elektromanyetik radyasyonun yayılma hızı; θ yayınlanan γ -ışını ile v arasındaki açıdır. θ açısının 90° olması durumunda ve $v = 0$ olması durumunda E_γ sıfıra eşittir yani Doppler kayması gözlenmez. Kaymış (shifted) ve kaymamış (unshifted) gama enerjileri arasındaki fark (ki bu Doppler kaymasıdır) aşağıdaki bağıntı ile verilir.

$$\Delta E = \frac{v(t)}{c} E_0 \cos\theta \quad (3.5)$$

Nükleer ömrün bir Doppler kayması ölçümünden çıkarılması, çekirdeğin ilgilendiğimiz seviyeye uyarılmasından sonra hızının zamanın bir fonksiyonu olarak bilgisine bağlıdır. Bir Doppler kayması ölçümü, $v(t)$ 'nin nükleer seviyenin ömrü ile karşılaştırılabilir bir zaman ölçeğinde önemli ölçüde değişmesi şartıyla hızı ve aynı zamanda çekirdeğin bozduğu zamanı belirler. Nükleer ömürler ile hızın karşılaştırılmasını içeren bu ilke, Doppler kayma teknikleri ile ömür ölçme metotlarının hepsinde yaygındır. Doppler kayma teknikleri, 10^{-10} ile 10^{-14} sn aralığında ömre sahip nükleer seviyelerin ömür ölçümleri için kullanılır. Ömür ölçümü için γ ışını yayınlayan çekirdeğin nükleer seviye ömürlerinin mertebesine göre hangi ömür ölçümü metodu uygulanacağına karar verilir.

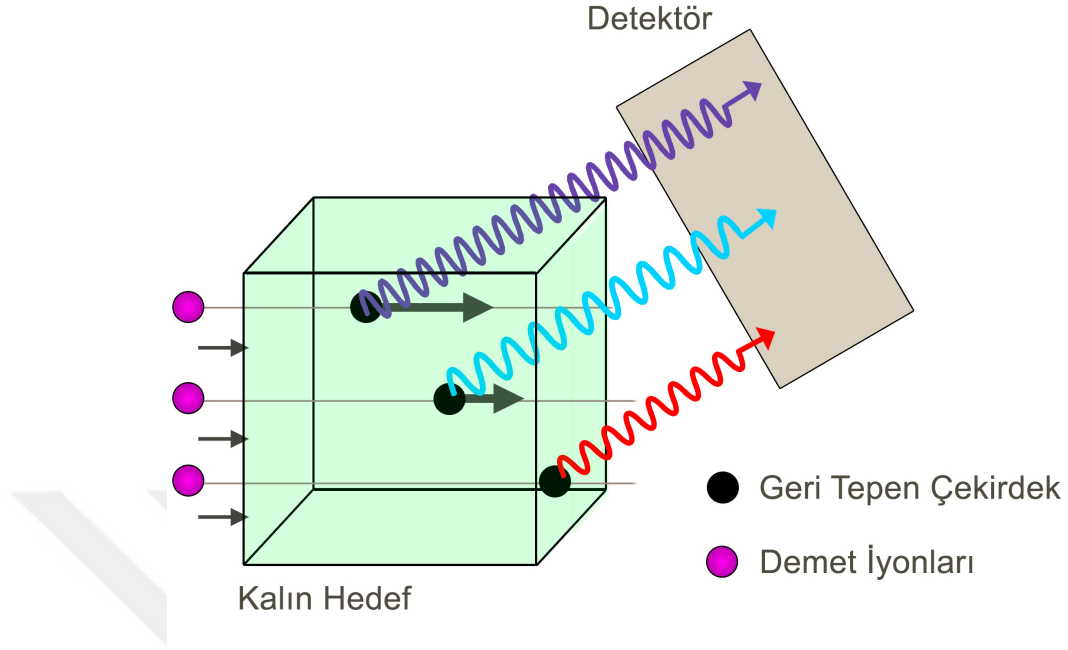
3.5.2. Doppler Kayması Zayıflama Metodu (DSAM)

Doppler Kayması Zayıflama Metodu (DSAM), 10 fs ile 10 ps arasında değişen uyarılmış seviyelerin ömürlerini ölçmek için en sık kullanılan deneysel tekniklerden biridir (Bauer ve diğ., 2012; Michelagnoli, 2013). Bu metot, rezidüel çekirdekler ortamda yavaşlarken yayınlanan gama ışınlarının enerji spektrumlarından elde edilen Doppler genişlemiş pik şekillerinin belirlenmesine dayanmaktadır. Bu tekniğin amacını gösteren fikir grafik olarak Şekil 3.13'te verilmiştir. Belirli bir gama ışını geçişi sırasında recoil çekirdeklerin hız dağılımı, ilgili Doppler genişlemiş gama ışını pik şekilleri analiz edilerek çıkarılabilir. İlgilendiğimiz nükleer seviye bir ağır iyon reaksiyonuyla elde edildiğinde, reaksiyon ürününün belirli bir mesafeyi sonlu zamanda kat etmesi, elde edilen seviyelerin bozunma ömrünün bir “ölçü birimi” olarak kabul edilebilir. E_γ enerjisine (kütle merkezi enerjisi) sahip radyasyon, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ hızıyla hareket eden bir çekirdek tarafından yayınlandığında, recoil çekirdek ile γ -ışınının yayınlanma yönleri arasındaki θ açısında gözlemlenen gama ışını enerjisi Doppler ilişkisini izler. Kaymış foton enerjileri (laboratuvar çerçevesine göre) standart Doppler kayma formülü ile Denklem 3.6'daki gibi yazılabilir.

$$E_{\gamma'} = E_\gamma \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \quad (3.6)$$

Burada $E_{\gamma'}$ ve E_γ sırasıyla laboratuvar sistemindeki ve kütle merkezi sistemindeki foton enerjileridir. Recoil çekirdeklerin \vec{v} hızı $\vec{\beta}$ ile temsil edilir ve v/c 'ye eşittir. Burada c ışık hızı ve θ ise laboratuvar sisteminde hüzmeye doğrultusu ile dedektör arasındaki açıdır. Hedef ortamının durdurma güçleri tarafından belirlendiği şekilde ilgilendiğimiz hareketli çekirdek hedef içinde yavaşlar. Sözü edilen yavaşlama süreci boyunca, recoil çekirdeklerin hızı başlangıç değerinden sıfıra düşmektedir (tamamen durdurulduklarında).

Germanyum dedektörlerinden dört tanesi 135° 'de olduğu için yani hüzmeye doğrultusuna göre geri açıda (backward) bulunduğundan recoil hızı arttıkça Denklem 3.6'ya göre γ -ışını piki genişler ve pikin orta noktası (merkezi) daha düşük enerji bölgesinde gözlemlenir.



Şekil 3.13: Hedefte füzyon ürünlerinin yavaşlatılmasından dolayı, uyarılmış seviyelerden gama ışınlarının yayılması sırasındaki hız (sırasıyla mor, mavi ve kırmızı) emisyon süresi ile ortalama olarak azalır.

Toplam lineshape orta noktasının analizi, belirli gama ışını yayıldığında recoil çekirdeklerin ortalama hızını ölçer. Bir seviye için orta noktanın kayması, τ ömrü ile beraber (durumun hızlı beslenmesi varsayılarak) Doppler Kayması Zayıflama Faktörü $F(\tau)$ ile verilir;

$$F(\tau) = \frac{v_{av}}{v_0} = \frac{1}{v_0 \tau} \int_0^{\infty} v(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt \quad (3.7)$$

Burada v_0 başlangıçtaki recoil hızıdır ve v_{av} ise γ -ışını yayıldığındaki ortalama hızı göstermektedir. Recoil çekirdeklerin zamanın bir fonksiyonu olarak yavaşlaması ($v(t)$), örneğin Ziegler tarafından elde edilen durdurma güçleri tablosundan bulunabilir (Ziegler, 1985). Böylece, gama-ışınının yayınlanması sırasındaki hız dağılımına karşılık gelen pik şekli, başlangıç seviyesinin ömrü ve bunun feeding süresi hakkında bilgi verir. Bilinen hüzmeye enerjisi ve durdurma güçleri ile kombinasyon halindeki dedektör açısının bir fonksiyonu olarak ilgilenilen pik şekli, ilgili nükleer seviyenin ömrünün elde edilmesini

mümkün kılmaktadır. Pik şeklinin bir ömür değerine dönüştürülmesi, deneysel verilerle en iyi uyumu sağlamak için bilinen veya modellenebilen feeding sürelerini de hesaba katarak, recoil sayısının zamanın bir fonksiyonu olarak ($\beta(t)$) simülasyonunu gerektirir. LINESHAPE kodu bu özel amaç için Wells ve Johnson tarafından geliştirilmiştir (Wells ve Johnson, 1991).

Yukarıda bahsedilen yöntemler, mükemmel enerji çözünürlüğü, γ -ışını enerji spektrumunda ince ayrıntıların gözlemlenmesine izin veren HPGe dedektörlerinin kullanımından büyük ölçüde yararlanır. Özellikle, HPGe dedektör sistemleri kullanılarak, bu teknikler aracılığıyla uyarılmış seviyelerin ömürlerinin belirlenmesi büyük ölçüde gelişme sağlanmıştır.



4. BULGULAR

Bu bölüm, Doppler Kayması Zayıflama Metodu'nu (DSAM) kullanarak ^{94}Ru çekirdeğindeki uyarılmış seviyelerin ömürlerini analiz etmek için kullanılan prosedürleri kapsar. Kalibrasyon ve piklerin eşleştirilmesinin ardından, veriler dedektör açısına göre sort edildikten sonra analiz edildi. Deney sırasında kalın bir hedefin kullanılması sebebiyle (6 mg/cm^2), recoil çekirdekleri hedefin içinde yavaşlarken ya da durdurulduklarında kısa ömürlü seviyelerden γ -ışınları yayınlanmaktadır. Hedef, recoil çekirdeklerini durduracak kadar kalın olduğundan (ve yüksek-spinli seviyelerin ömürleri, hedef içerisindeki recoil iyonlarının yavaşlama süresi ile aynı mertebede olduğu için) enerji spektrumlarında Doppler-genişlemesine uğramış pik şekilleri elde edilmiştir. Uyarılmış seviyelerin ömürleri ve bunlarla ilgili olan geçiş olasılıkları, E623 Deneyinde (GANIL'de ^{96}Cd çekirdeği) elde edilen verilerden analiz edilmiştir.

4.1. DURDURMA GÜCÜ

Hedef içerisindeki recoil çekirdeklerinin yavaşlaması iki etkiden kaynaklanır: elektronik ve nükleer durdurma. Elektronik durdurmada, recoil çekirdekler atomik elektronlarla etkileşir ve enerjilerini kaybeder. Ağır iyon füzyon buharlaşma reaksiyonlarında recoil çekirdeklerinin miktarı, ortamdaki elektronlardan çok daha azdır. Enerji kaybı, etkileşim başına nispeten küçüktür. Nükleer durdurmada, recoiller hedef boyunca çekirdek ile çarpışmalar yoluyla bağımsız ve az sayıdaki belirli adımlar sonucunda enerjiyi kaybeder. Durdurma gücü üç farklı hız bölgesine ayrılabilir: (i) nükleer durdurma gücünün baskın olduğu "düşük" recoil hızı ($\beta < 0.005$) bölgesi; (ii) elektronik durdurma gücünün baskın olduğu "yüksek" recoil hızı ($\beta > 0.02$) ve (iii) "ara" hız bölgesi ($0,005 < \beta < 0,02$), bu bölge elektronik ve nükleer durdurmanın baskın olmak için birbirleriyle rekabet ettiği bölgedir. Ziegler tarafından çıkarılan durdurma güçlerine dayanan SRIM yazılım paketi (SRIM, 2018), mevcut analizde nükleer durdurma güçlerini hesaplamak için kullanılmıştır.

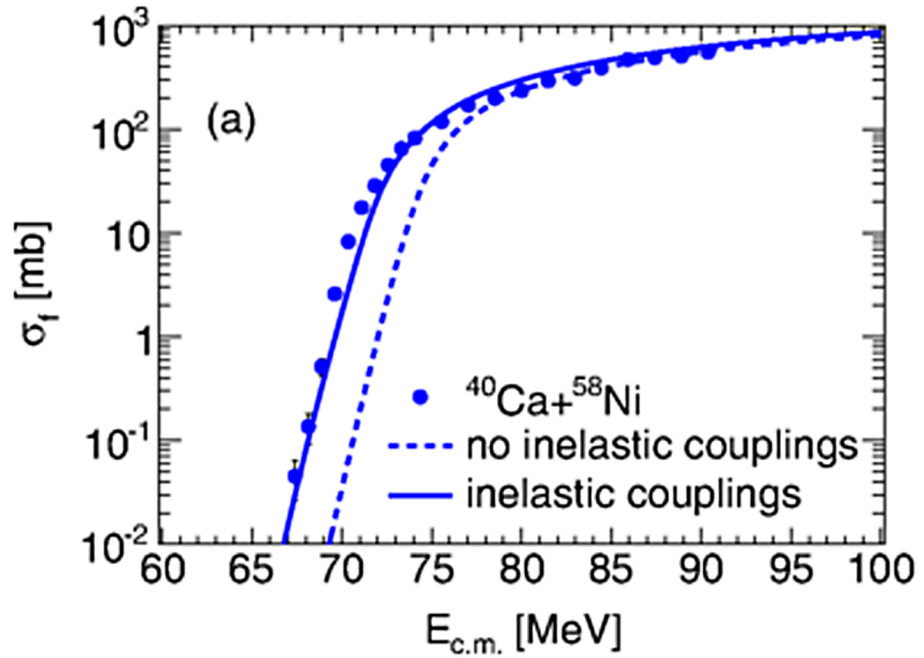
4.2. LINESHAPE YAZILIM PAKETİ

LINESHAPE yazılım paketinin geliştirilmiş bir versiyonu, verilen bir gama ışını geçişi için belirli bir dedektör açısında gözlenmesi beklenen Doppler şeklini hesaplamak ve en küçük kareler yöntemi ile uyumlu fit gerçekleştirerek ilgili seviyenin ömür değerini (τ) elde etmek için kullanılmıştır (Bhattacharjee *ve diğ.*, 2014). Doppler Kayması Zayıflama Metodu (DSAM) kullanılarak yapılan ömür analizlerinde yaygın olarak kullanılan LINESHAPE yazılım paketi, DECHIST, HISTAVER ve LINESHAPE olmak üzere üç alt programdan oluşmaktadır.

