

**T.C.
MANİSA CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DOKTORA TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
NÜKLEER FİZİK BİLİM DALI**

**BAZI LİTYUM İZOTOPLARININ SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN
ÇİFTLENMİŞ KANALLAR METODUYLA HESAPLANMASI**

Deniz CANBULA

**Danışman
Doç. Dr. Halil BABACAN**



MANİSA-2018

**Deniz
CANBULA**

**BAZI LITYUM İZOTOPLARININ SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN
ÇİFTLENMİŞ KANALLAR METODUYLA HESAPLANMASI**

2018

TEZ ONAYI

Deniz CANBULA tarafından hazırlanan "**Bazı Lityum İzotoplarının Saçılma Tesir Kesitlerinin Çiftlenmiş Kanallar Metoduyla Hesaplanması**"adlı tez çalışması 29/06/2018 tarihinde aşağıdaki jüri üyeleri önünde Manisa Celal Bayar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**'nda **DOKTORA TEZİ** olarak başarı ile savunulmuştur.

Danışman	Doç. Dr. Halil BABACAN Manisa Celal Bayar Üniversitesi
Jüri Üyesi	Prof. Dr. Müslim Murat SAÇ Ege Üniversitesi
Jüri Üyesi	Prof. Dr. Rana KİBAR Manisa Celal Bayar Üniversitesi
Jüri Üyesi	Prof. Dr. Levent SOLMAZ Balıkesir Üniversitesi
Jüri Üyesi	Dr. Öğr. Üyesi Rahmi KÜÇER Manisa Celal Bayar Üniversitesi

TAAHHÜTNAME

Bu tezin Manisa Celal Bayar Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde, akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin referans gösterilerek tezde yer aldığını beyan ederim.

Deniz CANBULA



İÇİNDEKİLER

Sayfa		
İÇİNDEKİLER.....		I
SİMGELER DİZİNİ.....		II
KISALTMALAR DİZİNİ.....		III
ŞEKİL DİZİNİ.....		IV
TABLO DİZİNİ.....		VIII
TEŞEKKÜR.....		IX
ÖZET.....		X
ABSTRACT.....		XI
1. GİRİŞ.....		1
2. GENEL BİLGİLER.....		3
2.1. Nükleer Reaksiyonlar.....		3
2.1.1. Direk Reaksiyonlar.....		4
2.1.2. Birleşik Reaksiyonlar.....		7
3. MATERYAL VE YÖNTEMLER.....		12
3.1. Materyal.....		12
3.1.1. Tesir Kesiti.....		12
3.1.2. Optik Potansiyel.....		13
3.1.3. Nükleer Seviye Yoğunluğu.....		14
3.2. Yöntemler.....		20
3.2.1. Çiftlenmiş Kanallar Methodu.....		20
3.2.2. N-Adımlı Saptırılmış Dalga Born Yaklaşımı.....		22
3.2.3. Çoklu-Kanal S Matris.....		23
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....		27
4.1. ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ Elastik ve İnelastik Saçılmaları.....		27
4.2. ${}^7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ Quasielastik Saçılması.....		29
4.3. ${}^{11}\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ Quaielastik Saçılması.....		32
4.4. ${}^6,7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ Füzyon Reaksiyonları.....		33
4.5. ${}^6,7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ Füzyon Reaksiyonları.....		34
4.5. Seviye Yoğunluğu Parametresinin Spin-Parite Bağımlılığı.....		38
4.7. Çekirdeklerin Uyarılmış Seviyelerinin Bozunma Genişlikleri ve Ortalama Yaşam Süreleri.....		60
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....		69
KAYNAKLAR.....		71
ÖZGEÇMİŞ.....		76

SİMGELER DİZİNİ

σ_{α}	Açıya bağlı toplam tesir kesiti
\tilde{a}	Asimptotik seviye yoğunluğu parametresi
f_{sev}	Ayrık seviye şemalarının fit kalitesi
β	Deformasyon parametresi
ρ_{def}	Deforme seviye yoğunluğu
σ_e	Elastik saçılma tesir kesiti
U	Etkin uyarılma enerjisi
E_F	Fermi enerjisi
δW	Kabuk düzeltmesi
$S(N, Z)$	Kabuk düzeltmesi enerjisi
A_c	Kollektif şiddet
T_c	Kritik sıcaklık
S_n	Nötron ayrılma enerjisi
T	Nükleer sıcaklık
$U(r)$	Optik potansiyel
D_0	Ortalama rezonans boşluğu
f_{rms}	Ortalama rezonans boşluklarının fit kalitesi
σ_r	Reaksiyon tesir kesiti
K_{rot}	Rotasyonel iyileştirme katsayısı
ρ	Seviye yoğunluğu
a	Seviye yoğunluğu parametresi
γ	Sönüm parametresi
σ^2	Spin eşik parametresi
N_{top}	Toplam seviye sayısı
ρ^{top}	Toplam seviye yoğunluğu
K_{vib}	Vibrasyonel iyileştirme katsayısı

KISALTMALAR DİZİNİ

DWBA	Bozunmuş dalga Born yaklaşımı
CC	Çiftlenmiş kanallar
FGM	Fermi gaz modeli
GSM	Genelleştirilmiş süperakışkan model
BSFGM	Geri-kaydırılmış Fermi gaz modeli
NLD	Nükleer seviye yoğunluğu
NSY	Nükleer seviye yoğunluğu
CTM	Sabit sıcaklık modeli
SDM	Sıvı damlası modeli
CDCC	Sürekli kesiklendirilmiş çiftlenmiş kanallar
SYP	Spin yörünge potansiyeli
SCBSFGM	Yarı-klasik geri-kaydırılmış Fermi gaz modeli

ŞEKİL DİZİNİ

Şekil 2.1 -- Elastik saçılmanın şematik gösterimi.	4
Şekil 2.2 -- İnelastik saçılmanın şematik gösterimi.	6
Şekil 2.3 -- ^{64}Zn çekirdeğinin farklı oluşum ve bozunum tipleri.	7
Şekil 2.4 -- Füzyon reaksiyonunun şematik gösterimi.	9
Şekil 2.5 -- Fisyon olayının şematik gösterimi.	10
Şekil 3.1 -- Saçılma deneyinin şematik gösterimi.	12
Şekil 4.1 -- 240 MeV'de $^6\text{Li}+^{28}\text{Si}$ reaksiyonunun elastik (üst panel) ve inelastik (alt panel) tesir kesitlerinin açısıl dağılımı.	28
Şekil 4.2 -- ^{28}Si izotopunun ilk uyarılmış seviyesinin enerjisinin deformasyon parametresine göre değişimi.	29
Şekil 4.3 -- $n+^{28}\text{Si}$ saçılmasının 15.4, 18.9, 21.7 ve 25.4 140 MeV enerjilerde elastik tesir kesitlerinin açısıl dağılımı.	30
Şekil 4.4 -- 177.8 MeV'de $^7\text{Li}+^{28}\text{Si}$ reaksiyonunun quasielastik tesir kesitlerinin açısıl dağılımı.	31
Şekil 4.5 -- 319 MeV'de $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ reaksiyonunun quasielastik tesir kesitlerinin açısıl dağılımı.	32
Şekil 4.6 -- $^6\text{Li}+^{28}\text{Si}$ (sol panel) ve $^7\text{Li}+^{28}\text{Si}$ (sağ panel) füzyon reaksiyonlarının sadece hacim potansiyelleri (siyah çizgi) kullanılarak hesaplanan tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi.	33
Şekil 4.7 -- $^6\text{Li}+^{28}\text{Si}$ (sol panel) ve $^7\text{Li}+^{28}\text{Si}$ (sağ panel) füzyon reaksiyonlarının sadece hacim potansiyelleri (siyah çizgi) ve mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyelleri (kırmızı çizgi) kullanılarak hesaplanan füzyon tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi.	34
Şekil 4.8 -- $^6\text{Li}+^{27}\text{Al}$ füzyon reaksiyonunun hacim potansiyeli (siyah çizgi), mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli (mavi çizgi) ve hedef çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli (kırmızı çizgi) kullanılarak hesaplanan füzyon tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi.	35
Şekil 4.9 -- $^7\text{Li}+^{27}\text{Al}$ füzyon reaksiyonunun hacim potansiyeli (siyah çizgi), mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli (mavi çizgi) ve hedef çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli (kırmızı çizgi) kullanılarak hesaplanan füzyon tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi.	36

Şekil 4.10-- Deneysel ayırık seviye veritabanındaki çekirdekler için toplam uyarılmış seviye sayısı (üst panel) ve en yüksek uyarılma enerjisi (alt panel) değerlerinin kütle numarasına göre değişimi.	39
Şekil 4.11-- Deneysel ayırık seviye veritabanındaki çekirdekler için pozitif (üst panel) ve negatif (alt panel) pariteli en büyük toplam açısal momentum değerlerinin kütle numarasına göre değişimi.	40
Şekil 4.12-- ^{41}K , ^{46}V , ^{58}Ni , ^{59}Cu , ^{68}Ge , ^{75}Se , ^{79}Br , ^{82}Sr , ^{88}Zr , ^{102}Pd izotopları için deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilen NSY parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişimleri.	42
Şekil 4.13-- ^{111}In , ^{114}Sn , ^{119}Sb , ^{134}Ce , ^{138}Nd , ^{146}Nd , ^{148}Sm , ^{148}Gd , ^{180}Os , ^{198}Pb izotopları için deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilen NSY parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişimleri.	43
Şekil 4.14-- $^{103,104,105,106,107,108,109,110,111,112}\text{Cd}$ izotopları için deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilen seviye yoğunluğu parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişimleri.	45
Şekil 4.15-- $^{113,114,115,116,117,118,119,120,121,123}\text{Cd}$ izotopları için deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilen seviye yoğunluğu parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişimleri.	46
Şekil 4.16-- ^{41}K izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	48
Şekil 4.17-- ^{46}V izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	49
Şekil 4.18-- ^{60}Ni izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	50

Şekil 4.19-- ^{88}Zr izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	51
Şekil 4.20-- ^{113}Cd izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	52
Şekil 4.21-- ^{146}Nd izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	53
Şekil 4.22-- ^{148}Sm izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	54
Şekil 4.23-- ^{167}Er izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	55
Şekil 4.24-- ^{177}Hf izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	56
Şekil 4.25-- ^{208}Pb izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	57
Şekil 4.26-- ^{238}Np izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).	58

Şekil 4.27-- NSY parametresinin toplam açısız momentuma göre değişimini tanımlayan Laplace dağılımının genişliği σ_J değerlerinin kütle numarasına göre değişimi.	59
Şekil 4.28-- ^{35}Cl çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.	62
Şekil 4.29-- ^{55}Mn çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.	62
Şekil 4.30-- ^{87}Sr çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.	63
Şekil 4.31-- ^{150}Nd çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.	63
Şekil 4.32-- ^{176}Yb çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.	64
Şekil 4.33-- ^{196}Pt çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.	64
Şekil 4.34-- $^{148}\text{Nd}(\gamma, n)^{147}\text{Nd}$ fotonükleer reaksiyonunun tesir kesiti hesabı. . .	65
Şekil 4.35-- $Z \leq 80$ kütle bölgesindeki çekirdeklerin fisyon bariyeri değerlerinin hesaplanması. İçi dolu yuvarlaklar SCBSFGM sonuçlarını, içi boş yuvarlaklar SDM ile yapılan hesaplamaların sonuçlarını göstermektedir. . .	66
Şekil 4.36-- $^{189}\text{Os}(p, f)$ proton fisyon reaksiyonunun tesir kesiti değerinin SCBSFGM ve SDM kullanarak hesaplanan sonuçları ve deneysel veriler ile karşılaştırılması.	67
Şekil 4.37-- ^{25}Mg çekirdeğinin toplam bozunma genişliği değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması	67

TABLO DİZİNİ

Tablo 3.1 -- Fenomenolojik NYS modellerinin deneysel nükleer yapı gözlenebilirleriyle uyum değerleri. f_{rms} değerleri kararlı 289 çekirdeği, f_{sev} değerleri ise deneysel ayırık seviye şemaları yeteri kadar kapsamlı olan 1136 çekirdeği kapsamaktadır.	20
Tablo 4.1 -- Verilen reaksiyonlar için optik model parametreleri. Tüm etkileşmeler için Coulomb yarıçapı $r_c = 1.2$ alınmıştır.	27
Tablo 4.2 -- ${}^6,7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ ve ${}^6,7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ füzyon reaksiyonlarının optik potansiyel parametre setleri.	37



TEŞEKKÜR

Tez çalışmam boyunca gstermiş olduğu yardımlarından ve desteğinden dolayı danışmanlığımı yürüten sayın hocam Doç. Dr. Halil Babacan'a, gsterdiği sabır ve desteklerinden dolayı sevgili eşim Bora Canbula'ya ve tabiki bu uzun yolda küçücük yaşına rağmen annesinin en büyük destekçisi olan sevgili kızım Defne Canbula'ya sonsuz teşekkür ederim. Bu tez çalışmasını 112T566, 115F022 ve 116F022 nolu projeler kapsamında destekleyerek yürütebilmemde verdiği desteklerden dolayı TÜBİTAK'a teőekkürü bir borç bilirim.

Deniz CANBULA

Manisa, 2018

ÖZET

Doktora Tezi

Bazı Lityum İzotoplarının Saçılma Tesir Kesitlerinin Çiftlenmiş Kanallar

Metoduyla Hesaplanması

Deniz CANBULA

Manisa Celal Bayar Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman : Doç. Dr. Halil BABACAN

Bazı lityum izotoplarının saçılma tesir kesiti değerlerinin çiftlenmiş kanallar metoduyla hesaplanması amaçlanmıştır. Bu amaçla, ilk olarak ${}^9\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ reaksiyonunun elastik ve inelastik saçılma tesir kesiti hesaplamaları yapıldı. Elde edilen sonuçlar deneysel veri tabanından alınan değerler ile karşılaştırıldı. Hesaplamalarda, inelastik kanala yani çekirdeğin uyarılmış seviyelerine enerji kaçıışı olduğu gözlemlendi. Hesaplamalara bu enerji kaçışlarını doğru bir şekilde dahil edebilmek için nükleer seviye yoğunluğu (NSY) fonksiyonu kullanıldı. ${}^{28}\text{Si}$ izotopunun ilk uyarılmış seviyesinin deformasyon parametresi değeri NSY fonksiyonu kullanılarak belirlendi. Elde edilen deformasyon parametresi değeri kullanılarak, ${}^{6,7,11}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ reaksiyonlarının elastik, inelastik ve quasi-elastik saçılma reaksiyonlarının tesir kesiti hesaplamaları sırasıyla 240 MeV, 177.8 MeV ve 319 MeV enerjilerinde çiftlenmiş kanallar metodu ile yapıldı. Elde edilen sonuçlar deneysel veriler ve daha önce yapılan çalışmalar ile karşılaştırıldı. Bu çalışma sonuçlarının diğer çalışmalara göre deneysel verileri açıklamada daha başarılı olduğu görüldü. Ardından, ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ ve ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ füzyon reaksiyonlarının tesir kesitleri üzerinde spin-yörünge potansiyelinin etkisi incelendi. Elde edilen hesaplama sonuçları deneysel veriler ile karşılaştırıldı ve spin-yörünge potansiyelinin bu tip reaksiyonların deneysel verilerini tekrar elde etmede büyük önem arz ettiği tespiti yapıldı. Daha sonra, NSY parametresinin spin-parite bağımlılığı incelendi. Elde edilen sonuçlar doğrultusunda enerji ve toplam açısal momentuma bağlı yeni bir NSY formülasyonu önerildi. Son olarak, çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin ortalama ömür değerleri hesaplandı. Bunun için gerekli olan çekirdeklerin gama bozunum genişlikleri, fisyon genişlikleri ve parçacık yayınlanma genişlikleri NSY fonksiyonu kullanılarak hesaplandı. Yaklaşık 3000 izotop için hesaplamalar gerçekleştirildi ve deneysel veriler ile karşılaştırıldı. Elde edilen sonuçların deneysel veriler ile uyum içinde olduğu gözlemlendi.

Anahtar Kelimeler: Lityum, nükleer seviye yoğunluğu, tesir kesiti, saçılma
2018, 91 sayfa

ABSTRACT

PhD Thesis

Calculation Of Scattering Cross Sections Of Some Lithium Isotopes With the Coupled Channel Method

Deniz CANBULA

Manisa Celal Bayar University

Faculty of Arts and Sciences

Department of Physics

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Halil BABACAN

It is aimed to calculate scattering cross section values of some lithium isotopes with the coupled channel method. For this purpose, elastic and inelastic scattering cross sections of ${}^9\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ reaction were performed first. The obtained results were compared with the experimental data taken from experimental database. In the calculations, it was observed that some energy due to the inelastic scattering. The nuclear level density (NLD) function was used to accurately include these energies in to the calculations. Therefore, the deformation parameter value of the first excited state of the ${}^{28}\text{Si}$ isotope was determined using the NLD function. Using the obtained deformation value of ${}^{28}\text{Si}$ isotope, elastic, inelastic and quasi-elastic cross sections of ${}^{6,7,11}\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ reactions were calculated with the coupled channel method at 240 MeV, 177.8 MeV and 319 MeV energies, respectively. The obtained results were compared with the experimental data and previous studies. It was seen that the results of this study were more successful to explain the experimental data than other studies. Next, the effect of spin-orbit potential on the cross sections of ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ and ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ fusion reactions were investigated. The obtained results were compared with the experimental data and it was determined that the spin-orbit potential has a great importance to reproduce the experimental data of fusion reactions such as these reactions. Then, the spin-parity dependence of the NLD parameter was examined and a new formulation for NLD parameter based on energy and total angular momentum was proposed. Finally, the average life of the excited levels of the nuclei ($Z \leq 80$) were calculated. The required gamma decay, fission and particle emission widths of nuclei were calculated by using the NLD function. Calculations were performed for approximately 3000 isotopes. Results were compared with the experimental data and it was observed that the obtained results were in agreement with the experimental data.

Key Words: Lithium, nuclear level density, cross section, scattering
2018, 91 pages

1 GİRİŞ

Radyoaktif iyon demetlerinin (RIB), seksenli yılların ortalarına doğru kullanılmaya başlanmasıyla hafif egzotik çekirdeklerin girdikleri reaksiyonlar deneysel ve teorik açıdan önem kazanmaya başlamıştır [1, 2]. Hafif egzotik çekirdekler içerisinde en hafif metal olan lityum, sahip olduğu zayıf bağlı ve önemli yapısal özellikli izotoplarından dolayı hem deneysel hemde teorik nükleer fizikçilerin ilgi odağı olmuştur. Lityum izotoplarından ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$ sırasıyla 1.47 MeV ve 2.46 MeV değerlerinde döteron ve triton ayrılma enerjilerine sahip oldukları için ikili küme olarak göz önüne alınırlar. Bu yüzden, bu izotopların parçalanma ve transfer mekanizmaları çok önemlidir [3, 4]. ${}^6\text{Li}$ aynı zamanda en hafif ağır-iyon olduğu için, hafif ve ağır iyonların elastik saçılması arasında bir köprü kurmayı amaçlayan çalışmaların da konusu olmuştur [5]. Elli yılı aşkın bir süredir ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$ izotoplarının elastik saçılma açılma dağılımlarının ölçümleri yapılmaktadır [5--14]. ${}^6\text{Li}$ izotopu için, optik model parametrelerinin enerji bağımlılığının ve kütle sayısının araştırılması için yeterli veri varken [15--17], ${}^7\text{Li}$ izotopu ile ilgili deneysel veriler kısmen daha azdır [4, 6, 18, 19]. Ek olarak, ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$ izotopları için, eşik anomali olarak adlandırılan Coulomb bariyeri civarındaki optik model parametrelerinin beklenmedik enerji bağımlılığı [4, 13, 19--21] ve füzyon reaksiyonları [22--26] yaygın çalışma konusu olmuştur. Diğer yandan, ${}^{11}\text{Li}$ izotopu gibi hafif egzotik çekirdekler, yüksek ortalama kare kök (rms), düşük nükleer madde yoğunluğu, düşük bağlanma enerjisi gibi karakteristik özelliklere sahiptir ve bu çekirdeklerin bazılarının "halo" olarak da adlandırılan sıkı bağlı bir kor ve zayıf bağlı nötron(lar) ve proton(lar)dan oluşmaktadır. ${}^{11}\text{Li}$ izotopu en iyi bilinen nötron halo çekirdekten bir tanesidir ve iki nötron ayrılma enerjisi 0.363 MeV dir. Ayrıca, ${}^{10}\text{Li}$ ve $2n$ şeklinde bağlı bir sistem değildir ve Borromean olarak da adlandırılan ${}^9\text{Li}+n+n$ şeklinde üç-cisim yapısına sahiptir. Bütün bu dikkat çekici özellikleri ile ${}^{11}\text{Li}$ izotopu nükleer fiziğin ilgi çekici bir konusu haline gelmiş ve bu konuda hem teorik hemde deneysel çalışmaların sayısı bir hayli artmıştır [18, 27--30]. Bu deneysel çalışmalarla, teorik olarak yeniden üretilmeyi bekleyen birçok açıklanamayan veriyi içeren dev bir deneysel veri tabanı oluşturulmuştur.

Zayıf bağlı çekirdeklerin hafif kütleli hedef çekirdekleri uyarması ile oluşan reaksiyonlar nükleer parçalanma etkisinin araştırılması için önemlidir [3, 4, 21, 31, 32]. Böylece, ilk adım olarak, bu tip çekirdeklerin elastik saçılmalarının iyi tanımlanması gerekir. Ancak, zayıf bağlı bir çekirdekte çok düşük Q değerli reaksiyon kanalı

mevcuttur ve genellikle dedektörlerin enerji çözünürlükleri saf elastik tesir kesitlerini elde ederken inelastik katkıları ayırmada yetersiz kalır. Bu nedenle, zayıf bağlı çekirdeğin elastik saçılmasının tanımlanması kararlı bir çekirdeğinkiyle kıyaslandığında daha zordur. Bu tür tesir kesitleri (bazı inelastik katkıları içeren) quasi-elastik olarak bilinir ve yaygın olarak çiftlenmiş kanallar (CC) metodu kullanılarak hesaplanır. Bu metod ile, mermi yada hedef çekirdeğin düşük seviyeli kollektif durumlarına gerçekleşen inelastik saçılmalar ilgili deformasyon parametreleri yardımıyla açıklanabilir. Saf elastik ve inelastik tesir kesiti verileri ayrı ayrı mevcut olduğunda, optik potansiyel verileri saf elastik verilere göre düzenlenir ve daha sonra deformasyon parametresi inelastik verileri tekrar doğru bir şekilde elde etmek için kullanılır. Ancak, quasilastik veri için optik potansiyel ve deformasyon parametrelerinin eş zamanlı belirlenmesinde bir belirsizlik vardır. Bu yüzden, deformasyon parametresinin değeri bir nükleer yapı modeli ile belirlenmelidir. Bunun için en uygun araçlardan bir tanesi nükleer seviye yoğunluğu (NSY) modelidir. Literatürde yer alan NSY modelleri incelendiğinde, çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin deformasyon parametresi değerini hesaplayabilecek tek model yakın zaman önce ortaya konmuş olan yarı-klasik geri-kaydırılmış Fermi gaz modelidir (SCBSFGM) [33]. SCBSFGM kapsamında deformasyon parametresinin hesaplanmasına da olanak sağlayan deformasyona ve enerjiye bağlı yeni bir NSY parametresi formülasyonu önerilmiştir ve CC hesaplamalarında kullanılmıştır. Bunun yanı sıra, gerekliliği göz önüne alınarak SCBSFGM kapsamında, NSY parametresinin spin-parite bağımlılığı incelenmiş ve NSY parametresi için yeni bir formülasyon önerilmiştir. Elde edilen başarılı sonuçlar doğrultusunda, yeni formülasyonu da test etmek amacıyla $Z \leq 80$ kütle bölgesindeki çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin ortalama yaşam sürelerini hesaplamak için gama bozunma genişlikleri, parçacık yayınlama genişlikleri ve fisyon genişlikleri SCBSFGM kullanılarak hesaplanmıştır.

2 GENEL BİLGİLER

2.1 Nükleer Reaksiyonlar

İki çekirdeğin veya bir çekirdek ve bir parçacığın (nötron, proton, döteron, triton vb.) çarpışması bir nükleer reaksiyon gerçekleştirebilir ve tıpkı bir kimyasal reaksiyon gibi çarpışma sonucu çıkan son ürünler çarpışma öncesindeki ürünlerden farklı olabilir. Bu süreç, bir hedef çekirdek, hızlandırıcıdan veya bir radyoaktif kaynaktan çıkan parçacıklar tarafından bombardıman edildiğinde gerçekleşir. Nükleer reaksiyonlar

$$a + A \rightarrow b + B \quad (2.1)$$

biçiminde veya kapalı form olarak

$$A(a, b)B \quad (2.2)$$

biçiminde gösterilebilir. Burada a gelen mermi parçacığı veya çekirdeği, A hedef çekirdeği, b ve B ürün parçacıkları ile çekirdekleri temsil etmektedir. Denklem 2.1'in ilk kısmı reaksiyonun giriş kanalı, ikinci kısım ise reaksiyonun çıkış kanalıdır. Reaksiyonun gerçekleşme şekline bağlı olarak birden fazla çıkış kanalı olasılığı gözlenebilir. Genellikle a ve b hafif, A ve B ağır çekirdeklerdir. İlk ve son kütleler arasındaki farktan dolayı oluşan, kazanılan veya kaybedilen enerjiyi ölçen, reaksiyonun Q değeri,

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2 \quad (2.3)$$

ile verilir. Reaksiyonun enerjisi negatif ise endotermik, pozitif ise egzotermik tepkimeler olarak adlandırılır. Reaksiyonda enerji ve momentum korunumu kullanılarak Q değeri,

$$Q = E_b \left(1 + \frac{m_b}{m_B}\right) - E_a \left(1 - \frac{m_a}{m_A}\right) - \frac{2}{m_B} \sqrt{m_a m_b E_a E_b} \cos \theta \quad (2.4)$$

olarak elde edilir. Burada E_a ve E_b sırasıyla a ve b parçacıklarının kinetik enerjileri, m_a , m_A , m_b ve m_B ise sırasıyla a , A , b ve B parçacıklarının kütleleridir. Bu ilişkiyen şu elde edilir; Q negatif olduğunda, b parçacıklarının gözlenmediği açıda, bu açının bir

fonksiyonu olan, reaksiyona dahil olan parçacıklar için bir E_t eşik enerjisi,

$$E_t = \frac{-Qm_B(m_B + m_b)}{m_a m_b \cos^2 \theta^2 (m_B + m_b)(m_B - m_a)} \quad (2.5)$$

vardır. Bu örnek, nükleer reaksiyonların analizinde korunum yasalarının gücünü göstermektedir.

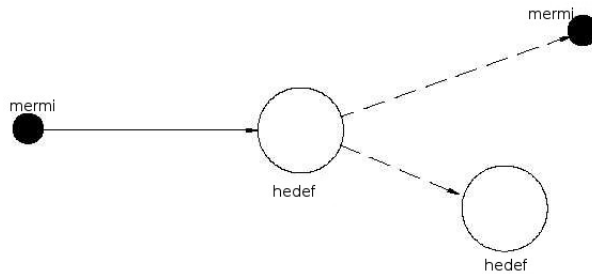
Nükleer reaksiyonlar temelde oluşum sürelerine ve gerçekleşme şekillerine bağlı olarak direk ve birleşik reaksiyonlar olarak ikiye ayrılır.

2.1.1 Direk Reaksiyonlar

Direk reaksiyonlarda mermi ve hedef çekirdekler, sadece tek bir nükleonun etkileşimini sağlayan çok kısa bir süre boyunca nükleer kuvvetlerin etkisinde kalırlar ve yaklaşık olarak 10^{-22} s gibi bir zaman aralığında gerçekleşirler. Etkileşim süresi reaksiyon mekanizmasının tanımlanması için oldukça önemlidir. Direk reaksiyonların gerçekleşme olasılığı gelen parçacıkların enerjisi arttıkça daha olası hale gelir. Bu durumda, parçacıkla ilişkili dalga boyu azalır ve çekirdeğin lokalize bölgeleri mermi çekirdek tarafından delinebilir. Bu bağlamda, yüzeydeki sadece birkaç nükleonun katıldığı periferik reaksiyonlar önem kazanır. Direk reaksiyonlar, temelde oluşum süresi ve gerçekleşme şekilleri göz önüne alındığında iki ana başlıkta toplanabilir. Bunlar elastik ve inelastik saçılma reaksiyonlarıdır.

a. Elastik Saçılma

Elastik saçılmada, etkileşime giren mermi ve hedef çekirdekler etkileşme öncesinde ve sonrasında Şekil 2.1'de görüldüğü gibi aynı durumda kalırlar.



Şekil 2.1: Elastik saçılmanın şematik gösterimi.

Yani saçılma sonrasında mermi veya hedef çekirdek veya her ikisi birden uyarılmadan taban durumda kalır ve enerji ve momentum korunur. Elastik saçılma, reaksiyonun ilerleyebildiği kanallardan sadece bir tanesidir ve elastik kanal olarak adlandırılır. Belirli bir reaksiyon kanalı boyunca bir nükleer reaksiyon oluşması dalga fonksiyonunun giden kısmının sadece bir faz faktörü tarafından değil, aynı zamanda elastik kanalda parçacık kaybının olduğunu gösteren bir ifade ile tanımlanır ve $p = \hbar k$ momentumlu mermi çekirdek için

$$\Psi \sim \frac{1}{2i} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l P_l(\cos\theta) \frac{\eta_l e^{i(kr-l\pi/2)} - e^{-i(kr-l\pi/2)}}{kr} \quad (2.6)$$

biçiminde ifade edilir. η_l kompleks katsayısı, yukarıda belirtilen faz faktördür. Eğer $\eta = 1$ olursa, yukarıdaki toplam analitik olarak alınabilir ve $\Psi \sim ik.r$ olur. Ancak $\eta_l = \exp[i\delta_l]$ ve δ_l reel olursa, gelen ve giden dalgalar aynı genliğe sahip olur ve saçılma elastik olur. Denklem (2.6)'daki toplam saçılma dalgasının kısmı, dalga genişliği olarak bilinir. $l = 0, 1, 2, \dots = (s, p, d, \dots \text{dalgalar})$ etiketi toplam dalga fonksiyonuna belirli açılal momentum katkısını gösterir. Klasik olarak, gelen parçacığın açılal momentumu $l = kR$ ile verilir. R etki parametresi, merminin yönlendirilmediği, hedef çekirdeğe olan dik uzaklık olarak bilinir. Kuantum mekaniğinde ise l sürekli değildir. Denklem (2.6) düzlem dalga ve saçılarak giden dalganın toplamı şeklinde tekrar yazılabilir. $\Psi \sim \exp(ik.r) + f(\theta) e^{ikr}/r$ olur. Burada $f(\theta)$, θ saçılma açısında giden dalganın bozulmalarını açıklar, saçılma genliği olarak bilinir ve

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\eta_l - 1) P_l(\cos\theta) \quad (2.7)$$

biçiminde verilir. Şimdi θ açısı boyunca saçılmış parçacıkların sayısı sayılarak tesir kesiti hesaplanabilir. Bu Ψ dalga fonksiyonu ile ilişkili parçacık akımı hesaplanarak yapılabilir. Diferansiyel saçılma tesir kesiti

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\eta_l - 1) P_l(\cos\theta) \right|^2 \quad (2.8)$$

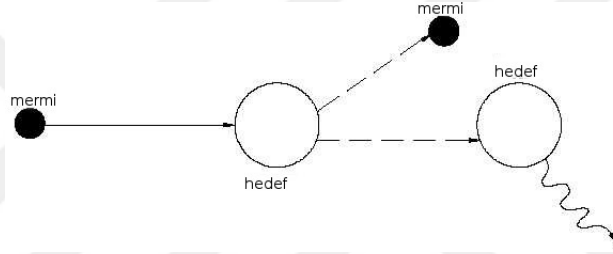
olur. Denklem (3.2)'daki toplam tesir kesiti

$$\sigma_e = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - \eta_l|^2 \quad (2.9)$$

biçimini alır.

b. İnelastik Saçılma

İnelastik saçılma sonrası mermi veya hedef çekirdekten biri veya her ikisinde daha yüksek iç enerjiye sahip olurlar ve bu saçılmalarda, bağıl hareketin kinetik enerjisinin bir kısmı iç uyarılmaya aktarılır. Şekil 2.2'de inelastik saçılmanın şematik gösterimi sunulmuştur. Burada hedef çekirdeğin saçılma sonrası uyarıldığı gösterilmiştir.



