

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**





KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : / /

Tezin Savunma Tarihi : / /

Tez Danışmanı :

Trabzon

ÖNSÖZ

Nükleer seviye yoğunluğu hesaplama yöntemleriyle, çekirdeklerin nükleer seviye yoğunluğunun hesaplanmasına yönelik yaptığım bu çalışmamda, yardımlarını esirgemen, bilgi ve birikimleriyle çalışmama farklı açılardan bakmamı sağlayan, beraber çalışmaktan ve öğrencisi olmaktan her zaman gurur duyduğum çok değerli danışman hocam Fen Fakültesi Dekanı Prof. Dr. Ahmet Hakan YILMAZ'a, çalışmamın gelişmesi ve başarılı olabilmesi için bana önemli yardımları dokunan, tez çalışmamın tamamlanmasında büyük emeği ve katkısı olan, tüm bilgi ve birikimlerini benimle paylaşan Arş. Gör. Taylan BAŞKAN'a, bu zorlu süreçte yanımda olduğunu hissettiren ve hiçbir zaman desteğini esirgemen Arş. Gör. Zehra Merve CİNAN'a sonsuz teşekkür ve şükranlarımı sunarım.

Yüksek lisans eğitimim boyunca bilgileriyle bana ışık tutan KTÜ Fizik Bölümündeki tüm değerli hocalarıma sonsuz teşekkür ederim.

Son olarak, hayatım boyunca beni destekleyen, sevgi ve ilgilerini esirgemen, haklarını asla ödeyemeyeceğim anneme ve babama, hiçbir zaman beni yalnız bırakmayan, destekçim, hayat arkadaşım, nişanlım İbrahim'e bu zorlu süreçte hep yanımda oldukları için sonsuz saygı ve sevgilerimi sunuyorum.

Leyla BASHIRLI
TRABZON 2022

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

(Yüksek Lisans Tezi) olarak sunduğum “Nükleer seviye yoğunluğu hesaplamaları” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Prof. Dr. Ahmet Hakan Yılmaz’ın sorumluluğunda tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuvarıda yaptığımı/yaptırıldığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdığimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 24/03/2022

Leyla BASHIRLI

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	III
TEZ ETİK BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET.....	VII
SUMMARY.....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	X
KISALTMALAR DİZİNİ.....	XI
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Yarı Ampirik Modeller.....	1
1.2.1. Sabit Sıcaklık Modeli.....	3
1.2.2. Genelleştirilmiş Süper Akışkan Model.....	4
1.2.3. Kolektif Artma.....	5
1.3. Mikroskobik Modeller.....	6
1.3.1. Kombinasyonel Hesaplama.....	7
1.3.2. Nükleer Kabuk Modeli ve Sihirli Sayılar.....	7
1.3.3. Kabuk Modelinde Monte Carlo Yöntemi.....	9
1.4. Seviye Yoğunluğunu Elde Etmek İçin Deneysel Yöntemler.....	10
1.4.1. Rezonans Aralığı.....	10
1.4.2. Ericson Dalgalanmaları.....	10
1.4.3. Parçacık Evaporasyon Yöntemi.....	11
1.4.4. Oslo Yöntemi.....	11
1.5. Veri Tabanlarında Seviye Yoğunluğu.....	12
1.6. Nükleer Seviye Yoğunluğunun Bethe Tanımı.....	15
1.7. Fermi Gaz Modeli.....	19
1.8. Gilbert Cameron Modeli.....	22
1.9. Hartree Fock Modeli.....	22
1.10. Moment Yöntemi.....	23

1.11.	Kombinasyonel Metod.....	24
1.12.	Bölüm İşlevi Yöntemi.....	26
1.13.	Eşit Uzaklık Modeli.....	27
2.	YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	29
2.1.	Tam Bir Tekrarlayan Yaklaşım.....	29
2.2.	Programın Yapısı.....	31
2.3.	Alt Programlar.....	32
2.4.	Fonksiyonlar.....	33
2.5.	Giriş Kartları.....	34
2.6.	Çıkış Açıklaması.....	34
3.	BULGULAR VE İRDELEME.....	36
4.	SONUÇLAR.....	46
5.	ÖNERİLER.....	47
6.	KAYNAKLAR.....	48
	ÖZGEÇMİŞ	

Yüksek Lisans Tezi

ÖZET

NÜKLEER SEVİYE YOĞUNLUĞU HESAPLAMALARI

Leyla BASHIRLI

Karadeniz Teknik Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik anabilim dalı

Danışman: Prof. Dr. Ahmet Hakan YILMAZ

2022, 52 sayfa

Çalışmamızda bazı deforme çekirdeklerin (Fe, Ti, Cr, Ni, Mg, Si, K, Ca) nükleer seviye yoğunluklarını TotStade programını kullanarak hesapladık. Bu görüş çerçevesinde yaptığımız nükleer seviye yoğunluğu hesaplamalarını incelediğimizde kararlılık ile nükleer seviye yoğunluğu arasında bir ilişki olduğu sonucuna vardık. Hesaplama yaparken çekirdeğin kararlılığı ile doğada bulunma oranlarının doğru orantılı olduğunu göz önünde bulundurduk. Bu orantının bazı çekirdekler için uyuşmadığını nükleer seviye yoğunluğu hesaplarımızda tespit ettik ve sihirli sayıların bu çekirdekleri açıkladığını gözlemledik. Bu tez; nükleer seviye yoğunluğunun deforme çekirdeklerin kararlılığının belirlenmesinde önemli bir etken olduğunu açıklamaktadır.

Anahtar Kelimeler: Nükleer seviye yoğunluğu, Deforme çekirdekler, Kararlılık

Master Thesis

SUMMARY

NUCLEAR LEVEL DENSITY CALCULATION

Leyla BASHIRLI

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Science
Physics Graduate Program
Supervisor: Prof. Dr. Ahmet Hakan YILMAZ
2022, 52 Pages

In our study, we calculated the nuclear level densities of some deformed nuclei (Fe, Ti, Cr, Ni, Mg, Si, K, Ca) using the TotStade program. In this view, when we examined the calculations of nuclear level density, we concluded that there is a relationship between stability and nuclear level density. While calculating, we considered that the stability of the nucleus and the proportions of its presence in nature were directly proportional. We have determined that this ratio does not match for some nuclei in our nuclear level density calculations and we observed that the magic numbers explain these nuclei. This thesis; explains that nuclear level density is an important factor in determining the stability of deformed nuclei.

Key Word: Nuclear level density, Deformed nuclei, Stability

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1.	28, 50, 82 ve 126 sihirli sayıları için kanıt gösterilen çift Z çekirdeklerinin nötron soğurması.....	9
Şekil 2.	(a). JENDL-4.0 ve TENDL-2014'ten ^{241}Pu ve ^{242}Pu için seviye yoğunluğunun karşılaştırılması. (b). Birkaç Pu izotopu için JENDL-4.0'dan TENDL-2014'e kadar olan seviye yoğunluğunun oranı. Orandaki süreksizlik, TENDL-2014 seviye yoğunluğunda sabit sıcaklık modelinden Fermi gaz modeline geçişi işaret eden eşleşen uyarma enerjisindeki bir süreksizlikten geliyor.....	13
Şekil 3.	Pu izotopu için seviye yoğunluğunun TALYS-1.6 ve JENDL-4.0 arasındaki oranı.....	14
Şekil 4.	(a). Çeşitli reaksiyonlar için JENDL-4.0'dan alınan ^{239}Pu seviye yoğunluğunun oranı. Tüm reaksiyonlar ^{238}Pu (n, γ) kesitinin hesaplanmasında kullanılan seviye yoğunluğu ile karşılaştırılıyor. ^{239}Pu (n, n) ve ^{238}Pu (n, γ) hesaplamak için kullanılan seviye yoğunluğu arasındaki uyumsuzluk %3'ün altındadır. (b). Çeşitli reaksiyonlar için JENDL-4.0'dan alınan ^{241}Pu seviye yoğunluğunun oranı. Tüm reaksiyonlar, ^{240}Pu (n, γ) kesitinin hesaplanmasında kullanılan seviye yoğunluğu ile karşılaştırılıyor. ^{241}Pu (n, n) ve ^{240}Pu (n, γ) hesaplamak için kullanılan seviye yoğunluğu arasındaki uyumsuzluk %25'in üzerindedir.....	15
Şekil 5.	Belirli parçacıklardan oluşan aralıklı bir Fermi sistemi için tipik uyarılmış konfigürasyon. 7d'nin uyarma enerjisinde iki parçacık uyarılır ve iki delik oluşturulur.....	25
Şekil 6.	Eşit mesafeli tek parçacık seviyelerine sahip bir tür parçacıktan oluşan bir Fermi sistemi için birim tek parçacık aralığı $\omega(s)$ başına tam seviye yoğunluğu ve aralık birimlerinde uyarma enerjisi s.....	25
Şekil 7.	Örnek çekirdek ^{60}Ni 'in seviye yoğunluğunun fortran 90 bilgisayar kodu ile yazılmış TotStade programı ile hesaplanmasının bir bölümü.....	32
Şekil 8.	^{60}Ni için elde edilen toplam seviye yoğunluğu ve kısmi seviye yoğunluğu toplamı.....	35
Şeki 9.	Deforme Fe çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları	37
Şekil 10.	Deforme Ti çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları	38
Şekil 11.	Deforme Cr çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları	39
Şekil 12.	Deforme Ni çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları	40
Şekil 13.	Deforme Mg çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları	41
Şekil 14.	Deforme Si çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları	42
Şekil 15.	Deforme K çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları	43
Şekil 16.	Deforme Ca çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları	44

TABLULAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. İncelenen deforme çekirdekler.....	36
Tablo 2. Deforme demir çekirdeği.....	36
Tablo 3. Deforme titanyum çekirdeği.....	38
Tablo 4. Deforme krom çekirdeği.....	39
Tablo 5. Deforme nikel çekirdeği.....	40
Tablo 6. Deforme magnezyum çekirdeği.....	41
Tablo 7. Deforme silisyum çekirdeği.....	42
Tablo 8. Deforme potasyum çekirdeği.....	43
Tablo 9. Deforme kalsiyum çekirdeği.....	44

KISALTMALAR DİZİNİ

- TotStd : Toplam Seviye Yoğunluğu
ParStd : Parçacık Seviye Yoğunluğu
MeV : Milyon Elektron Volt
JENDL : Japonca Değerlendirilen Nükleer Veri Kitaplığı
ENDF : Değerlendirilen Nükleer Veri Dosyası
CCONE : Kapsamlı Nükleer Veri Değerlendirme Kodu
TENDL : Talys Tabanlı Nükleer Veri Kitaplığı

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Düşük uyarma enerjilerinde, nükleer seviyeler normal seviyenin altında olan enerji seviyelerinin ayrı bir spektrumunu gösterir. Artan uyarma enerjisi ile seviyeler arasındaki ortalama aralık giderek azalır. Birkaç MeV'in üzerinde seviyeler arasındaki aralık o kadar küçük hale gelir ki, farklı seviyeleri deneysel olarak çözmek zorlaşır. Daha yüksek enerjilerde birim enerji başına seviye miktarı o kadar yükselir ki, seviyeler üst üste biner. Bu, deneysel çözünürlüğe değil, ortalama düzey aralığının seviyenin γ genişliğiyle karşılaştırılabilir hale gelmesine bağlıdır, bu da seviye ömrüyle ters orantılıdır. Bu nedenle, nükleer seviye yoğunluğunu kullanarak bir birim uyarma enerjisi başına seviye sayısını temsil eden bir açıklama kullanmak gerekir. Nükleer seviye yoğunluğu nükleer fizikte temel bir niceliktir ve nükleer reaksiyon teorilerinde önemli bir bileşen olup, astrofiziksel süreçleri tahmin etmek ve nükleer reaktörlerdeki süreçleri modellemek için kullanılan nükleer reaksiyon oranlarının ve tesir kesitlerinin tahminine olanak tanır.

Seviye yoğunluğunu tanımlamak için birkaç farklı model geliştirilmiştir. Yarı ampirik modeller termodinamik gibi fiziğin diğer alanlarına benzetilerek geliştirilmiş bir modeldir. Mikroskobik modeller, çok cisimli Schrödinger denklemini çözerek seviye yoğunluğunu hesaplamaya çalışırlar. Aşağıdaki bölümlerde, seviye yoğunluğunu hesaplamak için en yaygın kullanılan deneysel yöntemler ve modeller tanıtılmıştır.

1.2. Yarı Ampirik Modeller

Hans Bethe 1936'daki ufuk açıcı makalesinde bir çekirdeğin uyarılmış durumlarını bir Fermi gazına ve seviye yoğunluğunun logaritmasını gaz entropisine benzeterek seviye yoğunluğunun ilk teorik hesaplamasını sundu [1]. Türetilmiş seviye yoğunluğu ρ_{int} , çekirdeğin uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterildi. Ör:

$$\rho_{int}(E_x) \frac{\exp(2\sqrt{aE_x})}{a^{\frac{1}{4}} E_x^{\frac{5}{4}}} = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \quad (1.1)$$

Burada a seviye yoğunluğu parametresidir. Bu parametrenin olası ampirik formülasyonu aşağıda gösterilmiştir:

$$a = \frac{\pi^2 A}{4 \xi_0} \quad (1.2)$$

Burada A düşünülen çekirdeğin kütle sayısı, ξ_0 protonlar ve nötronlar için ortalama Fermi enerjisidir. Türetilmiş seviye yoğunluğu deneysel rezonans aralığı verileriyle karşılaştırılabilir. Kullanılabilir rezonans aralığı verileri genellikle s veya p dalgası nötronları içindir, bu da hedeflerin toplam açısal momentumu ile ilgili olarak yalnızca $\pm \frac{1\hbar}{2}$ veya $\pm \frac{3\hbar}{2}$ ye eşit toplam açısal momentumla seviyeleri doldurur. Bu nedenle, seviye yoğunluğunu rezonans verileriyle karşılaştırmak için açısal momentum bağımlılığının bilinmesi gerekir. Bethe'nin ilk ifadesine ve mevcut deneysel verilere dayanarak, Fermi-gaz Modeli olarak bilinen seviye yoğunluğunun spine bağımlı bir formülasyonu önerildi [2]:

$$\rho_{int}^{FG}(E_x, J) = \frac{2J + 1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \exp\left(-\frac{(J + 1/2)^2}{2\sigma^2}\right) \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 \frac{1}{a^4 U^4}} \quad (1.3)$$

Burada J çekirdeğin toplam açısal momentumu, σ açısal momentum dağılımının genişliğini temsil eden spin kesme parametresi ve U enerjidir:

$$U = E_x - \Delta \quad (1.4)$$

Δ eşleştirme enerjisini hesaba katmak için dahil edilen ampirik bir parametredir. Tüm dönüşlerin toplamı, toplam seviye yoğunluğunu verir:

$$\rho_{int}^{FG}(E_x, J) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{aU})}{12 \frac{1}{a^4 U^4}} \quad (1.5)$$

Böylece, toplam seviye yoğunluğu üç parametre tarafından belirlenir: a , σ ve Δ .

a , σ ve Δ 'nın çeşitli parametrizasyonları mevcuttur. Ayrıca seviye yoğunluğu parametresi bağımsız veya uyarma enerjisine bağımlı olarak alınabilir. Dilg ve arkadaşları, daha yakın

zamanda ise Egidy ve Bucurescu bu üç parametrenin değerlerini 300'den fazla çekirdek için derlediler [3, 4, 5].

1.2.1. Sabit Sıcaklık Modeli

1965'te A.Gilbert ve A.G.W.Cameron deneysel verilere dayanarak seviye yoğunluğunun yeni bir formülasyonunu önerdi [6]. Deneysel veriler, bir çekirdekteki kümülatif seviye sayısı $N(E_x)$ 'in üstel bir yasayı izlediğini göstermektedir:

$$N(E_x) = \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (1.6)$$

Burada enerji kayması E_0 ve bir T parametresinin deneysel olarak ayarlanacağı yer ayrık seviyelerdir. Seviye yoğunluğu ρ_{int}^{CT} , uyarma enerjisi ile ilgili olarak kümülatif seviye sayısının türevinden elde edilir:

$$\rho_{int}^{CT}(E_x) = \frac{dN(E_x)}{dE_x} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \quad (1.7)$$

Çekirdeği mikrokanoik bir topluluk olarak düşünürsek, sistemin nükleer entropisi olan $S(E_x)$, seviye yoğunluğunun logaritması ile orantılıdır:

$$S(E_x) = k_B \ln\left(\frac{\rho_{int}^{CT}(E_x)}{\rho_0}\right) \quad (1.8)$$

Burada k_B Boltzmann, ρ_0 ise termodinamiğin üçüncü yasasını sağlamak için bir sabittir (yani $S(T \rightarrow 0) = S_0$, S_0 sabittir).