- DECHIST: Bu program (Bacelar, 2012; Currie, 1969), hedef ve backing malzemesindeki recoil çekirdeklerinin hız dağılımını simüle etmek için bir dizi durdurma gücünü bir araya getirerek Monte Carlo tekniklerini kullanır. Bu alt program kullanılırken, (i) Ward'ın etkin yükü (Ward *ve diğ.*, 1976), (ii) Ziegler'in proton durdurma güçleri (Ziegler, 1985) veya (iii) kabuk düzeltmeli Northcliffe ve Schilling durdurma güçlerinden (Northcliffe ve Schilling, 1970) birisi seçilmektedir. Mevcut durumda, bir backing malzeme olmadan kalın homojen metalik bir hedef olan ^{58}Ni kullanılmıştır.
- HISTAVER: İkinci program olan HISTAVER, bir önceki adımda kullanılan DECHIST programından gelen hız geçmişini kullanıp, zaman-hız dağılımını ($D(v,t)$) hesapladıktan sonra lineshape “şekil -zaman” iki boyutlu matrisi olarak kaydeder. Bu program recoil çekirdeklerin zamana bağlı hız geçmişlerini çeşitli açılarda yerleştirilmiş dedektörler tarafından görülen hız profillerine dönüştürür.
- LINESHAPE: Analizin üçüncü ve son aşamasında kullanılan bu program, girdi olarak “şekil-zaman” matrislerini kullanır, bunları lineshape'e dönüştürür ve ilgili seviyelerin ömürlerini belirlemek için deneysel verilere uyumlu fitler gerçekleştirir. Fit etme işlemi sürecinde, nükleer seviyenin (τ) ömür değeri, yandan beslenen (side feeding) seviyenin ömür değeri (τ_{SF}) ve spektrumla ilgili diğer parametrelerin de hesaba katılması gerekmektedir. En iyi fiti bulmak için en küçük kareler minimizasyon rutini MINUIT (James ve Roos, 1975) kullanır. Belirsizlikler MINOS rutini kullanılarak χ^2 minimizasyonu ile hesaplanır. Fit etme işlemi, en iyi fiti elde edinceye kadar diğer parametrelerin ayarlanmasıyla sürdürülmektedir.

4.3. TESİR KESİTİ İLİŞKİSİ

Standart DSAM ölçümlerinde kalın bir backing malzemesi ile beraber ince bir hedef, genellikle hüzme çekirdeklerinin kinetik enerjisine güçlü bir şekilde bağlı olan rezidüel çekirdeğin üretim tesir kesitinin hedef boyunca yaklaşık olarak sabit olmasını sağlar. Hedef derinliği boyunca rezidülerin üretim tesir kesiti ile ilgili bir değişimle hedeften geçerken, kalın homojen bir hedefin kullanılması hüzmenin enerjisinde önemli ölçüde değişim (azalma) ile sonuçlanır. Rezidü üretim hızının hedef derinliğinin bir fonksiyonu olarak bilgisi, ilgili durdurma güçleriyle birlikte hüzme enerjisine ("uyarılma fonksiyonu") tesir kesitinin hüzme enerjisi ile ilişkisindeki bilgilerden gelir. Uyarılma fonksiyonu deneysel verilerden veya örneğin istatistiksel model hesaplamalarından PACE4 kodu (Gavron, 1980) kullanılarak elde edilebilir.



Şekil 4.1: $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ reaksiyonu için deneysel füzyon uyarılma fonksiyonu (Bourgin ve diğ., 2014).

Mevcut durumda, hedefe gelen ^{40}Ca iyonlarının kinetik enerjisi Coulomb bariyerine çok yakın olduğu için (128 MeV), füzyon ürünlerinin çoğu hedefin ilk ince kısmındaki ($< 1\text{mg}/\text{cm}^2$) hüzme parçacıkları tarafından uyarılmıştır. Örneğin hedefin bu bölümünde ^{94}Ru rezidülerinin üretimi için tesir kesiti önemli ölçüde değişirken, hedef kalınlığının geri kalanı durdurucu ortam olarak, yani geleneksel bir "backing" olarak işlev görmüştür. Coulomb bariyerine yakın hüzme enerjisinin bir fonksiyonu olarak füzyon tesir kesitinin

keskin bir şekilde değişiminden dolayı Bourgin ve diğ. (2014) tarafından elde edilen ayrıntılı deneysel füzyon tesir kesiti verilerine güveniyoruz (Bourgin ve diğ., 2014). Bourgin ve diğ. (2014) tarafından kullanılan $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ reaksiyonu için deneysel füzyon uyarılma fonksiyonu Şekil 4.1’de gösterilmiştir.

Tablo 4.1: Hedef derinliğinin bir fonksiyonu olarak üretim tesir kesiti on bölme bölünmüştür, bölmeleri tanımlamak için on adet kalınlık sınırı ve her bölmedeki bağıl verim bulunmaktadır. Tesir kesiti, kütle merkezi sistemindeki ve laboratuvar sistemindeki hüzme enerjisi sırasıyla birinci, ikinci ve üçüncü sütunda verilmektedir. Hedef kalınlığı sınırları ise dördüncü sütunda gösterilmektedir.

$\sigma(mb)$	$E_{CM}(MeV)$	$E_{Lab}(MeV)$	Kalınlık (mg/cm^2)
115	75.5	127.6	0.16
80	74.1	125.2	0.26
65	73.2	123.7	0.33
45	72.6	122.7	0.41
30	71.9	121.5	0.50
19	71.1	120.1	0.58
8	70.4	118.9	0.65
0	69.7	117.8	0.65
0	69	116.6	0.65
0	68.2	115.2	0.65

DECHIST programının orjinal versiyonu, belirli sayıdaki rezidü çekirdeklerinin durdurma geçmişlerini hesaplar ve (kullanıcı tarafından sağlanan) hedef kalınlığını eşit kalınlıkta on bölme ayırır. Rezidüer, hedef boyunca homojen bir şekilde sabit tesir kesiti ile üretilir. Bu hedef boyunca hüzme enerjisindeki değişimin “ince hedef + backing” şeklindeki geleneksel DSAM ölçümünde olduğu gibi önemli olmadığı zaman geçerlidir. Bu durumda olduğu gibi kalın bir hedef kullanıldığı ölçümlerde senaryo tamamen farklıdır. Bu nedenle LINESHAPE paketi, hüzme hedeften geçerken değişen üretim tesir kesitini dikkate alacak şekilde geliştirilmiştir. Hedef derinliğinin bir fonksiyonu olarak hüzme enerjisinin değişimi SRIM kodu (SRIM, 2018) kullanılarak hesaplanmıştır. DECHIST’in mevcut versiyonunda, hedef kalınlığı boyunca on tane bölme kadar tanımlanabilir ve ilgilendiğimiz rezidüerlerin bağıl tesir kesitleri her bir bölme için verilir.

Mevcut çalışmada kullanılan değerler Tablo 4.1’de bulunabilir.

Bu reaksiyonda, hedefin son üç hedef bölmesi için tesir kesitinin ortadan kalktığı söylenebilir. Sekizinci hedef bölgesinde ulaşılan hüzmeye enerjisinden başlayarak ona karşılık gelen reaksiyon kanalının kapalı olduğu anlamına gelir. Üretim yedinci hedef bölgesinden sonra durduğundan, son üç bölmeye yedinci bölmeyle aynı sınır verilmiştir, yani bire birleştirilir.

4.4. DSAM LINESHAPE ANALİZİ

Bu deney, füzyon buharlaşma tepkimesinin Coulomb bariyerinin biraz altında bir hüzmeye enerjisi kullanılarak gerçekleştirildiğinden ve kalın homojen bir hedef kullanıldığından, verilerden orta-yüksek spin durumlarına ait ömür değerlerinin çıkarılabileceği oldukça beklenmedik bir durumdu. Yine de, Tablo 4.2’de özetlendiği gibi, “etkili” ömür (besleme süresini de dikkate alarak) azaltmanın bir fonksiyonu olarak artan bir lineshape asimetrisinin sistematik bir eğilimi bulunmuştur. Burada RADWARE (Radford, 1995) grafik analiz paketini kullanarak simetrik Gauss fonksiyonlarının sırasıyla $1 - R$ ve R bağıl yükseklikleri olan eğri Gauss fonksiyonu toplamından oluşan standart RADWARE fonksiyonu yardımıyla ilgili piklerin fit edilme işlemleri gerçekleştirilmiştir. Bu durumda pikin düşük enerjili tarafındaki background’u artırmak için bazen RADWARE’de ek olarak uygulanan smoothed basamak fonksiyonu ihmal edilmiştir.

Bu durum bizi Doppler Kayması Zayıflama Metodu’nu kullanarak ^{94}Ru çekirdeğinde bulunan birçok uyarılmış seviyenin ömür analizine devam etmemiz için teşvik etti. Bununla birlikte, hedefte yavaşlama ve durdurulmadan önceki düşük rezidü hızları, birkaç pikosaniye ve daha az aralıktaki çok kısa ömürlü durumların doğal olarak küçük Doppler etkisine uğramasına yol açar. Başka bir zorluk ise, germanyum dedektörlerinde nötron hasarı ile tetiklenen yük tuzaklamaya (charge trapping) bağlı olarak gama enerjisi spektrumlarında bulunan içsel asimetrik pik şekilleri idi. Bu gibi etkiler potansiyel olarak herhangi bir Doppler-indüklü pik şekli etkilerini gölgeleyebilir ve analizde dikkatli bir şekilde hesaba katılması gerekmektedir.

Doppler genişlemiş pik şekilleri gama-ışını enerji spektrumları LINESHAPE programının geliştirilmiş bir versiyonu kullanılarak analiz edildi (Bhattacharjee *ve diğ.*, 2014; Wells

ve Johnson, 1991). Pik şekillerinin içsel asimetrisi, rezidüel çekirdeklerin tamamen durdurulduğu ve gauss fonksiyonlarının süperpozisyonlarının fit edildiği sistematik bir geçiş çalışması ile belirlendi. Bununla ilgili örnek Şekil 4.2’de verilmektedir.

Tablo 4.2: ^{94}Ru çekirdeğinden seçilen γ -ışını geçişlerinin fit edilmiş pik asimetrisi. Pik şekli asimetre parametresi R , pik şeklinin asimetrisiyle orantılıdır. Spin-parite değerleri ve γ -ışını enerjileri sırayla birinci ve ikinci sütunda verilmektedir. Beta parametre değerleri (Beta ise asimetrik Gauss eğrisi için çarpıklık parametresidir ve γ -ışını enerjisiyle yavaşça değişiklik gösterir) üçüncü sütunda gösterilmektedir. Başlangıç seviyesi için önceki çalışmalarda elde edilmiş ömür değerleri ya da limitleri beşinci sütunda verilmiştir. Fit etme aşamasında düz adım fonksiyonunun bileşenleri sifira sabitlenmiştir. Belirsizlik değerleri parantez içinde belirtilmiştir. R asimetri parametresi, çekirdekler hedefte durdurulduğunda açığa çıkan γ geçişleri için $R = 15$ civarında sabit olarak bulunurken, Jungclaus *ve diğ.* (1999) tarafından yapılan çalışmalar sonucu elde edilen pikosaniye mertebesinde kısa ömre sahip olan (aynı zamanda herhangi bir yavaş beslemeye sahip olmayan) seviyelerden olan geçişler için R değeri 20 ve daha büyük değerler olarak elde edilmiştir.

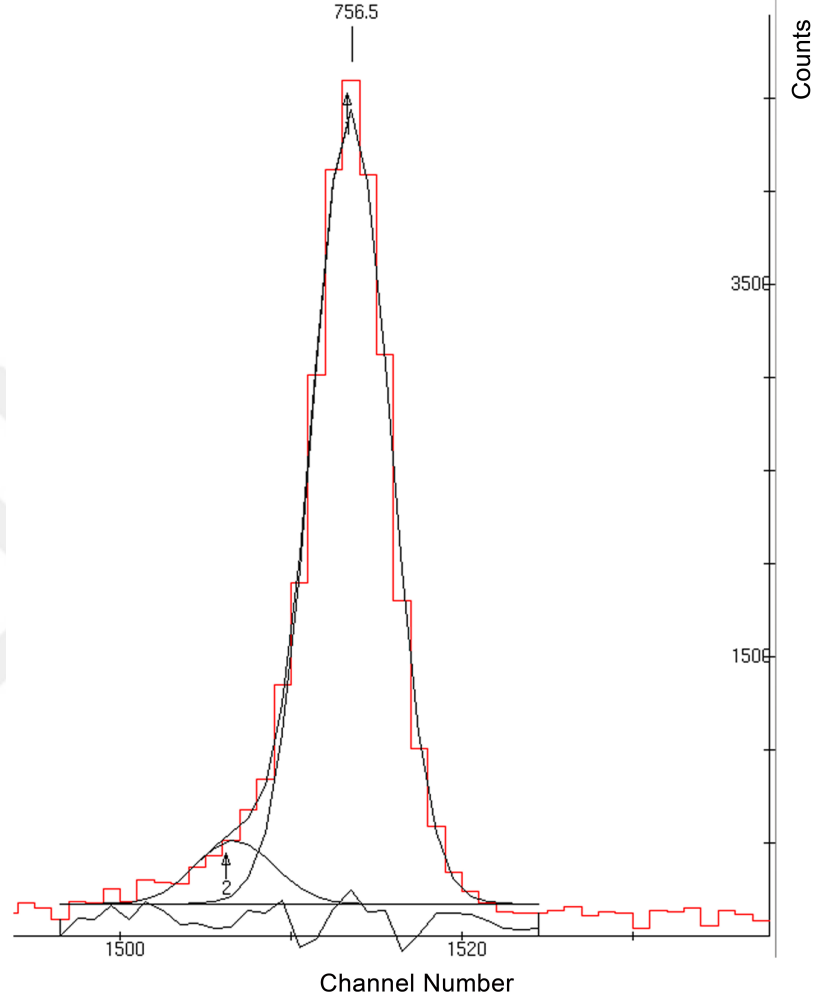
$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	E_γ (keV)	Beta (sabit)	R	τ_{eff}
$13_1^+ \rightarrow 12_1^+$	1898.2	4	22.3(15)	1.26(17) ps
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1431	4	15(7)	> 94 ns
$20_1^- \rightarrow 18_1^-$	1113	4	30.2(12)	< 2.6 ps
$13_1^- \rightarrow 11_1^-$	1080	4	12.5(8)	2.89(32) ps
$7_1^- \rightarrow 5_1^-$	1033	4	16(8)	> 1.1 ns
$15_1^+ \rightarrow 14_1^+$	615.6	3.5	21.8(13)	< 0.4 ps
$18_1^+ \rightarrow 17_1^+$	486	3.5	19.9(10)	0.52(3) ps
$12_1^+ \rightarrow 10_1^+$	725	3	15(5)	34.3(16) ps
$14_1^+ \rightarrow 13_1^+$	543.4	3	21(11)	0.48(6) ps

Durdurulmuş pikler için asimetrik pik şekli aşağıdaki denklem yardımıyla verilir:

$$f(e) = N \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} (e^{-(e-c)^2/2\sigma^2} + a \cdot e^{-(e-c-k \cdot 2\sqrt{2\ln 2}\sigma)^2/2\sigma^2}) \quad (4.1)$$

Burada N, toplam pik alanı (örneğin γ -ışını şiddeti) ile orantılı olan normalizasyon faktörü, c simetrik Gausyen bileşenin orta noktası, k=1.29 ve a=0.07 fit sonucu elde edilen sabitler ve σ ise standard RADWARE programında (Radford, 1995)

$FWHM(e) = \sqrt{A + B \cdot e + C \cdot e^2}$ fonksiyonu kullanılarak birçok durdurulmuş pik fit edilerek elde edilen yarı değer genişliğindeki $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ enerjiye bağlı yarı genişliktir.