Şekil 2.2: İnelastik saçılmanın şematik gösterimi.

Genellikle, bu tip saçılmalarda uyarılma hedef çekirdeğin uyarılmış durumlarında gerçekleşir. İnelastik saçılma ile en çok uyarılan durumlar kolektif hareket (dönme veya titreşim) içeren durumlardır. Eğer hedef çekirdeğin yoğunluk dağılımı küresel değilse, optik potansiyel değişir. Bir küresel ortalama titreşerek veya çekirdeğin deformasyonu kalıcı ise dönerek yoğunluk dağılımını takip eder. Bu durumda potansiyel

$$U(r) = U_0(r) + \Delta U(r) \quad (2.10)$$

olur. Burada, $U_0(r)$ küresel simetrik kısım, $\Delta U(r)$ geri kalan deforme kısım. U_0 kısmı bilinen optik potansiyel kısmından gelir. $\Delta U(r)$ ise inelastik saçılmalara neden olan bir pertürbasyon olarak dikkate alınır ve bu kısım Y_L^M küresel harmonikler açısından,

$$\Delta U(r) = \sum_{L,M} V_{LM}(r) Y_L^M(\theta, \phi) \quad (2.11)$$

biçiminde genişletilebilir. L, M terimi, bir inelastik çarpışmada çekirdeğe yapılan açısız

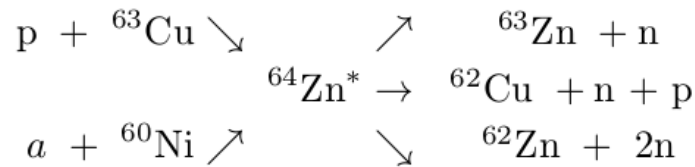
momentum transferini indükleyebilir.

2.1.2 Birleşik Reaksiyonlar

Birleşik reaksiyonlar, mermi ve hedef çekirdek arasındaki etkileşmenin 10^{-22} s den daha uzun sürdüğü durumlardır. Bu süreçte bir birleşik çekirdek oluşur ve nispeten uzun bir süre yaşayabilir. Bu birleşik çekirdek oluşum sürecinden bağımsız olarak birçok son durumla reaksiyonu sonlandırabilir. Birden fazla çıkış kanalı gözlenebilir. İki son ürünün oluştuğu en yaygın durum için (buharlaştırılmış parçacık, artık çekirdek gibi) bir birleşik reaksiyon



biçiminde ifade edilir. Yıldız işareti C birleşik çekirdeğin uyarılmış durumda olduğunu gösterir. Birleşik çekirdek nasıl oluştuğunu unutmaya yetecek kadar uzun ömürlüdür ve b ve B son ürünlerine tekrar uyarılması sadece birleşik çekirdeğin kuantum durumunun parite, açısal momentum ve enerjisine bağlıdır. 1950'de S. N. Ghoshal tarafından ilginç bir deneysel doğrulama yapılmıştır [34]. ^{64}Zn aynı birleşik çekirdeğine giden iki reaksiyon üzerinde çalışılmış ve Şekil 2.3'de görüldüğü gibi bozunumun üç farklı formu için tesir kesiti değerleri ölçülmüştür.



Şekil 2.3: ^{64}Zn çekirdeğinin farklı oluşum ve bozunum tipleri.

Eğer birleşik çekirdek fikri geçerli ise ve aynı uyarılma enerjisini üretmede protonun ve gelen α parçacığının enerjisini seçerse üç çıkış kanalının her birinin tesir kesiti değerinin, birleşik çekirdeğin oluşum yolundan bağımsız olması gerekir. Yani, birleşik çekirdeğin özelliklerinin onu oluşturan çekirdeklerle herhangi bir ilişkisi yoktur. Birleşik bir çekirdeğin parçalarının veya buharlaştırılmış parçacıklarının açısal dağılımı kütle merkezinde izotropik olmalıdır ve bu deneysel olarak doğrulanır. Ancak, toplam açısal momentum korunur. Ağır iyonlar mermi çekirdek olarak kullanıldığında ise büyük

açısal momentumun transferi ile reaksiyonlar kütle merkezinde izotropik olmayan bir açısal dağılım gösterebilir. Birleşik reaksiyonlar, derin inelastik saçılma, füzyon ve fisyon reaksiyonları şeklinde sınıflandırılabilir.

a. Derin İnelastik Saçılma

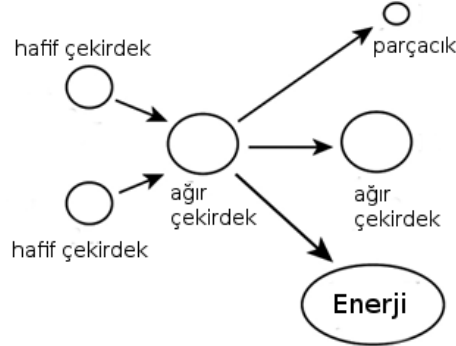
Hafif-ağır iyonlar için derin inelastik saçılma çok zayıftır. Çünkü, uyarılabilecek çok fazla serbestlik derecesi mevcut değildir. Daha ağır çarpışmalara gidildikçe, derin inelastik saçılmalar önemli hale gelir. Çok ağır çekirdekler için, füzyon gibi dengelenmiş bir birleşik sistem oluşumu artık oluşmaz. Yine de, sistem, reaksiyondaki parçacıkların uyarıldıkları ve parçacık alış verişi yaptıkları bir ara durumdan geçer. Bu mekanizma yakalama olarak adlandırılır. Enerji dağıtımı ve kütle değişimi tipik bir derin inelastik saçılmadan daha uzun sürer. Ancak, bu süreç sıradan bir fisyonun daha hızlıdır ve hızlı fisyon olarak da adlandırılır. bu bilgiler ışığında toplam derin inelastik tesir kesiti

$$\sigma_{DIC} = \frac{2\pi}{k^2} \int_{I_F}^{I_{DIC}} l \, dl = \frac{\pi}{k^2} (I_{DIC}^2 - I_F^2) \quad (2.13)$$

biçiminde elde edilir. Burada, I_F füzyon reaksiyonlarını, I_{DIC} derin inelastik saçılmaların açısal momentum değerine karşılık gelir ve bu değerler bölgelere ayrılırsa, $0 < l < I_F$ füzyon reaksiyonlarını, $I_F < l < I_{DIC}$ derin inelastik saçılmaları içerir. Klasik olarak, her bir açısal momentum bölgesi tek bir reaksiyon tipine katkıda bulunur.

b. Füzyon Reaksiyonu

Nükleer füzyon, iki hafif çekirdeğin nükleer reaksiyonlar sonucu birleşerek daha ağır bir çekirdek oluşturması olayıdır. Reaksiyon sonunda, daha hafif parçacık veya parçacıklar (genellikle nötronlar) ve enerji açığa çıkar. Basit bir gösterimi Şekil 2.4'de sunulmuştur.



Şekil 2.4: Füzyon reaksiyonunun şematik gösterimi.

Füzyon tesir kesitinin ilk tahmini için, etkileşime giren iki çekirdek veya parçacık veya çekirdek ve parçacık soğurma olayı gibi bir birleşik çekirdek ile füzyon olayı gerçekleştirir. Etkileşime giren çekirdekler $V(r)$ saçılma potansiyeli alanında hareket eder. Verilen bir b etki parametresi için, radyal hareket efektif potansiyel,

$$V_b(r) = V(r) + E \frac{b^2}{r^2} \quad (2.14)$$

tarafından kontrol edilir. b etki parametresi çok büyük olduğunda, etkin potansiyel bir bariyer içerir. Bu potansiyel bariyerin dış tarafında itici, iç tarafında çekici olur. Etkin potansiyelin yüksekliğinin E enerjisine karşılık geldiği bir bariyere sahip olduğu, bir etki parametresinin mevcut olduğu, düşük E enerjili bir yörünge göz önüne alalım. Bu etki parametresi b_{gr} olsun. Uygun radyal uzaklık R_B bariyer yarıçapı olarak tanımlanır. Eğer mermi çekirdek $b > b_{gr}$ gibi bir etki parametresine sahip olursa, bariyer tarafından yansıtılır. Eğer $b < b_{gr}$ olursa, mermi çekirdek bariyeri aşar ve nükleer kuvvetlerin etkisi ile hedef çekirdek ile füzyon gerçekleştirir. Füzyon başlangıcı için b_{gr} 'nin sınırlayıcı bir parametre olarak tanımlanması, sistemin sadece ya elastik saçılma yada füzyon yaptığı basit durumlara uygulanır. Bununla birlikte, direk veya derin inelastik çarpışmalar daha yüksek enerjilerde daha ağır iyonlarla çarpışma gerçekleştirir hale gelirse, b_{gr} derin

inelastik süreçlerden quasi-elastik bölümü ayıran etki parametresi olarak kullanılır. R_B bariyer yarıçapının saçılma potansiyeline karşılık gelen değeri $V_B = V(R_B) = V_{b=0}(R_B)$ ve E enerjisinde,

$$E = V_B + E \frac{b_{gr}^2}{R_B^2} \quad (2.15)$$

b_{gr} füzyon etki parametresine zayıf bağlıdır. b_{gr} değerini buradan çekersek,

$$b_{gr} = R_B \sqrt{1 - \frac{V_B}{E}} \quad (2.16)$$

elde edilir. Toplam füzyon tesir kesiti de,

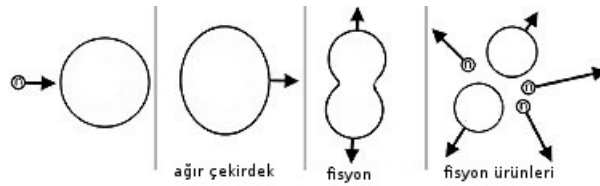
$$\sigma_F = \pi b_{gr}^2 \quad (2.17)$$

$$\sigma_F = \pi R_B^2 \sqrt{1 - \frac{V_B}{E}} \quad (2.18)$$

biçiminde elde edilir.

c. Filyon Reaksiyonu

Nükleer filyon, ağır bir çekirdeğin parçalanarak daha küçük çekirdeklere dönüşmesi olayıdır. Filyon reaksiyonlarında radyoaktif çekirdekler kullanılır ve tepkimeler için bir ilk enerjiye ihtiyaç vardır. Şekil 2.5 de filyon olayının şematik gösterimi sunulmuştur.



Şekil 2.5: Filyon olayının şematik gösterimi.

Filyon yapabilen çekirdekler için, genelleme gerektiren ilk ifade özel tesir kesitlerinin toplamı şeklinde ifade edilen elastik olmayan (non-elastik veya inelastik),

$$\sigma_{non-el} = \sum_{i_n=0}^{\infty} \sum_{i_p=0}^{\infty} \sum_{i_d=0}^{\infty} \sum_{i_t=0}^{\infty} \sum_{i_h=0}^{\infty} \sum_{i_\alpha=0}^{\infty} \sigma^{ozel}(i_n, i_p, i_d, i_t, i_h, i_\alpha) \sigma_f \quad (2.19)$$

tesir kesitleridir. Burada σ_f toplam filyon tesir kesiti, σ_f^{ozel} filyon tesir kesitlerinin

toplamı,

$$\sigma_f = \sum_{i_n=0}^{\infty} \sum_{i_p=0}^{\infty} \sum_{i_d=0}^{\infty} \sum_{i_t=0}^{\infty} \sum_{i_h=0}^{\infty} \sum_{i_\alpha=0}^{\infty} \sigma_f^{ozel}(i_n, i_p, i_d, i_t, i_h, i_\alpha) \quad (2.20)$$

biçiminde ifade edilir. Burada $\sigma_f^{ozel}(i_n, i_p, i_d, i_t, i_h, i_\alpha)$, i_n nötronların, i_p protonların, i_d döteronların gibi. yayılmasından sonra gerçekleşen fisyon olayının tesir kesitine karşılık gelir.

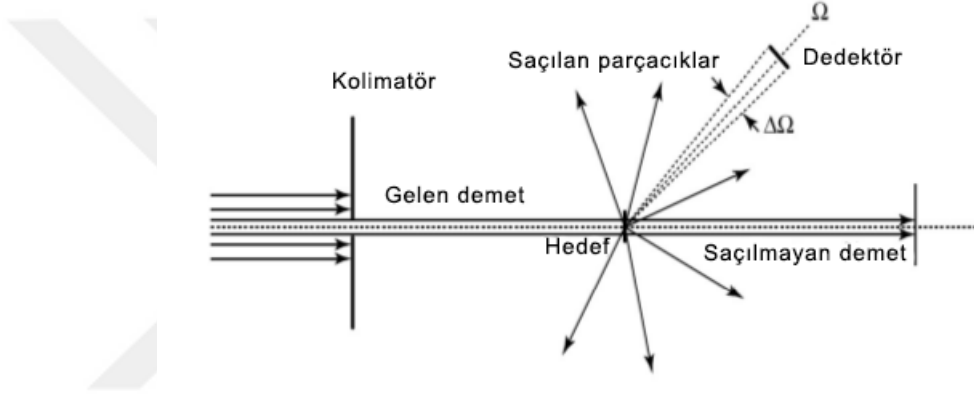


3 MATERYAL VE YÖNTEMLER

3.1 Materyal

3.1.1 Tesir Kesiti

Tesir kesiti, parçacık fiziği ve çekirdek fiziğine göre mermi çekirdeğin hedef çekirdek ile etkileşime girme ihtimalini ifade eder. Tesir kesiti için kullanılan standart birim barn'dır. 1 barn yaklaşık olarak $8fm = 8 \cdot 10^{-15}m$ 'ye karşılık gelir. Şekil 3.1'deki gösterimde $N_\alpha(\Omega, \Delta\Omega)$, α kanallarının yoğunluğuna neden olan olayların sayım oranının ölçüldüğü bir deney göz önüne alalım.



Şekil 3.1: Saçılma deneyinin şematik gösterimi.

Gelen demetteki parçacıklar arasındaki etkileşimin ihmal edildiğini varsayarak, $N_\alpha(\Omega, \Delta\Omega)$, α sayım oranı, gelen parçacıkların J akısı ile, parçacıkların saçıldığı $\Delta\Omega$ katı açısı ile ve birim hacimdeki hedef parçacık sayısı ile orantılı olmalıdır. Bundan dolayı, $N_\alpha(\Omega, \Delta\Omega) = (\Delta\Omega \cdot n \cdot J) d\sigma_\alpha(\Omega)/d\Omega$ şeklinde yazılabilir. Orantılılık sabiti ise,

$$\frac{d\sigma_\alpha(\Omega)}{d\Omega} = \frac{N_\alpha(\Omega, \Delta\Omega)}{\Delta\Omega \cdot n \cdot J} \quad (3.1)$$

olur. α -kanalının diferansiyel tesir kesiti olarak adlandırılır. Bu nicelik çok yararlıdır, çünkü deneysel değerlere (dedektör büyüklüğü, gelen akı, hedefin kalınlığı) bağlı değildir. Sadece mermi ve hedef parçacıklarının fiziğine bağlıdır. Açıya bağlı toplam tesir kesiti de

$$\sigma_\alpha = \int d\Omega \left[\frac{d\sigma_\alpha(\Omega)}{d\Omega} \right] \quad (3.2)$$

biçiminde verilir. Teori ve deney arasındaki karşılaştırma için, aynı referans çerçevesinde tesir kesitlerine sahip olmak gerekir. Tesir kesiti hesaplamalarında yaygın olarak kullanılan araçlar optik model potansiyeli ve NSY fonksiyonudur.

3.1.2 Optik Model Potansiyeli

Mermi ve hedef çekirdek arasındaki etkileşimin tanımlanması henüz tam olarak çözülememiş karmaşık bir problemdir. Bu çok-cisim problemini olası en iyi şekilde açıklayabilmenin yollarından bir tanesi optik modeldir. Optik modelin temeli, 1953 yılında Herman Feshbach ve ortak çalışanları tarafından atılmıştır [35]. Bu modelde, reaksiyondaki çekirdekler arasındaki etkileşim bir $U(r)$ potansiyeli ile tanımlanır. Buradaki r , iki çekirdeğin kütle merkezleri arasındaki mesafedir. $U(r)$ potansiyeli, reel kısım ile, soğurma etkilerini hesaba katan kompleks bir kısımlardan (örneğin, inelastik saçılma) oluşur. En yaygın kullanılan şekliyle, optik potansiyel bir toplam olarak

$$U(r) = U_H(r) + U_Y(r) + U_{SY}(r) + U_C(r) \quad (3.3)$$

biçiminde ifade edilir. Burada, U_H hacim terimini, U_Y yüzey terimini, U_{SY} spin-yörünge terimini ve U_C Coulomb terimini temsil eder. Bu ifade, çekirdeklerin enerji ve kütlelerine göre değişkenlik gösterebilen ve deneysel verilere göre ayarlanması gereken parametreler içerir. Hacim terimi

$$U_H = \frac{U_0}{1 + \exp((r - R_V)/a_V)} + \frac{iW_0}{1 + \exp((r - R_W)/a_W)}, \quad (3.4)$$

türetilmiş yüzey terimi

$$U_Y = 4a_{vy}U_Y \frac{d}{dr} \frac{1}{1 + \exp((r - R_{vy})/a_{vy})} + 4ia_{wy}W_y \frac{d}{dr} \frac{1}{1 + \exp((r - R_{wy})/a_{wy})} \quad (3.5)$$

spin-yörünge terimi

$$U_{SY} = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \frac{U_{SY}}{1 + \exp((r - R_{vsy})/a_{vsy})} + \frac{d}{dr} \frac{U_{SY}}{1 + \exp((r - R_{wsy})/a_{wsy})} 2L \cdot s \quad (3.6)$$

$(\hbar/m_\pi c)^2 = 2fm^2$ ve Coulomb termi

$$U_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) \quad (r \leq R_c) \quad (3.7)$$

$$U_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (r > R_c) \quad (3.8)$$

ile verilir. Burada, Z_1 ve Z_2 mermi ve hedef çekirdeğin atom numaralarıdır. R çekirdeğin yarıçapıdır. a difüzyon parametresidir ve potansiyelin yaygınlığını ölçer. Ayrıca, R_v , R_w , a_v ve a_w ayarlanabilir parametrelerdir. Soğurma etkisi veya parçacıkların başka bir yolla elastik kanaldan kaybolması W ile gösterilen sanal kısımlar dahil edilerek hesaplanır. Sanal kısım soğurmaya temsil eder. Optik model, sınırlı bir dizi ayarlanabilir parametreye sahiptir ve izole rezonanslarda olduğu gibi tesir kesitlerindeki ani varyasyonları tanımlayamaz. Ancak, dalga olayı olarak değerlendirilen sürekli bölgedeki büyük genişlikli salınımların varlığında tesir kesitlerinin iyi bir tanımını yapabilir.

3.1.3 Nükleer Seviye Yoğunluğu

Nükleer seviye yoğunluğu (NSY), sonsuz küçük enerji aralığında bulunan uyarılmış enerji seviyelerinin sayısıdır. Bu enerji seviyeleri düşük uyarılma enerjilerinde gözle ayırt edilebilirken artan uyarılma enerjilerinde sıklaşır ve sürekli bir dağılım haline gelirler. Bu durumda çekirdeğin uyarılmış seviyelerini belirlemek için bir fonksiyona ihtiyaç vardır ve bu fonksiyon NSY fonksiyonudur. Nükleer astrofizikte [36], medikal fizikte [37], reaktör dizaynında [38] ve özellikle nükleer reaksiyonların tesir kesiti hesaplamalarında kullanılan önemli bir fonksiyondur. İlk ve en basit NSY modeli, Fermi gaz modelidir [39] ve günümüze kadar birçok farklı yaklaşım [40--50]) ile NSY alanındaki çalışmalar devam etmiştir. İfadesinin basitliği ve deneysel verileri açıklamadaki başarısından dolayı bu alanda yapılan çalışmaların hemen hemen hepsinde Fermi gaz modeli temel alınmıştır. Fermi gaz modeline göre, nükleonlar birbirleri ile etkileşmezler, tek-parçacık enerji seviyelerine eşit boşluklar ile yerleşirler ve kolektif etkiler hesaba dahil edilmemiştir. Bu modele göre, bir uyarılma enerjisi civarındaki NSY

$$\rho(U, J, \Pi) = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp \left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right] \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (3.9)$$

ile verilir [39, 51]. Burada J toplam açısai momentum, Π parite, σ^2 spin eşik parametresi, $U = E_x - \Delta$ ve a seviye yoğunluğu parametresidir. İfadenin başındaki $\frac{1}{2}$ parite eş dağılımına karşılık gelir. Toplam açısai momentum izdüşümlerinin çiftlenmesi yaklaşımı altında, protonlar ve nötronlardan oluşan bir çift fermiyon sistemi için tüm spinler ve pariteler üzerinden toplam alınmasıyla kapalı bir biçimde

$$\rho^{top}(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4}U^{5/4}} \quad (3.10)$$

ile verilen toplam NSY'nu verir. Bu eşitlik özellikle nötron ayrılma enerjileri civarında, toplam NSY için başarılı bir tanım olsa da uyarılma enerjisi sıfıra yaklaşırken ıraksamaktadır. Bu sorun 1985 yılında Grossjean ve Feldmeier [52] tarafından çözümlene kadar pratikte pek tercih edilmemiştir. Bu çözüm daha sonra daha kullanışlı bir hale getirilerek [41]

$$\rho^{top}(U) = \left[\frac{1}{\rho^{top}(U)} + \frac{1}{\rho_0(t)} \right]^{-1} \quad (3.11)$$

biçiminde kullanılmıştır. Burada ρ_0

$$\rho_0(t) = \frac{e}{24\sigma} \frac{(a_p + a_n)^2}{\sqrt{a_p a_n}} \exp(4a_p a_n t^2) \quad (3.12)$$

biçiminde tanımlanır. İfadedeki t nükleer sıcaklık, $a_p = a_n = a/2$ yaklaşımının kullanıldığı a NSY'nun temel değişkeni olan NSY parametresidir. Bu parametre

$$a(U) = \tilde{a} \left(1 + \delta W \frac{1 - \exp[-\gamma U]}{U} \right) \quad (3.13)$$

ile verilir. Burada δW sıvı damlası kütle formülünün kabuk düzeltme terimidir. \tilde{a} asimptotik NSY parametresi, a NSY parametresinin nötron ayrılma enerjisinin üzerindeki yüksek enerjilerde gittiği limit değeridir ve γ sönüm parametresi a NSY parametresinin \tilde{a} limit değerine ne kadar hızla gideceğini belirler.

NSY kullanılarak iki farklı nükleer yapı gözlenebilir doğrudan belirlenebilir, bunlardan biri

$$\frac{1}{D_0^{teo}} = \sum_{I=\frac{1}{2}}^{I+\frac{1}{2}} \rho(S_n, J, \Pi) \quad (3.14)$$

ortalama rezonans boşluğudur. Burada l hedef çekirdeğin, $\frac{1}{2}$ ise nötronun spinidir. D_0 ortalama rezonans boşluklarının deneysel değerleri doğada kendiliğinden bulunan yaklaşık 300 izotop için s-dalgası rezonanslarına ait deneysel verilerden elde edilebilir. Bir diğer nükleer yapı gözlenebilirliği ise belirli bir uyarılma enerjisine kadar ki uyarılmış seviyelerin toplam sayısıdır ve

$$N_{top}(E_x) = N_L + \int_{E_L}^E \rho^{top}(E_x) dE_x \quad (3.15)$$

biçiminde ifade edilir. N_L hesaplamaya başlarken referans alınan seviye, E_L ise bu seviyenin enerjisidir. Bu ifadeden elde edilen değerler deneysel ayrık seviye şemaları ile karşılaştırılabilir. Bu nükleer yapı gözlenebilirlikleri için deneysel veriler ile karşılaştırmada kullanılan kalite faktörleri

$$f_{rms} = \exp \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\ln \frac{D_{0,i}^{teo}}{D_{0,i}^{den}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.16)$$

$$f_{sev} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sum_{k=N_L^i}^{N_U^i} \frac{[N_{top}^i(E_k)]^2}{k} \quad (3.17)$$

biçiminde belirlenir [53]. En iyi fit $f_{rms} = 1$ ve $f_{sev} = 0$ ile elde edilir. Bir NSY'nin başarısı bu değerlere ne kadar yakın olduğu ile ölçülür.

Literatürdeki NSY modellerinin efektif ve kolektif olmak üzere iki türü bulunmaktadır. Efektif modeller, kolektif etkiler de dahil olmak üzere tüm etkileri (kabuk, çitlenme vb.) doğrudan nükleer yapı gözlenebilirliklerine ayarlanması yoluyla dahil ederler. Kolektif modeller ise, bu yaklaşımın tersine, toplam NSY'nin temel NSY olduğunu kabul edip kolektif etkileri içeren deforme NSY'yi

$$\rho_{def}(U) = K_{rot} K_{vib} \rho_{temel}(U) \quad (3.18)$$

biçiminde ifade ederler. K_{rot} K_{vib} sırasıyla rotasyonel ve vibrasyonel iyileştirme katsayılarıdır. Nükleonların kolektif hareketi, NSY'de belirgin bir artışa yol açarak düşük enerjili uyarılmış seviyelerde baskın olmakta daha sonra artan uyarılma enerjisi ile sönüm yapmaktadır. Bu kolektif etkiler, çekirdeğin titreşim hareketinden kaynaklanan ve tüm çekirdekler için var olan titreşim ile çekirdeğin dönme hareketi esnasında sahip

olduğu deformasyonun dönme simetrisini bozmasından kaynaklanan sadece deforme çekirdeklerde bulunan rotasyonel etkiler olarak adlandırılır. Bu katsayılar uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak deformasyona bağlı olarak hesaplanırlar. Bu konuda yapılmış ilk çalışmalardan [54] bir tanesine göre rotasyonel iyileştirme katsayısı küresel çekirdekler için 1, deforme çekirdekler için ise

$$K_{rot} = IT \quad (3.19)$$

biçiminde nükleer sıcaklık ve dik eylemsizlik momentinin çarpımına eşittir. T nükleer sıcaklık $\sqrt{U/a}$ ile ifade edilirken, dik eylemsizlik momenti, $I_{r.b.} = 0.4MR^2$ katı cisim eylemsizlik momenti, M çekirdek kütlesi, R yarıçapı, β_2 ve β_4 çekirdeğin kuadropol ve oktupol deformasyon parametreleri

$$I = I_{r.b.} f(\beta_2, \beta_4) \quad (3.20)$$

$$f(\beta_2, \beta_4) = 1 + \sqrt{\frac{5}{16}} \pi \beta_2 + \left(\frac{45}{28\pi} \right) \beta_2^2 + \left(\frac{15}{7\pi\sqrt{5}} \right) \beta_2 \beta_4 \quad (3.21)$$

cinsinden elde edilir. Vibrasyonel iyileştirme katsayısı ise sıvı damlası modelinin öngördüğü

$$K_{vib} = \exp(0.0555A^{2/3} T^{4/3}) \quad (3.22)$$

biçimdedir. Kollektif iyileştirme katsayılarının elde edildiği bir diğer çalışmada [55] rotasyonel iyileştirme katsayısı

$$K_{rot} = \left[\left(0.01389A^{5/3} \left(1 + \frac{\beta_2}{3} \right) \sqrt{\frac{U}{a}} \right) - 1 \right] \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_x - 30}{5}\right)} \quad (3.23)$$

gibidir. Görüldüğü gibi [54] tarafından önerilen ifadeden farklı olarak sadece kuadropol deformasyon parametresi hesaplamaya dahil edilirken aynı zamanda eklenen son terim yardımıyla yüksek uyarılma enerjilerinde rotasyonel iyileştirme katsayısının 1 değerine gitmesi sağlanmıştır. Bu ifadedeki 30 ve 5 değerleri rastgele seçilmiş olup sönüm parametreleri olarak isimlendirilebilir. Bu çalışmada vibrasyonel iyileştirme katsayısı da

$$K_{vib}(E_x) = \exp(\delta S - [\delta U/T]) \quad (3.24)$$

ile verilir. Burada T nükleer sıcaklık, δS ve δU ise sırasıyla entropideki ve uyarılma enerjisindeki değişimdir. Kollektif etkilerin daha temel bir düzeyden tüm NSY'ye yansiyacak şekilde dahil edildiği bir çalışma [33] yakın zaman önce ortaya konmuştur. Bu çalışmada kollektif etkileri dahil etmek için en uygun nicelik NSY parametresi seçilmiştir. NSY parametresi, NSY formülasyonunun en temel değişkeni olmasının yanında aynı zamanda nükleer sıcaklık tanımında da yer almasıyla, nükleer fiziğin en önemli niceliklerinden birisidir. Bu bağlamda

$$a(U) = \tilde{a} \left(1 + A_c \frac{S_n \exp(-(U - E_0)/\sigma_c'^3)}{U \sigma_c'^3} \right) \quad (3.25)$$

ile verilen Laplace benzeri bir formül ile tanımlanmıştır. Burada S_n nötron ayrılma enerjisi, A_c ise kollektif şiddettir ve

$$A_c = S(N, Z, T_c, \text{Sekil}) = [M_{DEN} - M_{LDM}] \frac{\tau_c}{\sinh \tau_c} \quad (3.26)$$

biçiminde tanımlanır. A_c , bir $T_c = \sqrt{S_n/\tilde{a}}$ kritik sıcaklığındaki şekil bağımlı kabuk düzeltme enerjisidir. Burada $\tau_c = 2\pi_c^2/\hbar\omega$ ile verilir. M_{LDM} küçük yüzey salınımlarının

$$M_{LDM} = M_0 + E\theta^2 \quad (3.27)$$

ifadesi yardımıyla dahil edilmesiyle hesaplanan çekirdek kütesidir. $E = 2/5c_2A^{2/3}(1 - x)\alpha_0^2$ şeklinde tanımlanan çekirdeğin fisyon yapabilirliğinin bir ölçüsü olan x fisilite cinsinden bir katsayıdır. M_0 ise aynı nötron ve proton sayısı ile tanımlanmış küresel çekirdeğin kütesidir ve

$$M_0 = M_N N + M_H Z + E_V + E_S + E_C + + - \frac{11}{\sqrt{A}} \quad (3.28)$$

iyi bilinen sonlu menzilli sıvı damlası modeli ile tanımlanır. Burda $E_1 = -c_1 A$ hacim enerjisi, $E_S = c_2 A^{2/3}$ yüzey enerjisi, $E_C = c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - c_4 \frac{Z^2}{A}$ ise Coulomb enerjisidir. Son terim ise çekirdeğin tek-tek, çift-çift ve tek olması durumlarına göre sırasıyla negatif, pozitif ve sıfırdır. Yapılan bu çalışma ile asimptotik NSY parametresi

$$\tilde{a} = \frac{\pi^2}{6} [g_p(E_F^{p*}) + g_n(E_F^{n*})] \quad (3.29)$$

ifadesi ile verilmiştir [33]. Yaklaşık olarak nötron ayrılma enerjisinin üzerindeki enerjilerde NSY parametresi bu limit değere gidecektir. Böylece yüksek uyarılma enerjisi bölgesinde bu modelin başarılı sonuçlar vermesi yalnızca bu parametrenin doğru bir şekilde tanımlanması ile mümkün olabilmektedir. Seçilen herhangi bir tek-parçacık potansiyeli tanımının tüm kütle bölgesinin hangi bölümlerinde daha başarılı olduğu ve dolayısıyla kararlılık eğrisinden uzaklaştıkça hangi potansiyel tanımının daha güvenilir olduğunun belirlenmesi konusunda da bir çalışma yapılmıştır [56]. NSY parametresi için ortaya konan formülasyondaki Laplasyen dağılımın pik yapacağı yer ise ilk fonon enerjisi olarak belirlenmiş ve çift-çift çekirdeklerin ilk 2^+ durumlarının enerjisi için yapılmış bir parametrizasyon [57]

$$E_0 = 0.2\hbar w \quad (3.30)$$

ile verilmiştir. $\hbar w = 41/A^{1/3} \text{MeV}$ şeklinde diğer tanımlarlarda uyumlu alınmıştır. Yüksek enerjilerde hem kabuk etkileri hemde kolektif etkiler sönme eğiliminde olacağından Laplasyen dağılımın ölçek parametresi nötron ayrılma enerjisi ve asimptotik NSY parametresi ile tanımlanır. Bu amaca ulaşmak için kritik bir nükleer sıcaklık değeri tanımlandığında

$$T_c = \sqrt{\frac{S_n}{\tilde{a}}} \quad (3.31)$$

bu sıcaklık değerindeki tek-parçacık durumlarının açısal momentum eksenini üzerindeki izdüşümü olan spin-eşik parametresi

$$\sigma_c^2 = \frac{T_c I}{\hbar^2}, \quad (3.32)$$

bir ölçek parametresi elde etmek için kullanılabilir. Bu ölçek parametresi

$$\sigma_c'^3 = \sigma_c^3 / \tilde{a} \quad (3.33)$$

ile verilir. $I_0 = 0.4MR^2$ küresel eylemsizlik momenti yerine

$$I = I_0 \left[1 + \sqrt{\frac{5\pi}{16}} \beta_2 + \frac{45}{28\pi} \beta_2^2 + \frac{15}{7\sqrt{5}\pi} \beta_2 \beta_4 \right] \quad (3.34)$$

Tablo 3.1: Fenomenolojik NYS modellerinin deneysel nükleer yapı gözlenebilirleriyle uyum değerleri. f_{rms} değerleri kararlı 289 çekirdeği, f_{sev} değerleri ise deneysel ayırık seviye şemaları yeteri kadar kapsamlı olan 1136 çekirdeği kapsamaktadır.