Nükleer sıcaklık T_{nuc} olarak tanımlanır:

$$T_{nuc} = \left[\frac{\partial S(E_x)}{\partial(E_x)}\right]^{-1} = k_B T \quad (1.9)$$

T sabiti nükleer sıcaklığa eşdeğerdir, ancak enerji birimleri olarak ifade edilir.

Sabit sıcaklık modeli genel olarak yalnızca belirli bir uyarma enerjisi E_M 'ye kadar olan seviye yoğunluğunu tanımlamak için kullanılır. Bu uyarma enerjisinin üzerinde Fermi gaz modeli kullanılmaktadır. Fermi gaz modelinden ve sabit sıcaklık modelinden elde edilen seviye yoğunluklarının yanı sıra türevleri, eşleşen uyarma enerjileri de eşit olmalıdır.

Bu modelin fiziksel resmi, çekirdeğin sabit sıcaklık enerji aralığı üzerinde birinci derece faz geçişinden geçmesi ve daha sonra seviye yoğunluğunun Fermi gaz kısmı için uyarma enerjisi ile artan bir sıcaklığa sahip olmasıdır.

1.2.2. Genelleştirilmiş Süper Akışkan Model

Sabit sıcaklık modeline benzer şekilde, genelleştirilmiş süper akışkan modeli iki enerji bölgesini ayırt eder [7, 8]. Yüksek enerjilerde seviye yoğunluğu Fermi gaz modeli tarafından tanımlanır. Düşük enerjilerde eşleştirme ve kabuk etkileri kavramları modele dahil edilir. Fermi-gaz modeline benzer şekilde genelleştirilmiş süper akışkan modelde seviye yoğunluğu aşağıdaki şekilde yazılır:

$$\rho_{int}^{GSM}(E_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \frac{e^S}{\sqrt{D}} \quad (1.10)$$

Burada S entropi ve D bölüm işlev yönteminden eyer noktası yaklaşıklığı ile ilgili belirleyicidir [9]. Tüm parametreler kritik enerji U_c 'de tanımlanır:

$$\begin{aligned} U_c &= a_c T_c^2 + E_{cond} \\ S_c &= 2a_c T_c \\ D_c &= \frac{144}{\pi} a_c^3 T_c^3 \\ \sigma_c^2 &= \frac{6}{\pi^2} A^{1/3} a_c \langle m^2 \rangle T_c \end{aligned} \quad (1.11)$$

Burada a_c kritik seviye yoğunluk parametresi, T_c kritik sıcaklık, E_{cond} yoğunlaşma enerjisidir ve Fermi gaz fazına göre süper sıvı fazının taban durum enerjisinin azalmasını karakterize eder. Üstelik $\langle m^2 \rangle$ yüzeye yakın tek parçacık durumlarının açısız momentum projeksiyonunun ortalama karesidir. Süper akışkan durum denklemini kullanarak kritik enerjinin altındaki seviye yoğunluğunu hesaplamak mümkündür [7].

Yukarıdaki modellerin tümü mikroskobik değil fenomenolojiktir. Birkaç parametre deneysel verileri yeniden üretmek amacıyla tanıtılmıştır. Bu parametreler kütle sayısına, kabuk etkilerine ve bazen de uyarma enerjisine bağlıdır. Bu da az bilinen çekirdeklerin nükleer seviye yoğunluğunun hesaplanmasını daha da zorlaştırıyor.

1.2.3. Kolektif Artma

Şimdiye kadar açıklanan fenomenolojik modeller kolektif etkileri dikkate almıyordu. Burada toplam nükleer seviye yoğunluğu ρ_{tot} aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\rho_{tot}(E_x, J) = \rho_{int}(E_x, J) K_{rot}(E_x) K_{vib}(E_x) \quad (1.12)$$

K_{rot} ve K_{vib} 'in sırasıyla seviye yoğunluğunun rotasyonel ve titreşimsel olarak geliştirilmiş olduğu durumlarda, yüksek seviyeli nükleer seviyeler için esas tek parçacıklı dalga fonksiyonları üzerine "inşa edilmiş" ek serbestlik dereceleri olarak kabul edilebilir. Böylece rotasyonel artma tahmin edilebilir [10]:

$$K_{rot}(E_x) = \begin{cases} 1 & \text{küresel çekirdekler} \\ \Theta_{\perp} T & \text{deforme olmuş çekirdek} \end{cases} \quad (1.13)$$

Burada Θ_{\perp} atalet nükleer momentinin simetri eksenine dik olarak yansıtıldığı yerdir:

$$\Theta_{\perp} = \frac{2 m_0 R^2 A}{5 (\hbar c)^2} \quad (1.14)$$

m_0 enerji birimlerinde verilen nötron kütlesi, R nükleer yarıçap ve A toplam çekirdek sayısıdır. Θ_{\perp} ters enerji birimleri ile ifade edilir. Burada T enerji birimi cinsinden ifade edilen nükleer sıcaklıktır ve uyarma enerjisine bağlıdır. Rotasyonel artmanın yüksek uyarma enerjilerinde kaybolması için bir sönüm parametresi eklenebilir. Burada birçok harmonik osilatör kabuğundan gelen seviyelerin karışımı nedeniyle aksel simetrik deformasyondaki bozulma bu geliştirmeleri ortadan kaldırır.

Titreşim artışının sıvı damla modeli tahmini [10]:

$$K_{vib}(E_x) \approx \exp(0.0555A^{\frac{2}{3}}T^{\frac{4}{3}}) \quad (1.15)$$

Daha mikroskobik bir yaklaşıma dayalı titreşim artışının farklı hesaplamaları da vardır [11].

Titreşimsel ve özellikle rotasyonel güçlendirme seviye yoğunluğu üzerinde büyük bir etkiye sahip olabilir ($K_{vib} \sim 3$, $K_{rot} \sim 10 - 100$) [12].

1.3. Mikroskopik Modeller

Deneysel veriler ile yukarıda belirtilenler gibi yarı ampirik veya fenomenolojik modeller arasında makul bir anlaşma sağlanabilsede, çeşitli basitleştirici yaklaşımlara dayanmaktadır. Yani burada kabuk etkileri, eşleştirme, kolektif artım ve eşlik dağılımı ya dikkate alınmaz ya da deneysel verileri yeniden üretmek için hesaplanan bazı parametrelere dahil edilir. Mikroskobik modeller seviye yoğunluğunun ince yapısını tanımlayabilmenin yanı sıra, çok az veya hiç deneysel verinin bulunmadığı kararlılık bölgesinden uzak çekirdeklerin tahmin edebilmesi için geliştirilmiştir.

Mikroskobik teorilerin çoğu çekirdeği nükleonların hızlarının göreceli etkileri ihmal edecek kadar küçük olduğu kuantum mekaniksel birçok cisim sistemi olarak ele alır. Ayrıca, çekirdekler arasındaki etkileşimler genellikle iki cisim etkileşimiyle sınırlıdır. Tam bir açıklama çok kütleli Schrödinger denklemi tarafından verilmektedir:

$$H|\psi\rangle = \left[-\sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \sum_{i<j}^A v(i,j) \right] |\psi(1, \dots, A)\rangle = E|\psi(1, \dots, A)\rangle \quad (1.16)$$

Burada H , E enerjili sistemin Hamiltonianı, $|\psi\rangle$ dalga fonksiyonu tarafından tanımlanan m nükleon kütlesi, Δ_i i nükleonu için Laplasian ve $v(i,j)$ i ve j nükleonları arasındaki cisim etkileşimidir. Bu Hamiltonian tek parçacık enerjileri kullanılarak ikinci kuantizasyon formalizminde yazılabilir:

$$H = \sum_k \varepsilon_k a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \sum_{k,l,m,n} V_{klmn} a_k^\dagger a_l^\dagger a_n a_m \quad (1.17)$$

Burada a_k^\dagger ve a_k , sırasıyla, k durumunda olan bir parçacığın yaratma ve yok etme operatörleridir. V_{klmn} iki cisim etkileşiminin matris unsurudur. Güncel mikroskobik modellerin çoğu karmaşıklık ve bilgi işlem gücündeki yüksek artış nedeniyle üç gövde etkileşimini veya herhangi bir yüksek etkileşim katkısını ihmal eder. Böylece denklem (1.17) cinsinden verilen formun geçerli sayılmasına izin verilir. Üç gövdeli etkileşimler de dahil olmak üzere başarılı ab initio hesaplamaları, taban durumu enerjisini ve ilk birkaç uyarılmış durumu yeniden üretmeye odaklanan $A = 132$ 'ye kadar kütlelere sahip çekirdekler için gerçekleştirilmiştir [13].