Şekil 4.2: Tamamen durdurulmuş 756 keV γ -ışını geçişi için pik şeklinin içsel asimetrisi

4.5. DENEYSEL SONUÇLAR

Mevcut çalışmada, DSAM ölçümlerinin analizi için Brandolini ve Ribas tarafından geliştirilen, ilgilenilen gama geçişinin altında bulunan gama geçişine kapı koyularak uygulanan prosedür kullanılmıştır (Brandolini ve Ribas, 1998). Bu nedenle, yüksek spinli uyarılmış durumlardan gelen feeding, ömürlerin saptanması sırasında dikkate alınmıştır. Mevcut durumda, analiz daha önce tartışıldığı gibi, Recoil Distance Doppler Shift tekniği (Jungclaus ve diğ., 1999) kullanılarak, daha önce ilgili spin aralığı için ^{94}Ru çekirdeğinde birkaç ömür değerinin belirlendiği gerçeği ile kolaylaştırılmıştır.

Bu çalışmada, gama bozunmaları için ilgili durumlara giren ve çıkan dallanma oranları detaylı bir şekilde incelenmiştir. Bu durum Şekil 4.3'te ve Tablo 4.3'te özetlenmiştir.

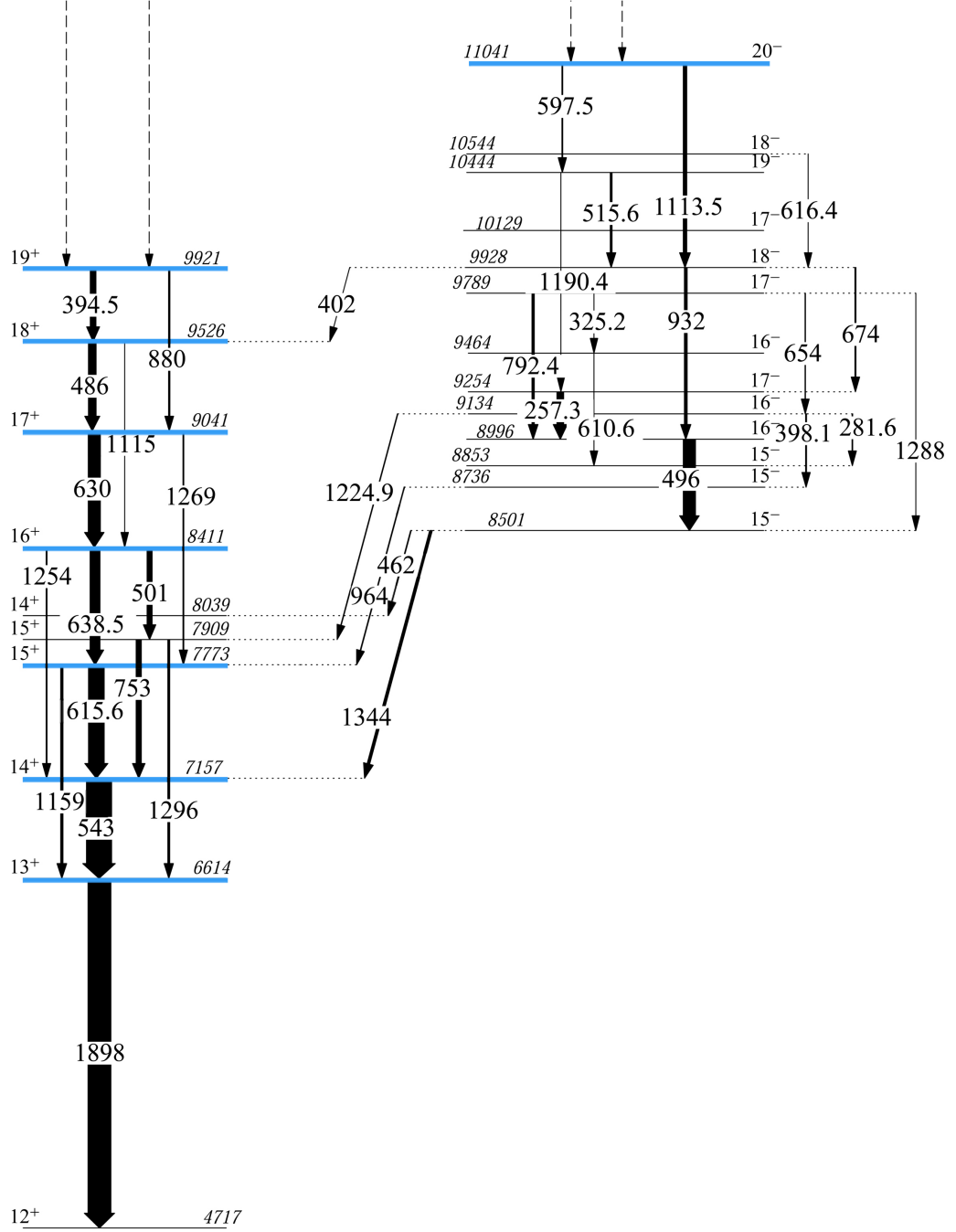
Reaksiyon için kullanılan düşük enerjiye bağlı olarak, ilgilenilen seviyelerin birçoğu önemli miktarlarda doğrudan (ve dolayısıyla gözlemlenmemiş) feeding almaktadır. Örneğin, bu çalışmadaki en yüksek uyarılmış seviyeler göz önüne alındığında; 921 keV'de bulunan 19^+ ve 11041 keV'de bulunan 20^- uyarılmış seviyeleri için, Roth ve diğ. (1994) tarafından gerçekleştirilen deneyde daha yüksek uyarılma enerjisi ile 1.9 - 3.8 MeV aralığındaki seviyelerde gözlenen feeding geçişleri, bu çalışmaya konu olan deneyde gözlemlenmemiştir ve bunun nedeninin buradaki reaksiyondaki oldukça düşük uyarılma enerjisi olduğu muhtemeldir. Dolayısıyla 19^+ ve 20^- seviyelerinin doğrudan, çok hızlı feeding geçişleri almaları mantıklıdır. Bu sonuç, 19^+ ve 20^- seviyelerinin altında yer alan seviye ömürlerinin Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından ölçülmesiyle elde edilen değerlerin mevcut analizde uyumlu sonuçlarla yeniden elde edilmesiyle desteklenmektedir. Ancak, bu çalışmada, $I = (13 - 18)\hbar$ spin aralığında analiz edilen yrast bandında bulunan pozitif pariteli seviyeler için, feeding'in dahil edildiği Bateman denklemleri uygulanmıştır.

Ek olarak, belirli bir seviyenin ömrü belirlendikten sonra bu değer γ -ışını kaskadında bir sonraki alt seviye için bir girdi değeri olarak kullanılmıştır, bu süreç diğer durumlar için de yinelenenek gerçekleştirilmiştir. Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından ölçülen 18^+ ve 14^+ uyarılmış durumlarının ömürleri için bilinen değerler nedeniyle ara doğrulamalar elde edilebilir (Jungclaus ve diğ., 1999). Tablo 4.4'ten de görüleceği üzere, Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından 15^+ , 16^+ , ve 17^+ uyarılmış seviyeleri ömürleri için belirlenen limitler de mevcut ölçümde elde edilen ömür değerleriyle uyumludur. Örnek olarak; 18^+ uyarılmış seviyesinin ömür değerini belirlemek için, Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından 19^+ uyarılmış seviyesi için belirlenen ömür değeri (3.08 (69)) ve 18^- uyarılmış seviyesinin (5.04 (34)) ömür değeri dikkate alınmıştır. Sonuç olarak, 18^+ uyarılmış seviyesinin ömür değeri 0.55(7) ps olarak elde edilmiş ve Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından rapor edilen 0.52(3) ps değerindeki ömür değeri ile uyumlu olduğu görülmüştür. Daha sonraki aşamada, 18^+ uyarılmış seviyesinin ömrü olarak bulunan bu değer 19^+ uyarılmış seviyesinin ömür değeri ile beraber girdi olarak kullanılmış ve 17^+ uyarılmış seviyesinin ömür değeri 0.86(13) ps olarak elde edilmiştir.

Burada 630 keV pikinin gösterildiği spektrumları (a,b) elde etmek için 486 keV gama

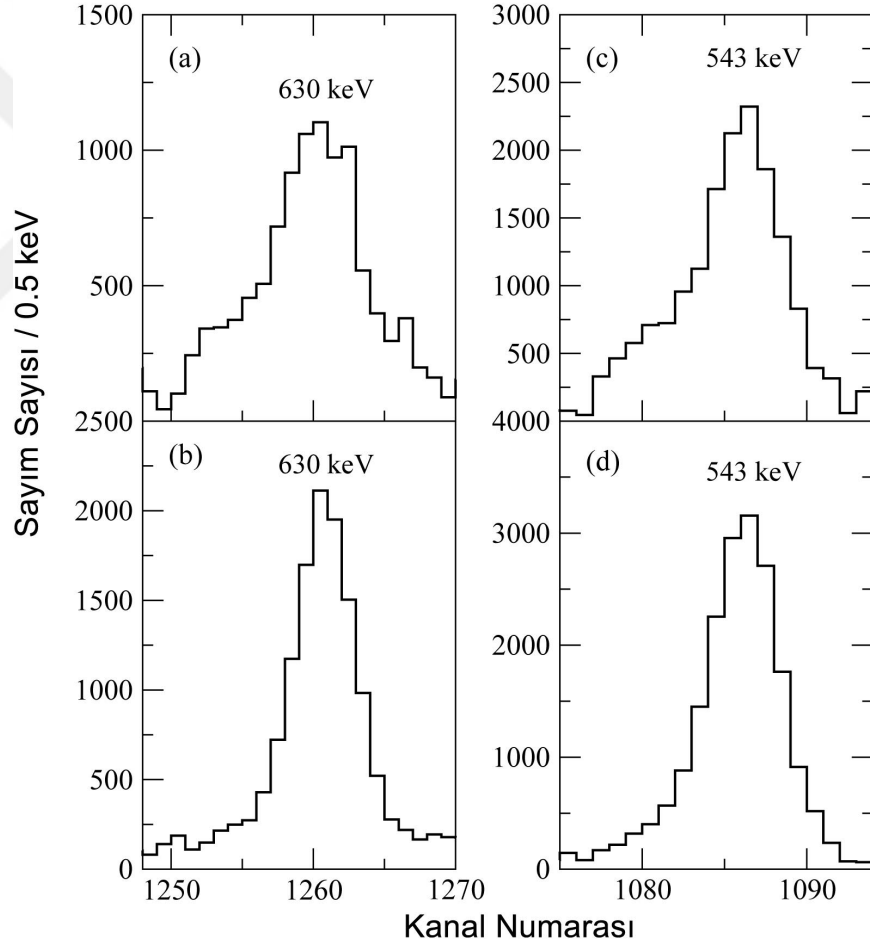
Tablo 4.3: ^{94}Ru çekirdeği için mevcut çalışmada ölçülmüş γ -ışını şiddet değerleri.

Pozitif Parite			Negatif Parite		
$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	E_γ (keV)	I_γ	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	E_γ (keV)	I_γ
$13_1^+ \rightarrow 12_1^+$	1898.2	25.9(4)	$16_1^- \rightarrow 15_2^-$	496	14.3(4)
$14_1^+ \rightarrow 13_1^+$	543.4	45.3(9)	$18_1^- \rightarrow 16_1^-$	932	4.8(3)
$15_1^+ \rightarrow 14_1^+$	615.6	28.2(7)	$20_1^- \rightarrow 18_1^-$	1113.5	6.1(2)
$16_1^+ \rightarrow 15_1^+$	638.5	17.7(4)	$17_2^- \rightarrow 15_2^-$	1288	0.0030(7)
$17_1^+ \rightarrow 16_1^+$	630.1	21.7(5)	$15_2^- \rightarrow 14_1^+$	1344	4.5(2)
$18_1^+ \rightarrow 17_1^+$	486.0	13.6(4)	$15_2^- \rightarrow 14_2^+$	462	1.1(3)
$19_1^+ \rightarrow 18_1^+$	394.5	9.9(3)	$15_3^- \rightarrow 15_1^+$	964	0.98(8)
$15_1^+ \rightarrow 13_1^+$	1159	4.0(1)	$16_2^- \rightarrow 15_2^+$	1225	0.8(1)
$16_1^+ \rightarrow 14_1^+$	1254	1.4(1)	$18_1^- \rightarrow 18_1^+$	402	< 0.001
$15_2^+ \rightarrow 13_1^+$	1296	3.4(1)	$16_3^- \rightarrow 15_4^-$	610.6	0.028(4)
$17_1^+ \rightarrow 15_1^+$	1269	1.5(1)	$17_1^- \rightarrow 16_1^-$	257.3	11.7(6)
$18_1^+ \rightarrow 16_1^+$	1115	0.02	$17_2^- \rightarrow 16_1^-$	792.4	4.1(2)
$19_1^+ \rightarrow 17_1^+$	880	2.3(1)	$17_2^- \rightarrow 16_3^-$	325	0.012(1)
$15_2^+ \rightarrow 14_1^+$	753	9.2(3)	$19_1^- \rightarrow 17_1^-$	1190.4	0.029(2)
$16_1^+ \rightarrow 14_1^+$	501	6.4(2)	$20_1^- \rightarrow 19_1^-$	597.5	1.39(9)
$10_1^+ \rightarrow 8_1^+$	1347	100	$16_2^- \rightarrow 15_3^-$	398.1	1.6(1)
			$16_1^- \rightarrow 15_2^-$	496	21.9(8)
			$16_2^- \rightarrow 15_4^-$	281.6	1.1(1)
			$17_2^- \rightarrow 16_2^-$	654	0.80(7)
			$18_1^- \rightarrow 17_1^-$	674	1.7(1)
			$18_2^- \rightarrow 18_1^-$	616.4	0.085(8)
			$19_1^- \rightarrow 18_1^-$	515.6	3.2(3)