Model	Tür	f_{rms}	f_{sev}
SCBSFGM (Yerel) [33]	Kollektif	1.34	0.98
SCBSFGM (Genel) [33]	Kollektif	1.53	1.32
BSFGM [55]	Efektif	1.68	28.5
BSFGM [55]	Kollektif	1.71	35.3
CTM [55]	Efektif	1.76	24.2
CTM [55]	Kollektif	1.77	47.8
GSM [55]	Efektif	1.78	28.0
GSM [55]	Kollektif	1.94	47.4

dik eylemsizlik momentinin kullanılmasıyla deforme çekirdekler için rotasyonel iyileştirmelerde dahil edilmiştir.

Tablo 3.1'de görüldüğü gibi SCBSFGM modeli ile NSY parametresinin enerji bağımlılığının ve kollektif etkilerin doğru biçimde tanımlandığı, ayırık seviye şemaları ile uyumun göstergesi olan f_{sev} ve ortalama rezonans boşlukları ile olan uyumu gösteren f_{rms} değerleri incelendiğinde diğer tüm modellerden daha iyi kalite faktörü sonuçlarına ulaşıldığı görülmektedir.

3.2 Yöntemler

3.2.1 Çiftlenmiş Kanallar Methodu

Quasi-elastik veya inelastik tesir kesitlerini hesaplamak için, çiftlenmiş kanallar (CC) methodu yaygın olarak kullanılır ve optik potansiyeli test etmede çok iyi bir araçtır. N tane çiftlenmiş kanal denklemin genel formu

$$[H_{\alpha} - E_{\alpha}] \Psi_{\alpha\alpha_i}(R_{\alpha}) + \sum_{\beta \neq \alpha}^N V_{\alpha\beta} \Psi_{\alpha\beta}(R_{\beta}) = 0, \quad (3.35)$$

biçiminde ifade edilir. Burada, α_i gelen elastik kanalı belirler. Elastik saçılmada, eğer $N = 1$ ise sadece bir tane çiftlenmemiş kanal olur ve $[H_{\alpha_i} - E_{\alpha_i}] \Psi_{\alpha_i\alpha_i}(R_{\alpha_i}) = 0$ formuna dönüşür. Daha büyük setlerde, kanal gelen ışın demetinden dolayı daha güçlü olacaktır. Çiftlenmiş denklemlerin çözümünde bir yol olarak iteratif methodlar kullanılabilir ve bu methodlar transfer reaksiyonu gibi çiftlenmelerin gözleendiği durumlar için sıkça gerekli olmaktadır. Ayrıca, ardışık iterasyonlar ile çok-basamaklı saptırılmış dalga Born

yaklaşımı (DWBA) arasında fiziksel bir ilişki vardır.

Çiftlenmiş bir sitem için H Hamiltoniyen modeli yazılarak başlanır. Bu Hamiltoniyen $\Phi_\alpha = |\alpha\rangle$ kısmi dalga temel durumlarına daha önce olduğu gibi yansıtılır. E_α , α kanalındaki asimptotik kinetik enerji ise, bir kanalın Hamiltoniyeni

$$H_\alpha - E_\alpha = \langle \Phi |_\alpha H - E | \Phi \rangle_\alpha \quad (3.36)$$

ile ifade edilir ve kinetik enerji terimi ve diyagonal optik potansiyelden oluşur. V_α etkileşme potansiyeli

$$H_\alpha - E_\alpha + V_\alpha = H - E \quad (3.37)$$

biçiminde tanımlanır. Herbir kanalın kinetik enerjisi $E_\alpha = E - \epsilon_\alpha$ şeklinde ϵ_α iç uyarılma enerjilerinin toplamına bağlıdır. Bu yapı $\langle \Phi |_\alpha V_\alpha | \Phi \rangle_\alpha = 0$ sıfırlanan matris elemanları ile V_α 'yı verir.

Eğer Schrödinger denklemi $[H - E]\Psi = 0$ şeklinde alınırsa ve Φ_α farklı temel durumları üzerinden ayrı ayrı düzenlenirse, denklem seti

$$[E_\alpha - H_\alpha]\Phi_\alpha(R_\alpha) = \sum_{\beta \neq \alpha} \langle \Phi_\alpha | H - E | \Phi_\beta \rangle \Psi_\beta(R_\beta) \quad (3.38)$$

biçiminde $\Psi_\alpha(R_\alpha)$ dalga fonksiyonu ile çiftlenerek türetilir. $\langle \Phi_\alpha | H - E | \Phi_\beta \rangle$ matris elemanı

$$H - E = H_\alpha - E_\alpha + V_\alpha \quad (\text{yeni}) \quad (3.39)$$

$$H - E = H_\beta - E_\beta + V_\beta \quad (\text{eski}) \quad (3.40)$$

biçiminde iki farklı forma sahiptir. Böylece,

$$\langle \Phi |_\alpha H - E | \Phi \rangle_\beta = V_{\alpha\beta}^{\text{yeni}} + [H_\alpha - E_\alpha]N_{\alpha\beta} \quad (\text{yeni}) \quad (3.41)$$

veya

$$\langle \Phi |_\alpha H - E | \Phi \rangle_\beta = V_{\alpha\beta}^{\text{eski}} + [H_\beta - E_\beta]N_{\alpha\beta} \quad (\text{eski}) \quad (3.42)$$

olur. Burada

$$V_{\alpha\beta}^{yeni} \equiv \langle \Phi |_{\alpha} V_{\alpha} | \Phi \rangle_{\beta}, V_{\alpha\beta}^{eski} \equiv \langle \Phi |_{\alpha} V_{\beta} | \Phi \rangle_{\beta}, N_{\alpha\beta} \equiv \langle \Phi |_{\alpha} | \Phi \rangle_{\beta}. \quad (3.43)$$

$N_{\alpha\beta} = \langle \Phi |_{\alpha} | \Phi \rangle_{\beta}$, Φ_{α} ve Φ_{β} temel durumları farklı kütle bölümleri ise bunlar arasındaki ortogonal olmama durumundan ortaya çıkar.

3.2.2 N-Adımlı Saptırılmış Dalga Born Yaklaşımı

Düzlem dalgaların yerine pertürbasyon hesaplamalarında kayda değer bir ilerleme elde edebilmek için hedef çekirdeğin optik potansiyeli tarafından elastik olarak dağılmış, saptırılmış dalga kullanılır. Saptırılmış dalgaların Born yaklaşımı veya DWBA (saptırılmış dalga Born yaklaşımı) direk reaksiyonların deneysel sonuçlarının analizinde yaygın olarak kullanılan bir araç haline gelmiştir. Denklem 3.41 ve 3.42 deki V_{α} çiftlenme etkileşmeleri zayıfsa, veya bu etkileşmelerin geri çiftlenme etkileri eski kanalın optik potansiyelini içeriyorsa, çok basamaklı saptırılmış dalga Born yaklaşımını (DWBA) kullanmak mantıklı olur. Kanalları sınıflandıran bir çok basamaklı yaklaşım göz önüne alındığında her zaman $\alpha \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow \dots \rightarrow N + 1$ biçiminde ileri yönde akar ve geri çiftlenmeleri ihmal eder. Elastik kanalda α_i (burada $\alpha_i = 1$), dalga fonksiyonu burada tanımlanan optik potansiyel tarafından yönetilir ve α kanalındaki dalga fonksiyonu önceki tüm kanalların çiftlenmelerinden yönlendirilir:

$$[E_{\alpha} - H_{\alpha}] \Psi_{\alpha}(R_{\alpha}) = \sum_{\beta=1}^{i-1} \langle \Phi_{\alpha} | H - E | \Phi_{\beta} \rangle \Psi_{\beta}(R_{\beta}). \quad (3.44)$$

İlk kanal:

$$[E_1 - H_1] \Psi_1(R_1) = 0. \quad (3.45)$$

İkinci kanal:

$$[E_2 - H_2] \Psi_2(R_2) = \langle \Phi_2 | H - E | \Phi_1 \rangle \Psi_1(R_1). \quad (3.46)$$

Son kanal: ($c=N+1$)

$$[E_c - H_c]\Psi_c(R_c) = \sum_{\beta=1}^{c-1} \langle \Phi_c | H - E | \Phi_\beta \rangle \Psi_\beta(R_\beta). \quad (3.47)$$

Son kanala gerçekleşen tüm çiftlenmeler için yeni etkileşme kullanılırsa,

$$[E_c - H_c]\Psi_c(R_c) = \sum_{\beta=1}^{c-1} \langle \Phi_c | V_c | \Phi_\beta \rangle \Psi_\beta + [H_c - E_c] \sum_{\beta=1}^{\beta=c-1} \langle \Phi_c | | \Phi_\beta \rangle \Psi_\beta, \quad (3.48)$$

böylece,

$$[E_c - H_c]\chi_c(R_c) = \sum_{\beta=1}^{c-1} V_{cj}^{yeni} \Psi_\beta, \quad (3.49)$$

$$\chi_c(R_c) = \Psi_c + \sum_{\beta=1}^{c-1} \langle \Phi_c | | \Phi_\beta \rangle \Psi_\beta = \langle \Phi | \Psi \rangle. \quad (3.50)$$

olur. Tüm Φ_β 'lar çift integrallenebilirken ve bundan dolayı büyük yarıçapta R^{-1} 'den daha hızlı bozunurken, Ψ_c ve χ_c asimptotik olarak aynıdır. Sadece sonlu yarıçapta farklıdır ve bundan dolayı aynı asimptotik saçılma genliklerini verirler. χ_c 'li denklemden son kanalda yeni etkileşim kullanıldığında ortogonal olmayan terim yoktur.

Çok adımlı DWBA'daki bu sonuçlar şu anlama gelir, tek adım için eski etkileşmeler ve/veya son adım için yeni etkileşmeler kullanılırsa, bazı ortogonal olmayan terimler ortadan kalkmak için kullanılabilir. Bunun anlamı, eski ve yeni formların seçiminden bağımsız olarak, ortogonal olmayan terim ilk-sıra DWBA'de asla görünmez. İkinci-sıra DWBA'de, eski-yeni kombinasyonu ortogonal olmayan terimleri önlemek için mutlaka seçilmelidir. Ancak, DWBA ikinci sıradan öteye devam ediyorsa, ortogonal olmayan terimler değerlendirilmelidir.

3.2.3 Çoklu-Kanal S Matris

S matris elemanı, herbir toplam açısal momentum ve J_{top}^π parite için $S_{\alpha\alpha_j}^{J_{top}^\pi}$ full matris formuna genelleştirilmiştir. Burada α_j gelen düzlem dalganın kısmi-dalga kanalını, α ise çıkan kanalı temsil etmektedir. Görelî hareketin radyal dalga fonksiyonu

$$\Psi_{\alpha\alpha_j}^{J_{top}^\pi}(R_x) = \frac{i}{2} [H_{L_j}^-(\eta_\alpha, k_\alpha R_x) \delta_{\alpha\alpha_j} - H_L^+(\eta_\alpha, k_\alpha R_x) S_{\alpha\alpha_j}^{J_{top}^\pi}] \quad (3.51)$$

biçiminde ifade edilir. Burada R_x göreli koordinatı temsil eder. $S_{\alpha\alpha_i}^{J_{top}^\pi}$ S matrisi α_i kanalındaki gelen düzlem dalgadan doğan α kanalındaki çıkan dalganın genliğini verir (diyagonal nokta-Coulomb potansiyelinden saçılmaya ek olarak). Tüm elastik olmayan kanallar için $\alpha \neq \alpha_i$

$$\Psi_{\alpha\alpha_i}^{J_{top}^\pi}(R_x) = H_L^+(\eta_\alpha, k_\alpha R_x) \frac{1}{2i} S_{\alpha\alpha_i}^{J_{top}^\pi} \quad (3.52)$$

olur. Bu ifade tamamen giden bir dalga ile orantılı olmaktadır. Tesir kesitleri kanal hızına bağlıdır. Bu durum S matrisin hız faktörleri ile kombinasyonuna uymaktadır. Herbir J_{top}^π için tanımlanırsa

$$\tilde{S}_{\alpha\alpha_i} = \sqrt{\frac{v_\alpha}{v_{\alpha_i}}} S_{\alpha\alpha_i} \quad (3.53)$$

elde edilir. Burada hızlar $\mu_\alpha v_\alpha = \hbar k_\alpha$ biçiminde tanımlanır. $\tilde{S}_{\alpha\alpha_i}$ S matris kombinasyonu artık çoklu-kanal tesir kesitlerini bulmada kullanılabilir ve

$$\Psi_{\alpha\alpha_i}^{J_{top}^\pi}(R_x) = \frac{i}{2} [H_{L_i}^-(\eta_\alpha, k_\alpha R_x) \delta_{\alpha\alpha_i} - H_L^+(\eta_\alpha, k_\alpha R_x) \sqrt{\frac{v_{\alpha_i}}{v_\alpha}} \tilde{S}_{\alpha\alpha_i}^{J_{top}^\pi}] \quad (3.54)$$

olur. $\tilde{S}_{\alpha\alpha_i}$ ve $S_{\alpha\alpha_i}$ 'nin her ikisinde \tilde{S} ve S matrislerinde kompleks sayıları göz önünde bulundurulur. Bu matrislerdeki ikinci indeks gelen kanala başvurur ve ilk indeks çıkış kanalı olarak adlandırılır.

$S = I + 2iT$ şeklinde tanımlanan kısmi dalga T matrisini de tanımlayabiliriz. Bu durumda

$$S_{\alpha\alpha_i} = \delta_{\alpha\alpha_i} + 2iT_{\alpha\alpha_i} \quad (3.55)$$

$$\tilde{S}_{\alpha\alpha_i} = \delta_{\alpha\alpha_i} + 2i\tilde{T}_{\alpha\alpha_i} \quad (3.56)$$

elde edilir. Hız oranları diyagonal matris elemanları için bir birimdir. Böylece, $\delta_{\alpha\alpha_i}$ diyagonal terimler etkilenmemiştir. Bu T matris elemanlarının terimleri ile ifade edilirse dalga fonksiyonu,

$$\Psi_{\alpha\alpha_i}^{J_{top}^\pi}(R_x) = F_{L_i}(\eta_\alpha, k_\alpha R_x) \delta_{\alpha\alpha_i} + H_L^+(\eta_\alpha, k_\alpha R_x) T_{\alpha\alpha_i}^{J_{top}^\pi} \quad (3.57)$$

olarak yazılabilir.

$(x_i p_i t_i)$ gelen elastik kanaldan (xpt) 'ye saçılma genliği μ_{p_i} ve μ_{t_i} ilk çekirdeklerin ve μ_p ve μ_t son çekirdeklerin m-alt durumlarına hemde $\tilde{f}_{\mu_p \mu_t, \mu_{p_i} \mu_{t_i}}^{xpt}(\theta)$ şeklinde θ saçılma açısına bağlıdır. Biz S matris elemanlarından hesaplanan \tilde{f} saçılma genliğini kullanıyoruz. Bu yüzden, akı oranı için ileri hız faktörleri yoktur. Polarize olmayan demet için tesir kesiti tüm son m-durumları üzerinden toplam ve ilk durumlar üzerinden ortalama alınarak

$$\sigma_{xpt}(\theta) = \frac{1}{(2I_{p_i} + 1)(2I_{t_i} + 1)} \sum_{\mu_p \mu_t, \mu_{p_i} \mu_{t_i}} |\tilde{f}_{\mu_p \mu_t, \mu_{p_i} \mu_{t_i}}^{xpt}(\theta)|^2 \quad (3.58)$$

bulunur.

α_j kanalındaki gelen dalgaya ek olarak, $\Psi_{\alpha \alpha_j}^{J_{top}^\pi}(R_x)$ çıkan dalgaları da içerir. $R_x \rightarrow \infty$

$$\Psi_{\alpha \alpha_j}^{J_{top}^\pi}(R_x) = H_{L_\alpha}^+(\eta_\alpha, k_\alpha R_x) T_{\alpha \alpha_j}^{J_{top}^\pi} \rightarrow i^{-L_\alpha} e^{ik_\alpha R_x} T_{\alpha \alpha_j}^{J_{top}^\pi}. \quad (3.59)$$

$\Psi(R_x, \xi_p, \xi_t; k_i)$ saçılma genliği ile orantılı çıkan dalgaları

$$\langle \Phi_{l_p \mu_p}^{x p}(\xi_p) \Phi_{x_i p_i t_i}^{\mu_{p_i} \mu_{t_i}}(\xi_t) | \Psi_{x_i p_i t_i}^{\mu_{p_i} \mu_{t_i}}(R_x, \xi_p, \xi_t; k_i) \rangle = f_{\mu_p \mu_t, \mu_{p_i} \mu_{t_i}}^{xpt}(\theta) e^{ik_\alpha R_x} / R_x. \quad (3.60)$$

içerir. θ açısına bağlı olarak $T_{\alpha \alpha_j}^{J_{top}^\pi}$ 'nin terimleri cinsinden $f(\theta)$ saçılma genliği

$$f_{\mu_p \mu_t, \mu_{p_i} \mu_{t_i}}^{xpt}(\theta) = \sum_{J_{top}^\pi} \sum_{\alpha \alpha_j} i^{-L_\alpha} \langle \Phi_{l_p \mu_p}^{x p} \Phi_{l_t \mu_t}^{x t} | \alpha; J_{top} M_{top} \rangle A_{\mu_{p_i} \mu_{t_i}}^{J_{top} M_{top}}(\alpha_j; k_i) T_{\alpha \alpha_j}^{J_{top}^\pi}. \quad (3.61)$$

biçiminde elde edilebilir. Burada α toplamı, xpt gidene uygun kısmi dalgalar üzerinden alınır ve α_j , tanımlı $x_i p_i t_i$ gelen demeti ile uyumlu olmak zorundadır.

$f_c(\theta)$ diyagonal saf Coulomb genliği dahil edilerek, Coulomb + nükleer reaksiyonlar için genel bir saçılma genliği

$$\begin{aligned} f_{\mu_p \mu_t, \mu_{p_i} \mu_{t_i}}^{xpt}(\theta) &= \frac{4\pi}{k_j} \sum_{L_i L_j p_i J_p m_i M_i J_{top}} \langle L_i M_i, l_p \mu_p | J_p m_i \rangle \\ &+ \langle J_p m_i, l_t \mu_t | J_{top} M_{top} \rangle \langle LM, l_p \mu_p | J_p m \rangle \langle J_p m, l_t \mu_t | J_{top} M_{top} \rangle \\ &Y_L^M(k) Y_{L_i}^{M_i}(k_j) * \tilde{T}_{\alpha \alpha_j}^{J_{top}^\pi} e^{i[\sigma_L(\eta_\alpha + \sigma_{L_i}(\eta_{\alpha_i}))]} \end{aligned} \quad (3.62)$$

biçiminde elde edilir. S matris temelinde,

$$\begin{aligned}
\tilde{f}_{\mu_p\mu_t, \mu_p, \mu_t}^{xpt}(\theta) &= \delta_{\mu_p\mu_p} \delta_{\mu_t\mu_t} \delta_{xpt, x, p; t} f_c(\theta) \\
&+ \frac{4\pi}{k_j} \sum_{L_i L S_i S S_i M_i M_i J_{top}} \langle I_{p_i} \mu_{p_i}, I_{t_i} \mu_{t_i} | S_i S_i \rangle \\
&\langle L_i m_i, S_i S_i | J_{top} M_{top} \rangle \langle I_p \mu_p, I_t \mu_t | J_{top} M_{top} \rangle \langle LM, SS | J_{top} M_{top} \rangle \\
&Y_L^M(k) Y_{L_i}^{M_i}(k_i) * \tilde{T}_{\beta\beta_i}^{J_{top}} e^{i[\sigma_L(\eta_\beta + \sigma_{L_i}(\eta_{\beta_i}))]}
\end{aligned} \tag{3.63}$$

olur. Burada $\tilde{T}_{\beta\beta_i}^{J_{top}} = \frac{i}{2} [\delta_{\alpha\alpha_i} - \tilde{S}_{\beta\beta_i}^{J_{top}}]$ dir.



4 ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

4.1 ${}^6\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ Elastik ve İnelastik Saçılmaları

Optik potansiyelin sadece hacim terimi kullanılarak CC metoduyla 240 MeV'de ${}^6\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ reaksiyonunun elastik ve inelastik saçılma tesir kesitleri hesaplandı. Deneysel veriler ile en iyi uyumu verecek şekilde optik model potansiyel parametreleri ayarlandı. Elde edilen parametre değerleri Tablo 4.1'in ilk satırında verilmiştir.

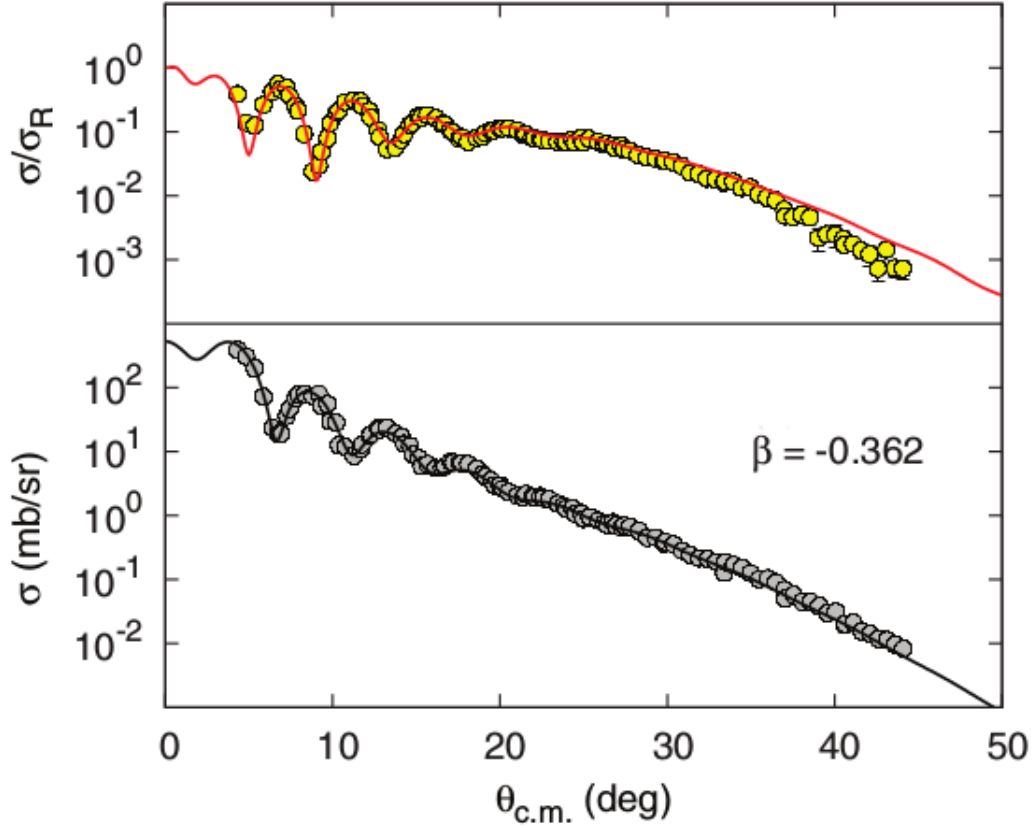
Tablo 4.1: Verilen reaksiyonlar için optik model parametreleri. Tüm etkileşmeler için Coulomb yarıçapı $r_c = 1.2$ alınmıştır.

Potansiyel	Tür	V_i MeV	r_i fm	a_i fm	W_i MeV	r_i fm	a_i fm
${}^6\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$	Hacim	143.34	0.720	0.937	32.13	1.004	0.921
$n + {}^{28}\text{Si}$	Hacim	44.67	1.170	0.668	2.58	1.170	0.668
	Yüzey				5.57	1.294	0.540
	Spin-yörünge	5.15	1.000	0.580	0.17	1.000	0.580
${}^7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$	Hacim	138.50	0.587	0.790	32.04	1.106	0.884
	Spin-yörünge	5.036	0.587	0.790	0.783	1.106	0.884
${}^{11}\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$	Hacim	143.34	0.838	0.937	32.13	1.004	0.876
	Spin-yörünge	2.002	0.838	0.937	0.581	1.004	0.876

Elde edilen hesaplama sonuçları ve bunların deneysel veriler ile karşılaştırılması Şekil 4.1 de sunulmuştur. Şekil incelendiğinde üst panelde saçılma açısı 30 dereceden sonra hesaplama sonuçları ile deneysel verilerin uyumu azalmaktadır. Bunun nedeni, deneysel verilerin saf elastik veri olmaması ve inelastik katkıları da içermesi olabilmektedir. Dolayısıyla, hesaplara inelastik kanallara gerçekleşen enerji kaçışlarının da dahil edilmesi gerekir. Bu amaçla, enerji kaçı için en olası durum ilk uyarılmış seviye olacağından ${}^{28}\text{Si}$ çekirdeğinin ilk uyarılmış seviyesine gerçekleşen enerji kaçışlarının hesaba dahil edilerek CC metoduyla sonuçlar tekrar üretilmelidir. Ancak bu yöntemle bu hesabın yapılabilmesi için ilk olarak ${}^{28}\text{Si}$ çekirdeğinin ilk uyarılmış seviyesinin deformasyon parametresine ihtiyaç vardır. Bu parametreyi belirlemek için yeni bir yöntem geliştirildi. Bu yöntem, bu parametrenin NSY fonksiyonu ile toplam seviye sayısı arasındaki

$$N = \int_0^E \rho^{tot}(E, \beta) dE \quad (4.1)$$

ilişkinine dayanır. Burada N , E enerjisine kadar olan toplam seviye sayısı ve $\rho^{tot}(E, \beta)$ enerji ve deformasyona bağlı toplam toplam NSY fonksiyonudur. Deformasyona bağlı NSY fonksiyonu için ise SCBSFGM kullanılmıştır. Bu fonksiyon kullanılarak, ilk

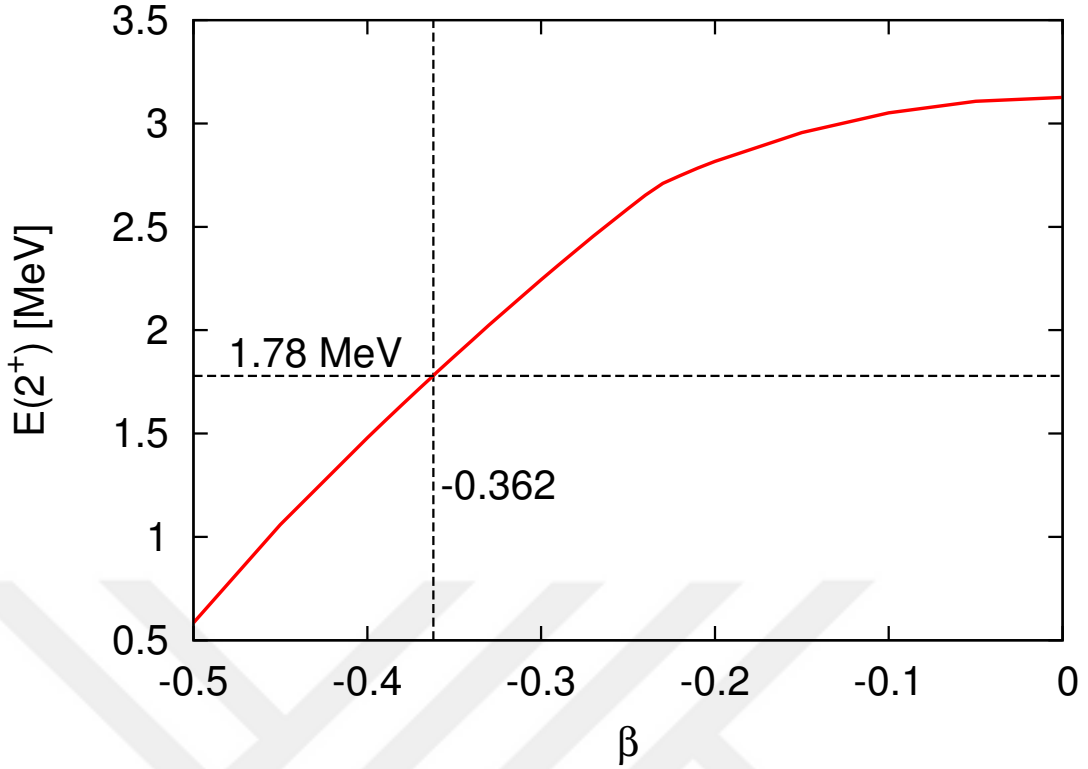


Şekil 4.1: 240 MeV'de ${}^6\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ reaksiyonunun elastik (üst panel) ve inelastik (alt panel) tesir kesitlerinin açısıl dağılımı.

uyarılmış durumun deformasyon parametresine ihtiyaç duyulduğundan ve ilk uyarılmış duruma kadar toplam seviye sayısı 1 olduğundan yukarıdaki integral

$$1 = \int_0^{E(2_1^+)} \rho^{tot}(E, \beta) dE \quad (4.2)$$

biçimine dönüşür. Bu integralin çözümünden, ${}^{28}\text{Si}$ izotopunun ilk uyarılmış seviyesinin deformasyon parametresi değeri -0.362 olarak elde edildi. Elde edilen bu değer Şekil 4.2'de gösterilen ${}^{28}\text{Si}$ izotopunun ilk uyarılmış seviye enerjisi 1.78 MeV'e karşılık gelen β deformasyon parametresi değeridir. ${}^{28}\text{Si}$ izotopunun ilk uyarılmış seviyesinin deformasyon parametresinin deneysel değeri yaklaşık olarak -0.4 dür. Deformasyon parametresi için yapılan tahmin, ölçülen quadrupol momentten ve indirgenmiş elektrik quadrupol geçiş olasılığından elde edilen değerlerden yaklaşık yüzde 10 daha küçüktür. Bu fark, deformasyon parametresinin elektromanyetik geçiş için daha büyük değerlerinden kaynaklanırken, yapılan hesaplar izoskaler uyarım için geçerlidir.