1.3.1. Kombinasyonel Hesaplama

Seviye yoğunluğunun kombinasyonel hesaplamaları ilk olarak Hillman ve Grover tarafından önerilmiştir [14]. Nükleer seviye yoğunluğu, uyarılmış birçok parçacık deliği durumlarının kombinasyonel sayımı gibi uyarılmış enerjinin, spinin ve paritenin bir işlevi olarak hesaplanabilir. Fakat spin ve parite dağılımları hakkında hiçbir varsayımda bulunulmuyor. Son zamanlarda, hesaplama gücünün artmasıyla yöntem ilgi gördü ve kolektif etkiler dikkate alındı [15, 16, 17]. Uhrenholt ve diğerleri tarafından yapılan hesaplamalar Oslo yöntemi kullanılarak deneysel olarak ölçülen verilerle karşılaştırılmıştır [16, 18, 19, 20, 21]. Goriely ve arkadaşlarının çalışması, 8500'den fazla çekirdek için kombinasyonel bir yaklaşım kullanılarak hesaplanan seviye yoğunluklarını içeriyor [17]. Model, en iyi yarı ampirik modellerle karşılaştırılabilir bir doğruluk derecesiyle s ve p dalgası nötron rezonans aralıklarını tahmin ediyor.

1.3.2. Nükleer Kabuk Modeli ve Sihirli Sayılar

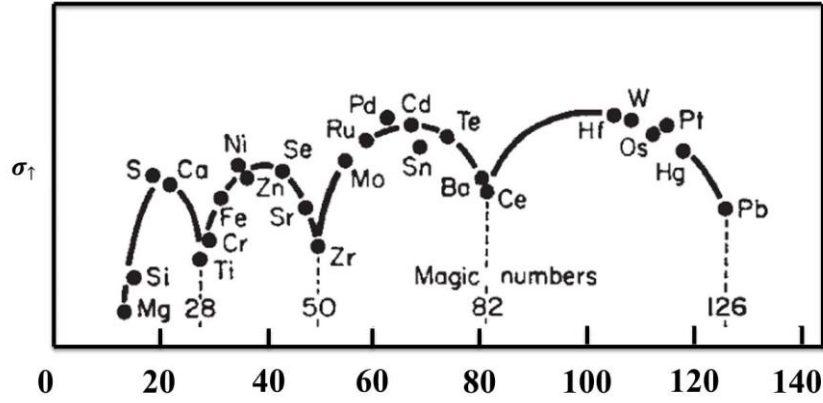
Modern fizik bize bir atomdaki elektronlar hakkında çekirdekten çok daha fazlasını anlattı. Elimizde elektronlar için çok başarılı bir kabuk modelimiz var ve spektral çizgilerin frekansları çok doğru bir şekilde hesaplanabiliyor. Rezonans ve iyonlaşma potansiyelleri de tahmin edilebilir, böylece çekirdek için bir kabuk modeli geliştirilip geliştirilmeyeceğini sormak mantıklıdır. Peki çekirdekler iyi sıralanmış, kuantum kontrollü nükleer kabuklarda var olabilir mi? Çekirdeklerin kabuk olarak gruplandırmasına dair bir kanıt var mı? n , l , s , j 'ye benzer kuantum sayıları çekirdeğe uygulanabilir mi?

Stabilitenin özelliğini göz önünde bulundurursak, $4n$ nüklitlerin nispeten stabil olduğunu biliyoruz. α parçacığının kendisi dört çekirdeğe sahiptir. Bunlar $A = 4$ 'teki He, Ne, Ar ve Kr'nun elektron kabuklarıyla aynı şekilde bir nükleer kabuğun kapanması anlamına gelebilir mi?

Nükleer kabukların kapatılması için 2, 8, 18, vb. elektronik kabuk kuralına karşılık gelen bazı sayısal kural var mı? 1930'larda bunun için çok az kanıt vardı, ancak ampirik veriler o zamandan beri çekirdeğin kabuk yapısı lehine birikti. Belirli N veya Z değerlerine sahip çekirdeklerin yakın komşularına kıyasla özellikle kararlı görüldüğü gerçeğine dayanarak bu kanıtların bir kısmı aşağıda toplanmıştır.

- ${}^4_2\text{He}$ ($Z=2, N=2$) ve ${}^{16}_8\text{O}$ nüklitleri bağlanma enerjisi dolayısıyla kararlıdır.
- İzotonların en büyük grubu (N sabiti) ve dolayısıyla en kararlı olanı $N = 82$ 'dir.
- Bir sonraki sayılar $N = 50$ ve $N = 20$. Nötron sayıları 20, 50 ve 82'dir, bu nedenle belirli bir kararlılık gösterir.
- ${}_{50}\text{Sn}$ diğer tüm elementlerden daha fazla on kararlı izotopa sahipken, ${}_{20}\text{Ca}$ altı kararlı izotopa sahiptir. Bu, $Z = 50$ ve $Z = 20$ çekirdeklerinin genellikle olduğundan daha fazla kararlı olduğunu gösterir.
- Üç ana radyoaktif zincirin tümü ${}_{82}\text{Pb}$ 'ye bozunur ve ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ $Z=82, N=126$ ile kurşunun en kararlı izotopudur.
- β bozunmasında üretilen bazı izotopların çok düşük nötron bağlanma enerjisini gösteren spontane nötron yayıcılar olduğu bulunmuştur. Bunlar: ${}^{17}_8\text{O}$, ${}^{87}_{36}\text{Kr}$ ve ${}^{137}_{54}\text{Xe}$ 'dir. Nötron sayısı 9, 51, 83 olan çekirdekleri $8+1, 50+1, 82+1$ şeklinde gösterebiliriz.

Bu nötron'u bir 'değer' nötron olarak yorumlarsak, 8, 50 ve 82 numaralı nötron sayıları diğer nötron sayılarından daha fazla kararlılığı temsil eder. Örneğin $N = 51$ ile ${}^{87}_{36}\text{Kr}$ nüklidi bir nötron yayıcıdır, çünkü $N = 50$ kararlı bir konfigürasyon veya kapalı bir nükleer kabuktur. Bu ve diğer birikmiş kanıtlardan, Z veya N için 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 sayılarının yüksek nükleer kararlılık ile ilişkili olduğu görünüyor. Bunlara 'sihirli sayılar' denir ve kapalı kabuklara karşılık gelir.



Şekil 1. 28, 50, 82 ve 126 sihirli sayıları için kanıt gösterilen çift Z çekirdeklerinin nötron soğurması

Artan A ile nükleer özelliklerdeki değişiklikler incelendiğinde 2, 8, 20, 50, 82, 126 sayılarının tuhaf bir şekilde kararlılık gösterdiğine dair çok sayıda deneysel kanıt bulunmuştur. Şekil 1'de gösterildiği gibi, bu sayılarda ani değişikliklerin meydana geldiği enine kesitler, bu çekirdeklerin kendileriyle karşılaştırıldığında özellikle kararlı olduğunu gösterir. Genel olarak Z veya N 'ye karşı birçok nükleer özelliğin çizimleri karakteristik zirveler veya bu sayılarda çekim noktalarını gösterir [22].