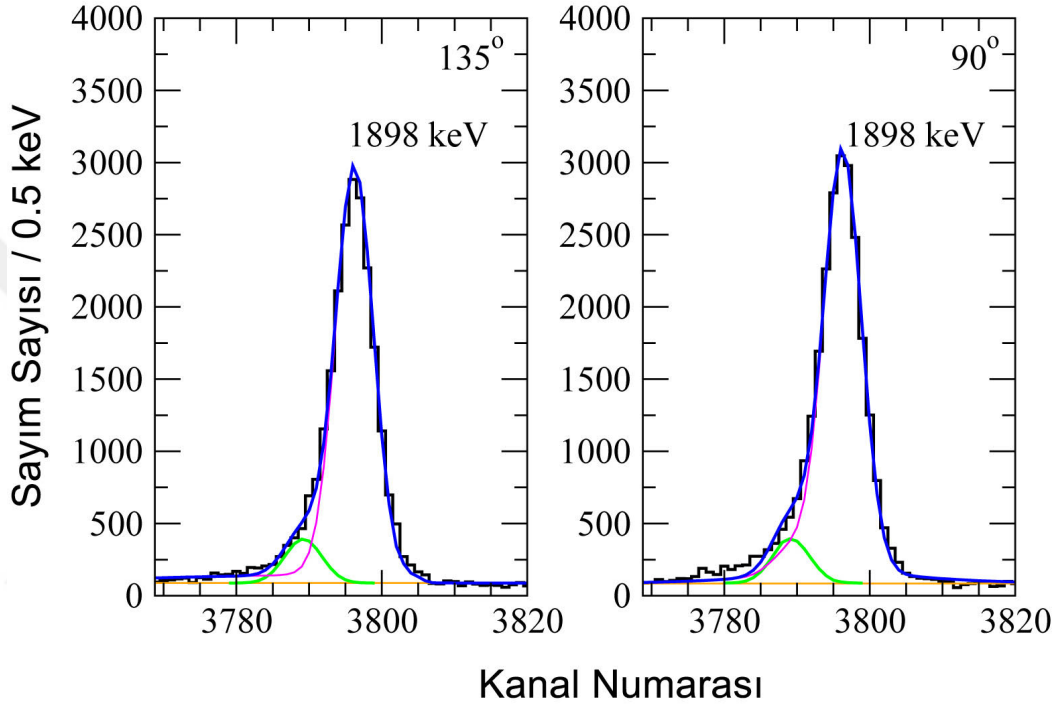
Şekil 4.3: Mevcut çalışmadan elde edilen seviye şemasının ayrıntılı görünüşü. Bu çalışmada ömür değerleri elde edilen seviyeler mavi renk ile vurgulanmıştır.

geçişine kapı koyulmuş ve bu geçişin ömür bilgisi içerip içermediğini kontrol etmek amacıyla 486 keV gama geçişinde farklı enerji bölgelerine (Örneğin; (a) durumunda pikin ömür bilgisi içeren sol taraftaki kuyruk kısmına kapı koyulurken, (b) durumunda ise ömür bilgisi içermeyen yani tamamen durdurulmuş kısmına) kapı koyularak şekilden de görüldüğü üzere elde edilen 630 keV ($17_1^+ \rightarrow 16_1^+$) gama geçişinin ömür bilgisi taşıdığı anlaşılmıştır. Aynı teknik 543 keV ($14_1^+ \rightarrow 13_1^+$) gama geçişi için de uygulanmış ve bu durumda 616 keV pikine kapı konulmuştur. Şekil 4.4'te (a,c) durumlarından da görüldüğü gibi 630 keV ve 543 keV pikleri sol tarafta bulunan kuyruk sebebiyle ömür bilgisi taşımaktadır.



Şekil 4.4: 630 keV ($17_1^+ \rightarrow 16_1^+$) ve 543 keV ($14_1^+ \rightarrow 13_1^+$) gama geçişlerine ait deneysel enerji spektrumları. Üst paneller (a,c) asimetrik piklerin Doppler kayması olan bileşenlerine (sol taraf) kapı koyularak açık bir şekilde Doppler genişlemiş pikleri sergileyen spektrumları göstermektedir. Piklerin durdurulan bileşenlerine kapı koyularak elde edilen alt panellerdeki (b,d) spektrumları için hiçbir Doppler genişlemesi gözlenmemiştir.

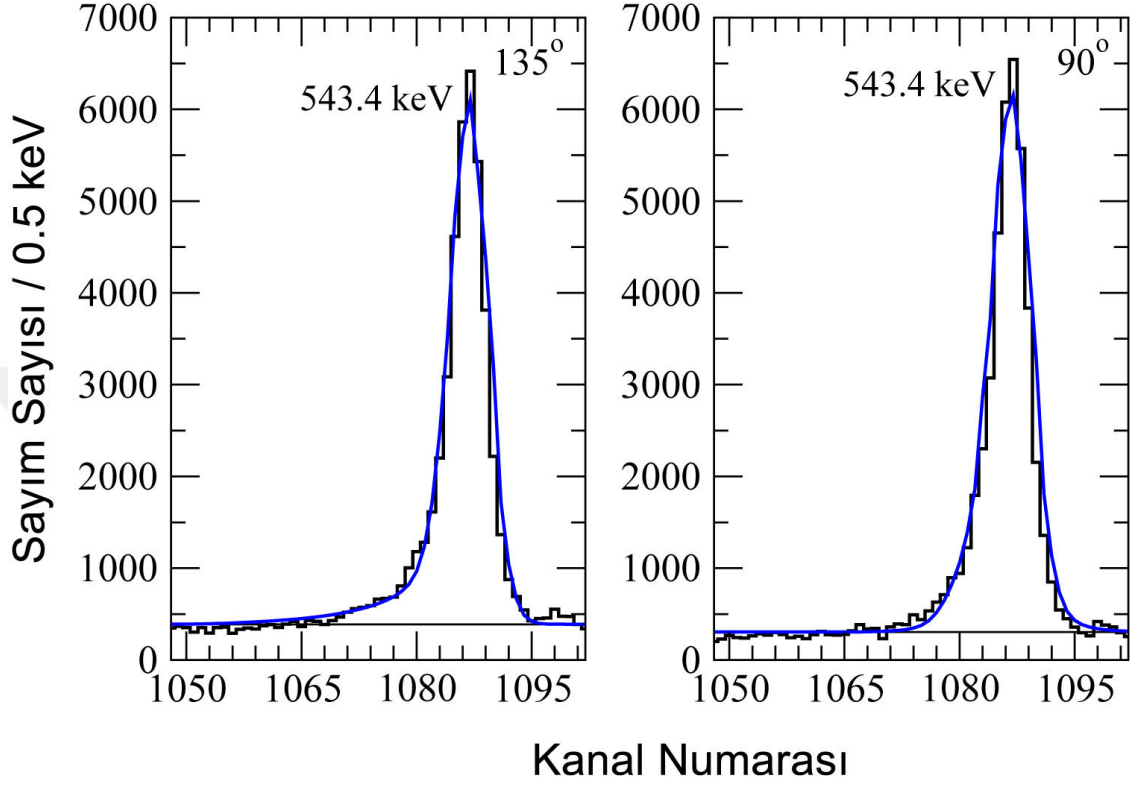
DSAM analizi için, feeding geçişini doğru bir şekilde modellemek için kaskadlardaki geçişlerin bağıl şiddet değerleri gereklidir. Bu nedenle mevcut çalışmada, ^{94}Ru çekirdeğinin seviye şemasında yer alan her bir gama geçişi için bağıl şiddet değerleri ölçülmüştür. İlgili değerler, Tablo 4.3'te listelenmiştir.



Şekil 4.5: 1898 keV ($13_1^+ \rightarrow 12_1^+$) geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.

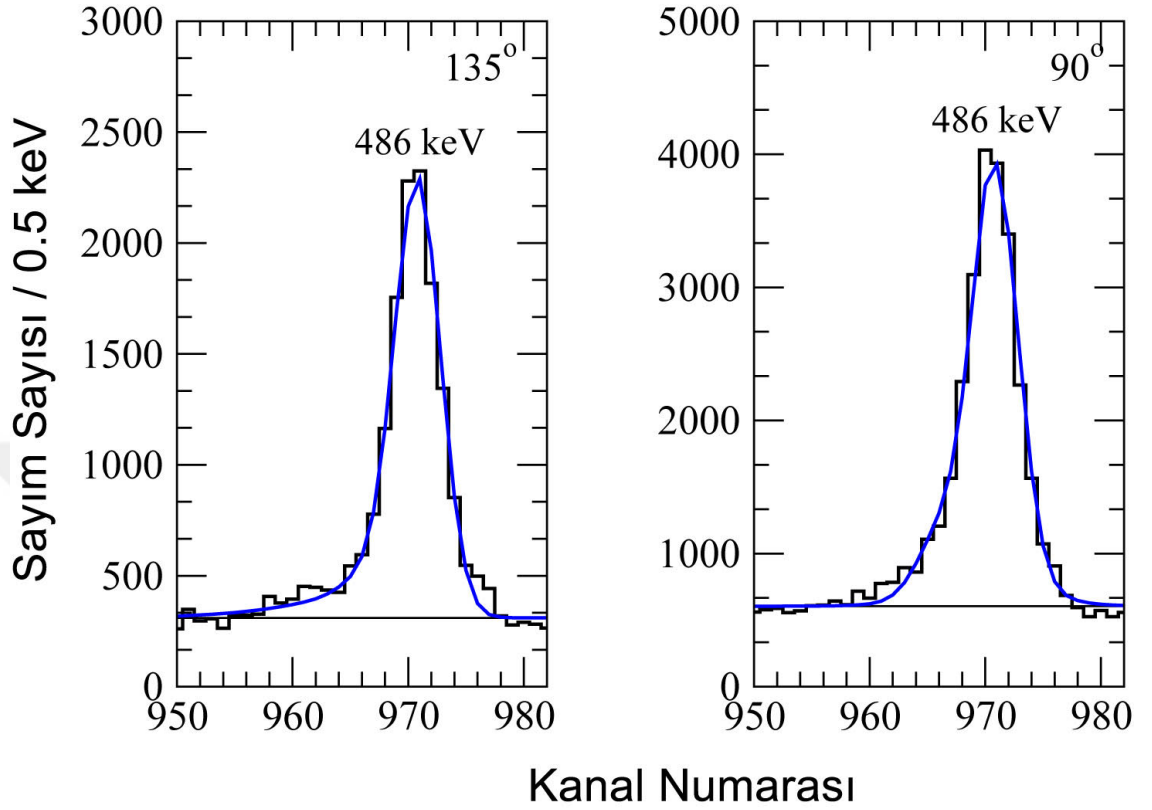
Spektrumlar, 12_1^+ seviyesinden dökülen ve 4717 keV değerinde uyarılma enerjisine sahip olan 726 keV geçişinin tamamen durdurulmuş bileşenine dar bir kapı koyularak elde edilmiştir. 1898 keV γ -ışını geçişinin fit edilen toplam pik şekli Şekil 4.5'te mavi renk ile gösterilmiştir. Ayrıca içsel pik şekillerinin iki Gaussiyen pik (sırasıyla mor ve yeşil) ile gösterildiği bu şekilde sonuç olarak elde edilen ömür değeri ($\tau_{13_1^+} = 1.36(17)$ ps), Jungclaus ve diğ. tarafından elde edilen ömür değeri ile ($\tau_{lit} = 1.26(17)$ ps) uyumludur (Jungclaus ve diğ., 1999). Jungclaus ve diğ. tarafından elde edilen ömür ölçümü değerleri, Recoil-Distance Doppler Shift (RDDS) adı verilen farklı bir teknik kullanılmasına rağmen bulunan sonuçların birbiriyle uyumlu olması, mevcut çalışmada kullanılan metodun

geçerliliğini kanıtlamaktadır.



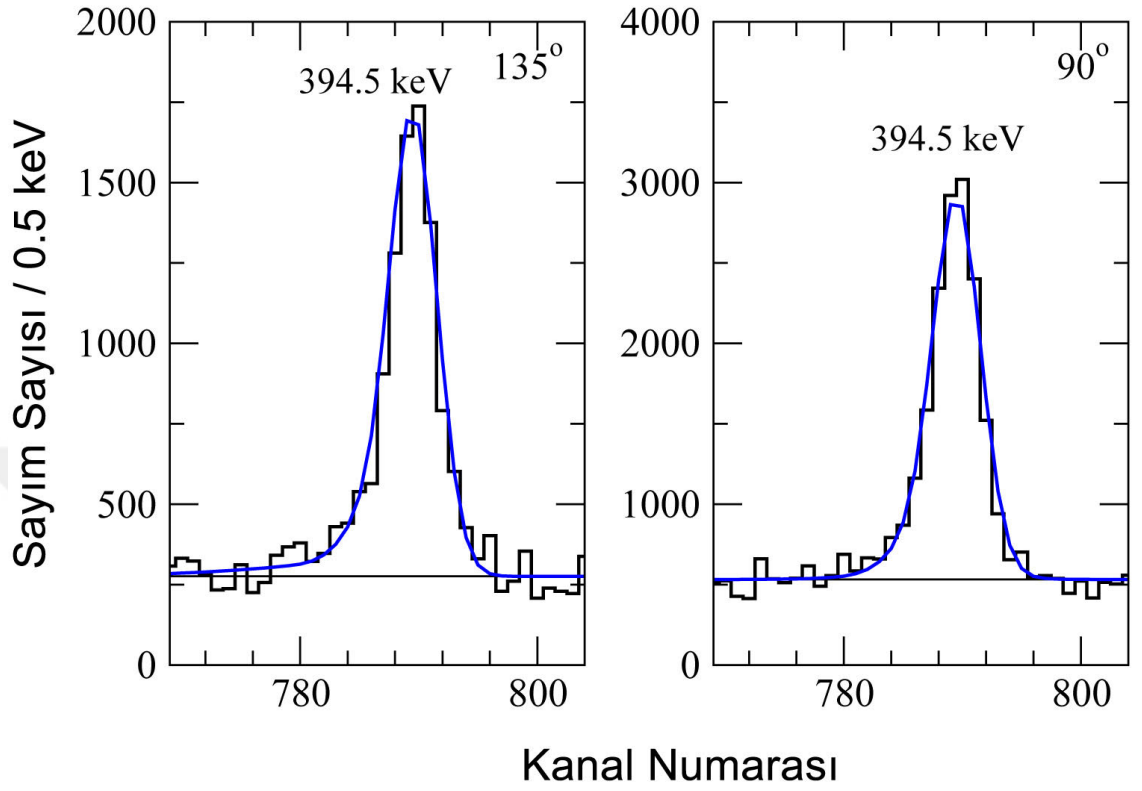
Şekil 4.6: 543.4 keV ($14_1^+ \rightarrow 13_1^+$) geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.