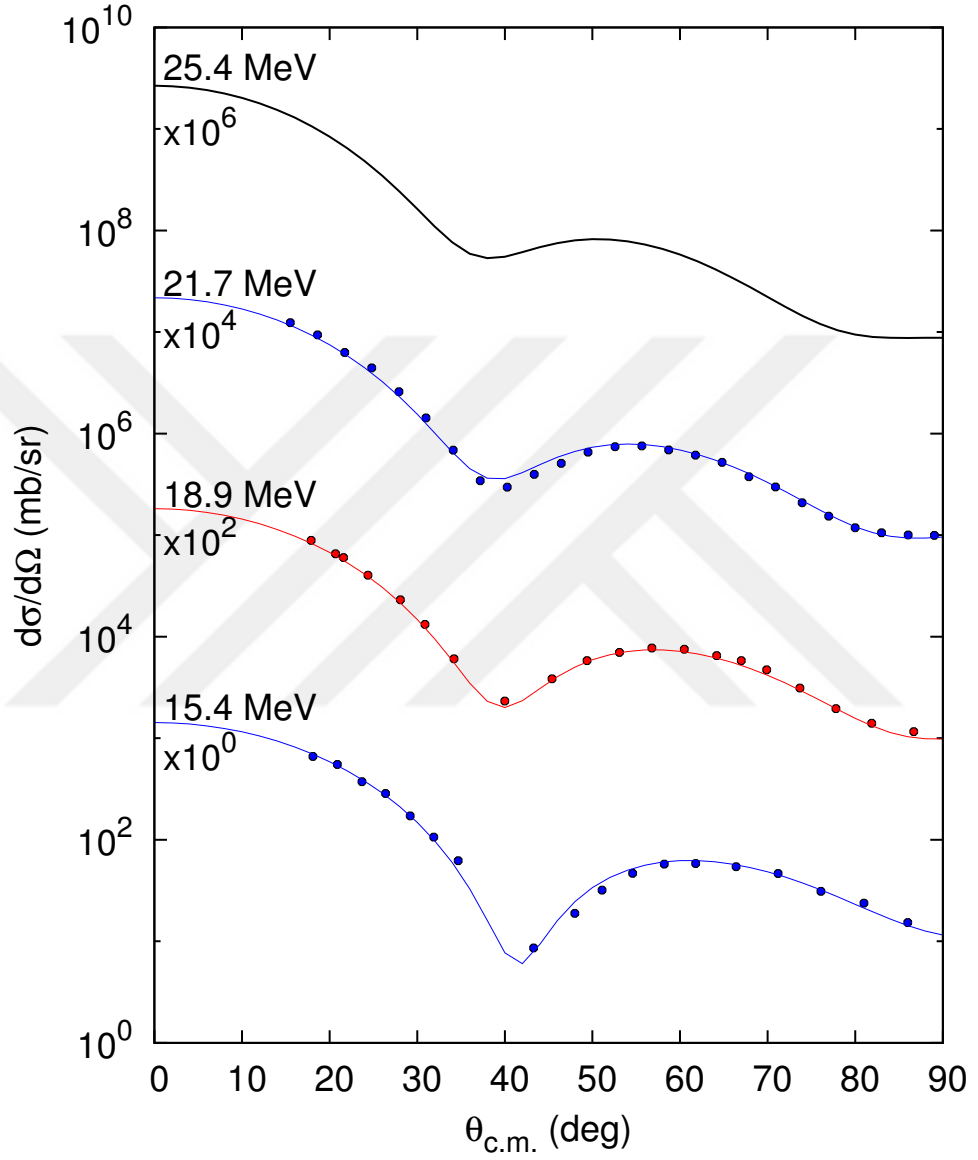


Şekil 4.2: ^{28}Si izotopunun ilk uyarılmış seviyesinin enerjisinin deformasyon parametresine göre değişimi.

Deformasyon parametresinin elde edilen bu değeri Fresco [58] bilgisayar programında kullanılarak CC metoduyla yapılan hesaplamalara (Şekil 4.1 alt panel) bakıldığında daha önce belirtilen uyumsuzluğun giderildiği görülmektedir.

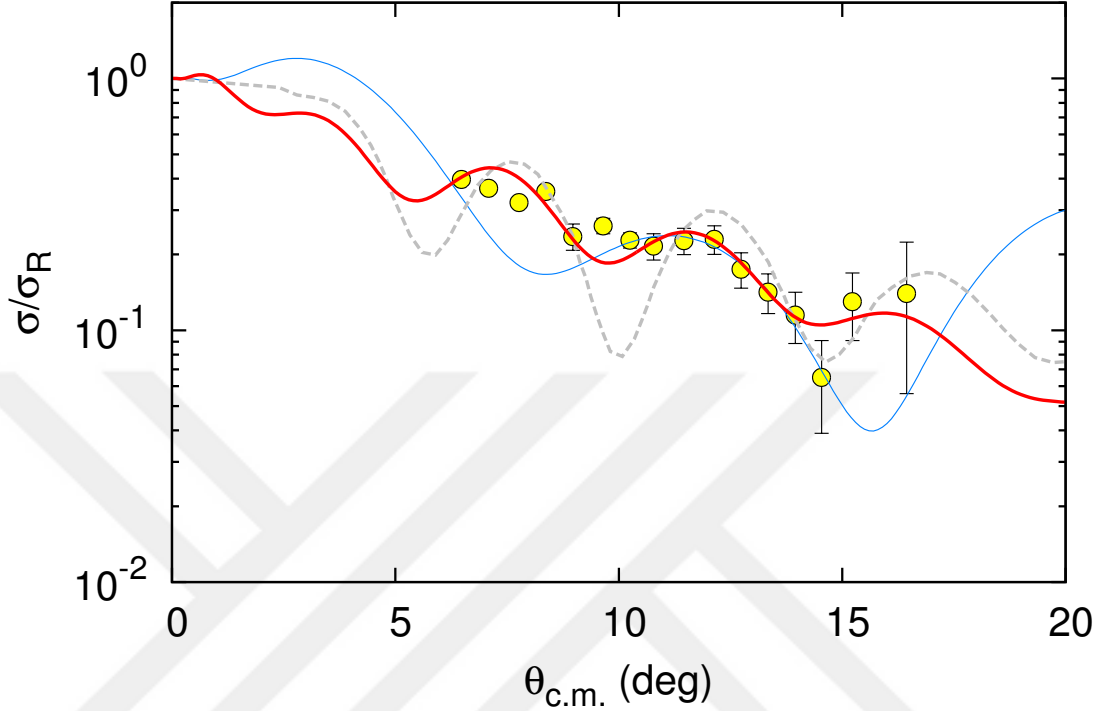
4.2 $^7\text{Li}+^{28}\text{Si}$ Quasielastik Saçılması

İkinci olarak, $^7\text{Li}+^{28}\text{Si}$ quasielastik saçılmasının tesir kesiti hesabı CC metodunu kullanılarak yapıldı. Burada, bir önceki reaksiyondan farklı olarak ^7Li izotopu, bir valans nötronu ve bir ^6Li kor çekirdeğinden oluşan iki-cisimli bir sistem olarak ele alındı. $^7\text{Li}+^{28}\text{Si}$ reaksiyonu 177.8 MeV [18] de gerçekleşmektedir. Bu durumda, 25.4 MeV'de $n + ^{28}\text{Si}$ elastik saçılma optik model parametrelerine ihtiyaç vardır ve böyle bir deneysel veri veritabanında mevcut değildir. Bunun için, küresel bir optik potansiyel [59] kullanıldı. Deneysel verilerin mevcut olduğu 15.4 – 18.9 – 21.7 MeV'de hesaplamalar yapılarak bu küresel potansiyelin geçerliliği test edildi [60, 61]. Sonuçlar Şekil 4.3'de sunulmuştur. Hesaplamaları ekstrapolasyon yöntemi ile gerekli olan 25.4 MeV'e genişletildi. Şekilden de anlaşılacağı üzere, bu küresel potansiyeli



Şekil 4.3: $n+^{28}\text{Si}$ saçılmasının 15.4, 18.9, 21.7 ve 25.4 MeV enerjilerde elastik tesir kesitlerinin açısıl dağılımı.

25.4 MeV'de güvenle kullanılabileceği görüldü. Ardından, bu değeride kullanarak ${}^7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ quasielastik saçılmasının tesir kesiti hesabı CC metoduyla yapıldı ve elde edilen sonuçlar Şekil 4.4'de verilmiştir.

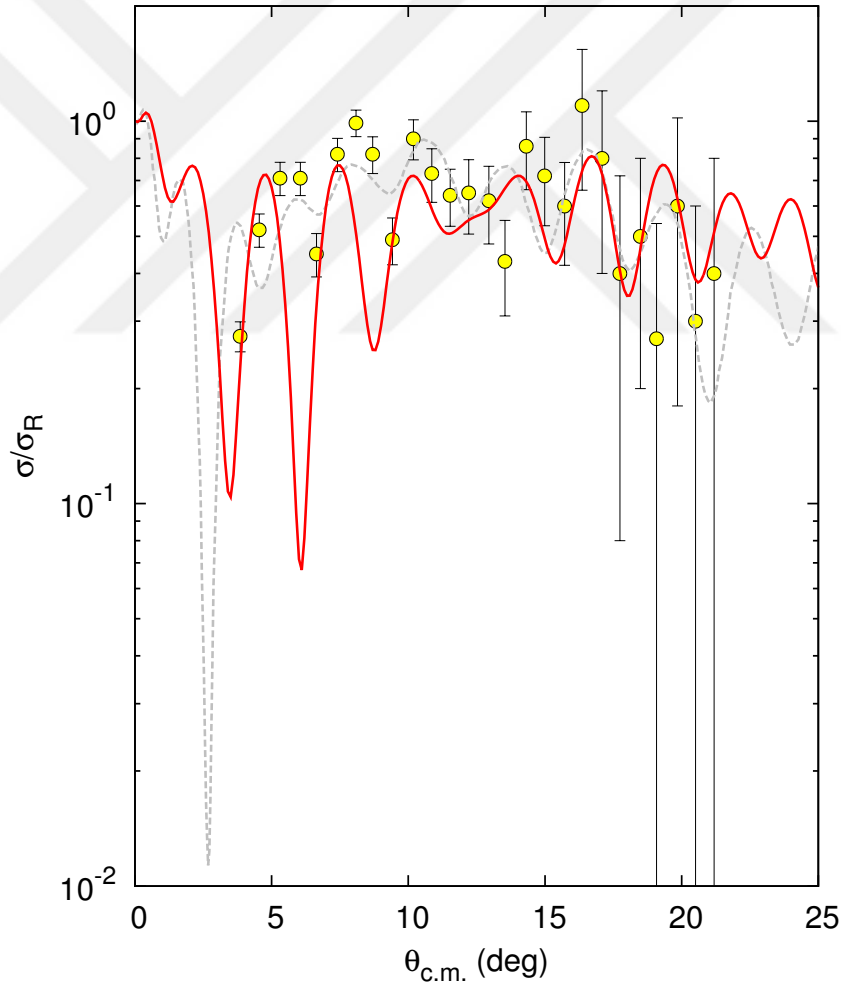


Şekil 4.4: 177.8 MeV'de ${}^7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ reaksiyonunun quasielastik tesir kesitlerinin açisal dağılımı.

Gri-kesikli çizgi, DDM3Y etkileşmesi kullanılarak double-folding ile çiftlenmiş kanallar hesaplamasını [18], mavi düz çizgi ${}^7\text{Li}$ 'nin iki-cisim olarak ele alındığı hesaplama sonuçlarını göstermektedir. Şekilden de görüldüğü üzere, iki-cisim modeli ve double-folding hesaplamaları deneysel verileri tekrar elde etmede uzak sonuçlar vermiştir. Böylece, yapılan analiz optik model parametrelerinin araştırılmasını içerecek şekilde genişletildi. Tablo 4.1 verilen geometrik optik parametre setleri sadece küçük bir spin-yörünge potansiyeli eklenerek ve derinlikler modifiye edilerek kullanıldı. Bu şekilde yapılan hesaplama sonuçları Şekil 4.4 de kırmızı düz çizgi ile sunulmuştur. İnelastik katkılar için deformasyon parametresi tahmini ile birleşen spin-yörünge ve hacim terimlerini içeren optik model potansiyeli ile yapılan CC hesaplamaları diğer yaklaşımlarla karşılaştırıldığında çok daha iyi bir şekilde deneysel verileri açıklamaktadır.

4.3 $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ Quasielastik Saçılması

Bu kısımda son olarak, 319 MeV'de $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ quasielastik saçılmasının tesir kesiti hesaplaması yapıldı. ^{11}Li izotopu, iki valans nötronu ve bir ^9Li koru olarak üç-cisim şeklinde ele alınmak istense de, $^9\text{Li}+^{28}\text{Si}$ reaksiyonuna ait elastik saçılma deneysel verileri olmadığından, ^9Li ve ^{28}Si arasındaki etkileşim potansiyeli çıkarılamamıştır ve üç-cisim yapısı kurulamamıştır. Bu çalışmada, bu reaksiyonun deneysel verilerini [18] spin-yörünge ve hacim terimlerini içeren optik model potansiyeli ve ^{28}Si izotopu için tahmin edilen deformasyon parametresi değeri ile CC metodu kullanılarak tekrar elde edildi. Kullanılan optik model parametreleri Tablo 4.1 den alınmıştır. Sonuçlar Şekil 4.5'de sunulmuştur.

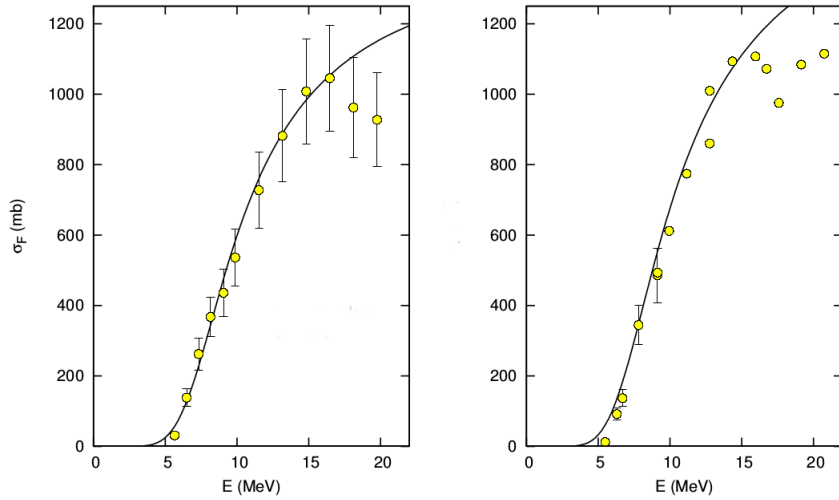


Şekil 4.5: 319 MeV'de $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ reaksiyonunun quasielastik tesir kesitlerinin açisal dağılımı.

Kırmızı düz çizgi yapılan hesaplamaları, kesikli gri çizgi ise daha önce yapılmış olan bir hesaplamanın [62] sonuçlarını göstermektedir. Bu çalışmada (kesikli gri çizgi), $^{11}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ quasielastik saçılması double-folding model kullanılarak CC methodu ile analiz edilmiştir. Şekil incelendiğinde, SCBSFGM ile basit bir optik model potansiyeli kullanılarak, literatürde yer alan şimdiye kadar bu reaksiyon için yapılmış en iyi çalışmadan (kesikli gri çizgiler) daha çok deneysel verilere yakın sonuçlar elde edildiği görülmektedir. Lityum izotopları için yapılan elastik, inelastik ve quasielastik reaksiyon tesir kesiti hesaplamalarından sonra, toplam tesir kesitine diğer önemli bir katkı sağlayan füzyon tesir kesiti hesaplamalarına geçildi. Bunun için, deneysel verileri mevcut olan lityum izotoplarının füzyon reaksiyonları belirlendi.

4.4 $^{6,7}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ Füzyon Reaksiyonları

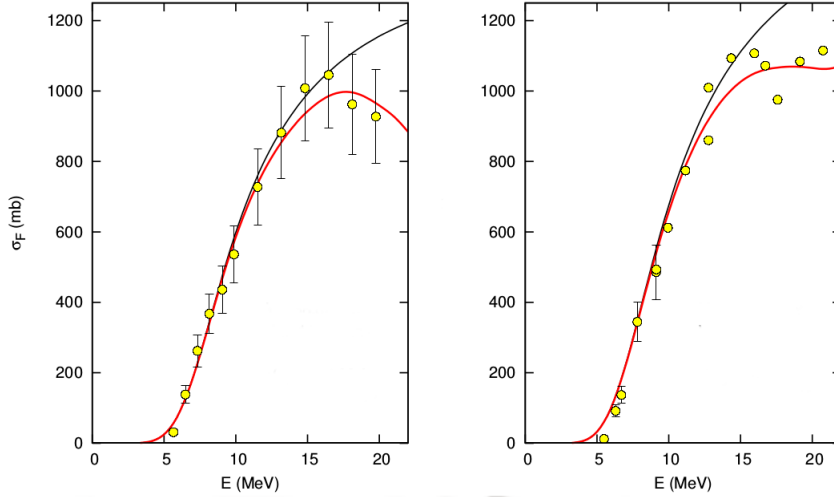
Yapılan literatür taraması sonucunda lityum izotoplarından $^{6,7}\text{Li}$ 'un, ^{28}Si izotopu ile füzyon reaksiyonu deneysel verileri [22--24] olduğu tespit edildi. Optik model potansiyelini kullanarak, bu reaksiyonların ilk olarak Şekil 4.6'da görüldüğü üzere sadece hacim potansiyelini kullanarak tesir kesiti hesabı yapıldı ve deneysel veriler [22--24] ile karşılaştırıldı.



Şekil 4.6: $^{6}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ (sol panel) ve $^{7}\text{Li}+^{28}\text{Si}$ (sağ panel) füzyon reaksiyonlarının sadece hacim potansiyelleri (siyah çizgi) kullanılarak hesaplanan tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi.

Şekil 4.6 incelendiğinde, hacim potansiyelinin deneysel verileri açıklamada yetersiz

olduğu görüldü. Bunun akabinde, her iki reaksiyon için de spin-yörünge potansiyeli hesaplara dahil edildi ve deneysel veriler ile karşılaştırıldı. Sonuçlar Şekil 4.7'de sunulmuştur.

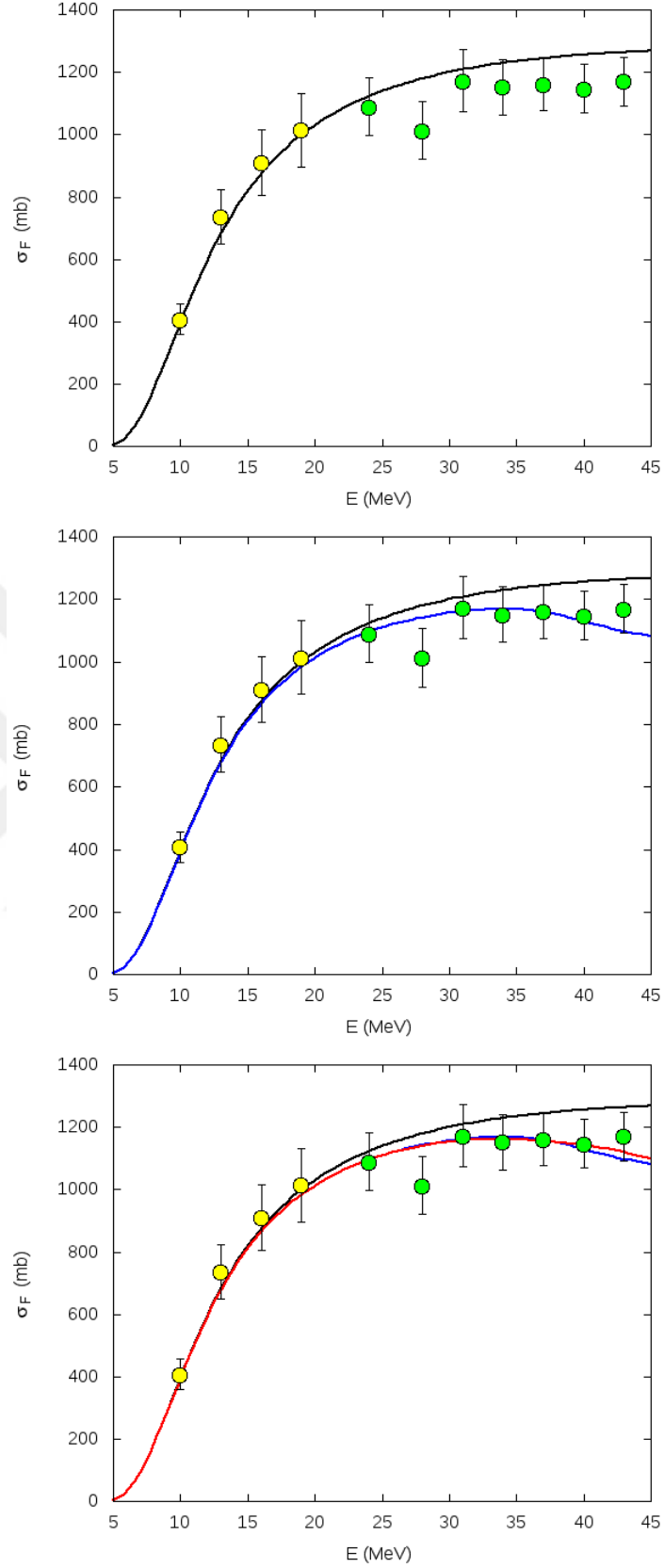


Şekil 4.7: ${}^6\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ (sol panel) ve ${}^7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ (sağ panel) füzyon reaksiyonlarının sadece hacim potansiyelleri (siyah çizgi) ve mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyelleri (kırmızı çizgi) kullanılarak hesaplanan füzyon kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi.

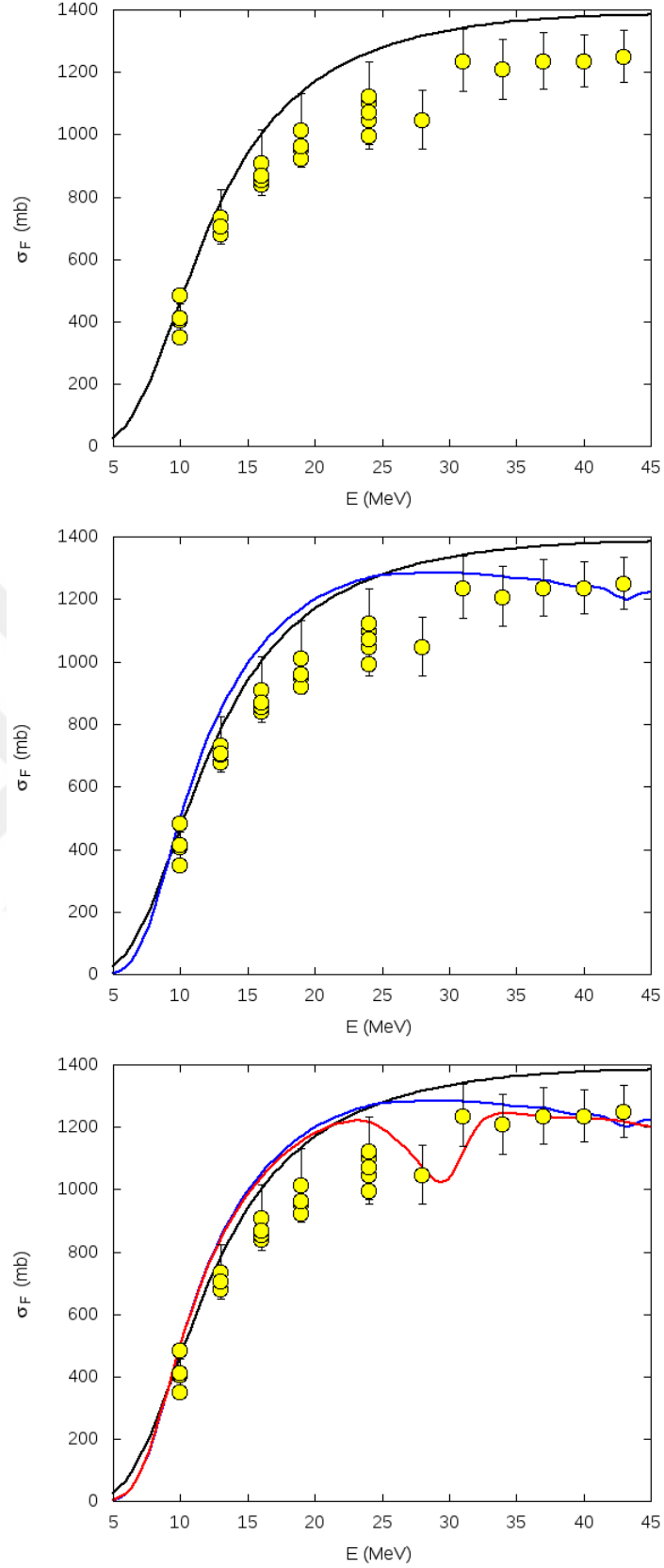
Burada yapılan yeniliklerden bir tanesi spin-yörünge potansiyelinin hacim potansiyeli ile aynı geometriye sahip olarak kullanılması ve hacim potansiyeline göre daha düşük derinliklere sahip olmasıdır. Bu eklemeyi hesaplara dahil ettikten sonra özellikle 15 MeV'den sonraki enerjilerde gerçekleşen bükülme yakalanmış oldu.

4.5 ${}^{6,7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ Füzyon Reaksiyonları

İlk hesaplamalarda, sadece mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli dahil edilebildi. Çünkü, hedef çekirdek ${}^{28}\text{Si}$ 'un taban durumu 0^+ 'dır. Bu nedenle, hem hesaplamaları başka reaksiyonlara genişletmek hemde hedef çekirdeğin spin-yörünge potansiyelini dahil edebilmek amacıyla lityum izotoplarının başka füzyon reaksiyonlarının var olup olmadığı deneysel veri tabanında kontrol edildi. Böylece, lityum izotoplarının (${}^{6,7}\text{Li}$) ${}^{27}\text{Al}$ izotopu ile füzyon reaksiyonu deneysel verilerine ulaşıldı. ${}^{27}\text{Al}$ izotopunun taban durum spini $5/2^+$ dır. Böylece, ${}^{6,7}\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ füzyon reaksiyonları [25, 26] için hem mermi çekirdeğin hemde hedef çekirdeğin spin-yörünge potansiyelleri tesir kesiti hesabına dahil edilebildi (Şekil 4.8 ve 4.9).



Şekil 4.8: ${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ füzyon reaksiyonunun hacim potansiyeli (siyah çizgi), mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli (mavi çizgi) ve hedef çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli (kırmızı çizgi) kullanılarak hesaplanan füzyon tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi.



Şekil 4.9: ${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ füzyon reaksiyonunun hacim potansiyeli (siyah çizgi), mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli (mavi çizgi) ve hedef çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli (kırmızı çizgi) kullanılarak hesaplanan füzyon tesir kesitlerinin enerjiye bağlı değişimi.

Şekil 4.8 ve 4.9 da, ilk şekiller sadece hacim potansiyelini içerdiği, ikinci şekiller hacim ve mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyellerini içerdiği, üçüncü şekil ise hacim, mermi çekirdeğin spin-yörünge potansiyeli ve hedef çekirdeğin spin-yörünge potansiyellerini içerdiği durumları göstermektedir. Optik model parametre setleri tablo 4.2'de verilmiştir.

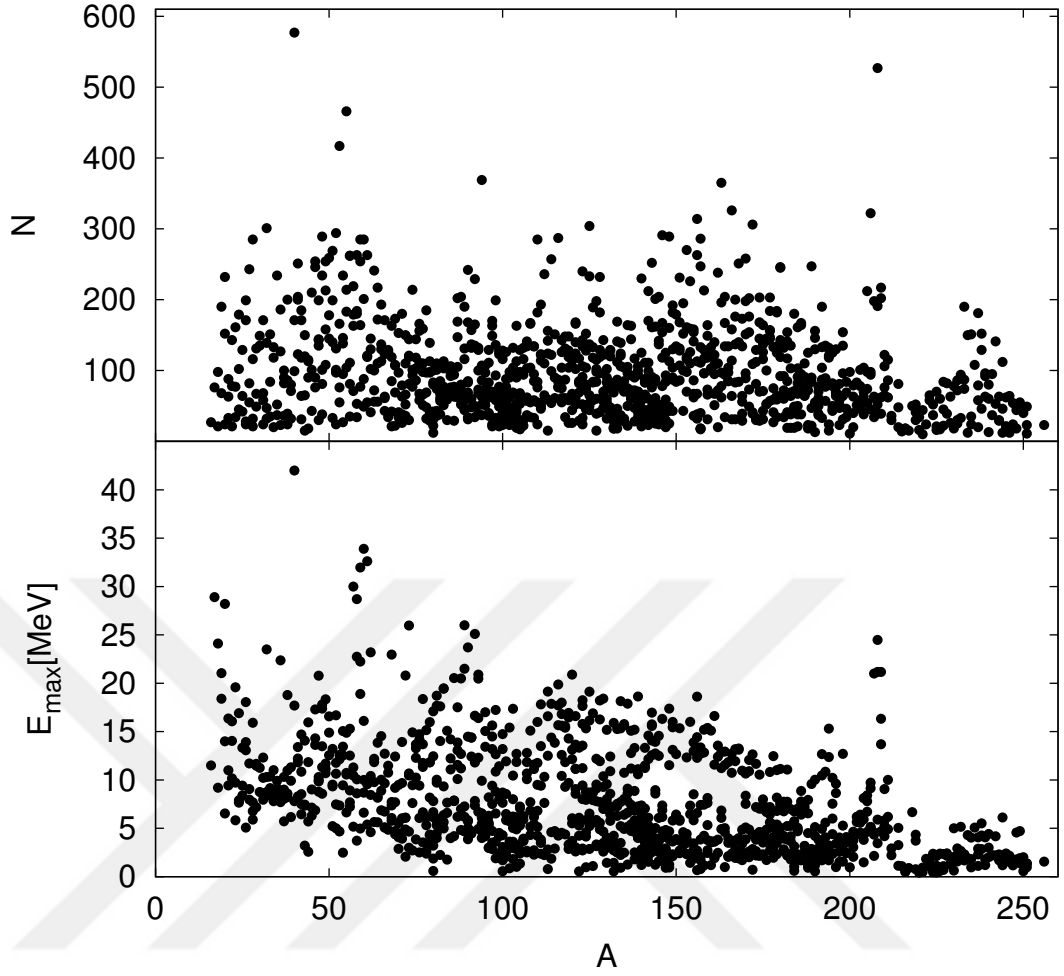
Tablo 4.2: ${}^6,7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$ ve ${}^6,7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$ füzyon reaksiyonlarının optik potansiyel parametre setleri.