1.3.3. Kabuk Modelinde Monte Carlo Yöntemleri

Denklem (1.17)'de verilen Kabuk Model Hamiltoniyen'in tam köşegenleştirilmesi prensip olarak çok çeşitli nükleer özelliklerin doğru ve tutarlı bir tanımını verebilir (doğru tek parçacıklı enerjiler ve iki gövdeli matris elemanları varsayılarak). Hesaplama yetenekleri bu yöntemi atalet çekirdeği artı birkaç değer çekirdeği olarak kabul edilebilen hafif çekirdek veya daha ağır çekirdeklerle sınırlar. Kabuk modelinin Monte Carlo yöntemi Hamiltoniyen'inin tam köşegenleştirilmesi yapılmamış olsa bile, tüm korelasyon etkilerini tam olarak iki cisim etkileşiminin sınırları dahilinde düşünebilir. Bu yöntem problemin tam çözümüyle sonuçlanmaz (yani, sistemin Hamiltoniyen'inin tüm özdeğerleri ve öz durumları), ancak büyük kanonik topluluktaki bazı gözlemlenebilenlere karşılık gelen beklenen değerleri belirlenebilir [23, 24]. Bu metod şu anda nadir toprak bölgesi ($A \sim 150$) ve $50 < A < 70$ aralığında değişen kütlelerde, yalnızca çift-çift çekirdekler için çalışmaktadır.

1.4. Seviye Yoğunluğunu Elde Etmek İçin Deneysel Yöntemler

1.4.1. Rezonans Aralığı

Nötron veya proton ayırma enerjisindeki seviye yoğunluğu rezonans aralığı verileri kullanılarak hesaplanabilir [11]. Örneğin, aşağıdaki reaksiyonu göz önünde bulunduralım:



S dalgası nötronları için X çekirdeğinin ortalama nötron rezonans aralığı D_0 , nötron ayırma enerjisi S_n 'deki çekirdek Y için seviye yoğunluğunun fonksiyonu olarak yazılabilir:

$$\frac{1}{D_0} = \frac{1}{2} [\rho_Y(S_n, J_Y = I_x + 1/2) + \rho_Y(S_n, J_Y = I_x - 1/2)] \quad (1.19)$$

Burada J_Y ürün çekirdek Y 'nin açılal momentumunu, I_x ise hedef çekirdek X 'in toplam taban durumunun açılal momentumunu ifade eder. Bu basit formül her iki paritenin nötron ayırma enerjisindeki seviye yoğunluğuna eşit katkıyı sağlar. Rezonans aralığı parametresini bilerek, önceki seviye yoğunluğu bağıntısı hesaplanabilir. Toplam taban durum, açılal momentumu $I_x = 0$ olan bir hedef çekirdek için denklem şu şekilde basitleştirilebilir:

$$\frac{2}{D_0} = \rho_Y(S_n, J_Y = 1/2) \quad (1.20)$$

1.4.2. Ericson Dalgalanmaları

Ortalama seviye genişliği Γ 'nin, seviyeler arasındaki ortalama D aralığından daha büyük olduğu uyarılma enerjileri için Ericson'un dalgalanma yöntemi kullanılabilir [25]. Yöntem, aşağıdaki ilişkiyi kullanarak bileşik çekirdeğin seviye yoğunluğunun hesaplanmasına izin veren toplam nötron kesiti olan σ_T 'nin varyansını dikkatlice ölçmeye dayanır:

$$\begin{aligned} var\sigma_T &\equiv \langle (\sigma_T - \langle \sigma_T \rangle)^2 \rangle \\ &= 2 \left[\frac{\pi\chi^2}{(2I_p + 1)(2I_t + 1)} \right]^2 \frac{1}{\pi\Gamma\rho_{CN}} \sum_J \frac{(2J + 1)^2}{H(J)} \sum_i (T_{nl}^J)^2 \end{aligned} \quad (1.21)$$

Burada χ_P çekirdeğin azaltılmış dalga boyu, I_p çekirdeğin dönüşü, I_t hedefin dönüşü, Γ ortalama seviye genişliği, $H(J)$ bileşiğin fraksiyonu ve T_{nl}^J ise J bileşik nükleer dönüşüne bağlı olarak yörüngesel açısal momentum nötronunun iletim katsayısıdır. Bileşik çekirdeğin seviye yoğunluğunu elde etmek için, ρ_{CN} ortalama seviye genişliği ile birlikte toplam kesit olan $var\sigma_T$ 'nin varyansını deneysel olarak ölçmek gerekir. Daha sonra nötron iletim katsayıları Hauser-Feshbach formalizmi kullanılarak hesaplanır ve $H(J)$ parametresi hesaplanan bir spin dağılımı kullanılarak elde edilir (genellikle hesaplanan bir spin kesme parametresi kullanılarak). Bu yöntem diğer yöntemlerin kullanımının zor veya imkansız olduğu yüksek uyarma enerjilerindeki seviye yoğunluğunu belirlemek için bir ortalama yol sağlar [26].

1.4.3. Parçacık Evaporasyon Yöntemi

Bu yöntem nükleer reaksiyonun ardından parçacık evaporasyon spektrumunun ölçülmesinden oluşuyor [27]. Hauser-Feshbach formalizminde parçacık evaporasyon spektrumları hesaplanabilir. Yöntem sadece seviye yoğunluğundan elde edilebilen nükleer sıcaklığa ve giden parçacığın iletim katsayısına bağlıdır. İyi ölçülen elastik saçılma ve toplam kesitlere sahip çekirdekler için doğru olması gereken optik model potansiyelleri kullanılarak nükleer seviye yoğunluğu hesaplanabilir. Bu yöntemin doğruluğu, iletim katsayılarını doğru bir şekilde hesaplama ve bileşik çekirdek oluşumu da dahil olmak üzere Hauser-Feshbach teorisinin temel varsayımlarını karşılama yeteneğine bağlıdır. Denge öncesi emisyon ve doğrudan reaksiyon bozulmuş evaporasyon spektrumları ile sonuçlanır [27]. Bu yöntem kullanılarak seviye yoğunluğu nötron ayırma enerjisinin üzerindeki enerjiler için hesaplanabilir, ancak iki nötron emisyon eşliğinin çok altındadır (denge dışı emisyonu önlemek için).

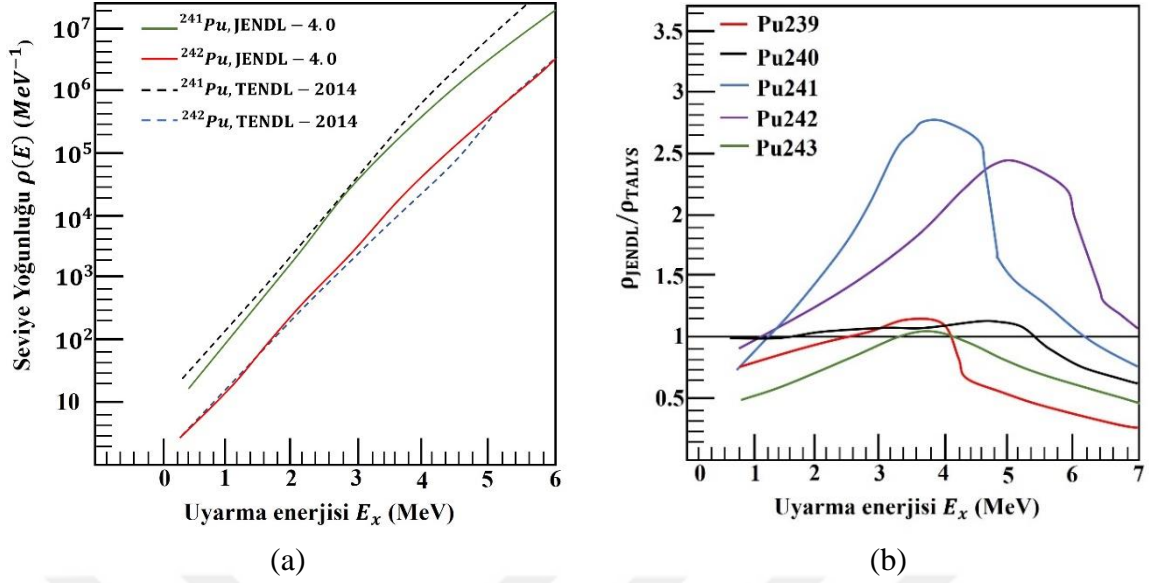
1.4.4. Oslo Yöntemi

Oslo yöntemi, seviye yoğunluğunun ve γ ışın gücü işlevinin aynı anda kullanılmasına izin verir [28]. Nükleer reaksiyonun ardından parçacıkların ve γ ışınlarının ölçümü, parçacık γ ışın matrisleri oluşturmak için kullanılır. Esas γ ışınlarının matrisi (bileşik çe-

kirdeğin uyarma enerjisinin bir işlevi olarak bileşik çekirdeğin oluşturulmasından sonra yayılan ilk γ ışınının spektrumundan oluşur) çıkarılır [29]. Brink-Axel hipotezi γ ışın emisyon olasılığının geçişin ilk veya son uyarma enerjisine değil, sadece geçişin enerjisine bağlıdır [30, 31]. Seviye yoğunluğu ve iletim katsayısının fonksiyonel formu esas γ ışın matrisinden çıkarılabilir. Mutlak değerler elde etmek için, düşük enerjide ayrık seviyeleri kullanarak normalleşme ve bağlanma enerjisinde nötron veya proton rezonans verileri gereklidir. Oslo yöntemini kullanarak seviye yoğunluğunun çıkarılması için erişilebilir enerji aralığı nötron bağlanma enerjisinin altındaki enerjilerle sınırlıdır.