Spektrumlar, 12_1^+ seviyesinden dökülen ve 4717 keV değerinde uyarılma enerjisine sahip olan 726 keV geçişinin tamamen durdurulmuş bileşenine dar bir kapı koyularak elde edilmiştir ve hüzme doğrultusuna göre 135° ve 90° 'de (şeklin sırasıyla sol ve sağ kısmı) dedekte edilen olayları içermektedir. Mevcut çalışmadan elde edilen 14_1^+ uyarılmış seviyesinin ömür değeri (0.43(6) ps), Jungclaus ve diğ. tarafından rapor edilen ömür değeri (0.48(6) ps) ile uyum içerisindedir (Jungclaus ve diğ., 1999).



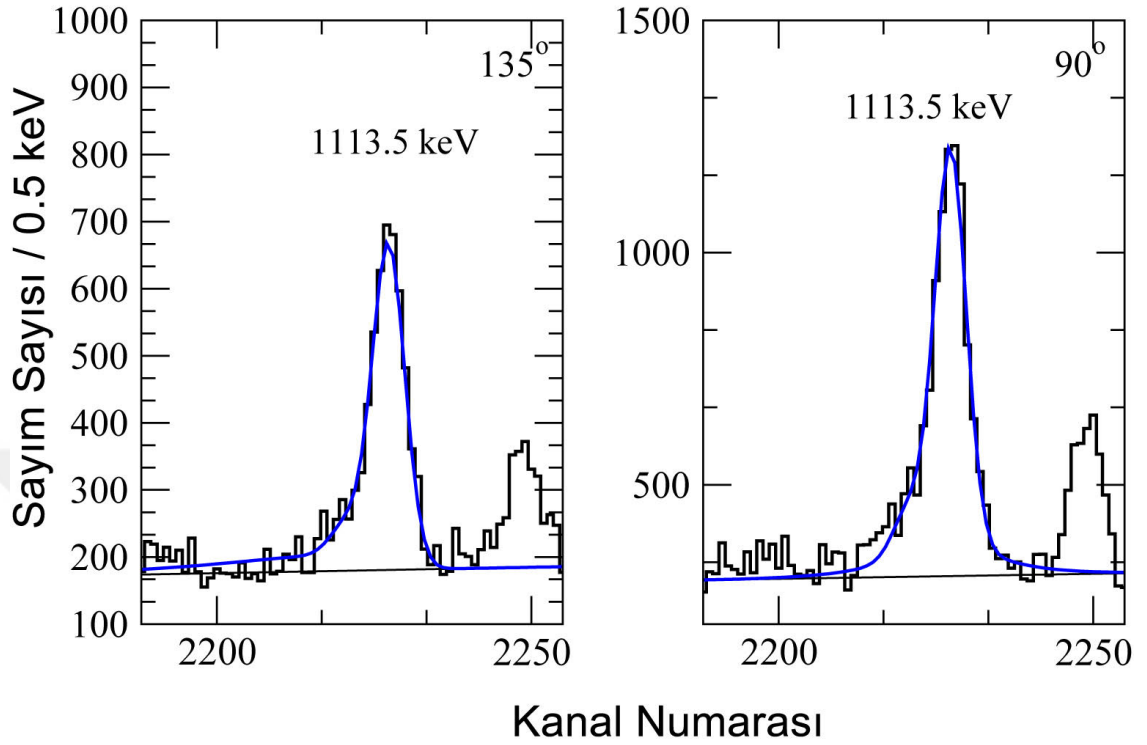
Şekil 4.7: 486 keV ($18_1^+ \rightarrow 17_1^+$) γ -ışını geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.

Spektrumlar, 630 keV ($17_1^+ \rightarrow 16_1^+$) geçişinin tamamen durdurulmuş bileşenine dar bir kapı koyularak elde edilmiştir ve hüzme doğrultusuna göre 135° ve 90° 'de (şeklin sırasıyla sol ve sağ kısmı) dedekte edilen olayları içermektedir. Mevcut çalışmadan elde edilen 18_1^+ uyarılmış seviyesinin ömür değeri ($\tau_{18_1^+} = 0.55(7)$ ps), Jungclaus ve diğ. tarafından rapor edilen ömür değeri ($\tau_{lit} = 0.52(3)$ ps) ile uyum içerisindedir (Jungclaus ve diğ., 1999).



Şekil 4.8: 394.5 keV ($19_1^+ \rightarrow 18_1^+$) γ -ışını geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.

Spektrumlar, 630 keV ($17_1^+ \rightarrow 16_1^+$) geçişinin tamamen durdurulmuş bileşenine dar bir kapı koyularak elde edilmiştir ve hüzmeye doğrultusuna göre 135° ve 90° 'de (şeklin sırasıyla sol ve sağ kısmı) dedekte edilen olayları içermektedir. Mevcut çalışmadan elde edilen 19_1^+ uyarılmış seviyesinin ömür değeri (3.08(69) ps), Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından rapor edilen limit değeri (< 4.9 ps) ile uyum içerisindedir (Jungclaus ve diğ., 1999).



Şekil 4.9: 1113.5 keV ($20_1^- \rightarrow 18_1^-$) γ -ışını geçişi için deneysel gama ışını enerji spektrumu ve Doppler kaymış şekillerin fit edilmesi.

Spektrumlar, 496 keV ($16_1^- \rightarrow 15_1^-$) gama geçişinin tamamen durdurulmuş bileşenine dar bir kapı koyularak elde edilmiştir ve hüzme doğrultusuna göre 135° ve 90° 'de (şeklin sırasıyla sol ve sağ kısmı) dedekte edilen olayları içermektedir. Mevcut çalışmadan elde edilen 20_1^- uyarılmış seviyesinin ömür değeri (2.20(31) ps), Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından rapor edilen limit değeri (< 2.6 ps) ile uyum içerisindedir.

Tablo 4.4: ^{94}Ru çekirdeğinin uyarılmış seviyelerinin mevcut çalışmadan elde edilen ömür değerleri ve daha önce bildirilen değerler (Jungclaus *ve diğ.*, 1999) ve limitler ile karşılaştırılması. Uyarılma enerjisi, spin-parite değerleri ve γ -ışını enerjileri sırasıyla birinci, ikinci ve üçüncü sütunda verilmiştir. Mevcut çalışmada, Doppler Kayması Zayıflama Metodu kullanılarak belirlenmiş ömür değerleri (τ) dördüncü sütunda yer alırken Jungclaus *ve diğ.* (1999) tarafından elde edilen ömür değerleri beşinci sütunda verilmiştir. İstatistiksel belirsizlikler parantez içinde gösterilmiştir.

Pozitif Parite				
E_x (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	E_γ (keV)	τ (ps)	τ_{lit} (ps)
6614	$13_1^+ \rightarrow 12_1^+$	1898.2	1.36(17)	1.26(17)
7157	$14_1^+ \rightarrow 13_1^+$	543.4	0.43(6)	0.48(6)
7773	$15_1^+ \rightarrow 14_1^+$	615.6	0.32(4)	< 0.4
8411	$16_1^+ \rightarrow 15_1^+$	638.5	0.65(10)	< 1.0
9041	$17_1^+ \rightarrow 16_1^+$	630.1	0.86(13)	< 2.0
9526	$18_1^+ \rightarrow 17_1^+$	486.0	0.55(7)	0.52(3)
9921	$19_1^+ \rightarrow 18_1^+$	394.5	3.08(69)	< 4.9
Negatif Parite				
E_x (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	E_γ (keV)	τ (ps)	τ_{lit} (ps)
11041	$20_1^- \rightarrow 18_1^-$	1113.5	2.20(31)	< 2.6

Tablo 4.5: Mevcut ölçümlerden elde edilen deneysel geçiş olasılıkları B(M1) ve B(E2) değerleri sırasıyla altıncı ve yedinci sütunda gösterilmiştir. Belirsizlikler (istatistiksel) parantez içinde verilmiştir.

Pozitif Parite						
E_x (keV)	I_i^π	E_γ (keV)	I_f^π	σL	$B(M1\downarrow)$ (μ_N^2)	$B(E2\downarrow)$ ($e^2\text{fm}^4$)
6614	13_1^+	1898.2	12_1^+	M1	0.0061(7)	
7157	14_1^+	543.4	13_1^+	M1	0.82(11)	
7773	15_1^+	615.6	14_1^+	M1	0.64(10)	
		1159.0	13_1^+	E2		178(22)
8411	16_1^+	638.5	15_1^+	M1	0.23(4)	
		1254.0	14_1^+	E2		34(5)
9041	17_1^+	630.1	16_1^+	M1	0.24(4)	
		1269.0	15_1^+	E2		31(5)
9526	18_1^+	486.0	17_1^+	M1	0.89(11)	
9921	19_1^+	394.5	18_1^+	M1	0.24(5)	
		880	17_1^+	E2		99(22)
Negatif Parite						
E_x (keV)	I_i^π	E_γ (keV)	I_f^π	σL	$B(M1\downarrow)$ (μ_N^2)	$B(E2\downarrow)$ ($e^2\text{fm}^4$)
11041	20_1^-	597.5	19_1^-	M1	0.028(4)	
		1113.5	18_1^-	E2		166(23)

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Mevcut çalışmadan elde edilen ömür değerleri Tablo 4.4 içinde özetlenmiştir. Önceki ölçümlerle karşılaştırmak için, Jungclaus ve diğ. (1999) tarafından elde edilen ömür değerleri ve limitleri de Tablo 4.4'e dahil edilmiştir. 6614 keV enerjisindeki 13_1^+ uyarılmış seviyesinin ömrü, 7157 keV enerjisindeki 14_1^+ uyarılmış seviyesinin ömrü, 9526 keV enerjisindeki 18_1^+ uyarılmış seviyesinin ömrü ile 7773 keV enerjisindeki 15_1^+ , 8411 keV 16_1^+ uyarılmış seviyesine, 9041 keV 17_1^+ uyarılmış seviyesine, 9921 keV 19_1^+ uyarılmış seviyesine ve 11041 keV enerjisindeki 20_1^- uyarılmış seviyelerine ait ömürlerin üst limitleri (Jungclaus ve diğ., 1999) çalışmasından biliniyordu. Son beş seviyenin ömürleri, mevcut çalışmada ilk kez belirlenmiştir.

5.1. İNDİRGENMİŞ GEÇİŞ OLASILIKLARI VE BÜYÜK ÖLÇEKLİ KABUK MODELİ HESAPLAMALARI İLE KARŞILAŞTIRILMASI

Uyarılmış bir durumun ömrü (τ) ölçüldüğünde, gama ışını geçiş olasılığı ($T(\lambda)$) elde edilebilir. J_i 'den J_f 'e azalan bir seviyenin indirgenmiş geçiş olasılıkları şu şekilde çıkarılabilir:

$$B(E\lambda) = 4.57 \times 10^{-22} \frac{\lambda [(2\lambda + 1)!!]^2}{8\pi(\lambda + 1)} \left(\frac{197}{E_\gamma}\right)^{2\lambda+1} T(E\lambda) \quad [e^2 fm^{2\lambda}] \quad (5.1)$$

$$B(M\lambda) = 4.15 \times 10^{-20} \frac{\lambda [(2\lambda + 1)!!]^2}{8\pi(\lambda + 1)} \left(\frac{197}{E_\gamma}\right)^{2\lambda+1} T(M\lambda) \quad [\mu_N^2 fm^{2\lambda-2}] \quad (5.2)$$

$B(E\lambda : J_i \rightarrow J_f)$, " indirgenmiş matris elementi " olarak adlandırılır. Burada E_γ , MeV mertebesinde enerjidir ve λ bozunma sabiti τ değeriyle ters orantılıdır. İndirgenmiş geçiş olasılıkları, bu çalışmada $B(M1)$ ve $B(E2)$ değerleri ölçülen ömürlerden bu şekilde çıkarılmıştır. Yukarıda verilen denklemler şu şekilde de yazılabilir:

$$B(E2) = \frac{1}{\tau(1 + \alpha)1.22 \times 10^9 E_\gamma^5} [e^2 fm^4] \quad (5.3)$$

$$B(M1) = \frac{1}{\tau(1 + \alpha)1.76 \times 10^{13} E_\gamma^3} [\mu_N^2] \quad (5.4)$$

Burada ömür (τ) saniye biriminde olduğunda, E_γ MeV mertebesinde ve α iç dönüşüm katsayısıdır. İç dönüşüm katsayıları, BrIcc (Kibedi *ve diğ.*, 2008) kullanılarak hesaplanmıştır. Mevcut çalışmada, M1 geçişinin, özellikle çapraz orbital uyarılmaları açısından, birçok çok cisim dalga fonksiyonunu test etmek için özel bir fırsat sunduğu gerçeğini kullandık. Manyetik dipol operatörü sadece tek parçacık orbitallerini aynı orbital açısal momentuma, yani spin-yörünge ortaklarına veya aynı tek-j alt kabuğundaki durumlara bağlar (Bohr ve Mottelson, 1998). Bu, ^{100}Sn bölgesindeki çekirdeklerdeki uyarılmış seviyelerin teorik olarak tahmin edilen yapılandırılmalarını test etmek için güçlü bir araç sağlar. Yarı-sihirli çekirdek olan ^{94}Ru 'daki özel durumda, M1 geçiş özelliklerinin $g_{9/2}$ içinde $g_{7/2}$ spin-yörüngesindeki eşleştirmenin $N = 50$ üzerinden eşleşmesi beklenebilir. Burada, bu orbitalleri içeren durumlar için, $p_{1/2}$ veya $p_{3/2}$ ünkilerle karşılaştırıldığında, anlamlı ölçüde daha büyük jromanyetik faktör, önemli bir rol oynar.

M1 geçişleri için, referans değer olarak tarif edilen aynı Hamiltoniyen ile "fpgd" modelindeki ^{94}Ru çekirdeği için kabuk modeli hesaplamaları yaptık (Ghazi Moradi *ve diğ.*, 2014a). Her bir spin ve parite için en düşük üç özvektör hesaplanmış ve tüm olası M1 (ve E2) geçişleri için indirgenmiş geçiş kuvvetleri değerlendirilmiştir. $B(M1)$ indirgenmiş geçiş kuvvetlerinin hesaplamaları için, hem sade hem de etkili spin jromanyetik faktörleri $g_s = 0,7 \cdot g_s(\text{serbest})$ ile birlikte kullanıldı ve aynı zamanda E2 geçiş olasılıklarını hesaplamak için elektrik yükleri sırasıyla protonlar ve nötronlar için $e_\pi = 1.5e$ ve $e_\nu = 0.8e$ olarak kullanıldı.