Potansiyel	Tür	V_i MeV	r_i fm	a_i fm	W_i MeV	r_i fm	a_i fm
${}^6\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$	Hacim	38.0	0.720	0.937	11.40	1.004	0.921
	Spin-yörünge	4.80	0.720	0.937	1.55	1.004	0.921
${}^6\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	Hacim	20.0	1.170	0.668	11.0	1.170	0.668
	Mermi Spin-yörünge	3.0	1.170	0.668	-1.12	1.294	0.540
	Hedef Spin-yörünge	4.2	1.000	0.580	-0.425	1.000	0.580
${}^7\text{Li}+{}^{28}\text{Si}$	Hacim	40.0	0.587	0.790	11.55	1.106	0.884
	Spin-yörünge	5.0	0.587	0.790	1.11	1.106	0.884
${}^7\text{Li}+{}^{27}\text{Al}$	Hacim	18.0	0.838	0.937	0.70	1.004	0.876
	Mermi Spin-yörünge	3.5	0.838	0.937	-0.485	1.004	0.876
	Hedef Spin-yörünge	3.0	0.838	0.937	-0.18	1.004	0.876

Burada, bir önceki hesaplamalarda da olduğu gibi spin-yörünge potansiyelinin hesaba dahil edilmesi deneysel verileri açıklamada oldukça faydalı olmuştur. Özellikle son durumda, hedef çekirdeğin spin-yörünge potansiyelinin de dahil edildiği durumda, deneysel verilere en çok yaklaşılacak hesap sonucu olmuştur ve deneysel verilerin artan enerjilerde göstermiş olduğu salınım yakalanmıştır. Tabiki bir önceki füzyon reaksiyonu tesir kesiti hesabında olduğu gibi spin-yörünge potansiyeli, hacim potansiyeline göre çok düşük derinliklere sahiptir. Hesaplamamızda deneysel verileri başarı ile tekrar elde etmenin yanı sıra diğer bir önemli nokta, yapılan tüm füzyon reaksiyonu tesir kesiti hesaplarında aynı geometrik optik parametrelerinin kullanılmış olmasıdır. Bu durum ve bu reaksiyonlarda spin-yörünge potansiyelinin tesir kesitleri üzerindeki etkisi ilk defa bu çalışmada yapılmıştır. Spin-yörünge etkileşmelerinin bu şekilde etkisini gördükten sonra, NSY hesaplamalarında eksik kalan bir diğer nokta olan NSY parametresinin spin-parite bağımlılığı incelemeye geçildi.

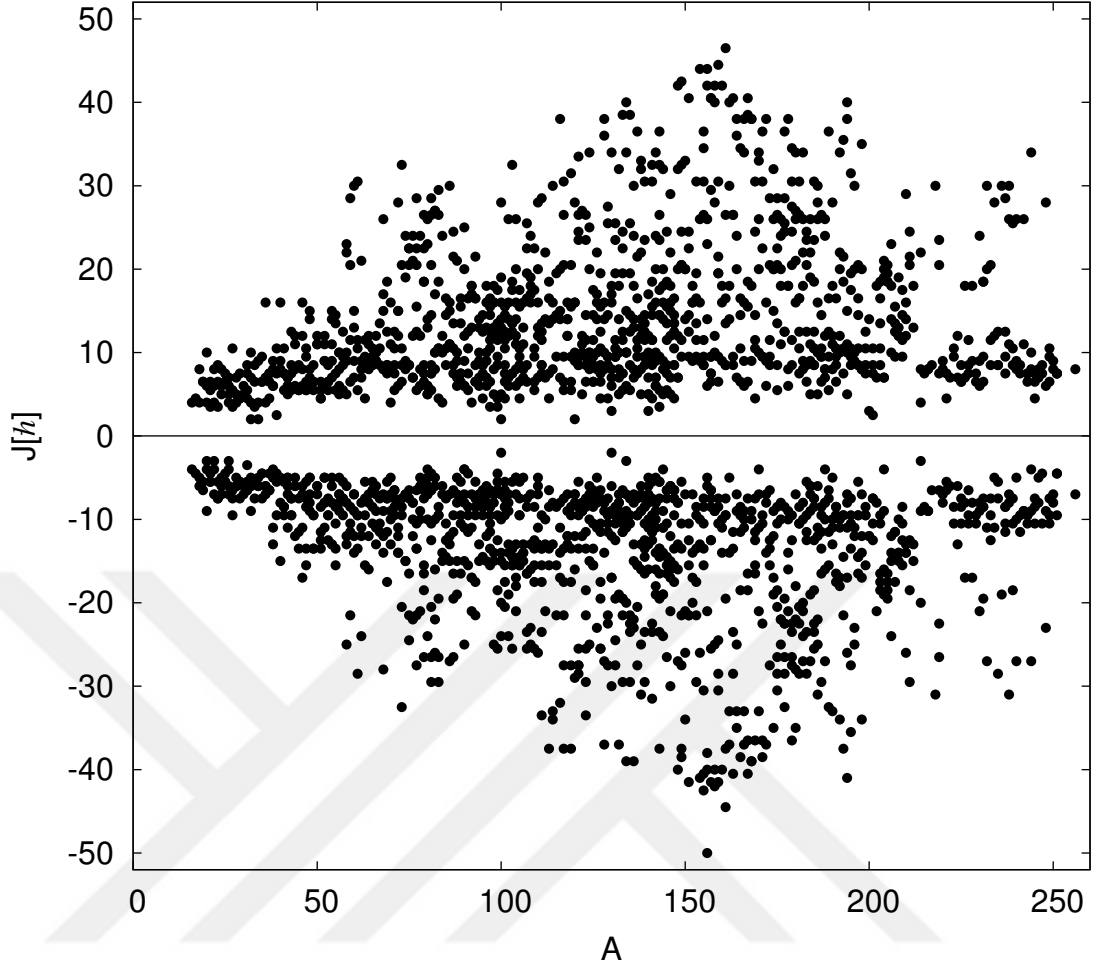
4.6 Seviye Yoğunluğu Parametresinin Spin-Parite Bağımlılığı

NSY parametresinin spin-parite bağımlılığını incelemek için ayrıık seviye şemalarından yararlanılmıştır. NSY'ye spin-parite etkisi ile ilgili çalışmaları görmek amacıyla yapılan mevcut literatür incelemesinde, bu etkinin yetersiz kaldığı görülmektedir. Bu nedenle, bu etkilerin en temel düzeyde tüm NSY formülasyonuna yansiyacak şekilde dahil edilmesi gerekmektedir. Spin-parite bağımlılığını incelemek için en uygun nicelik NSY'nin temel değişkeni olan NSY parametresidir. NSY parametresi aynı zamanda nükleer sıcaklık tanımında da yer aldığı için nükleer fiziğin en önemli niceliklerinden bir tanesidir. Bu parametrenin spin-parite bağımlılığı hakkında bilgi azlığından dolayı, ilk etapta modeldeki tek serbest parametre olarak ele alındı ve spin-parite değerleri bilinen uyarılmış seviyelerden oluşan deneysel ayrıık seviye şemalarına fit işlemi yapılarak spin-parite bağımlılığı tespit edildi. Hesaplamalarda kullanılan deneysel ayrıık seviye veritabanı oluşturulurken olabildiğince geniş, detaylı ve doğru veriler toplamaya çalışılmıştır. Bu amaçla, ilk faydalanılan veri kaynağı Brookhaven National Laboratory'deki National Nuclear Data Center tarafından güncellemeleri yapılan ENSDF (<http://www.bnl.gov/ensdf>) olmuştur. ENSDF, Elsevier Science tarafından her ay yayınlanan Nuclear Data Sheets dergisinin sonuçlarından derlenmiş bir veritabanıdır. Güncel haliyle 3174 izotopa ait 160 binden fazla ayrıık seviye verisi içermektedir. Yararlanılan bir diğer kaynak 2002 yılında ENSDF veritabanında bulunan verilerin derlenmesi ve eksik olan bazı spin verilerinin tamamlanması ile oluşan RIPL-2 veritabanıdır. Bu veritabanı Uluslararası Atomik Enerji Ajansı tarafından sağlanmaktadır ve toplam 8288 izotopun ayrıık seviye şemalarını içermektedir. Bu veritabanlarındaki deneysel veriler toplanarak hesaplamalar için gerekli olan ön çalışma tamamlanmış oldu. Burada yapılacak olan hesaplamalarda kullanılacak olan deneysel verilerin toplamının bolluğundan çok herbir izotop için tamlığı, elde edilecek bağımlılığın güvenilirliği ve doğruluğu için daha önemlidir. Şekil 4.10 ve 4.11 hesaplamalara başlamadan önce deneysel veriler hakkında ön bilgi edinmek amacıyla sunulmuştur. Şekil 4.10'un üst paneli, oluşturulan veritabanında en az 10 tane ayrıık seviyesi bulunan herbir izotop için elimizde bulunan deneysel olarak elde edilmiş ayrıık seviye sayısının kütle numarasına göre değişimini, alt paneli ise yine aynı izotoplar için bu deneysel ayrıık seviyelerden en sonuncusunun uyarılma enerjilerinin kütle numarasına göre değişimini göstermektedir. Burada seviye sayısı ne kadar çok olursa bulunması hedeflenen bağımlılığın doğruluğu



Şekil 4.10: Deneysel ayırık seviye veritabanındaki çekirdekler için toplam uyarılmış seviye sayısı (üst panel) ve en yüksek uyarılma enerjisi (alt panel) değerlerinin kütle numarasına göre değişimi.

açısından o kadar iyi olur. Bunun yanı sıra, bu seviyelerin geniş bir uyarılma enerjisine yayılmış olması da verilerin güvenilirliği açısından istenen bir durumdur. Değerler incelendiğinde, kütle numarası yaklaşık 150'den sonraki izotoplar için $A \sim 208$ civarındaki istisnai durum dışında uyarılma enerjisi aralığı gitgide düşmektedir. Aynı zamanda ayırık seviye sayıları da benzer bir eğilime sahiptir. Şekil 4.11'in üst paneli, herbir izotop için deneysel ayırık seviye şemasında bulunan pozitif pariteli toplam açısal momentum değerlerinden, alt paneli negatif pariteli toplam açısal momentum değerlerinden en yüksekini göstermektedir. Dolayısıyla bu şekil incelenen kütle bölgesi için deneysel verilerin ne kadar geniş bir spin aralığına sahip olduğunun bir göstergesidir. Burada $A \sim 150$ bölgesine kadar spin aralığının gitgide büyüdüğü daha sonra düşüğe geçtiği görülmektedir. Şekil 4.10 ve 4.11 birlikte değerlendirilirse, kütle numarası



Şekil 4.11: Deneysel ayırık seviye veritabanındaki çekirdekler için pozitif (üst panel) ve negatif (alt panel) pariteli en büyük toplam açısal momentum değerlerinin kütle numarasına göre değişimi.

140–150 aralığındaki izotopların hem uyarılma enerjisi hemde spin ve parite bakımından en zengin deneysel ayırık seviye şemasına sahip olduğu söylenebilir. NSY parametresinin spin ve pariteye bağlı değişimini tespit edebilmek için uygulanan yöntemin en temelinde

$$N(E) = \int_0^E \rho(E, a) dE \quad (4.3)$$

integrali bulunmaktadır. Bu integral herhangi bir E uyarılma enerjisine kadarki uyarılmış seviyelerin sayısı $N(E)$ 'yi, uyarılma enerjisi E ve NSY parametresi a 'nın bir fonksiyonu olarak elde etmemizi sağlar. Bu integralin sonuçlarını herhangi bir ayırık seviye şeması

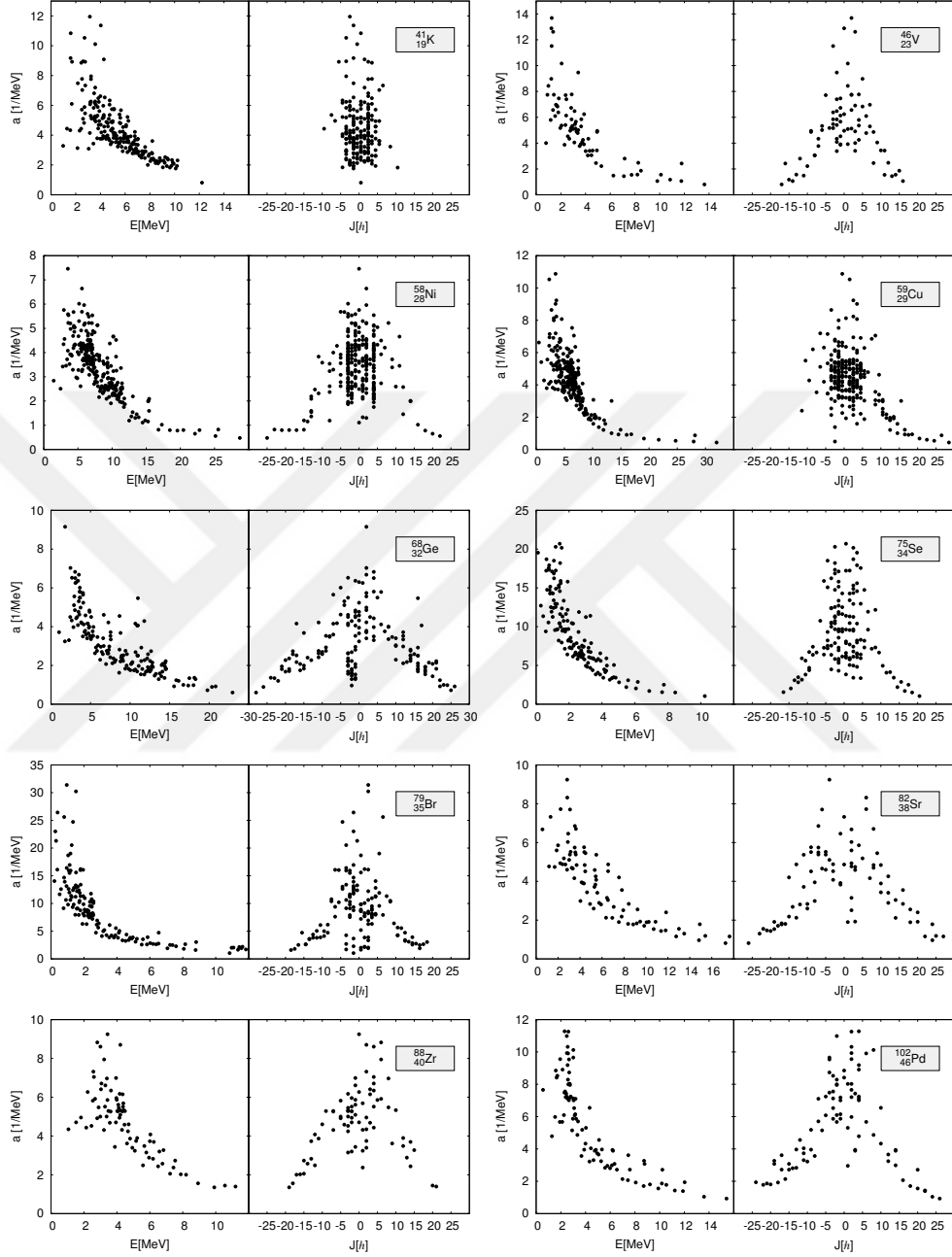
ile karşılaştırabilmek için $E_0 = 0$ MeV olmak üzere

$$1, 2, 3... = \int_{E_{0,1,2...}}^{E_{1,2,3...}} \rho(E, a) dE \quad (4.4)$$

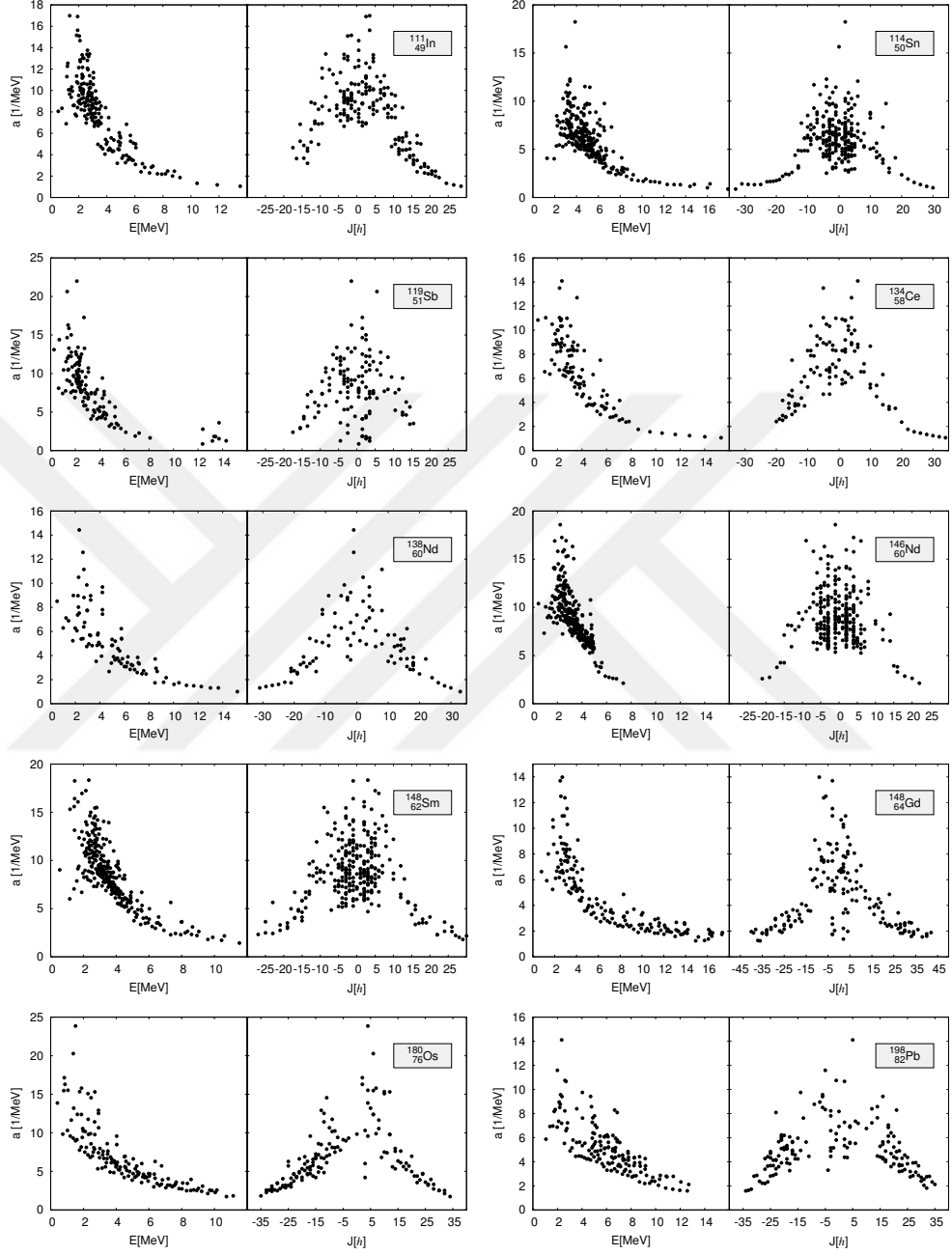
biçiminde kesiklendirme yöntemi kullanılır. Burada integral almaya $E_0 = 0$ MeV'den başladığında, $N = 1$ ilk uyarılmış seviyesini veren E_1 uyarılma enerjisini fit işlemi sonucunda bulunur. Ardından aynı işlemi takip eden uyarılmış seviyeler için tekrarlayarak integralin sonucunun bir tam sayıya eşit olduğu her uyarılma enerjisinde teorik olarak hesaplanmış bir uyarılmış seviye elde edilir. Bu yöntem, NSY'nin uyarılma enerjisi dışında bağlı olduğu bir diğer değişken olan NSY parametresinin uyarılma enerjisine göre değişimini tespit etmemize olanak sağladığı gibi aynı parametrenin spin ve pariteye göre değişimini belirlemeye de imkan verir. Herbir izotop için belirli bir uyarılma enerjisine kadar olan uyarılmış durumların kümülatif sayısı, NSY parametresi serbest bir parametre kabul edilerek

$$1^J, 2^J, 3^J... = \int_{E_{0,1,2...}}^{E_{1,2,3...}} \rho(E, a(E, J)) dE \quad (4.5)$$

ifadesi kullanılarak tanımlanır. Burada $a(E, J)$ tamamen serbest bir parametre olup N uyarılmış seviye sayısı, E_i i . uyarılmış duruma ait deneysel enerji değerleridir. Böylece deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilmiş NSY parametresi değerlerinin hem uyarılma enerjisine hem de çekirdeğin toplam açısal momentumuna (spin ve paritesine) göre değişimi elde edilir. Şekil 4.12 ve 4.13 tüm kütle bölgesinden çift-çift, tek-tek ve tek çekirdeklerden rastgele seçilen fit sonuçlarını göstermektedir. Her iki şekilde 10'ar tane izotop içermektedir. Her bir izotop için sol panel fit edilen NSY parametresinin değerlerinin uyarılma enerjisine göre, sağ panel ise toplam açısal momentuma göre değişimini göstermektedir. Sol paneller incelendiğinde, NSY parametresinin uyarılma enerjisine göre değişiminin tahmin edildiği üzere bir Laplace dağılımına karşılık geldiği görülmektedir. Bu Laplace dağılımın yeri ve yüksekliği çekirdeğin deformasyonuna, genişliği ise çiftlenme ve kabuk etkilerine göre değişmektedir [33]. Sağ paneller incelendiğinde ise, NSY parametresinin toplam açısal momentuma göre değişiminin de yine bir Laplace dağılıma uyduğu açıkça görülmektedir. Bu durumda NSY parametresi bağlı olduğu her iki değişkene göre de Laplace dağılımına uygun değişim göstermektedir. Şekil 4.12 ve 4.13 ile gösterilen NSY parametresinin toplam açısal momentuma

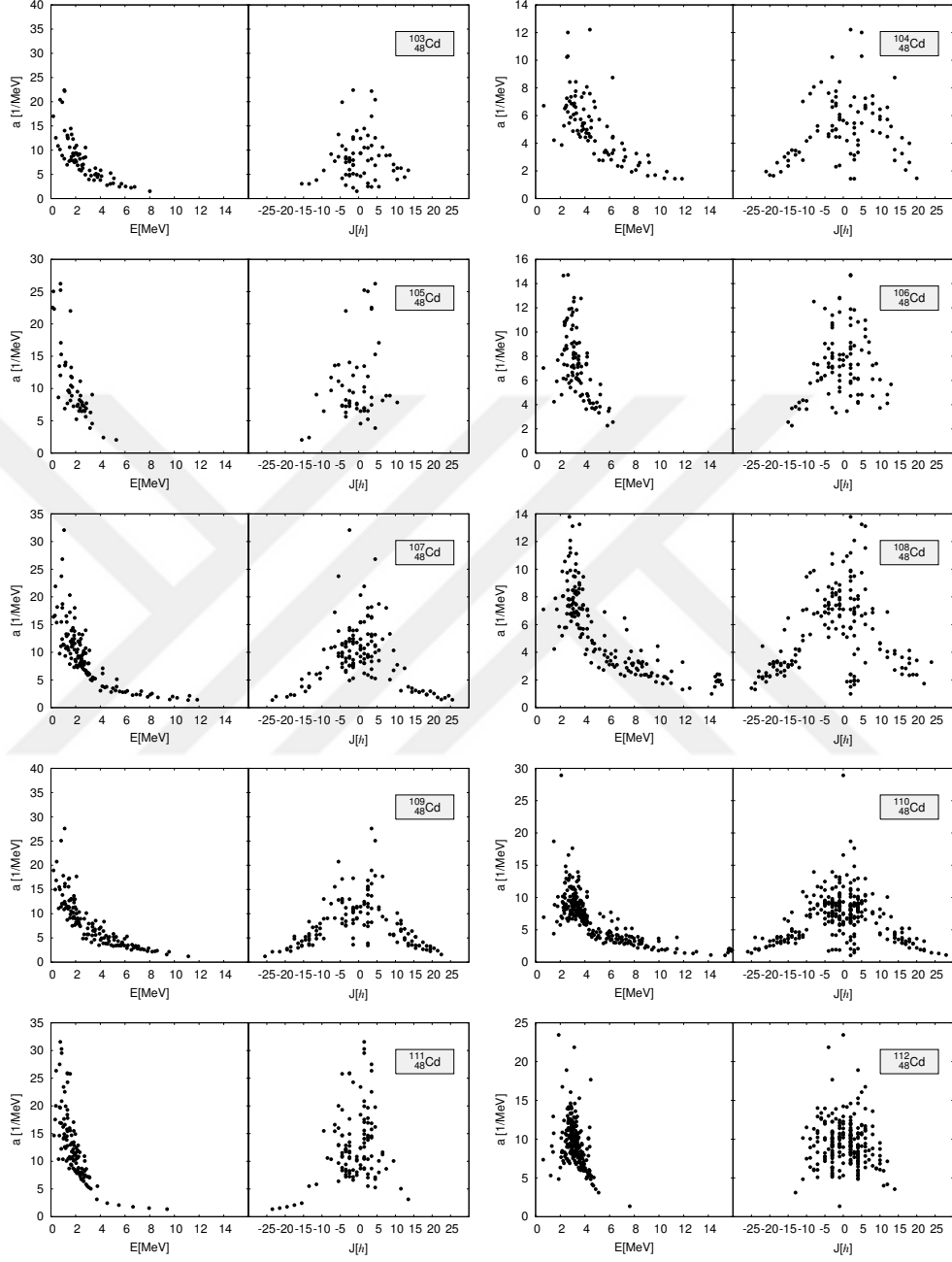


Şekil 4.12: ^{41}K , ^{46}V , ^{58}Ni , ^{59}Cu , ^{68}Ge , ^{75}Se , ^{79}Br , ^{82}Sr , ^{88}Zr , ^{102}Pd izotopları için deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilen NSY parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açısıl momentuma göre değişimleri.

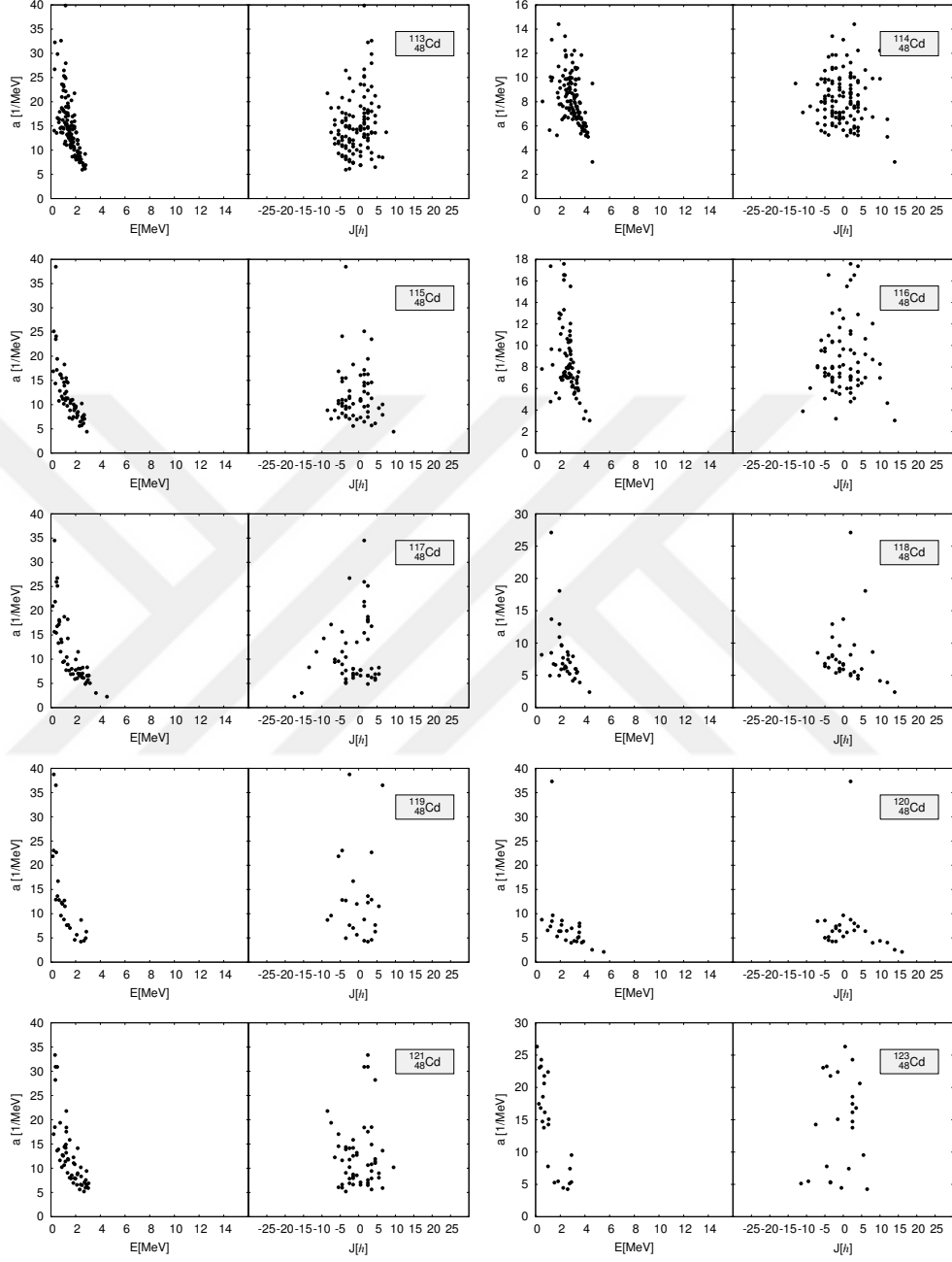


Şekil 4.13: ^{111}In , ^{114}Sn , ^{119}Sb , ^{134}Ce , ^{138}Nd , ^{146}Nd , ^{148}Sm , ^{148}Gd , ^{180}Os , ^{198}Pb izotopları için deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilen NSY parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açısai momentuma göre değişimleri.

göre değişimlerinde bazı izotoplar için Laplace dağılımının tam anlamıyla oluşmadığı görülmektedir. Örneğin ^{41}K için yana açılan bacakların eksik olması, ^{59}Cu için pozitif pariteli bacak varken negatif pariteli bacağın bulunmaması veya ^{180}Os ve ^{198}Pb orta bölümün ve pikinin olmaması gibi. Bu durumun nedeni, bu izotoplar için kullanılan ayırık seviyelerin tam olarak çözümlenememiş olması ve deneysel ayırık seviye veritabanındaki uyarılma enerjisi ve toplam açıl momentum aralıklarının daralmasıdır. Bu durumu daha iyi analiz etmek için şekil 4.14 ve 4.15 ile 20 tane Cd izotopunun NSY parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açıl momentuma göre değişimleri verilmiştir. Burada, ^{103}Cd izotopundan başlayarak nötron sayısı artış gösterirken önce kararlılığa yaklaşılmaması ardından uzaklaşılması sırasında NSY parametresinin de nasıl değiştiği görülmektedir. Özellikle kararlılığa yakın ve deneysel verileri çok olan Cd izotoplarının Laplace benzeri dağılımı sergilediği görülmektedir. Bu seri izotopları göstermekteki amaç, bu davranışın rastgele çekirdeklerden seçilmiş olmadığını, sıralı nötron artışı gösteren bir çekirdeğin izotoplarında da ard arda görülebileceğini göstermektir. Sadece ayırık seviye şemaları tam olarak çözümlenememiş izotoplar için bu dağılım kısmi olarak görülebilmektedir. Ortaya çıkan bu Laplace dağılımının yüksekliği zaten uyarılma enerjisine bağlı kısım ile aynı olduğundan tespit edilmesi gereken nicelikler pikin x-eksenindeki yeri ve dağılımının genişliğidir. Burada verilen tüm şekiller incelendiğinde pikin her zaman $J = 0$ 'da olduğu görülmektedir. Bu durumda NSY parametresinin parite değişimi altında simetrik olduğunu söyleyebiliriz. Ancak vurgulanması gereken özel bir durum vardır. ^{148}Gd izotopu daha önce vermiş olduğumuz bilgilerde göz önünde bulundurulursa gerek uyarılma enerjisi gerekse de toplam açıl momentum aralığı bakımından en güvenilir bölgede yer almaktadır. Bu izotop için Şekil 4.13 de verilen sonuçlar incelenirse, NSY parametresinin toplam açıl momentuma göre değişiminde oluşan tepe noktasının ucunun negatif pariteye doğru büküldüğü görülür. Ancak bununla beraber dağılımın geri kalanı tümüyle $J = 0$ 'da pik yapan bir Laplace dağılımı ile uyumludur. NSY parametresinin uyarılma enerjisine göre değişimini veren sol panelden anlaşılmaktadır ki bükülen bu pikte bulunan değerler yaklaşık olarak $E = 2-3$ MeV enerji aralığına karşılık gelmektedir. Bu durumda, bazı çekirdekler için düşük uyarılma enerjisi bölgesinde pozitif ve negatif pariteli uyarılmış seviyelerin eşit olasılıkla gerçekleşmedikleri görülmektedir. Ancak bu şekilde sadece pikin ucunun bükülmesi NSY parametresinin toplam açıl momentum bağımlılığı için elde edilecek olan genel



Şekil 4.14: $^{103,104,105,106,107,108,109,110,111,112}\text{Cd}$ izotopları için deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilen seviye yoğunluğu parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açılma momentuma göre değişimleri.