1.5. Veri Tabanlarında Seviye Yoğunluğu

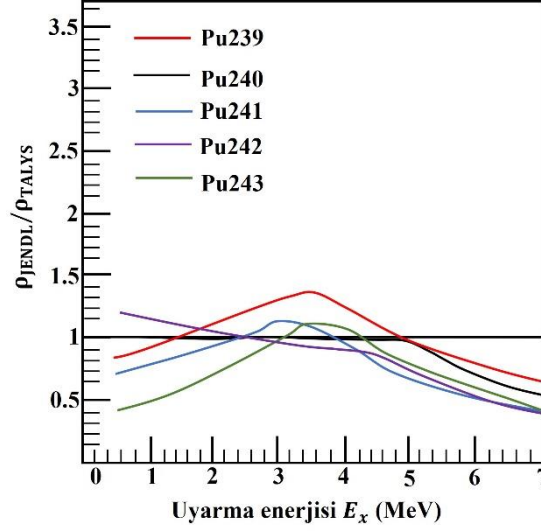
Seviye yoğunlukları ve γ ışın güç fonksiyonları Hauser-Feshbach formalizmini kullanarak tesir kesitlerini hesaplamak için temel bileşenlerdir. Değerlendirilen Nükleer Veri Dosyası (ENDF/B VII.1) kütüphanesi, Japonca Değerlendirilen Nükleer Veri Kitaplığı (JENDL-4.0) kütüphanesi tarafından çoğu küçük aktinid için verilen kesitleri içerir [32, 33]. Değerlendirme JENDL-4.0'a uymadığında, seviye yoğunluğu için kullanılan parametreler ne yazık ki kullanılamaz. JENDL-4.0 Kapsamlı Nükleer Veri Değerlendirme Kodu (CCONE) kullanılarak hesaplanan tesir kesitlerini içeriyor [33, 34]. Değerlendirilmiş Nükleer Veri Kitaplığı (TENDL-2014) da TALYS tabanlıdır [12, 35]. JENDL-4.0 ve TENDL-2014 değerlendirmelerinin altında kalan kodlarda, seviye yoğunluğu düşük enerjilerde sabit sıcaklık modeli ve eşleşen bir enerjinin üzerindeki Fermi gaz modeli ile tanımlanır, ancak farklı parametrelerdedirler [6, 36]. Şekil 2(a) JENDL-4.0 ve TENDL-2014 tarafından hesaplanmış ^{241}Pu ve ^{242}Pu için seviye yoğunluğunu göstermektedir. Sabit sıcaklığın verdiği eğim ($T_{JENDL} = 0.37 \text{ MeV}$, $T_{TENDL} = 0.41 \text{ MeV}$) ve sabit sıcaklık modelinden Fermi gaz modeline geçişi işaretleyen eşleşen uyarma enerjisi düşük enerjilerde farklıdır ($E_{JENDL} = 3.6 \text{ MeV}$, $E_{TENDL} = 5.1 \text{ MeV}$).



Şekil 2(a). JENDL-4.0 ve TENDL-2014'ten ^{241}Pu ve ^{242}Pu için seviye yoğunluğunun karşılaştırılması. (b). Birkaç Pu izotopu için JENDL-4.0'dan TENDL-2014'e kadar olan seviye yoğunluğunun oranı. Orandaki süreksizlik, TENDL-2014 seviye yoğunluğunda sabit sıcaklık modelinden Fermi gaz modeline geçişi işaret eden eşleşen uyarma enerjisindeki bir süreksizlikten geliyor.

JENDL-4.0 tarafından hesaplanan seviye yoğunluğu ile TENDL-2014 tarafından hesaplanan $^{239-243}\text{Pu}$ arasındaki oran çizilen Şekil 2(b)'de vurgulanmıştır. A çekirdekleri ile izotop için çizilen seviye yoğunluğu, $(A - 1)$ nükleon izotopunda nötron yakalama tesir kesitinin hesaplanmasında kullanılan yoğunluktur. Şekilde gösterilen çekirdeklerden yalnızca ^{240}Pu çekirdeğinin seviye yoğunluğu veritabanları ile makul bir uyum içindedir. $^{239}\text{Pu}(n, \gamma)$ ise tesir kesiti hesaplaması için kullanılıyor. TENDL-2014'te kullanılan seviye yoğunluğu, Şekil 2(b)'deki oranlarda süreksizlikleri açıklayan çeşitli izotoplar için eşleşen uyarma enerjisinde süreksizliği göstermektedir.

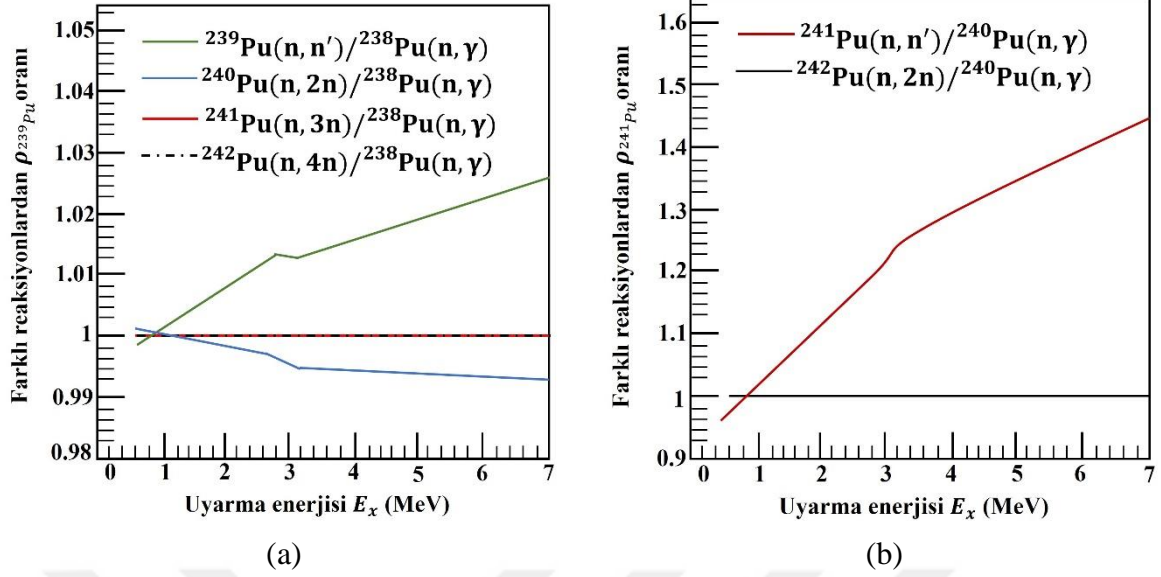
TENDL-2014 giriş dosyalarında, seviye yoğunluğunun varsayılan TALYS parametreleri değiştiriliyor ve Şekil 3'teki gibi bir sonuç ortaya çıkıyor. Şekil 3 JENDL-4.0 tarafından kullanılan seviye yoğunluğu ile TALYS-1.6'daki varsayılan seviye yoğunluğu arasındaki oranı göstermektedir [12]. TALYS'daki varsayılan seviye yoğunluk modeli, TENDL-2014 ve JENDL-4.0'da kullanıldığı gibi sabit sıcaklık modelidir. Uyumluluk daha iyidir, ancak nötron uyarma enerjisinin altındaki uyarma enerjileri için hala iki faktöre kadar tutarsızlıklar vardır.



Şekil 3. Pu izotopları için seviye yoğunluğunun TALYS-1.6 ve JENDL-4.0 arasındaki oranını.