Ömür analizinden çıkarılan deneysel geçiş olasılıkları [$B(M1)$, $B(E2)$], Chong Qi tarafından gerçekleştirilen Büyük Ölçekli Kabuk Modeli hesaplamaları ve daha önceden

Johnstone ve Skouras'ın (Johnstone ve Skouras, 1997) çalışmasından çıkarılan Jungclaus tarafından rapor edilen ve "SM2" olarak gösterilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Bu sonuçlar Şekil 5.1'de gösterilmiştir.

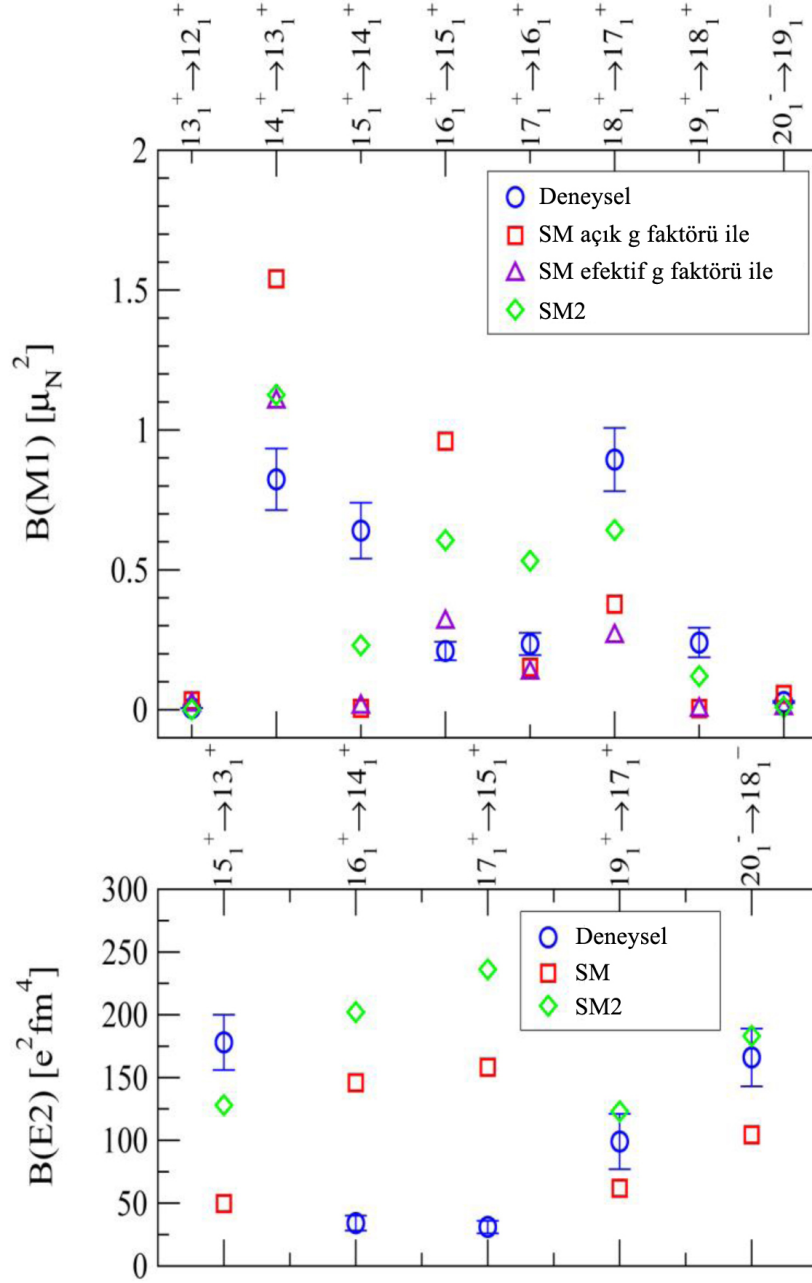
Sonuçlar açıkça, 12^+ yast seviyesinin üzerindeki kor uyarılmalarının varlığını öngörmüştür. Bu durum, kabuk modeli hesaplamalarında $g_{9/2}$ alt kabuğu içindeki bağlaşma tarafından domine edilirken, ilk 13^+ seviyesinin en düşük nötron kor-uyarılmış seviyesi olduğu tahmin edilmektedir. B(E2) geçiş kuvvetleri için deney ve teori arasındaki karşılaştırma, ^{94}Ru çekirdeğinin orta-yüksek-spinli seviyeleri için nötron kor uyarılmalarının önemini belirtmektedir. Teori ve deney arasında gözlemlenen bazı tutarsızlıklar, hesaplamalarla elde edilemeyen dalga fonksiyonlarının birbirleriyle karışmasından kaynaklanmaktadır.

5.2. SONUÇ

Deneysel yöntemlerle elde edilen ömür değerleri için Büyük Ölçekli Kabuk Model hesaplamaları yapılmış, deney ile teori karşılaştırılmıştır. ^{94}Ru çekirdeğinin proton veya nötron sayısı 50'ye eşit olan diğer yarı sihirli çekirdeklerin seviye yapısı, sadece deneysel açıdan değil aynı zamanda konfigürasyon etkileşimi ("Nükleer Kabuk Modeli") çerçevesinde teoriyi test etmek açısından da özel bir öneme sahiptir. $N=Z=50$ kabuk kapanışlarının hemen altındaki çekirdeklerin düşük enerji seviyelerinin temel yapısal özellikleri, bu çerçevede içinde izole edilmiş $0g_{9/2}$ ve $1p_{1/2}$ alt kabukları tarafından iyi tanımlanabilir. Özellikle ilgi çeken, $N=Z$ çekirdeklerinde baskın olması beklenen nötron-proton çifti eşleşme şeması arasındaki güçlü rekabettir (Cederwall ve diğ., 2011; Qi ve diğ., 2011). Örneğin ^{96}Pd ve ^{94}Ru çekirdeklerinin düşük enerjili temel seviye yapılarının benzerlik göstermesi, seniority derecesi $\nu = 4$ 'e kadar olan seniority simetrisinin korunduğunu gösterir. Bu çekirdeklerin yapılarının daha "gerçekçi" tanımları, birbirine komşu olan $1p_{3/2}$ ve $0f_{5/2}$ orbitallerini içerecek şekilde Büyük Ölçekli Kabuk Model hesaplamaları (Honma ve diğ., 2009) ve aynı zamanda $N=Z=50$ kabuk aralığındaki çekirdeklerin uyarılmasını içeren konfigürasyonlar ile elde edilebilir (Johnstone ve Skouras, 1997). Ömür hesaplamaları enerji seviyesi ölçümlerinden kaynaklanan kısıtlamaların belirgin şekilde ötesine geçerek, bu tür model tanımlarını test etmek için güçlü donanımlar sağlar. Özellikle, indirgenmiş manyetik

dipol ve elektrik kuadropol geçiş olasılıkları, sırayla B(M1) ve B(E2), direkt olarak nükleer dalga fonksiyonunu araştırır. Bu çalışmada ^{94}Ru çekirdeğinin orta ve yüksek spinli durumlarının yapısını araştırmak için bu tür ölçümlerin kullanılmasıyla özellikle N=50 kapalı kabuğu boyunca olan nötron uyarılmalarına dayalı seviyelerin önemli bir rol oynaması beklenmektedir. ^{94}Ru çekirdeğinin açıl momentumu $I \geq 13$ olan yüksek spinli seviyelerin yapısını yorumlamak için bugüne kadar farklı kabuk model konfigürasyon uzayı kullanılarak birçok hesaplamalar yapılmıştır (Johnstone ve Skouras, 1997; Jungclaus *ve diğ.*, 1999; Muto ve Horie, 1984; Palacz *ve diğ.*, 2012; Roth *ve diğ.*, 1994). Şekil 5.1, bu ömür çalışması sonucunda hesaplanan B(M1) ve B(E2) değerlerini Jungclaus *ve diğ.* (1999) tarafından rapor edilenlerle birlikte göstermektedir (Jungclaus *ve diğ.*, 1999). Jungclaus *ve diğ.* (1999) tarafından elde edilen değerler “SM2” olarak verilmiş olup bu değerler Johnstone ve Skouras’ın (1997) çalışmasından yararlanılarak elde edilmiştir. M1 geçişi birçok dalga fonksiyonunu ve çapraz yörünge uyarılmalarını test etmek için özel bir fırsat sunmaktadır. Özellikle manyetik dipol operatörünün tek parçacık orbitallerini aynı orbital açıl momentuma (Bohr ve Mottelson, 1998) yani spin yörüngeye bağladığı gerçeğine bağlı olarak ^{94}Ru çekirdeğinin özel durumunda M1 geçiş özelliklerinin $g_{9/2}$ alt kabuğunun içindeki eşleşme tarafından hakim olması beklenir. Bu çalışmada ^{94}Ru çekirdeğinin M1 geçişleri için fpqd model uzayı kullanılarak Ghazi-Moradi *ve diğ.* (2014) tarafından kullanılan Hamiltonyen ile kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır. B(M1) indirgenmiş geçiş gücü hesaplamaları için, normal ve efektif spin jromanyetik faktörler kullanılmıştır. B(M1) değerleri için hesaplanan en düşük iki 18^+ durumları arasındaki en ufak karışımın bile M1 geçiş gücünün artmasına neden olduğu görülmüştür. Bunun sonucunda elde edilen B(M1) değerinin deneyden elde edilen değer ile daha uyumlu olduğunu görmekteyiz.

Şekil 5.1’in alt panelinde bu çalışmada elde edilen B(E2) değerleri, hem kabuk model hesaplamamız hem de Johnstone ve Skouras (1997) tarafından elde edilen değerler ile karşılaştırılmıştır (Johnstone ve Skouras, 1997; Jungclaus *ve diğ.*, 1999). B(E2) değerleri için deney ile teorinin birbiri ile uyumlu olduğu söylenebilir fakat her iki hesaplamada da $16_1^+ \rightarrow 14_1^+$ ve $17_1^+ \rightarrow 15_1^+$ gama geçişlerine ait geçiş güçlerinin deneyden elde edilen değere göre oldukça yüksek olduğunu görüyoruz. Tüm bu durumlarda $v g_{9/2} \rightarrow d_{5/2}$ çapraz kabuk uyarılmasının baskın olduğu hesaplanmıştır. Bu sonuç gözlemlenen 14_1^+ seviyesinin hesaplanan 14_1^+ ve 14_2^+ seviyelerinin karışımı olduğunu göstermektedir. Aynı şekilde gözlemlenen 15_1^+ seviyesi için de benzer durum mevcut olabilir.



Şekil 5.1: Deneysel tekniklerle yapılan ömür ölçümü sonucunda elde edilen ve Büyük Ölçekli Kabuk Modeli (LSSM) hesaplamaları ile öngörülen $B(M1)$ ve $B(E2)$ geçiş güçlerinin karşılaştırması.

KAYNAKLAR

- Alexander, T. K., Goulding, F. S., 1961, An amplitude-insensitive system that distinguishes pulses of different shapes, *Nucl. Instrum. Methods*, 13, 244-246.
- Azaiez, F., 1999, EXOGAM: a γ -ray spectrometer for radioactive beams, *Nuclear Physics A*, 654, 1003c-1008c.
- Bacelar, J. C., 2012, "private communication,".
- Bauer, C., Behrens, T., Bildstein, V., Blazhev, A., Bruyneel, B., Butterworth, J., Clement, E., Coquard, L., Egido, J. L., Ekström, A., Fitzpatrick, C. R., Fransen, C., Gernhäuser, Habs, D., Hess, H., Leske, J., Kröll, T., Krücken, R., Lutter, R., Marley, P., Möller, T., Otsuka, T., Patronis, N., Petts, A., Pietralla, N., Rodriguez, T. R., Shimizu, N., Stahl, C., Stefanescu, I., Stora, T., Thirolf, P. G., Voulot, D., van de Walle, J., Warr, N., Wenander, F. ve Wiens, A., 2012, Prolate shape of ^{140}Ba from a first combined Doppler-shift and Coulomb-excitation measurement at the REX-ISOLDE facility, *Phys. Rev. C*, 86, 034310.
- Bertulani, C. A., 2007, *Nuclear Physics in a Nutshell*.
- Bhattacharjee, R., Bhattacharjee, S. S., Basu K., Rajesh, P. V., Raut, R., Ghugre, S. S., Das, D., Sinha, A. K., Chaturvedi, L., Garg, U., Ray, S., Yogi, B. K., Kumar Raju, M., Chakrabarti, R., Mukhopadhyay, S., Dhal, A., Singh, R. P., Madhavan, S. N. ve Muralithar, S., 2014, Level lifetimes in ^{32}P obtained using the Doppler-shift attenuation method with thick molecular targets, *Phys. Rev. C*, 90, 044319.
- Bohr, A. ve Mottelson, B. R., 1998, *Nuclear Structure I*, Singapore: World Scientific Publishing Co.
- Bourgin, D., Courtin, S., Haas, F., Stefanini, A. M., Montagnoli, G., Goasduff, A., Montanari, D., Corradi, L., Fioretto, E., Huiming, J., Scarlassara, F., Rowley, N., Szilner, S. ve Mijatovic T., 2014, Barrier distributions and signatures of transfer channels in the $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$ fusion reactions at energies around and below the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C*, 90, 044610.
- Brandolini, F. ve Ribas, R. V., 1998, Doppler shift attenuation method analysis with the narrow gate on transitions below procedure, *Nucl. Instr. Meth. Phys. A*, 417, 150-157.
- Casten, R. F., 2000, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, Oxford University Press, New York, 2nd edition.
- Cederwall, B., Ghazi Moradi, F., Bäck, T., Johnson, A., Blomqvist, J., Clement, E., de France, G., Wadsworth, R., Andgren, K., Lagergren, K., Dijon, A., Jaworski, G., Liotta, R., Qi, C., Nyakó, B. M., Nyberg, J., Palacz, M., Al-Azri, H., Algora, A., de Angelis, G., Ataç, A., Bhattacharyya, S., Brock, T., Brown, J. R., Davies, P.,