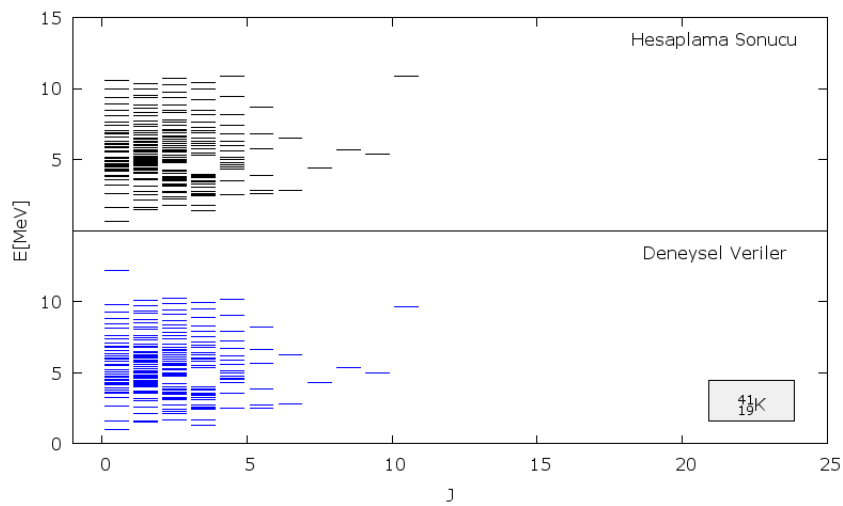
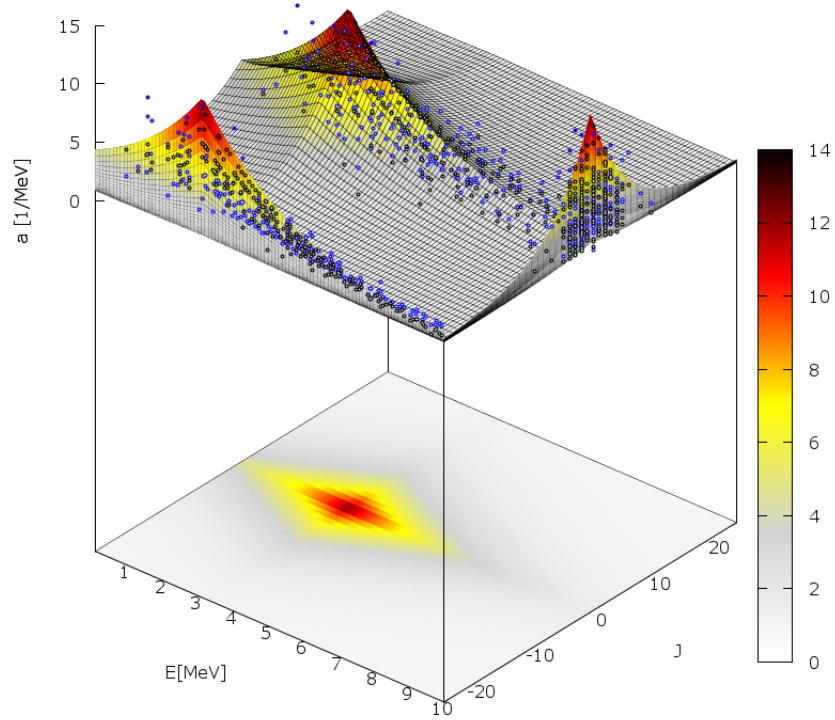
Şekil 4.15: $^{113,114,115,116,117,118,119,120,121,123}\text{Cd}$ izotopları için deneysel ayırık seviye şemalarına fit edilen seviye yoğunluğu parametresi değerlerinin uyarılma enerjisi ve toplam açılma momentuma göre değişimleri.

formülasyonu etkilemez. Yapılan tüm bu analizler doğrultusunda, NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısall momentuma bağımlılığı iki ayrı Laplace dağılımının birbirleriyle çarpımı şeklinde

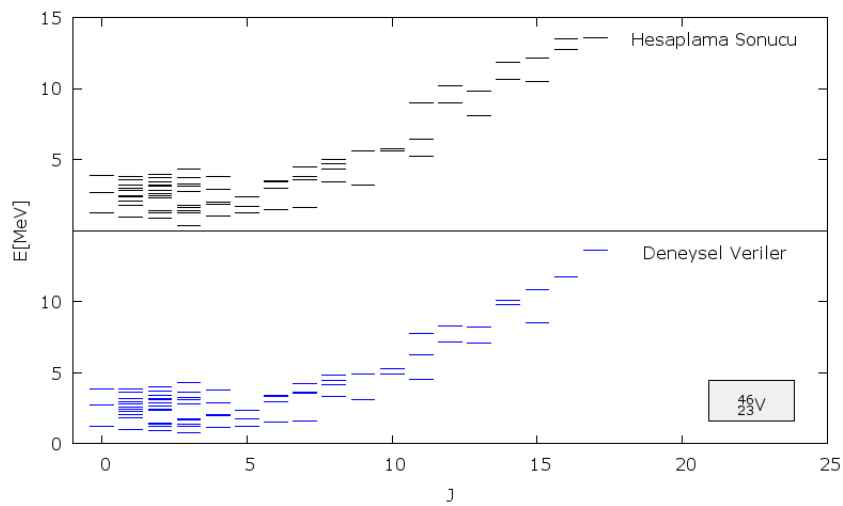
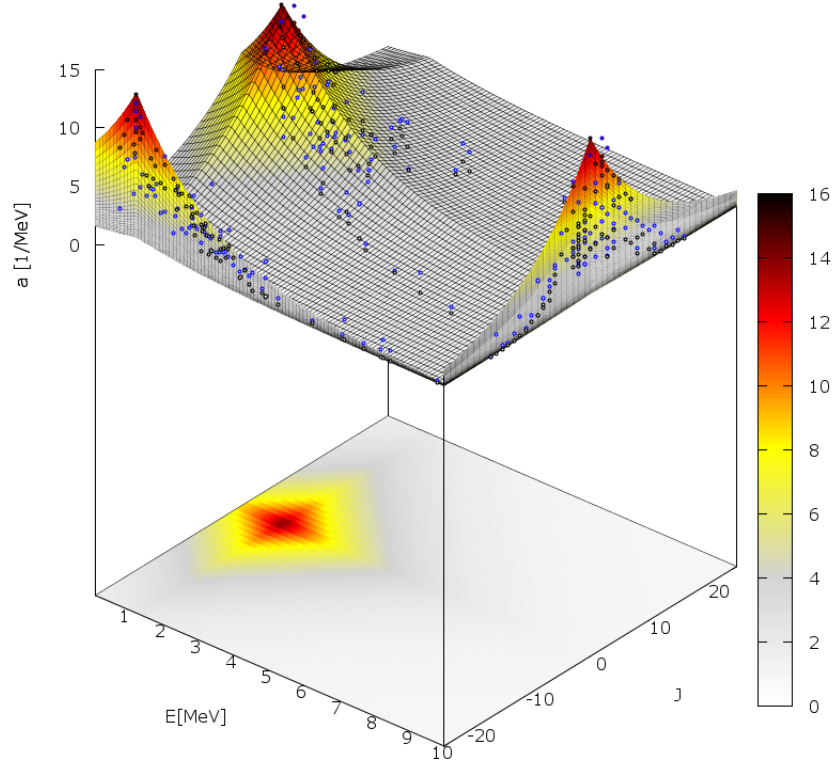
$$a(E, J) = \tilde{a}[1 + a_{maks} \cdot a(E) \cdot a(J)] = \tilde{a}[1 + a_{maks} \exp\left(\frac{-(E - E_0)}{\sigma_E}\right) \exp\left(\frac{-J}{\sigma_J}\right)] \quad (4.6)$$

tanımlanabilir. Bu ifade de $a(E)$ ve $a(J)$ dağılımları 0 ile 1 aralığında değer alan çarpanlardır. İfadedeki \tilde{a} , a_{maks} , E_0 ve σ_E ile gösterilen ifadeler sırasıyla asimptotik NSY parametresi, pikin yükseliği ve uyarılma enerjisine göre gerçekleşecek dağılımın yeri ve genişliğini temsil etmektedir. Bu çalışmada, NSY parametresinin toplam açısall momentuma bağıll olarak değişimini doğru tespit edebilmek için uyarılma enerjisine bağıll değişimi belirleyen tüm parametreler her çekirdek için yerel olarak yeniden ayarlanmıştır. Böylece toplam açısall momentuma göre değişimi karakterize eden tek değişken olarak σ_J kalmıştır. NSY parametresinin toplam açısall momentuma göre değişimini tanımlayan Laplace dağılımının genişliğine karşılık gelen σ_J parametresinin değeri herbir izotop için fit edilen NSY parametresi değerlerine yapılan ayarlama sonucunda elde edilmiştir. Bu parametrenin değerinin bilinmesiyle artık NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısall momentuma göre değişimini gösteren 3-boyutlu NSY parametresi yüzeyleri elde edilebilir.

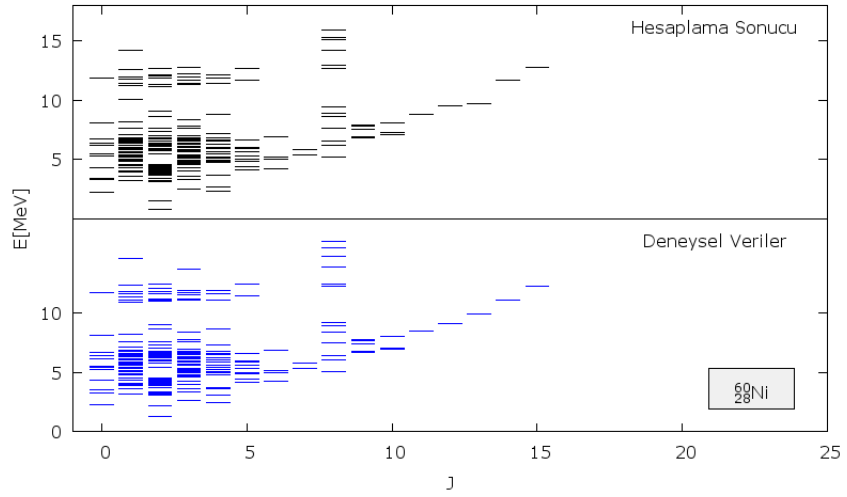
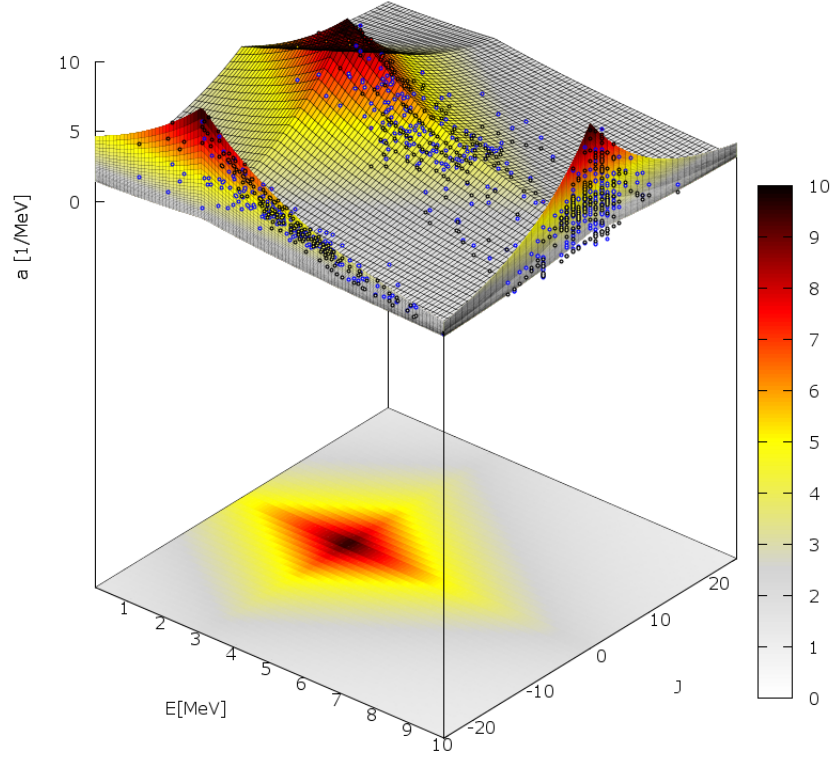
Şekil 4.16 - 4.26'nın üst panellerinde rastgele seçilmiş bazı çekirdekler için bu yüzeyler gösterilmektedir. Şekillerin alt panellerinde ise elde edilen σ_J değerlerinin kullanıldığı ayırık seviye şemalarının hesaplanan değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırması yer almaktadır. Her iki panelde de mavi noktalar ilgili uyarılma enerjisi ve toplam açısall momentuma sahip ayırık seviyedeki deneysel değeri, siyah noktalar ise hesaplama sonucunu göstermektedir. 3-boyutlu yüzeydeki renkler ise şekillerde gösterilen ölçeğe göre en küçük değeri için beyazdan başlayarak en büyük değere doğru sarı, kırmızı ve siyah renklerini takip etmektedir. Üst panellerde ayrıca 3-boyutlu yüzeylerin uyarılma enerjisi ve toplam açısall momentum eksenlerinde oluşan izdüşümlere de yer verilmiştir. Şekiller incelendiğinde NSY parametresinin toplam açısall momentuma göre değişiminin Laplace dağılımı kullanarak tanımlanmasıyla deneysel ayırık seviye şemaları ile oldukça uyumlu sonuçlar elde edildiği görülmektedir.



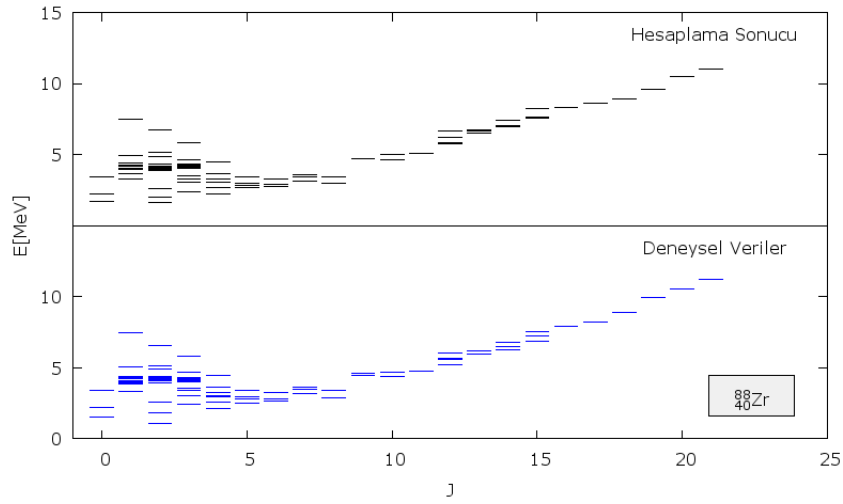
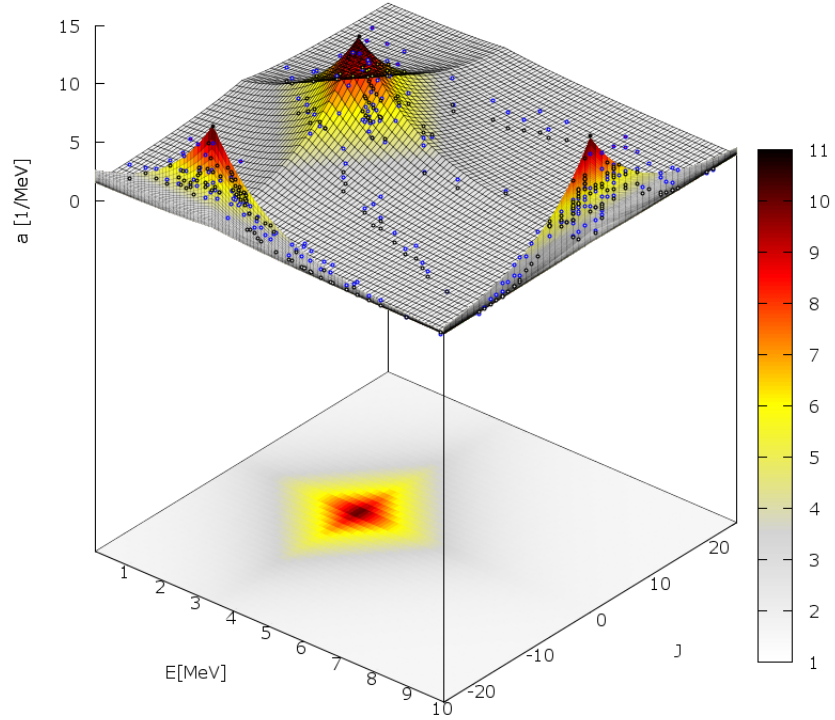
Şekil 4.16: ^{41}K izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



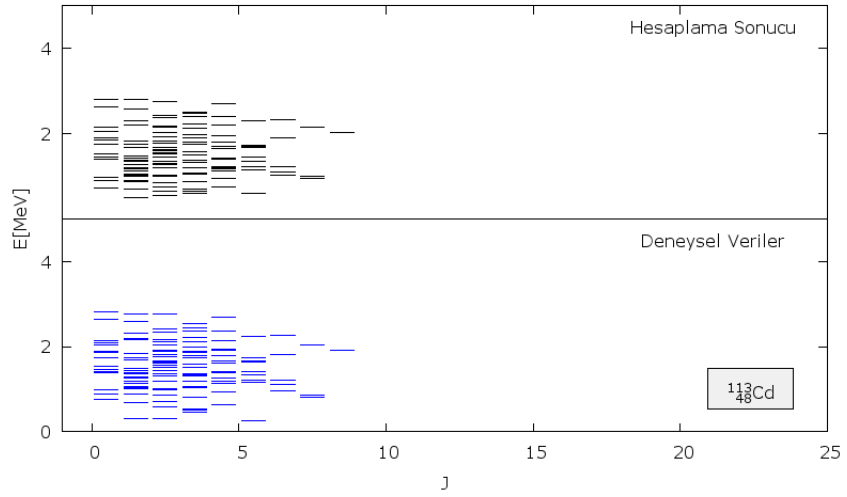
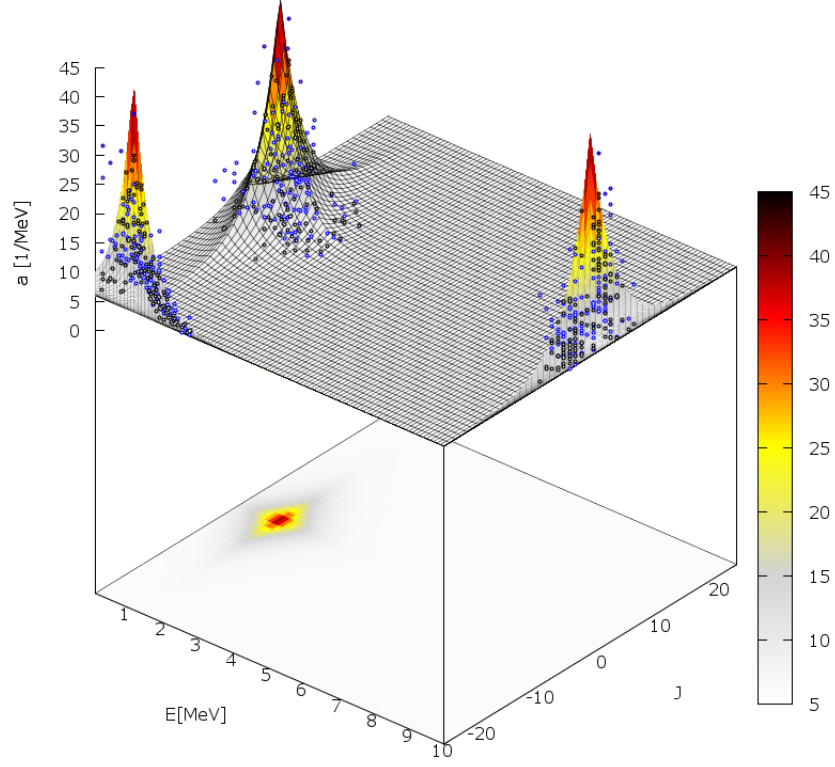
Şekil 4.17: ^{46}V izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



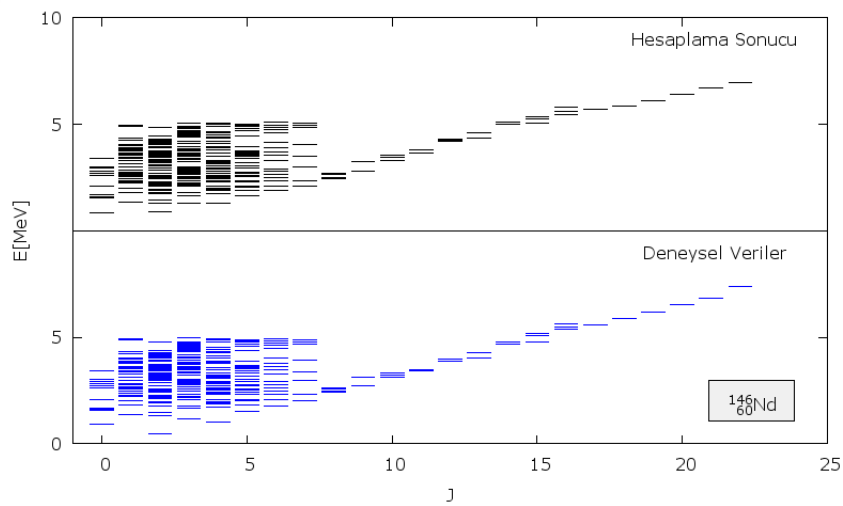
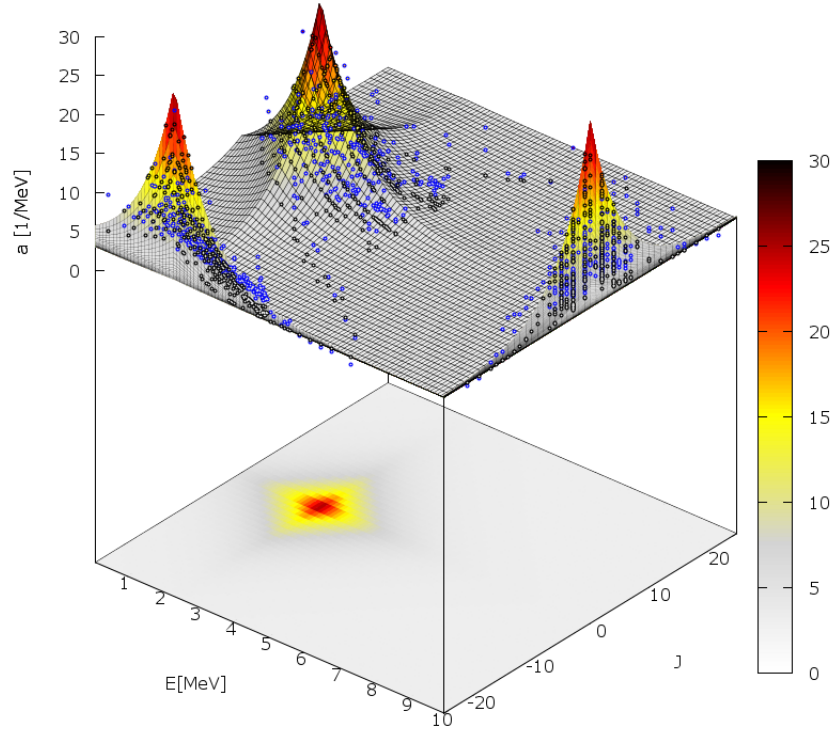
Şekil 4.18: ^{60}Ni izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



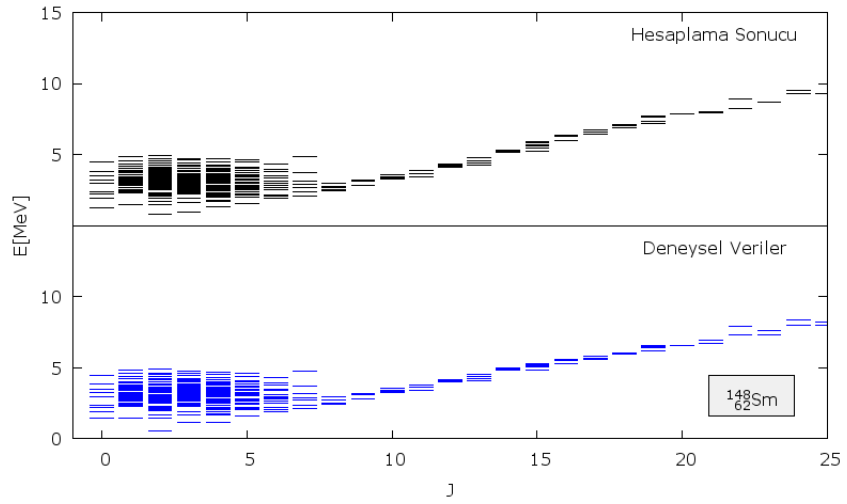
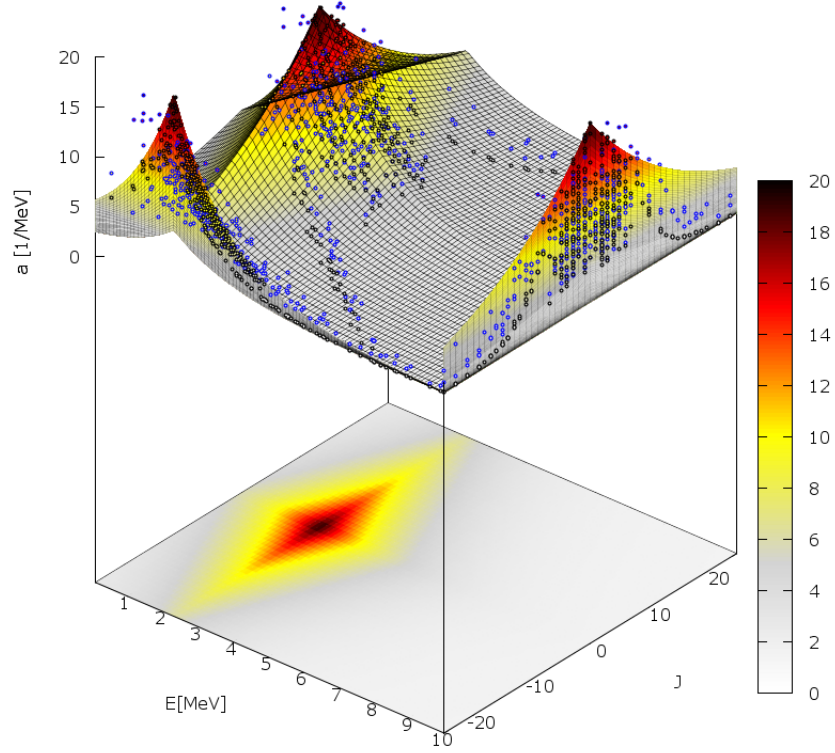
Şekil 4.19: ^{88}Zr izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