Belirli bir izotop için kullanılan JENDL-4.0 seviye yoğunlukları ilgili reaksiyona bağlıdır. Şekil 4(a) ve Şekil 4(b), farklı Pu izotoplarında nötron kaynaklı reaksiyonlarda ^{239}Pu ve ^{241}Pu için kullanılan seviye yoğunluğunu göstermektedir. Örneğin, ^{239}Pu çekirdeğinin seviye yoğunluğu aşağıdaki reaksiyonların tesir kesitlerinin hesaplanmasında kullanılıyor: $^{238}\text{Pu} (n, \gamma)$, $^{239}\text{Pu} (n, n)$, $^{240}\text{Pu} (n, 2n)$, $^{241}\text{Pu} (n, 3n)$ ve $^{242}\text{Pu} (n, 4n)$.

Belirli bir izotopun seviye yoğunluğu gerçek bir miktardır ve düşünülen reaksiyona bağlı olmamalıdır. Uyumsuzluk ^{239}Pu için küçük olsada, ^{241}Pu için %25'in üzerindedir. Eğimlerdeki değişiklikler farklı eşleşen uyarma enerjilerinden kaynaklanmaktadır. Deneysel verilerin bulunmadığı doğru kesitleri tahmin etmek için daha doğru hesaplanmış seviye yoğunlukları gereklidir.



Şekil 4(a). Çeşitli reaksiyonlar için JENDL-4.0'dan alınan ^{239}Pu seviye yoğunluğunun oranı. Tüm reaksiyonlar, $^{238}\text{Pu}(n, \gamma)$ kesitinin hesaplanmasında kullanılan seviye yoğunluğu ile karşılaştırılıyor. $^{239}\text{Pu}(n, n')$ ve $^{238}\text{Pu}(n, \gamma)$ hesaplamak için kullanılan seviye yoğunluğu arasındaki uyumsuzluk %3'ün altındadır. (b). Çeşitli reaksiyonlar için JENDL-4.0'dan alınan ^{241}Pu seviye yoğunluğunun oranı. Tüm reaksiyonlar, $^{240}\text{Pu}(n, \gamma)$ kesitinin hesaplanmasında kullanılan seviye yoğunluğu ile karşılaştırılıyor. $^{241}\text{Pu}(n, n')$ ve $^{240}\text{Pu}(n, \gamma)$ hesaplamak için kullanılan seviye yoğunluğu arasındaki uyumsuzluk %25'in üzerindedir.

1.6. Nükleer Seviye Yoğunluğunun Bethe Tanımı

Çekirdeği etkileşime girmeyen fermionların gazı olduğunu varsayarsak, Bethe 1937'de seviye yoğunluğu için bir ifade türetmiştir.

$$\omega(E) = \frac{e^{2\sqrt{aE}}}{12a^4 E^4} \quad (1.22)$$

Burada a seviye yoğunluk parametresi ve E nükleer seviye yoğunluğunun arandığı enerjidir.

Yukarıdaki denkleme ulaşmak için birkaç varsayımda bulunmak gerekir. Bunlardan ilki elbette, Hamiltoniye'nin tamamen tek parçacık enerjisine sahip tek bir parçacık olmasıdır. Böylece, seviye yoğunluğu aşağıdaki şekilde verilebilir:

$$\omega_A(E) = \sum_m \sum_{m'} \delta(A - m) \delta(E - E_{m'}) \quad (1.23)$$

Burada $m = \sum_i m_i$ ve $E_{m'} = \sum m_i \varepsilon_i$. $m_i = 0$ veya 1 'in tek parçacık yörüngesine karşılık gelmesi koşuluyla sırasıyla boş veya işgal olunmuştur.

Bölme işlevi şu şekilde verilir:

$$Z(\alpha, \beta) = \int_0^\infty \int_0^\infty \omega_A(E) e^{(\alpha A - \beta E)} dA dE \quad (1.24)$$

Burada $\alpha (= \mu/kT)$, $\beta (= 1/kT)$ sırasıyla μ (kimyasal potansiyel) ve T (sıcaklık) istatistiksel mekanik parametrelerine karşılık gelir. Bu bölme fonksiyonu, etkileşime girmeyen fermion gaz bağlamında aşağıdaki şekilde verilir:

$$Z(\alpha, \beta) = \sum_{mm'} e^{(\alpha m - \beta E_{m'})} = \sum_{mm'} e^{\sum_i m_i (\alpha - \beta \varepsilon_i)} = \prod_i (1 + e^{(\alpha - \beta \varepsilon_i)}) \quad (1.25)$$

Bethe denkleminin türetilmesinde ikinci bir varsayım, tek parçacık durumlarının spektrumunun sürekli bir dağılım ile yaklaşık olduğudur. Bu yaklaşım veya varsayım, tek parçacık seviyeleri çok yakın aralıklı olduğuna göre büyük A çekirdekleri için yasalır.

$$\ln Z(\alpha, \beta) = \sum_i \ln (1 + e^{(\alpha - \beta \varepsilon_i)}) = \int_0^\infty g(\varepsilon) \ln (1 + e^{(\alpha - \beta \varepsilon)}) d\varepsilon \quad (1.26)$$

$g(\varepsilon)$ tek parçacık spektrumunu gösteren sürekli bir fonksiyondur ve $g(\varepsilon) = 0$ $\varepsilon < 0$ için sıfır noktasını ayarlar.

Şimdi, $\varepsilon > \frac{\alpha}{\beta}$ için denklem (1.26)'da logaritma çok hızlı bir şekilde sıfıra iner ve formun genişlemesine izin verir:

$$\ln Z(\alpha, \beta) = \int_0^{\alpha/\beta} g(\varepsilon) (\alpha - \beta \varepsilon) d\varepsilon + \frac{\pi^2}{6\beta} g\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) + \frac{7\pi^4}{360\beta^3} g''\left(\frac{\alpha}{\beta}\right) + \dots \quad (1.27)$$

$Z(\alpha, \beta)$ denklem (1.24)'ün ters Laplace dönüşümünü verir:

$$\omega_A(E) = \frac{1}{(2\pi i)^2} \int \int_{-i\infty}^{+i\infty} Z(\alpha, \beta) e^{(-\alpha A + \beta E)} d\alpha d\beta \quad (1.28)$$

Bu, formdaki üçüncü yaklaşık değere yol açar.

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial \alpha} \ln Z - A &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z - E &= 0\end{aligned}\quad (1.29)$$

Bu yaklaşımı kullanarak:

$$\omega_A(E) = \frac{Z(\alpha_0, \beta_0)}{2\pi|D|^{\frac{1}{2}}} e^{(-\alpha_0 A + \beta_0 E)} \quad (1.30)$$

$$D = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \ln Z & \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \beta} \ln Z \\ \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \beta} \ln Z & \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \ln Z \end{vmatrix}_{(\alpha=\alpha_0, \beta=\beta_0)} \quad (1.31)$$

Tek gövdeli bir Hamiltoniyen için taban durumu Fermi enerjisine kadar tek parçacık seviyelerini doldurdu.

$$\begin{aligned}A &= \int_0^{\varepsilon_F} g(\varepsilon) d\varepsilon \\ E_0 &= \int_0^{\varepsilon_F} \varepsilon g(\varepsilon) d\varepsilon\end{aligned}\quad (1.32)$$

Eğer $g(\varepsilon)$ yeterince sabit bir fonksiyon olsaydı, türevleri göz ardı edilebilir ve eyer noktası için bu ifadeler yazılabilirdi:

$$\begin{aligned}A &= \int_0^{\alpha/\beta} g(\varepsilon) d\varepsilon \\ E_0 &= \int_0^{\alpha/\beta} \varepsilon g(\varepsilon) d\varepsilon + \frac{\pi^2}{6\beta_0^2} g\left(\frac{\alpha_0}{\beta_0}\right)\end{aligned}\quad (1.33)$$

Denklem (1.32) ve (1.33)'ü karşılaştırsak:

$$\varepsilon_F = \frac{\alpha_0}{\beta_0} \quad \& \quad E_x = E - E_0 = \frac{\pi^2}{6\beta_0^2} g\left(\frac{\alpha_0}{\beta_0}\right) \quad (1.34)$$

Böylece denklem (1.28):

$$\omega_A(E_x) = \frac{1}{E\sqrt{48}} e^{2\sqrt{\frac{\pi^2}{6}g(\varepsilon_F)E_x}} \quad (1.35)$$

Bu tez boyunca geleneksel seviye ve durum tanımı kullanılacaktır, bu da tanım olarak bir durumun J spini olan bir seviye için z yönünde spin projeksiyonudur. Böylece, her seviye için $(2J + 1)$ projeksiyonlar veya durumlar olacaktır.