- Di Nitto, A., Dombrádi, Zs., Gadea, A., Gál, J., Hadinia, B., Johnston-Theasby, F., Joshi, P., Juhász, K., Julin, R., Jungclaus, A., Kalinka, G., Kara, S. O., Khaplanov, A., Kownacki, J., La Rana, G., Lenzi, S. M., Molnár, J., Moro, R., Napoli, D. R., Nara Singh, B. S., Persson, A., Recchia, F., Sandzelius, M., Scheurer, J. N., Sletten, G., Sohler, D., Söderström, P.-A., Taylor, M. J., Timár, J., Valiente-Dobón, J. J., Vardaci, E. ve Williams, S., 2011, New spin-aligned pairing phase in atomic nuclei inferred from the structure of ^{92}Pd , *Nature*, 469, 68.
- Currie, W. M., 1969, A Monte Carlo Programme for Doppler Shift Analysis, *Nucl. Instrum. Methods*, 73, 173-185.
- Devons S. ve Hine M. G N., 1949, Recoil Methods for Measurement of Lifetimes of Nuclear States, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A Math Phys. Sci.*, 199, 413.
- Devons, S., Manning, G. ve Dunbury, D. St. P., 1955, Measurement of γ -ray transition Lifetimes by Recoil Methods, *Proc. Phys. Soc. London Ser. A*, 68, 18.
- Duchene, G., 1999, The Clover : a New Generation of Composite Ge Detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 432, 90-110.
- Eppinger, K., 2008, ^{100}Sn and Nuclei in its Neighbourhood, *GSI Scientific Report 2008*, page 147.
- Erler, J., Birge, N., Kortelainen, M., Nazarewicz, W., Olsen, E., Perhac, A. M. ve Stoitsov, M., 2012, The limits of the nuclear landscape, *Nature*, 486, 509.
- Ertoprak, A., Cederwall, B., Jakobsson, U., Nyako, B. M., Nyberg, J., Davies, P., Doncel, M., de France, G., Kuti, I., Napoli, D. R., Wadsworth, R., Ghugre, S. S., Raut, R., Akkus, B., Al-Azri, H., Algora, A., de Angelis, G., Atac, A., Bäck, T., Boso, A., Clement, E., Debenham, D. M., Dombradi, Zs., Erturk, S., Gadea, A., Ghazi Moradi, F., Gottardo, A., Huyuk, T., Ideguchi, E., Jaworski, G., Li, H., Michelagnoli, C., Modamio, V., Nyberg, J., Palacz, M., Petrache, C. M., Recchia, F., Sandzelius, M., Siciliano, M., Timar, J., Valiente-Dobon, J. J. ve Xiao, Z. G., 2017, Lifetime Measurements with the Doppler Shift Attenuation Method Using a Thick Homogeneous Production Target-Verification of the Method, *Acta Physica Polonica B*, 48, 325.
- Ertoprak A., Cederwall, B., Qi, C., Doncel, M., Jakobsson, U., Nyako, B. M., Jaworski, G., Davies, P., de France, G., Kuti, I., Napoli, D. R., Wadsworth, R., Ghugre, S. S., Raut, R., Akkus, B., Al-Azri, H., Algora, A., de Angelis, G., Atac, A., Bäck, T., Boso, A., Clement, E., Debenham, D. M., Dombradi, Zs., Erturk, S., Gadea, A., Ghazi Moradi, F., Gottardo, A., Huyuk, T., Ideguchi, E., Li, H., Michelagnoli, C., Modamio, V., Nyberg, J., Palacz, M., Petrache, C. M., Recchia, F., Sandzelius, M., Siciliano, M., Timar, J., Valiente-Dobon, J. J. ve Xiao, Z. G., 2018, M1 and E2 transition rates from core-excited states in semi-magic ^{94}Ru , *The European Physical Journal A*, 54, 145.
- EXOAM Clover, <http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/detectors/exogam/exogam-detectors/>, [Ziyaret Tarihi : 5 Kasım 2018].

- Faestermann, T., Górska, M., Grawe, H., 2013, The structure of ^{100}Sn and neighbouring nuclei, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 69, 85-130.
- Gál, J., Hegyesi, G., Molnár, J., Nyakó, B. M., Kalinka, G., Scheurer, J. N., Aleonard, M. M., Chemin, J. F., Pedroza, J. L., Juhász ve Pucknell, V. F. E., 2004, The VXI electronics of the DIAMANT particle detector array, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, 516, 502-510.
- Gál, J., Kalinka, Nyakó, B. M., Perez, G. E., Máté, Z., Hegyesi, G., Vass, T., Kerek, A. ve Johnson, A., 1995, Particle discriminator for the identification of light charged particles with CsI(T1) scintillator + PIN photodiode detector, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, 366, 120-128.
- Galindo-Uribarri, A., 1993, First Evidence for the Hyperdeformed Nuclear Shape at High Angular Momentum, *Physical Review Letters*, 71, 231.
- GANIL web page, <http://www.ganil.fr>, [Ziyaret Tarihi : 3 Kasım 2018].
- Gavron A., 1980, Statistical model calculations in heavy ion reactions, *Phys. Rev. C*, 21, 230.
- Goeppert-Mayer, M., 1948, On closed shells in nuclei, *Phys. Rev.*, 74, 235.
- Gorska, M., 1997, ^{98}Cd : Two Proton-Hole spectrum in ^{100}Sn , *Phys. Rev. Lett.*, 79, 2415.
- Ghazi Moradi, F., Qi, C., Cederwall, B., Ataç, A., Bäck, T., Liotta, R., Doncel, M., Johnson, A., de France, G., Clement, E., Dijon, A., Wadsworth, R., Henry, T. W., Nichols, A. J., Al-Azri, H., Nyberg, J., Gengelbach, A., Tüyük, H., Nyakó, B. M., Timár, J., Sohler, D., Dombrádi, Zs., Kuti, I., Juhász, K., Palacz, M., Jaworski, G., Lenzi, S. M., John, P. R., Napoli, D. R., Gottardo, A., Modamio, V., Di Nitto, A., Yilmaz, B., Aktas, Ö. ve Ideguchi, E., 2014, Character of particle-hole excitations in ^{94}Ru deduced from γ -ray angular correlation and linear polarization measurements, *Phys. Rev. C*, 89, 014301.
- Ghazi Moradi, F., Qi, C., Cederwall, B., Bäck, T., Ataç, A., Liotta, R., Doncel, M., Johnson, A., de France, G., Clement, E., Nyberg, J., Gengelbach, A., Nyakó, B. M., Gál, J., Kalinka, G., Molnár, J., Timár, J., Sohler, D., Dombrádi, Zs., Kuti, I., Juhász, K., Napoli, D. R., Gottardo, A., Modamio, V., Wadsworth, R., Henry, T. W., Nichols, A. J., Al-Azri, H., Palacz, M., Ideguchi, E., Aktas, Ö., Di Nitto, A., Dijon, A., Tüyük, H., Jaworski, G., John, P. R. ve Yilmaz, B., 2014, Spectroscopy of the neutron-deficient N=50 nucleus ^{95}Rh , *Phys. Rev. C*, 89, 044310.
- Goeppert-Mayer, M., 1949, On Closed Shells in Nuclei. II, *Phys. Rev.*, 75, 1969-1970.
- Güven, H. H., 2001, *Nükleer Fizik Ders Notları*, İ.T.Ü. Fizik Bölümü.
- Haxel, O., Jensen, J. H. D., Suess, H. E., 1949, On the Magic Numbers in Nuclear Structure, *Phys. Rev.*, 75, 1766.
- Heyde, K. L. G., 1990, *The Nuclear Shell Model*, Springer-Verlag, Berlin, Germany.

- Heyde, K. L. G., 1999, *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*, IOP Publishing Ltd, Bristol, UK, 2nd edition.
- Hofmann, S. ve Münzenberg, G., 2000, The Discovery of the heaviest elements, *Rev. Mod. Phys.*, 72, 733.
- Honma, M., Otsuka, T., Mizusaki, T., Hjorth-Jensen, M., 2009, New effective interaction for $f_5p_{g9} - shellnuclei$, *Physical Review C*, 80, 064323.
- James, F. ve Roos, M., 1975, MINUIT - A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations, *Comput. Phys. Commun.*, 10, 343-367.
- Johnstone, I. P. ve Skouras, L. D., 1997, Particle-hole excitations in $N = 50$ nuclei, *Physical Review C*, 55, 1227.
- Jungclaus, A., Kast, D., Lieb, K. P., Teich, C., Weiszflog, M., Härtlein, T., Ender, C., Köck, F., Schwalm, D., Johnstone, I. P., Reif, J., Schwengner, R., Peusquens, R., Dewald, A., Eberth, J., Thomas, H. G., Gorska, M. ve Grawe, H., 1999, Lifetime study of particle-hole excitations in the semimagic nucleus ^{94}Ru , *Physical Review C*, 60, 014309.
- Kibédi, T., Burrows, T. W., Trzhaskovskaya, M. B., Davidson, P. M. ve Nestor Jr., C. W. 2008, Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, 589, 202-229.
- Knoll, G. F., 1999, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley and Sons, 3rd edition.
- Krane, K. S., 1987, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, Inc., 2nd edition.
- Lee, I.-Y., 1997, Physics with GAMMASPHERE and beyond, *Prog. Part. Nuc. Phys.*, 38, 65.
- Lipoglavsek, M., 1996, In-beam study of ^{102}Sn , *Z. Phys. B*, 356, 239.
- LISE++ kodu NSCL / MSU, LISE++: Radioactive beam production with in-flight separators. <http://lise.nscl.msu.edu/introduction.html>, [Ziyaret Tarihi : 31 Ekim 2018].
- LISE++ grubu NSCL / MSU. PACE 4 kodu, PACE 4: evaporation code. <http://lise.nscl.msu.edu/pace4.html>, [Ziyaret Tarihi : 31 Ekim 2018].
- Magill, J., Pfennig, G., Dreher R. ve Soti, Z., 2012, *Karlsruhe Nuclide Chart*, John Wiley and Sons, Inc., 8th edition.
- Marginean, N., 2001, Observation of the $N=Z=44$ ^{88}Ru nucleus , *Phys. Rev. C*, 63, 031303.
- Marginean, N., 2002, Delayed alignments in the $N=Z$ nuclei ^{84}Mo and ^{88}Ru , *Phys. Rev. C*, 65, 051303.

- Michelagnoli, C., 2013, *The lifetime of the 6.79 MeV state in ^{15}O as a challenge for nuclear astrophysics and γ -ray spectroscopy: a new DSAM measurement with the AGATA Demonstrator array*, PhD thesis, University of Padova.
- Morinaga, H. ve Gugelot, P., 1963, Gamma Rays Following (α ,xn) Reactions, *Nucl. Phys.*, 46, 210-224.
- Muto, K. ve Horie, H., 1984, Shell Model Study on M1 Strength Distributions in N=28 Isotones, *Phys. Letters B*, 135, 9.
- Nilsson, S. G. ve Ragnarsson I., 1995, *Shapes and Shells in Nuclear Structure*, Cambridge University Press, UK.
- nndcweb sitesi. <https://www.nndc.bnl.gov/>, [Ziyaret Tarihi : 31 Ekim 2018].
- Nolan, P. J. ve Sharpey-Schafer, J. F., 1979, The measurement of the lifetimes of excited nuclear states, *Rep.Prog.Phys.*, 42, 1.
- Northcliffe, L. C. ve Schilling, R. F., 1970, Range and stopping-power tables for heavy ions, *Nucl. Data Tables A*, 7, 233-463.
- Nyako, B. M., 1984, Observation of Superdeformation in ^{152}Dy , *Physical Review Letters*, 52, 507.
- Palacz, M., Nyberg, J., Grawe, H., Sieja, K., de Angelis, G., Bednarczyk, P., Curien, D., Dombradi, Zs., Dorvaux, O., Ekman, J., Galkowski, J., Gorska, M., Iwanicki, J., Jaworski, G., Kownacki, J., Ljungvall, J., Moszynski, M., Nowacki, F., Rudolph, D., Sohler, D., Wolski, D. ve Zieblinski, M., 2012, N=50 core excited states studied in the $^{96}_{46}\text{Pd}_{50}$ nucleus, *Physical Review C*, 86, 014318.
- Palacz, M., Nyberg, J., Grawe, H., Sieja, K., de Angelis, G., Bednarczyk, P., Blazhev, A., Curien, D., Dombradi, Zs., Dorvaux, O., Ekman, J., Galkowski, J., Gorska, M., Iwanicki, J., Jaworski, G., Kownacki, J., Ljungvall, J., Moszynski, M., Nowacki, F., Rudolph, D., Sohler, D., Wolski, D. ve Zieblinski, M., 2013, , *Acta Phys. Pol. B*, 44, 491-500.
- Preston, M. A., 1975, *Structure of the Nucleus*, Addison-Wesley Publ. Co., ISBN: 9780201059779.
- Qi, C., Blomqvist, J., Bäck, T., Cederwall, B., Johnson, A., Liotta, R. J. ve Wyss, R., 2011, Spin aligned neutron-proton pair mode in atomic nuclei, *Physical Review C*, 84, 021301.
- Radford, D. C., 1995, ESCL8R and LEVIT8R: Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets, *Nucl. Instrum. Meth. A*, 361, 297-305.
- Ring, P. ve Schuck, P., 2000, *The Nuclear Many- Body Problem*, Springer, Berlin, 2nd edition.
- Roth, H. A., Arnell, S. E., Foltescu, D., Skeppstedt, Ö., Blomqvist, J., Nilsson, A., Kuroyanagi, T., Mitarai, S., Nyberg, J., 1994, Gaps in the yrast level structure of the $N = 50$ isotones ^{93}Tc , ^{94}Ru and ^{95}Rh at high angular momentum, *Phys. Rev. C*, 50, 1330-1345.