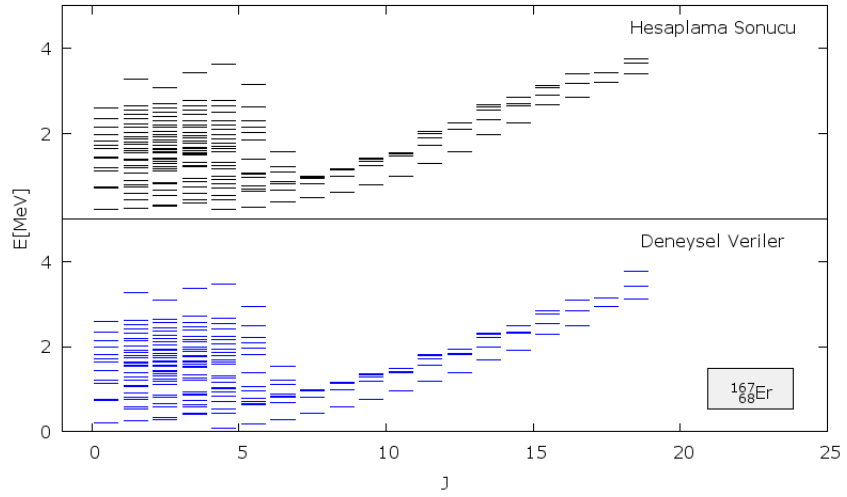
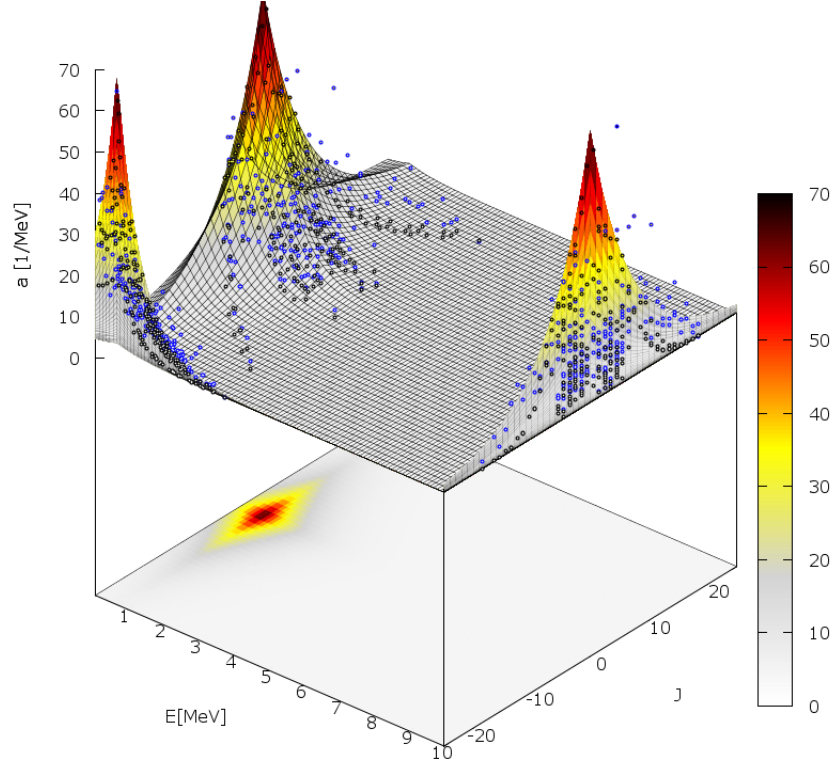
Şekil 4.20: ^{113}Cd izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



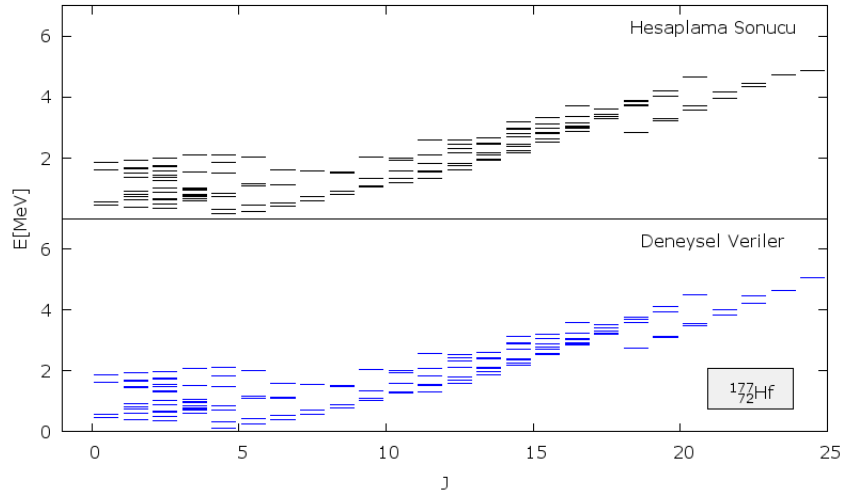
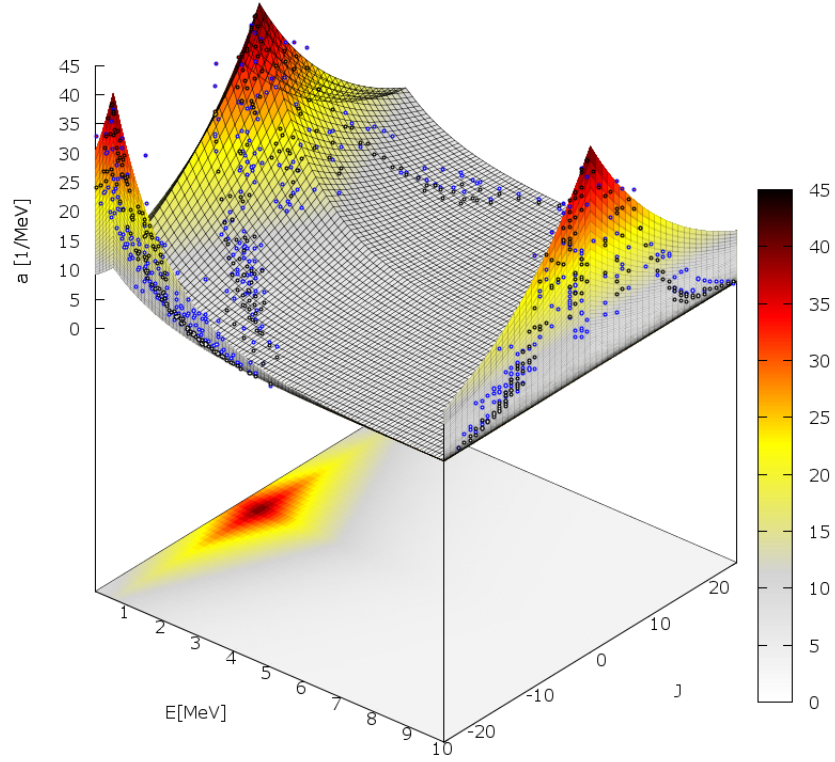
Şekil 4.21: ^{146}Nd izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



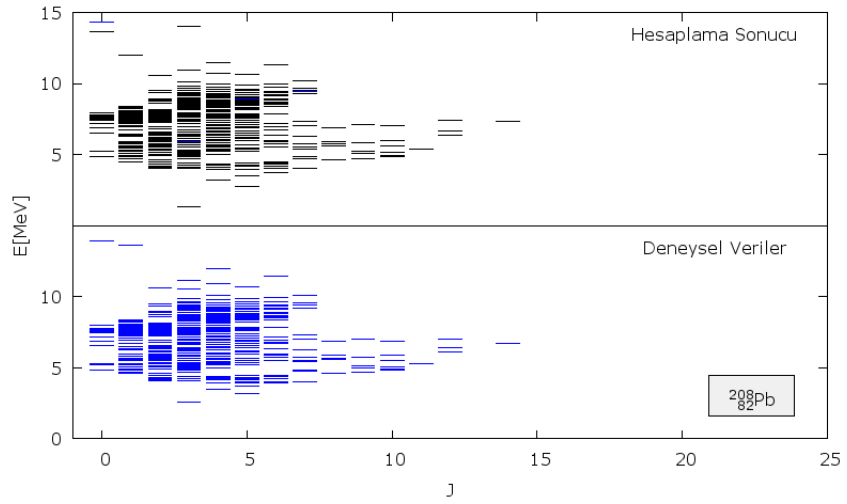
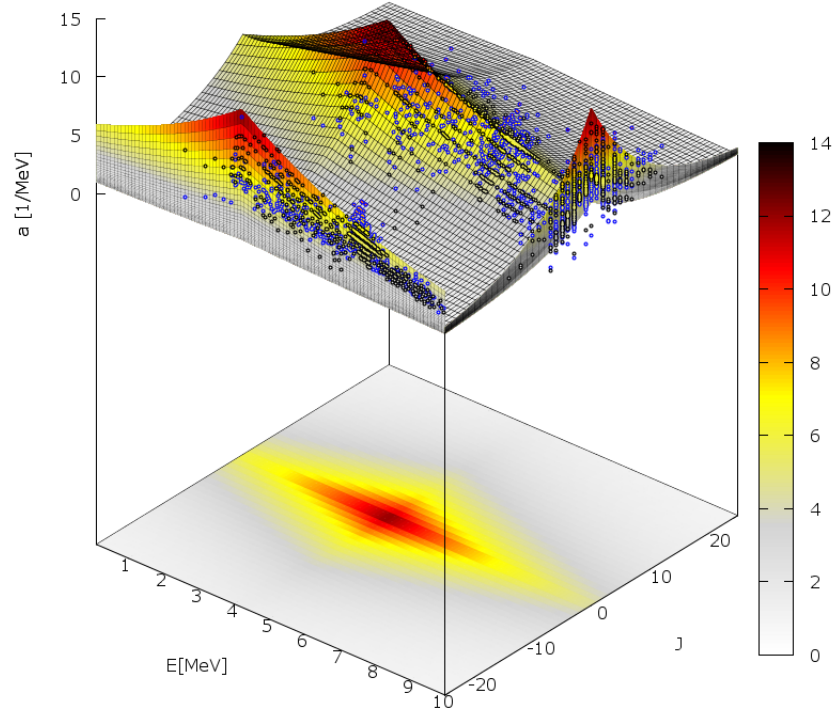
Şekil 4.22: ^{148}Sm izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



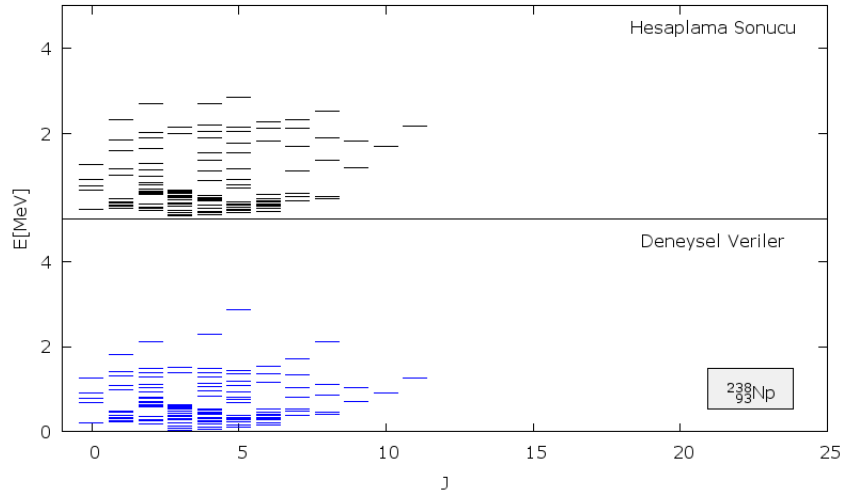
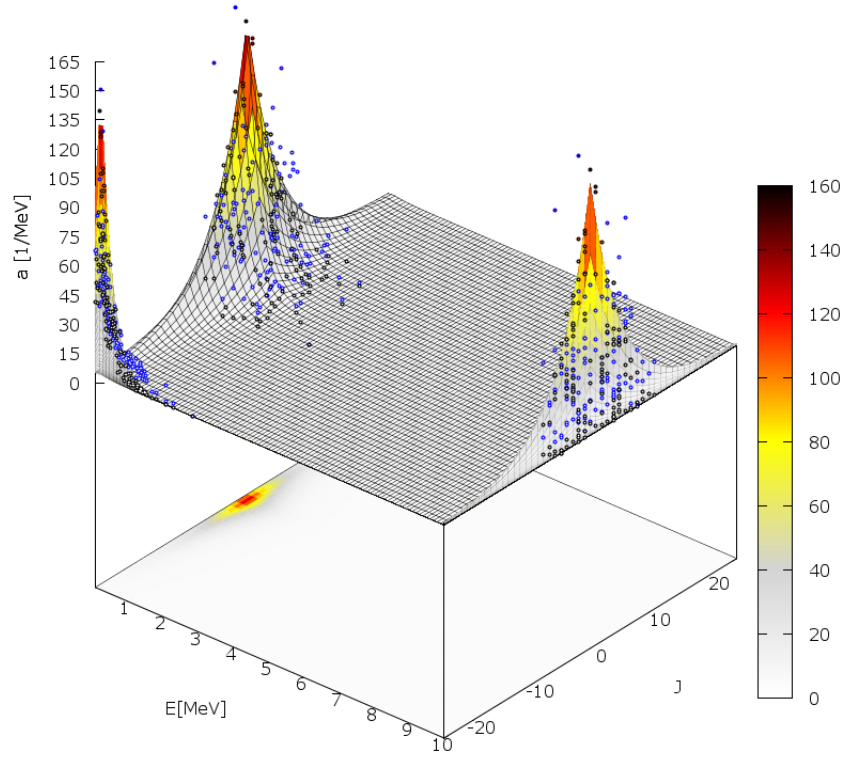
Şekil 4.23: ^{167}Er izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



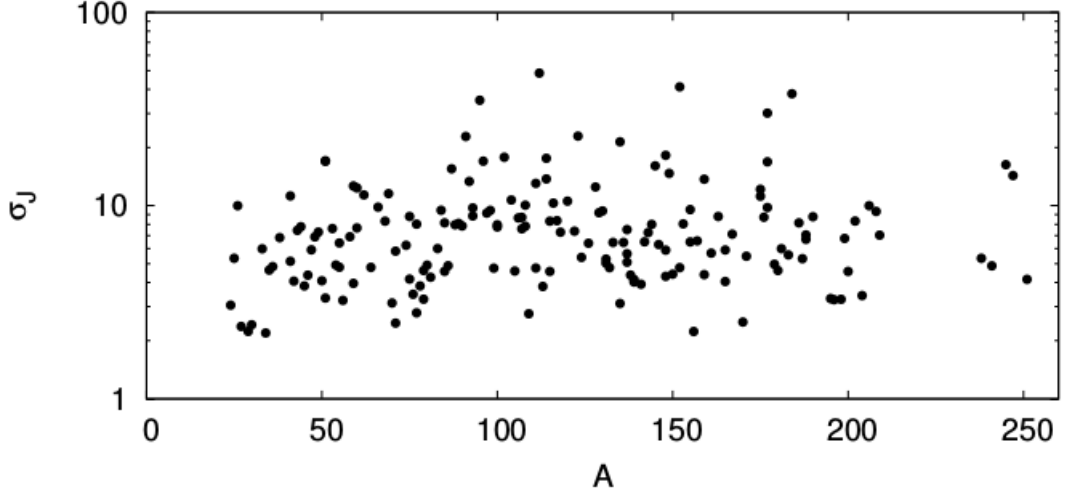
Şekil 4.24: ^{177}Hf izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayrıık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



Şekil 4.25: ^{208}Pb izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



Şekil 4.26: ^{238}Np izotopu için NSY parametresinin uyarılma enerjisi ve toplam açısal momentuma göre değişiminin 3-boyutlu ifadesi (üst panel) ve ayırık seviye şemaları için hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması (alt panel).



Şekil 4.27: NSY parametresinin toplam açısal momentuma göre değişimini tanımlayan Laplace dağılımının genişliği σ_J değerlerinin kütle numarasına göre değişimi.

Son olarak Şekil 4.27, elde edilen σ_J değerlerinin kütle numarasına göre değişimini göstermektedir. Bu şekilden Laplace dağılımının genişliğinin kapalı kabuklar civarında küçüldüğü, açık kabuklar civarında ise büyüdüğü anlaşılmaktadır. Bu durum çekirdeklerin kapalı kabuklardan uzaklaştıkça nükleonların uyarılmış durumlara geçerken sahip olabilecekleri açısal momentum değeri olasılıklarının gitgide arttığının bir göstergesi olarak yorumlanabilir. Aynı zamanda çoğu çekirdek için bu genişliğin 10'un altında bir değer alması da hiçbir deneysel verisi bulunmayan çekirdekler için yapılacak hesaplamalar için ilk tahminler konusunda yol gösterici olabilir.

4.7 Çekirdeklerin Uyarılmış Seviyelerinin Bozunma Genişlikleri ve Ortalama Yaşam Süreleri

Bu çalışmada çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin bozunma genişlikleri ve ortalama yaşam süreleri, taban durumdan en yüksek hafif iyon ayrılma enerjisine kadarlık enerji bölgesi için hesaplanmıştır. Toplam bozunma genişlikleri, gama radyasyon yayınlanması, parçacık (hafif iyonlar: nötron, proton, döteron, triton, ^3He , alfa) yayınlanması ve fisyon sürecine ait kısmi bozunma genişliklerinin yani bir uyarılmış seviyeden gerçekleşebilecek tüm bozunma olasılıklarını kapsayacak şekilde 8 kanaldan gelen katkıların toplanması ile elde edilmiştir. Toplam bozunma genişliklerinin belirlenmesi ile herbir uyarılmış seviyeye ait ortalama yaşam süreleri hesaplanmıştır. Bu kadar fazla sayıda bozunma kanalının göz önüne alınmasını gerektiren bir hesaplama için bu çalışmamızda kütle bölgesini $Z \leq 80$ olarak belirledik. İlk olarak bu kütle bölgesinde sadece gama kanalının açık olduğu enerji bölgesindeki uyarılmış seviyelerine ait gama bozunma genişliklerini hesapladık. Gama yayınlanmasına ait kısmi radyasyon genişliği hesaplanması için kullanılan ifade [63, 64]

$$\Gamma_\gamma = \frac{1}{(\pi\hbar c)^2} \frac{1}{\rho_0(U_0)} \int_0^{U_0} \sigma_\gamma(E) \rho_\gamma(U_0 - E) E^2 dE \quad (4.7)$$

ile verilir. ρ_0 birleşik çekirdeğin, ρ_γ ise gama yayınlanmasının ardından oluşan artık çekirdeğin NSY fonksiyonlarıdır. Ayrıca U_0 birleşik çekirdeğin uyarılma enerjisi ve E yayımlanan gama ışınının kinetik enerjisidir. σ_γ dipol fotoabsorpsiyon tesir kesiti ise

$$\sigma_\gamma(E_\gamma) = \frac{\sigma_0 E_\gamma^2 \Gamma_R^2}{(E_\gamma^2 - E_R^2)^2 + \Gamma_R^2 E_\gamma^2} \quad (4.8)$$

biçiminde Brink-Axel [65, 66] standart Lorentziyen formunda parametrize edilebilir [67]. Burada σ_0 , Γ_R ve E_R dev dipol rezonans parametreleridir. Dev dipol rezonans parametrelerinin belirlenmesi ile ilgili en kapsamlı çalışma

$$E_R = 63A^{-1/3} \text{ MeV}, \Gamma_R = 6.11 - 0.012A \text{ MeV}, \sigma_0 = 1.510^{-4} \frac{Z^2 E_\gamma^2}{A^{1/3} \Gamma_R} \quad (4.9)$$

ile verilen [68] parametrizasyonu ile elde edildi. Bu parametrizasyon $40 \leq A \leq 250$ kütle bölgesi için yapılmış ve güncel literatürde yaygın olarak kullanılmaktadır. Bir çekirdeğe

ait bir nükleer uyarılmış seviyenin yarı ömrü $T_{1/2}$ ve ortalama yaşam süresi τ arasında

$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot \tau \quad (4.10)$$

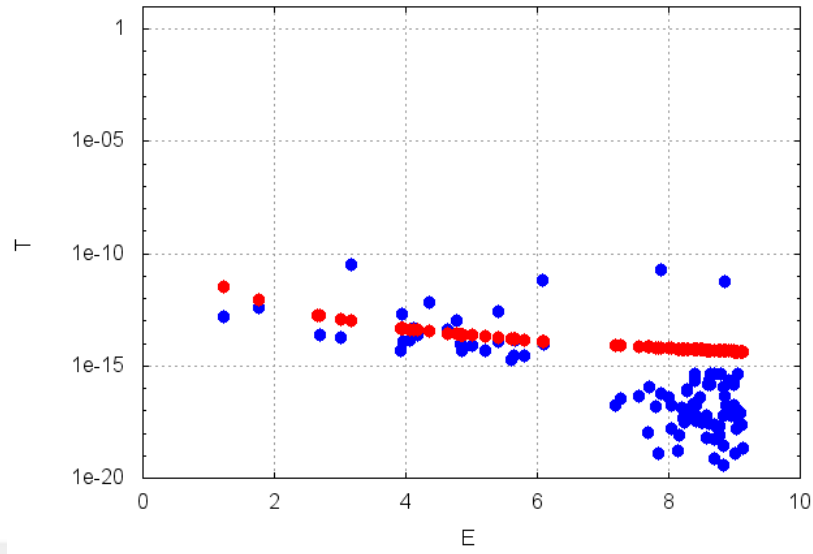
biçiminde bir ilişki bulunur. Ortalama yaşam süresi ise toplam bozunma genişliği cinsinden

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_{top}} \quad (4.11)$$

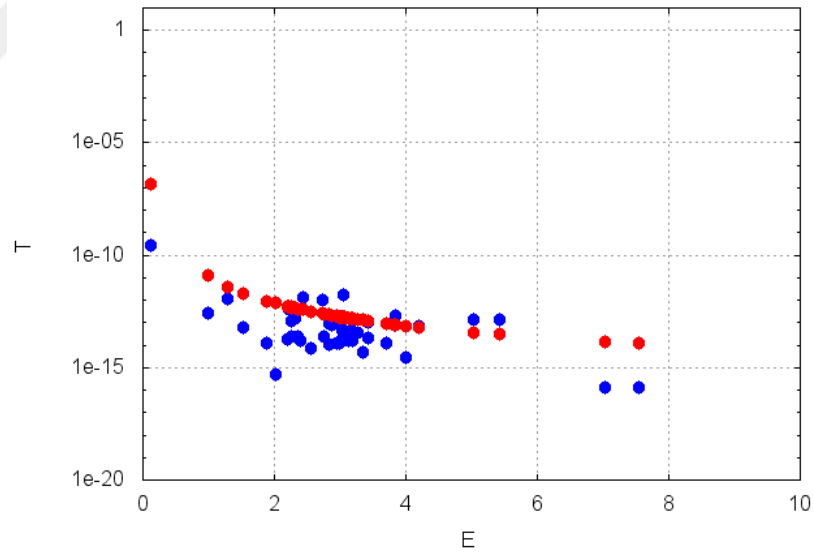
ifadesi ile verilir. Toplam bozunma genişliği Γ_{top} kısmi bozunma genişliklerinin toplanması ile elde edilir. Bu kısmi genişliklerden en genel olanı, bu uyarılmış seviyeden gerçekleşen bozunma tipi ne olursa olsun geçişler sırasında mutlaka gama ışınımı (yüksek enerjili foton yayınlanması) olacağı için Γ_{γ} gama radyasyon genişliğidir. Hesaplarımızı yaptığımız programa gama bozunma genişliklerini de yapacak şekilde yukarıdaki formülasyonlarında dahil edilmesi ile ilk sonuçlar alındı (Şekil 4.28 - 4.33). Dikkate alınması gereken diğer kısmi bozunma genişlikleri ise hafif iyonlara ait Γ_j parçacık (nötron, proton, döteron, triton, ^3He , alfa) yayınlama genişliği ve son olarak Γ_f fisyon genişliğidir. Bu durumda bir çekirdeğe ait uyarılmış seviyelerin ortalama yaşam süresi E uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_{\gamma}(E) + \Gamma_j(E) + \Gamma_f(E)} \quad (4.12)$$

ifadesi ile verilir. Elde edilen sonuçlar doğrultusunda, istatistiksel model kullanılarak $^{148}\text{Nd}(g,n)$ ^{147}Nd fotonükleer reaksiyonunun enerjiye bağlı tesir kesiti SCBSFGM ile hesaplandı (Şekil 4.34). Çekirdekler buldukları uyarılmış durumlarından bozunmalar gerçekleştirirken bu geçiş süreci, başka bir çekirdeğin bir uyarılmış seviyesi veya taban durumu ile sonlanabilir. Bu durum da çekirdek hafif iyon (nötron, proton, döteron, triton, ^3He , alfa) yayınlamakla proton ve nötron numarasını değiştirir. Özellikle zayıf bağlı bir veya birden fazla nükleon içeren çekirdeklerde bu kanal düşük enerjilerde bile oldukça baskın hale gelmektedir. Bu çekirdeklerde en düşük ayrılma enerjisi eşliğinin altında neredeyse hiç bağlı durum bulunmaz ve böylece en düşük enerjili uyarılma enerjilerinin toplam genişlikleri bile nötron/proton kısmi genişlikleri tarafından domine



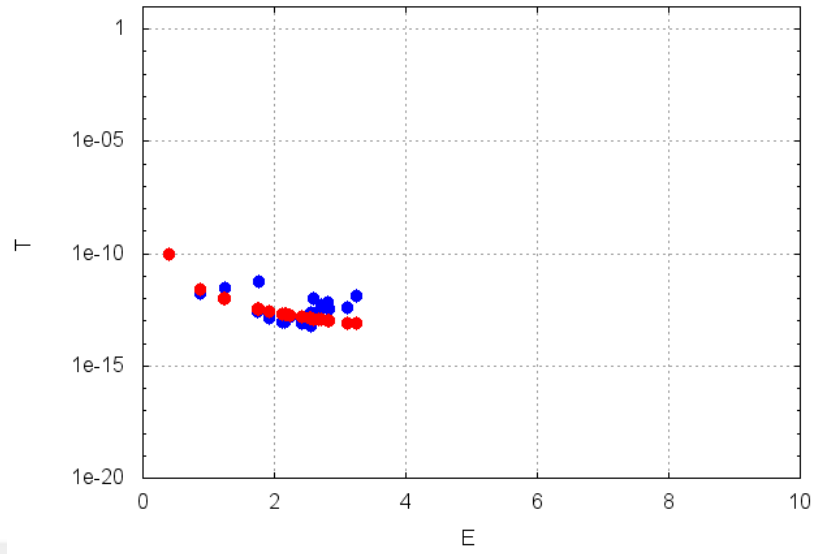
Şekil 4.28: ^{35}Cl çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.



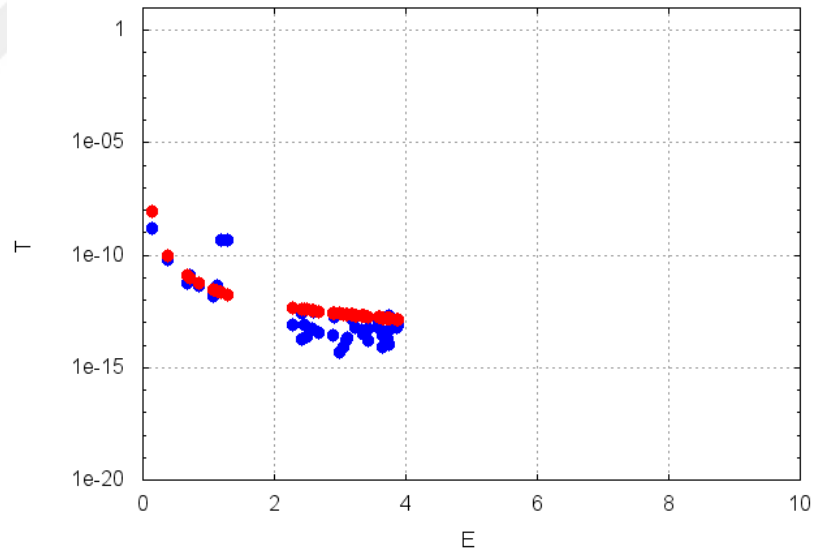
Şekil 4.29: ^{55}Mn çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.

edilir. İstatistiksel model çerçevesinde parçacık yayınlanmasına ait kısmi genişlik

$$\Gamma_j = \frac{4m_j}{(\pi\hbar)^2} \frac{1}{2\pi\rho_0(U_0)} \int_0^{U_0-B_j} \sigma_{inv}(E)\rho_j(U_0 - B_j - E)E \, dE \quad (4.13)$$

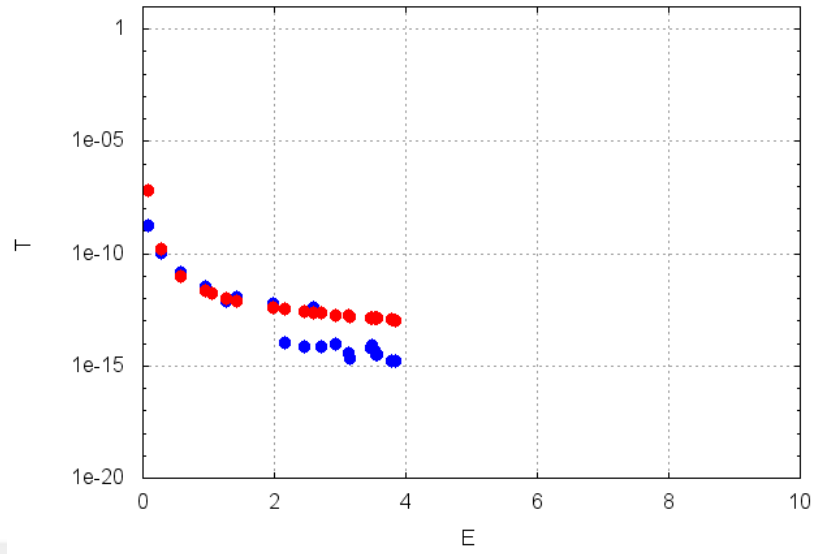


Şekil 4.30: ^{87}Sr çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.

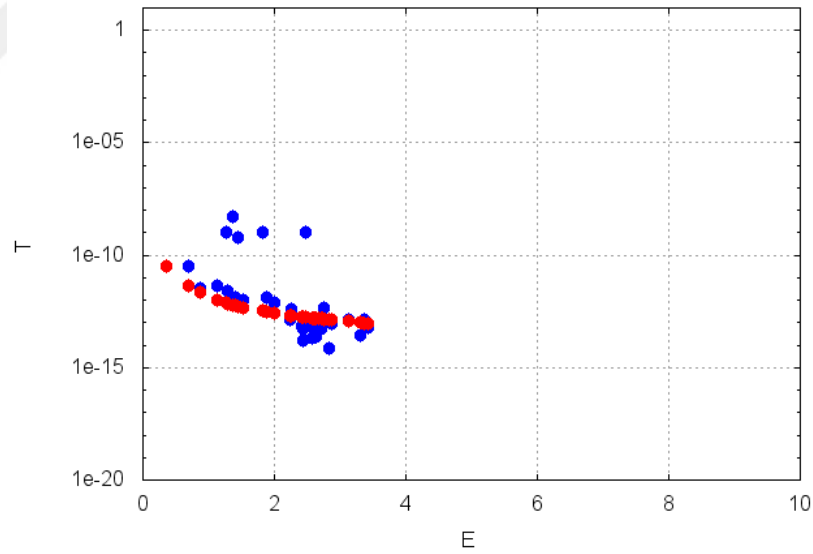


Şekil 4.31: ^{150}Nd çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.

ile verilir [69]. Burada j hesap yapılan hafif iyonu temsil etmekte, m_j bu hafif iyonun ait kütle, B_j ise bağlanma enerjisi değeridir. ρ_0 birleşik çekirdeğin, ρ_j ise ilgili parçacığın yayınlanmasının ardından oluşan artık çekirdeğin nükleer seviye

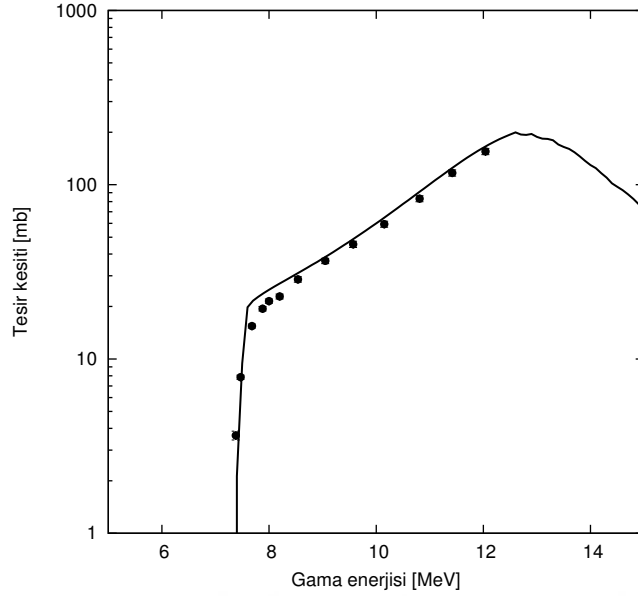


Şekil 4.32: ^{176}Yb çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.



Şekil 4.33: ^{196}Pt çekirdeğinin ortalama yaşam sürelerinin enerjiye bağlı değişimi. Kırmızı noktalar elde edilen hesaplama sonuçlarını, mavi noktalar deneysel değerleri göstermektedir.

yoğunluklarını göstermektedir. Son olarak σ_{inv} ise ters sürece karşılık gelen, artık çekirdeğin aynı hafif iyonu soğurmasına ait tesir kesitidir [70, 71]. Formülasyondan da görüldüğü üzere parçacık yayınlanmasına ait kısmi genişliği isabetli bir şekilde



Şekil 4.34: $^{148}\text{Nd}(\gamma,n)^{147}\text{Nd}$ fotonükleer reaksiyonunun tesisir kesiti hesabı.

hesaplayabilmek ancak doğru bir nükleer seviye yoğunluğu tanımı kullanmakla mümkün olmaktadır. Toplam genişliklere dahil olan kısmi bozunma genişliklerinin sonuncusu ise fisyon genişliğidir. Özellikle ağır kütle bölgelerindeki çekirdekler için fisyon gözardı edilemez derecede önemli bir bozunma kanalıdır. Fisyon sürecine ait kısmi genişlik istatistiksel modelde

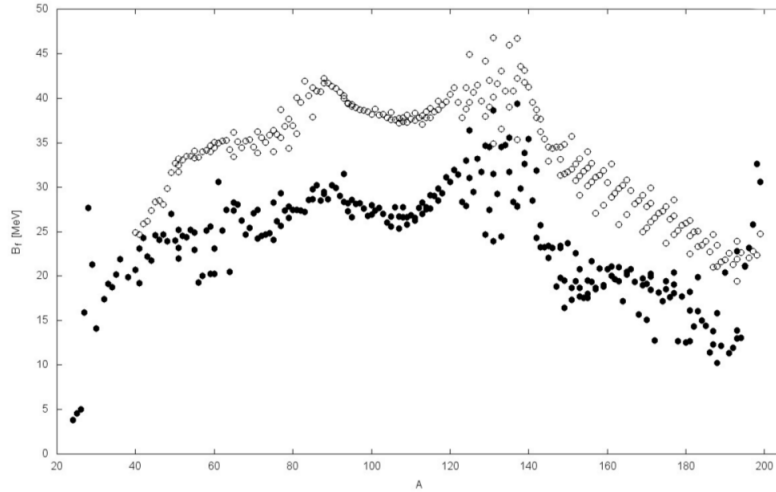
$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho_0(U_0)} \int_0^{U_0 - B_f} \rho_f(U_0 - B_f - E) dE \quad (4.14)$$

ifadesi ile tanımlanır [69]. Daha önceki kısmi genişlik tanımlarında olduğu gibi ρ_0 birleşik çekirdeğin, ρ_f ise ilgili fisyon gerçekleşikten sonra arta kalan çekirdeğin nükleer seviye yoğunluklarıdır. B_f ise birleşik çekirdeğe ait fisyon bariyeridir. Fisyon genişliklerini hesaplariken göz önünde bulundurulması gereken bir diğer husus da bazı çekirdeklerin (genelde aktinitler) çift hörgüç fisyon bariyeri yapısı göstermeleridir. Bu durumda her iki bariyerden gelen kısmi genişlikler Γ_A ve Γ_B ile gösterildiğinde bu çekirdeğe ait fisyon genişliği

$$\Gamma_f = \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_A + \Gamma_B} \quad (4.15)$$

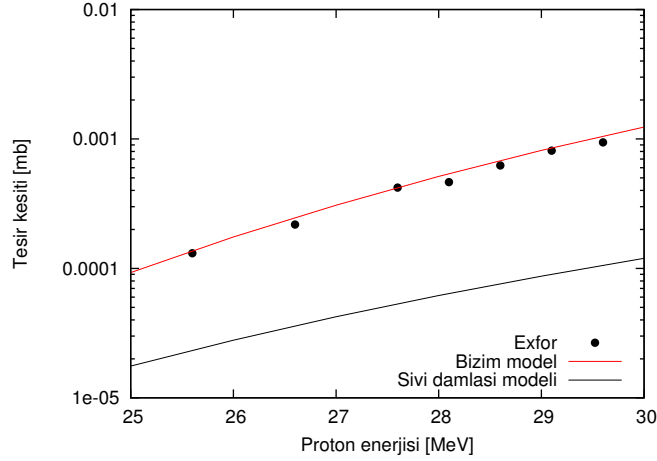
ifadesi ile elde edilebilir [72]. Sonuç olarak fisyon genişliğini isabetli bir şekilde hesaplamak diğer kısmi genişliklerde de olduğu gibi doğru bir NSY fonksiyonuna ve

ayrıca fisyon bariyerinin doğru bir şekilde hesaplanmasına bağlıdır. Buna en uygun NSY fonksiyonu SCBSFGM olduğundan, tüm genişlik hesaplarında kullanıldı. İlk olarak $Z \leq 80$ kütle bölgesinden çekirdeklerin fisyon bariyeri değerleri hesaplandı. Sonuçlarımızı karşılaştıracak deneysel veri bulunmadığından karşılaştırma yapmak için RIPL (Reference Input Parameter Library) kütüphanesinde yer alan sıvı damlası modeli (SDM) parametrizasyonu [73] kullanılarak hesaplanmış ve iki sonuç karşılaştırılmıştır (Şekil 4.32). Şekil 4.35 incelendiğinde, genel itibariyle hesaplama sonuçlarının SDM'nin sonuçlarından düşük seyrettiği görülmektedir. Yalnızca kütle numarasının 200'e



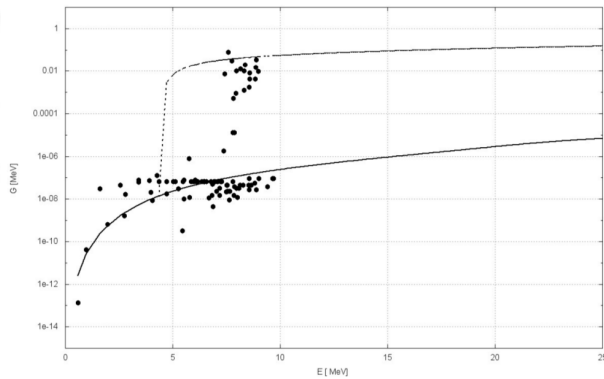
Şekil 4.35: $Z \leq 80$ kütle bölgesindeki çekirdeklerin fisyon bariyeri değerlerinin hesaplanması. İçi dolu yuvarlaklar SCBSFGM sonuçlarını, içi boş yuvarlaklar SDM ile yapılan hesaplamaların sonuçlarını göstermektedir.

yaklaştığı bölge olan son kısımda sonuçlarımız SDM'den daha yüksek değerler almıştır. Bununla beraber mertbe farkı göz ardı edildiğinde her iki modelinde sonuçlarında gözlemlenen pikler birbiriyle oldukça uyumludur. SDM'nin sonuçlarında aynı elementin farklı izotopları için elde edilen değerlerin sabit bir eğilim ile artış gösterdiği, özellikle kütle numarası 140 – 180 arasında kalan izotoplar için çok net görülmektedir. Ancak hesaplamamız ile elde edilen sonuçlar bu izotoplar için daha dağınık bir görünüm oluşturmaktadır. İki model arasında böylesi bariz bir mertbe farkı olması hangisinin daha güvenilir olduğu konusunda ek bir doğrulamayı zorunlu kılmaktadır. Bu amaçla, ilk olarak ^{189}Os çekirdeğinin fisyon bariyeri değeri her iki model ile hesaplandı. SCBSFGM bu değeri 12.18 MeV verirken SDM'den elde edilen değer 21.63 MeV olmuştur.



Şekil 4.36: $^{189}\text{Os}(p,f)$ proton fisyon reaksiyonunun tesisir kesiti değerinin SCBSFGM ve SDM kullanarak hesaplanan sonuçları ve deneysel veriler ile karşılaştırılması.

Şekil 4.36'da iki farklı fisyon bariyeri değerini kullanarak yapılan tesisir kesiti hesaplama sonuçları görülmektedir. Şekildeki içi dolu yuvarlaklar deneysel değerlere karşılık gelirken, kırmızı düz çizgi bizim elde edilen fisyon bariyeri değeri ile yapılan hesaplamamızın, düz siyah çizgi ise SDM'den elde edilen fisyon bariyeri değeri ile yapılan hesaplamamızın sonuçlarıdır. Bu şekil göstermektedir ki fisyon bariyerleri arasındaki mertebe farkı benzer bir biçimde tesisir kesiti hesaplamalarında da kendini göstermektedir. Ancak deneysel veriler ile uyumlu olan değer SCBSFGM ile elde edilen 12.18 MeV değeri olmuştur.



Şekil 4.37: ^{25}Mg çekirdeğinin toplam bozunma genişliği değerlerinin deneysel veriler ile karşılaştırılması

SCBSFGM'nin fisyon bariyeri değerlerini hesaplamadaki başarısı bu şekilde test

ettikten sonra hesaplamalarımızın son basamağı olan parçacık yayınlanma ve fisyon genişlikleri hesaplandı. Bunun içinde en fazla toplam bozunma genişliği deneysel verisine sahip olan çekirdeklerden bir tanesi ^{25}Mg için hesaplama yapıldı. Şekil 4.37'de içi dolu yuvarlaklar deneysel verilerdir. Altta giden düz çizgi gama bozunma genişlikleridir. 5 MeV'in hemen altında yukarıya doğru kesik çizgiler ile ayrılan değerler ise fisyon ve parçacık yayınlanma kısmi genişliklerinin de eklenmiş olduğu toplam genişliği göstermektedir. Bu değerler incelendiğinde görülmektedir ki hem gama bozunma kısmi genişliklerinin hem de toplam genişliklerin ayrı ayrı uyumlu olduğu bir deneysel veri grubu bulunmaktadır. Bu durum ilk bakışta çok anlamlı gelmese de bu deneysel verilerin ait olduğu uyarılmış durumların ait olduğu uyarılma mekanizmalarının farklı olduğu gözönüne alındığında çok daha akla yatkın gelmektedir.

5 SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, bazı lityum izotoplarının saçılma tesir kesitlerinin çiftlenmiş kanallar metoduyla hesaplanması ve bu hesaplamalarda girdi olarak kullanılan fonksiyonların en güvenilir şekilde kullanılabilir duruma getirilmesi amaçlanmıştır. Hesaplamalar yaygın olarak kullanılan bilgisayar kodları (Talys, Fresco) ile gerçekleştirilmiştir. Yapılan hesaplamalarda çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin deformasyon parametresi değerlerinin doğru bir tahminini yapan, SCBSFGM formülasyonu kullanılmıştır. Bu tez çalışmasında elde edilen sonuçları şu şekilde sıralayabiliriz:

- Hafif iyonların saçılma reaksiyonlarında önemli bir kısım olan uyarılmış seviyelere gerçekleşen enerji kaçışları yapılan analizler neticesinde belirlendi. Bu enerji kaçışları yani reaksiyonun inelastik tesir kesitlerini en doğru şekilde tahmin edebilmek için kullanılacak olan fonksiyonun NSY fonksiyonu olduğuna karar verildi. Bunun için de SCBDFGM kullanıldı.
- SCBSFGM kullanılarak ^{28}Si izotopunun ilk uyarılmış seviyesinin deformasyon parametresi değeri hesaplandı ve deneysel değerle karşılaştırılarak oldukça yakın sonuç elde edildiği gösterildi. Daha sonra bu değer kullanılarak, lityum izotoplarının bazı elastik, inelastik ve quasi-elastik saçılma reaksiyonlarının tesir kesiti hesaplamaları yapıldı ve deneysel veriler ile karşılaştırıldı. Başarılı sonuçlar elde edildi. Ayrıca, bu reaksiyonlarda NSY fonksiyonunun yanı sıra SYP'nin de etkisi ilk defa incelendi ve bu iki niceliğin sonuçlar için ne derece önemli olduğu vurgulandı.
- Ardından yine lityum izotoplarının mermi çekirdek olduğu reaksiyonlar belirlenerek, toplam tesir kesitine büyük katkı sağlayan füzyon tesir kesitleri hesaplandı. Bu hesaplamalarda da literatürde ilk defa bu reaksiyonların tesir kesitleri üzerinde spin-yörünge etkisi incelendi ve bu etkinin hesaplamalara dahil edilmesinin gerekli olduğu gösterildi.
- Daha sonra, SCBSFGM'de tek eksik olarak görülen spin-parite bağımlılığı incelendi. Spin-parite bağımlılığını içerecek şekilde yeni bir NSY parametresi formülasyonu önerildi ve yeni formülasyon kullanılarak yapılan hesaplamalarda deneysel verileri tekrar elde edince, başarılı sonuçlara ulaşıldığı görüldü. Böylece,

SCBSFGM'nin nükleer reaksiyon hesaplamalarında güvenle kullanılabilir bir araç olabileceği sonucuna varıldı.

- Son olarak, çekirdeklerin uyarılmış seviyelerinin ortalama ömürleri hesaplandı. Bunun için çekirdeklerin gama bozunum genişlikleri, fisyon genişlikleri ve parçacık yayınlama genişlikleri SCBSFGM kullanılarak hesaplandı. Akabinde, genişliğin ortalama ömür ile ilişkili formülü kullanılarak ortalama ömür hesabı yapılarak deneysel verisi olan çekirdekler ile karşılaştırıldı ve sonuçların birbirleri ile uyum içinde olduğu gösterildi.



KAYNAKLAR

- [1] Tanihata, I., Hamagaki, H., Hashimoto, O., Shida, Y., Yoshikawa, N., Sugimoto, K., Yamakawa, O., Kobayashi, T., Takahashi, N. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region. *Physical Review Letters*, 1985, 55(24), 2676-2679 .
- [2] Tanihata, I., Hamagaki, H., Hashimoto, O., Nagamiya, S., Shida, Y., Yoshikawa, N., Yamakawa, O., Sugimoto, K., Kobayashi, T., Greiner, D., ark. . Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes. *Physics Letters B*, 1985, 160(6), 380–384.
- [3] Pakou, A., Alamanos, N., Gillibert, A., Kokkoris, M., Kossionides, S., Lagoyannis, A., Nicolis, N., Papachristodoulou, C., Patiris, D., Pierrotsakou, D., ark. . α -Particle Production in the Reaction $Li\ 6 + Si\ 28$ at Near-Barrier Energies. 2003, *Physical Review Letters*, 90(20), 202701-202704.
- [4] Zerva, K., Pakou, A., Rusek, K., Patronis, N., Alamanos, N., Aslanoglou, X., Filipescu, D., Glodariu, T., Keeley, N., Kokkoris, M., ark. . Probing the potential and reaction coupling effects of $Li\ 6, 7 + Si\ 28$ at sub-and near-barrier energies with elastic backscattering. *Physical Review C*, 2010, 82(4), 44607-44613.
- [5] Schwandt, P. , Jacobs, W.W., Kaitchuck, M.D., Singh, P.P., Ploughe, W.D., Becchetti, F.D., Jänecke, J. Optical potential for $6Li$ elastic scattering at 99 MeV. *Physical Review C*, 1981, 24, 1522.
- [6] Bethge, K., Fou, C., Zurmühle, R. . Elastic scattering of lithium nuclei. *Nuclear Physics A*, 1969, 123(3), 521–530.
- [7] DeVries, R., Goldberg, D., Watson, J., Zisman, M., Cramer, J. Transition between light-and heavy-ion elastic scattering. *Physical Review Letters*, 1977, 39(8), 450-454.
- [8] Schwandt, P., Kailas, S., Jacobs, W., Kaitchuck, M., Ploughe, W., and Singh, P. Optical potential for $Li\ 6 + Si\ 28$ elastic scattering at 154 MeV. *Physical Review C*, 1980, 21(4), 1656-1660.
- [9] Cook, J., Gils, H., Rebel, H., Majka, Z., and Klewe-Nebenius, H. Optical model studies of $6Li$ elastic scattering at 156 MeV. *Nuclear Physics A*, 1982, 388(1), 173–186.
- [10] Vineyard, M., Cook, J., and Kemper, K. . Large-angle $6Li + 28Si$ elastic and inelastic scattering at 27 and 34 MeV. *Nuclear Physics A*, 1983, 405(2), 429–444.
- [11] Nadasen, A., McMaster, M., Fingal, M., Tavormina, J., Schwandt, P., Winfield, J. S., Mohar, M.F., Becchetti, F.D., Jänecke, J.W., Warner, R.E. *Physical Review C*, 1989, 39, 536-546.
- [12] Nadasen, A., Stevens, T., Farhat, J., Brusoe, J., Schwandt, P., Winfield, J., Yoo, G., Anantaraman, N., Becchetti, F., Brown, J. Elastic scattering of 318 MeV $Li\ 6$ from $C\ 12$ and $Si\ 28$: Unique phenomenological and folding-model potentials. *Physical Review C*, 1993, 47(2), 674-672.
- [13] Pakou, A., Alamanos, N., Lagoyannis, A., Gillibert, A., Pollacco, E., Assimakopoulos, P., Doukelis, G., Ioannides, K., Karadimos, D., Karamanis, D. The elastic scattering of $6Li + 28Si$ at near-barrier energies. *Physics Letters B*, 2003, 556(1-2), 21–26.
- [14] Chen, X., Lui, Y.-W., Clark, H., Tokimoto, Y., and Youngblood, D. H. . Giant resonances in $Mg\ 24$ and $Si\ 28$ from 240 MeV $Li\ 6$ scattering. *Physical Review C*, 2009, 80(1), 014312.

- [15] Cook, J. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1981, 26, 19.
- [16] Cook, J. The energy dependence of 6Li optical potentials. Nuclear Physics A, 1982, 375(2), 238–262.
- [17] Cook, J. Global optical-model potentials for the elastic scattering of $6, 7\text{Li}$ projectiles. Nuclear Physics A, 1982, 388(1), 153–172.
- [18] Lewitowicz, M., Borcea, C., Carstoiu, F., Saint-Laurent, M., Kordyasz, A., Anne, R., Roussel-Chomaz, P., Bimbot, R., Borrel, V., Dogny, S. ve ark. Elastic scattering of a secondary 11Li beam on 28Si at 29 MeV/nucleon. Nuclear Physics A, 1993, 562(2), 301–316.
- [19] Pakou, A., Alamanos, N., Doukelis, G., Gillibert, A., Kalyva, G., Kokkoris, M., Kossionides, S., Lagoyannis, A., Musumarra, A., Papachristodoulou, C. ve ark. Elastic scattering of $\text{Li } 7^+$ $\text{Si } 28$ at near-barrier energies. Physical Review C, 2004, 69(5), 054602.
- [20] Tiede, M., Trcka, D., Kemper, K. . Energy dependence of $\text{Li } 6^+$ 28Si elastic scattering and the dispersion relation. Physical Review C, 1991, 44(4), 1698-1700.
- [21] Camacho, A. G., Gomes, P., and Lubian, J. . Optical model calculations on the threshold anomaly for the $\text{Li } 6^+$ $\text{Si } 28$ and $\text{Li } 7^+$ $\text{Si } 28$ systems at near-Coulomb-barrier energies. Physical Review C, 2010, 82(6), 067601-067604.
- [22] Sinha, M., Majumdar, H., Bhattacharya, R., Basu, P., Roy, S., Biswas, M., Palit, R., Mazumdar, I., Joshi, P., Jain, H. ve ark. Experimental investigation of fusion of $\text{Li } 7^+$ $\text{Si } 28$ above the Coulomb barrier. Physical Review C, 2007, 76(2), 027603-027606.
- [23] Sinha, M., Majumdar, H., Basu, P., Roy, S., Bhattacharya, R., Biswas, M., Pradhan, M., and Kailas, S. . Sub-barrier fusion excitation for the system $7\text{Li}^+ 28\text{Si}$. Physical Review C, 2008, 78(2), 027601.
- [24] Sinha, M., Majumdar, H., Basu, P., Roy, S., Bhattacharya, R., Biswas, M., Pradhan, M., Palit, R., Mazumdar, I., and Kailas, S. . Sub-and above-barrier fusion of loosely bound 6Li with 28Si . The European Physical Journal A, 2010, 44(3), 403–410.
- [25] Padron, I., Gomes, P., Anjos, R., Lubian, J., Muri, C., Alves, J., Marti, G., Ramirez, M., Pacheco, A., Capurro, O. ve ark. Fusion of stable weakly bound nuclei with 27Al and 64Zn . Physical Review C, 2002, 66(4), 044608-044613.
- [26] Kalita, K., Verma, S., Singh, R., Das, J., Jhingan, A., Madhavan, N., Nath, S., Varughese, T., Sugathan, P., Parker, V., ark. Elastic scattering and fusion cross sections for $\text{Be } 7$, $\text{Li } 7^+$ $\text{Al } 27$ systems, Physical Review C, 2006, 73(2), 024609-024615.
- [27] Kolata, J., Zahar, M., Smith, R., Lamkin, K., Belbot, M., Tighe, R., Sherrill, B., Orr, N., Winfield, J., Winger, J., ark. , Quasielastic scattering of $\text{Li } 11$ and $\text{C } 11$ from $\text{C } 12$ at 60 MeV/nucleon, Physical Review Letters, 1992, 69(18), 2631-2634.
- [28] Mermaz, M. C. , Evidence for a nuclear halo from $\text{Li } 11$ elastic scattering measured at 637 MeV incident energy on a $\text{C } 12$ target, Physical Review C , 1993, 47(5), 2213-2217.
- [29] Bertsch, G., Esbensen, H., and Sustich, A. , Coulomb versus nuclear breakup in $\text{Li } 11$ fragmentation, Physical Review C, 1990, 42(2), 758.
- [30] Thompson, I., Al-Khalili, J., Tostevin, J., Bang, J. , Quasielastic scattering of $\text{Li } 11$ using realistic three-body wave functions, Physical Review C, 1993, 47(4), R1364.
- [31] Marti, G., Gomes, P., Rodriguez, M., Niello, J. F., Capurro, O., Pacheco, A., Testoni, J., Ramirez, M., Arazi, A., Padron, I., ark. Fusion, reaction, and breakup cross sections of $\text{Be } 9$ on a light mass target, Physical Review C, 2005, 71(2), 027602.

- [32] Al-Khalili, J. , Effect of the breakup channel on ^{11}Li elastic scattering, *Nuclear Physics A*, 1995, 581(2), 315--330.
- [33] Canbula, B., Bulur, R., Canbula, D., Babacan, H. , A Laplace-like formula for the energy dependence of the nuclear level density parameter, *Nuclear Physics A* , 2014, 929, 54-70.
- [34] Ghoshal, S. N. , An experimental verification of the theory of compound nucleus, *Physical Review* 1950, 80(6), 939-1024.
- [35] Feshbach, H., Porter, C., Weisskopf, V. , Model for nuclear reactions with neutrons, *Physical Review*, 1954, 96(2), 448-465.
- [36] Rauscher, T., Thielemann, F.-K., Kratz, K.-L. , Nuclear level density and the determination of thermonuclear rates for astrophysics, *Physical Review C*, 1997, 56(3), 1613.
- [37] Okuducu, S., Akti, N., Sarac, H., Bolukdemir, M., Tel, E. , Calculation of nuclear level density parameters of some light deformed medical radionuclides using collective excitation modes of observed nuclear spectra, *Modern Physics Letters A* , 2009, 24(33), 2681-2691.
- [38] Herman, M., Capote, R., Carlson, B., Oblovinisky, P., Sin, M., Trkov, A., Wienke, H., Zerkin, V. , EMPIRE: nuclear reaction model code system for data evaluation, *Nuclear Data Sheets*, 2007, 108(12), 2655-2715.
- [39] Bethe, H. A. , Nuclear physics B. Nuclear dynamics, theoretical, *Reviews of Modern Physics*, 1937, 9(2), 69-250.
- [40] Gilbert, A., Cameron, A. , A composite nuclear-level density formula with shell corrections, *Canadian Journal of Physics*, 1965, 43(8), 1446-1496.
- [41] Demetriou, P., Goriely, S. , Microscopic nuclear level densities for practical applications, *Nuclear Physics A* , 2001, 695(1-4), 95-108.
- [42] Hilaire, S., Goriely, S. , Global microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method for practical applications, *Nuclear Physics A*, 2006, 779, 63-81.
- [43] Nerlo-Pomorska, B., Pomorski, K., Bartel, J., Dietrich, K. , Nuclear level densities within the relativistic mean-field theory, *Physical Review C*, 2002, 66(5), 051302.
- [44] Nerlo-Pomorska, B., Pomorski, K. , Pairing energy obtained by folding in the nucleon number space, *International Journal of Modern Physics E*, 2006, 15(02), 471-477.
- [45] Nerlo-Pomorska, B., Pomorski, K., Bartel, J. , Shell energy and the level-density parameter of hot nuclei, *Physical Review C*, 2006, 74(3), 034327-034334.
- [46] Newton, T. , Shell effects on the spacing of nuclear levels, *Canadian Journal of Physics*, 1956, 34(8), 804-829.
- [47] Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H., Uhl, M. , Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$, *Nuclear Physics A*, 1973, 217(2), 269-298.
- [48] Holmes, J., Woosley, S., Fowler, W. A., Zimmerman, B. , Tables of thermonuclear-reaction-rate data for neutron-induced reactions on heavy nuclei, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1976, 18(4), 305-412.
- [49] Krusche, B., Lieb, K. P. , Dipole transition strengths and level densities in $A \leq 80$ odd-odd nuclei obtained from thermal neutron capture, *Physical Review C*, 1986, 34(6), 2103-2115.

- [50] Von Egidy, T., Schmidt, H., Behkami, A. , Nuclear level densities and level spacing distributions: Part II, Nuclear Physics A, 1988, 481(2), 189-206.
- [51] Ericson, T. , The statistical model and nuclear level densities, Advances in Physics, 1960, 9(36), 425-511.
- [52] Grossjean, M., Feldmeier, H. , Level density of a Fermi gas with pairing interactions, Nuclear Physics A, 1985, 444(1), 113-132.
- [53] Capote, R., Herman, M., Oblovinsky, P., Young, P., Goriely, S., Belgya, T., Ignatyuk, A., Koning, A. J., Hilaire, S., Plujko, V. A., ark. , RIPL--reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations, Nuclear Data Sheets, 2009, 110(12), 3107-3214.
- [54] Iljinov, A., Mebel, M., Bianchi, N., De Sanctis, E., Guaraldo, C., Lucherini, V., Muccifora, V., Polli, E., Reolon, A., Rossi, P. , Phenomenological statistical analysis of level densities, decay widths and lifetimes of excited nuclei, Nuclear Physics A, 1992, 543(3), 517-557.
- [55] Koning, A. J., Hilaire, S., Goriely, S. , Global and local level density models, Nuclear Physics A, 2008, 810(1-4), 13-76.
- [56] Canbula, B., Bulur, R., Canbula, D., Babacan, H. , Effects of single-particle potentials on the level density parameter, The European Physical Journal A, 2014, 50(11), 178-187.
- [57] Bohr, A., Mottelson, B.R. Nuclear Structure : (In 2 Volumes) Volume I: Single-Particle Motion Volume II: Nuclear Deformations. World Scientific Publishing Company, 1998.
- [58] Thompson, I. J. , Coupled reaction channels calculations in nuclear physics, Computer Physics Reports, 1988, 7(4), 167-212.
- [59] Koning, A., Delaroche, J. , Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV, Nuclear Physics A, 2003, 713(3-4), 231-310.
- [60] Al-Ohali, M., Delaroche, J., Howell, C., Nagadi, M., Naqvi, A., Tornow, W., Walter, R., Weisel, G. , Neutron scattering from 28 Si and 32 S from 8.0 to 18.9 MeV, dispersive optical model analyses, and ground-state correlations, Physical Review C, 2012, 86(3), 034603-034613.
- [61] Alarcon, R., Rapaport, J. , Neutron elastic and inelastic scattering from 28Si, 32S and 34S, Nuclear Physics A , 1986, 458(3), 502-522.
- [62] Un, A., Kucuk, Y., Caner, T., Boztosun, I. , Role of the surface potential in explaining the Li 11+ Si 28 system, Physical Review C, 2014, 89(5), 057605-057609.
- [63] Iljinov, A., Chigrinov, S., Nazaruk, V. , Deep inelastic pion-nucleus interactions, 1981.
- [64] Grover, J. R., Gilat, J. , Dissipation of Energy and Angular Momentum by Emission of Neutrons and Gamma Rays, Physical Review, 1967, 157(4), 814-823.
- [65] Brink, D. , Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect, Nuclear Physics, 1957, 4, 215-220.
- [66] Axel, P. , Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-MeV photon interactions, Physical Review, 1962, 126(2), 671-684.
- [67] Gruppelaar, H., Reffo, G. , Some properties of the width fluctuation factor, Nuclear Science and Engineering, 1977, 62(4), 756-763.
- [68] Kopecky, J., Uhl, M. , Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations, Physical Review C, 1990, 41(5), 1941-1955.

[69] Moretto, L. , Finite temperature calculation of angular velocities and moments of inertia in rotating nuclei, *Physics Letters B*, 1973, 44(6), 494-496.

[70] Cherepanov, E., Iljinov, A., Mebel, M. , Systematics of the effective ratio (Γ_n/Γ_f) of neutron emission and fission partial widths for transcurium nuclei, *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 1983, 9(8), 931-940.

[71] Dostrovsky, I., Fraenkel, Z., Friedlander, G. , Monte Carlo calculations of nuclear evaporation processes. III. Applications to low-energy reactions, *Physical Review*, 1959, 116(3), 683-702.

[72] Strutinsky, V. and Bjørnholm, S. Nuclear structure. In *Dubna Symposium*, 1968, 431.

[73] Sierk, A. J. , Macroscopic model of rotating nuclei, *Physical Review C*, 1986, 33(6), 2039-2053.



ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Deniz CANBULA

Doğum Yeri ve Yılı : Ankara, 1985

Medeni Hali : Evli

Yabancı Dili : İngilizce

E-posta : denizcanbula@gmail.com

Eğitim Durumu

Lise: İzmir Karataş Anadolu Lisesi, 2003

Lisans : Manisa Celal Bayar Üniversitesi, Fizik Bölümü, 2008

Yüksek Lisans : Manisa Celal Bayar Üniversitesi, Fizik Bölümü, 2012

Yayımları

Canbula, B., Bulur, R., Canbula, D., Babacan, H., A Laplace-like formula for the energy dependence of the nuclear level density, Nuclear Physics A, 2014, 929, 54-70.

Canbula, B., Bulur, R., Canbula, D., Babacan, H., Effects of single-particle potentials on the level density parameter, European Physical Journal A, 2014, 50, 178-187.

Canbula, B., Bulur, R., Canbula, D., Babacan, H., An investigation of the role of spectroscopic factors in the breakup reaction of ^{11}Be , Nuclear Science and Technical, 2015, 26, S20504-S020510.

Canbula, B., Canbula, D., Babacan, H., Analysis of elastic, quasi-elastic and inelastic scattering of lithium isotopes on a ^{28}Si target, Physical Review C, 2015, 91, 044615-044621.