- Scheurer, J. N., Aiche, M., Aleonard, M. M., Barreau, G., Bourguine, F., Boivin, D., Cabaussel, D., Chemin, J. F., Doan, T. P., Goudour, J. P., Harston, M., Brondi, A., La Rana, G., Moro, R., Vardaci, E. ve Curien, D., 1997, Improvements in the In-Beam γ -Ray Spectroscopy Provided by an Ancillary Detector Coupled to a Ge γ -Spectrometer: The DIAMANT-EUROGAM II example, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, 385, 501-510.
- Sharpey-Schafer, J. P. ve Simpson J., 1988, Escape suppressed spectrometer arrays: A revolution in γ -ray spectroscopy, *Prog. Particle Nucl. Phys.*, 21, 293.
- Simpson, J., 1997, The Euroball Spectrometer, *Z. Phys. A*, 358, 139.
- Simpson, J., Azaiez, F., de France, G., Fouan, J., Gerl, J., Julin, R., Korten, W., Nolan, P. J., Nyakó, Sletten, G., Walker, P. M. and the EXOGAM Collaboration, 2000, The EXOGAM Array: A radioactive beam gamma-ray spectrometer, *Acta Phys. Hung. N.S.*, 11, 159-188.
- Skeppstedt, O., Roth, H. A., Lindström, L., Wadsworth, R., Hibbert, I., Kelsall, N., Jenkins, D., Grawe, H., Gorska, M., Moszynski, M., Sujkowski, Z., Wolski, D., Kapusta, M., Hellström, M., Kalogeropoulos, S., Oner, D., Johnson, A., Cederkäll, J., Klamra, W., Nyberg, J., Weiszflog, M., Kay, J., Griffiths, R., Garces Narro, J., Pearson, C. ve Eberth, J., 1999, The EUROBALL neutron wall - design and performance tests of neutron detectors, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 421, 531-541.
- Sperr, P., Spieler, H., Maier M. R. ve Evers D., 1974, A simple pulse-shape discrimination circuit, *Nucl. Instrum. Methods*, 116, 55-59.
- Ziegler, J. F., 2018, SRIM kodu, www.srim.org, [Ziyaret Tarihi : 9 Kasım 2018].
- Straub, K., 2010, Decay of drip-line nuclear near ^{100}Sn , *GSI Scientific Report 2010*.
- Warburton, E. K. ve Schwarzschild, A. Z., 1968, The Measurement of Short Nuclear Lifetimes., *Annual Review of Nuclear Science*, 18.
- Ward, D., Forster, J. S., Andrews, H. R., Mitchell, I. V., Ball, G. C., Davies, W. G. ve Costa, G. J., 1976, Stopping powers for heavy ions, *AECL Report No. 5313*, 27p.
- Weisskopf, V. F., 1951, Radiative Transition Probabilities in Nuclei, *Phys. Rev.*, 83, 1073.
- Weizsäcker, C. F. V., 1935, Zur Theorie der Kernmassen, *Zeitschrift für Physik*, 96, Issue 7-8, 431-458.
- Wells, J. C., Johnson, N. R., 1991, LINESHAPE: A Computer Program for Doppler-Broadened Lineshape Lifetime Analysis, *Oak Ridge National Laboratory Physics Division Progress (ORNL) Report*, vol. 6689, p. 44.
- Wolski, D., Moszynski, M., Ludziejewski, T., Johnson, A., Klamra, W. ve Skeppstedt, Ö., 1995, Comparison of n- γ discrimination by zero-crossing and digital charge comparison methods, *Nucl. Instr. Meth. A*, 360, 584-592.
- Wong, S. M. S., 2004, *Introductory Nuclear Physics*, 2nd ed.

Woods, R. D. ve Saxon, D. S., 1954, Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering, *Phys. Rev.*, 95, 577-578.

Ziegler, J. F., 1985, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, Pergamon, New York, ISBN: 978-0080216034.



ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Ayşegül ERTOPRAK
Doğum Yeri	Fatih / İstanbul
Doğum Tarihi	12.04.1987
Uyruğu	<input checked="" type="checkbox"/> T.C. <input type="checkbox"/> Diğer:
Telefon	+90 212 455 57 00 / 15294
E-Posta Adresi	ertoprak@istanbul.edu.tr
Web Adresi	http://aves.istanbul.edu.tr/ertoprak/



Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Fen Fakültesi
Bölümü	Fizik
Mezuniyet Yılı	2009

Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Fakülte	Fen Fakültesi
Bölümü	Matematik
Mezuniyet Yılı	2009

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Fizik Anabilim Dalı
Programı	Nükleer Fizik Programı
Mezuniyet Tarihi	2013

Doktora	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri
Anabilim Dalı	Fizik Anabilim Dalı
Programı	Nükleer Fizik Programı
Mezuniyet Tarihi	2018

Makale ve Bildiriler

Makaleler

1. **Ertoprak A.**, Cederwall B., Qi C., Doncel M., Jakobsson U., Nyako B. M., Jaworski G., Davies P., de France G., Kuti I., Napoli D. R., Wadsworth R., Ghugre S. S., Raut R., Akkus B., Al-Azri H., Algora A., de Angelis G., Atac A., Back T., Boso A., Clement E., Debenham D. M., Dombradi Zs., Erturk S., Gadea A., Ghazi Moradi F., Gottardo A., Huyuk T., Ideguchi E., Li H., Michelagnoli C., Modamio, V., Nyberg J., Palacz M., Petrache C. M., Recchia F., Sandzelius M., Siciliano M., Timar J., Valiente-Dobon J. J., Xiao Z. G., 2018, M1 and E2 transition rates from core-excited states in semi-magic ^{94}Ru , *The European Physical Journal A*, 54, 145.
2. Cederwall B., Doncel M., Aktas O, **Ertoprak A.**, Liotta R., Qi C., Grahn T., Cullen D. M., Hodge D., Giles M., Stolze S., Baran H., Braunroth T., Calverley T., Cox D. M., Fang Y. D., Greenlees P. T., Hilton J., Ideguchi E., Julin R., Juutinen S., Kumar Raju M., Li H., Liu H., Matta S., Modamio V., Pakarinen J., Papadakis P., Partanen J., Petrache C. M., Rahkila P., Ruotsalainen P., Sandzelius M., Saren J., Scholey C., Sorri J., Subramaniam P., Taylor M. J., Uusitalo J., Valiente-Dobon J. J., 2018, Lifetime Measurements of Excited States in ^{172}Pt and the Variation of Quadrupole Transition Strength with Angular Momentum, *Physical Review Letters*, 121, 022502.
3. Lv B. F., Petrache C. M., Astier A., Dupont E., Lopez-Martens A., Greenlees P. T., Badran H., Calverley T., Cox D. M., Grahn T., Hilton J., Julin R., Juutinen S., Konki J., Leino M., Pakarinen J., Papadakis P., Partanen J., Rahkila P., Sandzelius M., Saren J., Scholey C., Sorri J., Stolze S., Uusitalo J., Herzan A., Cederwall B., **Ertoprak A.**, Liu H., Guo S., Liu M. L., Qiang Y. H., Wang J. G., Zhou X. H., Kuti I., Timar J., Tucholski A., Srebrny J., Andreoiu C., 2018, Evolution from γ -soft to stable triaxiality in ^{136}Nd as a prerequisite of chirality, *Physical Review C*, 98, 044304.
4. Petrache C. M., Lv B. F., Astier A., Dupont E., Wang Y. K., Zhang S. Q., Zhao P. W., Ren Z. X., Meng J., Greenlees P. T., Badran H., Cox D. M., Grahn T., Julin R., Juutinen S., Konki J., Pakarinen J., Papadakis P., Partanen J., Rahkila P., Sandzelius M., Saren J., Scholey C., Sorri J., Stolze S., Uusitalo J., Cederwall B., Aktas O., **Ertoprak A.**, Liu H., Matta S., Subramaniam P., Guo S., Liu M. L., Zhou X. H., Wang K. L., Kuti I., Timar J., Tucholski A., Srebrny J., Andreoiu C., 2018, Evidence of chiral bands in even-even nuclei, *Physical Review C*, 97, 539.
5. **Ertoprak A.**, Cederwall B., Jakobsson U., Nyako B. M., Nyberg J., Davies P., Doncel M., de France G., Kuti I., Napoli D. R., Wadsworth R., Ghugre S. S., Raut R., Akkus B., Al-Azri H., Algora A., de Angelis G., Atac A., Back T., Boso A., Clement E., Debenham D. M., Dombradi Zs., Erturk S., Gadea A., Ghazi Moradi F., Gottardo A., Huyuk T., Ideguchi E., Jaworski G.,

Li H., Michelagnoli C., Modamio, V., Nyberg J., Palacz M., Petrache C. M., Recchia F., Sandzelius M., Siciliano M., Timar J., Valiente-Dobon J. J., Xiao Z. G., 2017, Lifetime Measurements with the Doppler Shift Attenuation Method Using a Thick Homogeneous Production Target-Verification of the Method *Acta Physica Polonica B*, 48, 325.

Bildiriler

1. **Ertoprak A.**, 05 – 09 Eylül 2018, Lifetime Measurements of Excited States in the Semi-Magic Nucleus ^{94}Ru , *Turkish Physical Society 34th Physics Congress*, Bodrum – Türkiye.
2. **Ertoprak A.**, Cederwall B., Qi C., Doncel M., Jakobsson U., Nyako B. M., Jaworski G., Davies P., de France G., Kuti I., Napoli D. R., Wadsworth R., Ghugre S. S., Raut R., Akkus B., Al-Azri H., Algora A., de Angelis G., Atac A., Back T., Boso A., Clement E., Debenham D. M., Dombradi Zs., Erturk S., Gadea A., Ghazi Moradi F., Gottardo A., Huyuk T., Ideguchi E., Li H., Michelagnoli C., Modamio, V., Nyberg J., Palacz M., Petrache C. M., Recchia F., Sandzelius M., Siciliano M., Timar J., Valiente-Dobon J. J., Xiao Z. G., 05 – 09 Eylül 2018, Lifetime Measurements of Excited States in the Semi-Magic Nucleus ^{94}Ru , *Swedish Nuclear Physics Meeting 2017*, 18-20 Ekim 2017, Royal Institute of Technology, KTH, Sweden.
3. **Ertoprak A.**, 23 - 25 Ekim 2017, DSAM lifetime measurements in the semi-magic ^{94}Ru nucleus, *KTH P@K Conference*, on board M/S Mariella to/from Helsinki, Finland.
4. Aytan, Ö., Emirhan, M. E., Kurt, A., **Ertoprak A.**, Akkus B. ve Öktem, Y., 11 - 14 Temmuz 2017, Determination of Radon Concentration Levels in Well Waters Near the Anatolian Fault Zone, in Gönen / Balıkesir, Turkey, *17th International Balkan Workshop on Applied Physics*, Köstence / Romanya.
5. **Ertoprak, A.**, Cederwall, B., Qi, C., Doncel, M., Jakobsson, U., Nyako, B. M., Jaworski, G., Davies, P., de France G., Kuti, I., Napoli, D. R., Wadsworth, R., Ghugre, S. S., Raut, R., Akkus, B., Al-Azri, H., Algora, A., de Angelis, G., Atac, A., Back, T., Boso, A., Clement, E., Debenham, D. M., Dombradi, Zs., Erturk, S., Gadea, A., Ghazi Moradi, F., Gottardo, A., Huyuk, T., Ideguchi, E., Li, H., Michelagnoli, C., Modamio, V., Nyberg, J., Palacz, M., Petrache, C. M., Recchia, F., Sandzelius, M., Siciliano, M., Timar, J., Valiente-Dobon, J. J., Xiao, Z. G., 06 – 09 Eylül 2017, Lifetime Measurements with DSAM Technique, *Turkish Physical Society 33rd Physics Congress*, Bodrum – Türkiye.
6. **Ertoprak A.**, Akkus B., Öktem Y., 06 – 09 Eylül 2017, Current Experimental Techniques for lifetime measurements, *Turkish Physical Society 33rd Physics Congress*, Bodrum – Türkiye.

7. **Ertoprak A.**, Cederwall B., Wadsworth R., de France G., Qi C., Ghugre S. S., Raut R., Akkus B., Al-Azri H., Algora A., de Angelis G., Atac A., Back T., Boso A., Clement E., Davies P., Debenham D. M., Dombradi Zs., Doncel M., Gadea A., Gadea A., Ghazi Moradi F., Gottardo A., Huyuk T., Ideguchi E., Jakobsson U., Jaworski G., Kuti I., Li H., Michelagnoli C., Modamio, V., Napoli D. R., Nyako B. M., Nyberg J., Palacz M., Petrache C. M., Recchia F., Sandzelius M., Siciliano M., Timar J. and Valiente-Dobon J. J., 28 Ağustos – 4 Eylül 2016, Lifetime Measurements of High-Spin States in the ^{94}Ru Nucleus Using the Doppler Shift Attenuation Method, *Turkish Physical Society 32nd Physics Congress*, Zakopane, Krakow – Polonya.
8. **Ertoprak A.**, Cederwall B., Wadsworth R., de France G., Qi C., Ghugre S. S., Raut R., Akkus B., Al-Azri H., Algora A., de Angelis G., Atac A., Back T., Boso A., Clement E., Davies P., Debenham D. M., Dombradi Zs., Doncel M., Gadea A., Gadea A., Ghazi Moradi F., Gottardo A., Huyuk T., Ideguchi E., Jakobsson U., Jaworski G., Kuti I., Li H., Michelagnoli C., Modamio, V., Napoli D. R., Nyako B. M., Nyberg J., Palacz M., Petrache C. M., Recchia F., Sandzelius M., Siciliano M., Timar J. and Valiente-Dobon J. J., 06 – 09 Eylül 2016, Lifetime Results in the ^{94}Ru Nucleus Using DSAM, *Turkish Physical Society 32nd Physics Congress*, Bodrum – Türkiye.
9. **Ertoprak A.**, Akkus B., Sahin Yalcin L., 10 - 17 Temmuz 2016, Proposed Proton Accelerator Facility in Frame of Turkish Accelerator Center Project, *9th International Balkan School on Nuclear Physics 2016*, Köstence / Romanya.
10. **Ertoprak A.**, Akkus B., Sahin L., Algin E., 24 - 27 Ağustos 2015, Proposed Proton Accelerator Facility in Frame of Turkish Accelerator Center Project, *9th International Conference of the Balkan Physical Union*.
11. **Ertoprak A.**, 14 – 19 Temmuz 2014, Parçacıklar ve Radyasyonun Maddeyle Etkileşmesi, *Turkish Physical Society 9th International Summer School on Particle Accelerators and Detectors*, Bodrum / Türkiye.
12. **Ertoprak A.**, 3 – 6 Mart 2014, Lifetime measurements on ^{134}Ce using the Recoil Distance Doppler Shift (RDDS) method, *7th Workshop on Shape-Phase Transitions and Critical Point Phenomena in Nuclei*, Sevilla / İspanya.
13. **Ertoprak A.**, 16 – 22 Eylül 2013, Density Distribution of the Unitary Fermi Gas in the BEC-BCS crossover, *XX. International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Applications*, Varna / Bulgaristan.
14. **Ertoprak A.**, 02 – 05 Eylül 2013, Density Distribution of the Unitary Fermi Gas in the BEC-BCS crossover, *Turkish Physical Society 30th Physics Congress*, İstanbul Üniversitesi, İstanbul / Türkiye.
15. **Ertoprak A.**, Eylül 2013, Density Distribution of the Unitary Fermi Gas in the BEC-BCS crossover, *ISCBPU 10 - Balkan Fizik Birliği 10. Uluslararası Öğrenci Konferansı*, İstanbul Üniversitesi, İstanbul / Türkiye.

16. **Ertoprak A.**, 08 – 09 April 2011, Türk Hızlandırıcı Merkezi Proton Hızlandırıcısı Tesisi'nde Oluşturulması Planlanan 3 MeV 'lik Test Standı İçin Güç Kaynakları, *3rd Workshop of TAC PAF*, Eskişehir Osmangazi Üniversitesi, Eskişehir / Türkiye.
17. **Ertoprak A.**, 4 – 7 Eylül 2009, Multi Detector Arrays, *ISCBPU7 - 7th International Student Conference of the Balkan Physical Union*, Bodrum / Türkiye.