Bethe formuna ulaşmak için nötronların ve protonların tek parçacık durumlarının ayrı ayrı tanımlanması, $g_p(E)$ ve $g_n(E)$ enerji ölçeğinin kaydırılması gerekir, böylece ölçeğin sıfır taban durumu enerjisi, E_0 ile çakışır ve tanımlanır.

$$a = \frac{\pi^2}{6} [g_p(\varepsilon_{pF}) + g_n(\varepsilon_{nF})] \quad (1.36)$$

Bu nedenle, Bethe denkleminin türetilmesinde dört yaklaşım vardır; en önemlileri tek gövdeli Hamiltonian ve sürekli tek parçacık spektrumudur.

Bethe açıklaması seviye yoğunluğu hesaplamalarının başlangıç noktasıdır, ancak gerçek sistemler için gerçekçi tek parçacık durumlarını, iki gövdeli etkileşimleri vb. hesaba katmak için sistem modifikasyonları yapılmalıdır.

Bethe açıklaması şüphesiz seviye yoğunluğu için kompakt bir analitik ifade verir, ancak Bethe'nin bu soruna odaklandığı zaman bilgisayarların icat edilmediği unutulmamalıdır. Bu nedenle, analitik ifadelere ulaşmak için yaklaşık değerler gereklidir. Ancak, bilgi işlem gücünün katlanarak arttığı bu çağda çekirdekler için gerçekçi hesaplamalar yapılmaya çalışılmalıdır. Örneğin, 1964'te Weidenmüller seviye yoğunluklarında genişliklere sahip seviyelerin sonucunun ne olacağı sorusunu sordu [37]. O, seviye yoğunluğu hesaplamasının sadece dar genişliğe sahip seviyeleri içermesi gerektiğini savundu. Bu, bileşik çekirdeğin kendisinden daha kısa ömür süresine sahip seviyelerin, bu çekirdeğin seviye yoğunluğunun hesaplanması için dikkate alınmaması gerektiği anlamına geliyordu. Ayrıca, çok sayıda düşük enerji seviye yoğunluğu ölçümü Fermi gaz modeline uygun olsada, daha yüksek uyarıma enerjilerinde ($\geq 100 \text{ MeV}$) geçerliliğini incelemek için nispeten az sayıda

test olduğunu belirtmek önemlidir. 100 MeV'in üzerindeki seviye yoğunluklarının enerji bağımlılığı Grimes tarafından incelendi ve standart Fermi-gaz modelinden sapmaların 100 MeV'in ötesinde hızla büyüdüğünü ve 200 MeV'in üzerindeki birçok büyüklük sırasına ulaştığını gösterdi [38].

Bu çalışma şimdiye kadar yapılan çalışmalarda nadiren kullanılan birkaç girdiyi içeriyor. Bunlar iki cisim etkileşimleri ve tek parçacık seviyelerinin belirli genişliklerinin kullanılmasıdır. Bu kavramlar yeni değildir, ancak nadiren iki nedenden dolayı kullanılırlar:

1. Düşük uyarma enerjilerinde (\sim deneysel ölçümlerin genellikle yapıldığı onlarca MEV) Fermi-gaz modeli yeterince iyi bir açıklama verdiği için.
2. Hesaplamalar bu faktörler göz önüne alındığında çok daha karmaşık hale geldiği için.

1.7. Fermi Gaz Modeli

Bu model, seviye yoğunluğunun değerlendirilmesi için kullanılan en basit modeldir. Model bir çekirdeğin nükleer hacim alanında serbestçe hareket eden ve parçacıklı durumların enerjide eşit uzaklıkta olduğunu varsayan Fermi gaz yaklaşımına dayanmaktadır. Gaz taban durumunda dejeneredir, bu nedenle tüm parçacıklar Pauli prensibine göre sadece en düşük seviyeleri dolduracaktır. Böyle bir tanıma sahip sistemde seviye yoğunluğu [39]:

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi} \exp(2\sqrt{a(U-\delta)})}{12a^{\frac{1}{4}}\sigma(U-\delta)^{\frac{5}{4}}} \quad (1.37)$$

Burada a seviye yoğunluk parametresi, δ enerji değişimi, U çekirdeğin uyarma enerjisi ve σ spin kesme parametresidir ve şu şekilde tanımlanır:

$$\sigma^2 = 0.089A^{\frac{2}{3}}\sqrt{a(U-\delta)} \quad (1.38)$$

Burada A nükleonların sayısıdır. Seviye yoğunluğu parametresi şu şekilde ifade edilebilir:

$$a = \frac{\pi^2}{6}g \quad (1.39)$$

Burada g Fermi seviyesindeki tek parçacıklı seviye yoğunluğudur. Fermi gaz modeli için seviye yoğunluğu denkleminde nükleer sıcaklık şu şekilde belirlenebilir:

$$t = \sqrt{\frac{U - \delta}{a}} \quad (1.40)$$

Bu modeldeki ana zorluk, seviye yoğunluk parametresinin belirlenmesidir. Seviye yoğunluk parametresinin olması gereken formu hakkında bir dizi fikir vardır. Fikirlerden bazıları şunlardır:

- Seviye yoğunluk parametresinin en popüler açıklaması çekirdek sayısı A açısından verilmiştir.

$$a = \alpha A \quad (1.41)$$

Rohr denklem 1.41'deki forma bir uzaklık sağlayarak a 'yı parametreleştirdi [40].

$$a = 0.071A + V \quad (1.42)$$

$A \leq 38$ için	$V = 1.64$	(1.43)
$38 < A \leq 69$ için	$V = 3.74$	
$69 < A \leq 94$ için	$V = 6.78$	
$94 < A < 170$ için	$V = 8.65$	
$A \geq 170$ için	$a = 0.108A + 2.4$	

Bu model nötron rezonans sayımından elde edilen sonuçlara dayanmaktadır.

- Al-Quraishi, isospin katkısı değiştiğinde veya çekirdekler nükleer kararlılık hattından uzaklaştıkça bir a 'nın olması gerektiği olasılığını değerlendirdi [41, 42]. Al-Quraishi sistematığı denklemler (1.44) ve (1.45) olarak verilmiştir.

$$a = \frac{\alpha A}{\exp[\beta(N - Z)^2]} \quad (1.44)$$

Burada $\alpha = 0.1062$, $\beta = 0.00051$.

$$a = \frac{\alpha A}{\exp[\gamma(N - Z)^2]} \quad (1.45)$$

Burada $\alpha = 0.1068$, $\gamma = 0.0389$.

$$Z_0 = \frac{0.5042A}{1 + 0.0073A^{\frac{2}{3}}} \quad (1.46)$$

Denklem (1.44) izospin'in seviye yoğunluğu üzerindeki etkisini açıklıyor; N nötronları ve Z protonları olan bir çekirdek için minimum izospin değeri şu şekilde verilmiştir:

$$T_{min} = \left| \frac{N - Z}{2} \right| \quad (1.47)$$

T_{min} ne kadar yüksekse, toplam seviye sayısı o kadar düşük olur. Hafif çekirdekler için düşük enerjideki seviye sayısı bir $T_z = 0$ ($N = Z$) çekirdeği için aynı A 'nın $T_z = \pm 1$ ($N = Z \pm 2$) çekirdeğinden daha büyüktür. Bunun nedeni $T_z = \pm 1$ çekirdeğinin $T = 0$ seviyelerine sahip olamamış olmasıdır. Benzer şekilde $|T_z| \geq 2$ ile çekirdeklerin seviye yoğunlukları, aynı A 'nın $T_z = \pm 1$ veya 0 çekirdeğinden daha küçüktür. Gözlemler denklem (1.44)'i destekliyor. Denklem (1.45) nükleer kararlılık hattından uzaklaştıkça seviye yoğunluğunun azalmasının beklendiğini belirtiyor. Z_0 , A kütle sayısının beta-kararlı çekirdeği için yaklaşık atom numarasıdır; eşleme terimi olmadan çekirdek kütlelerinin belirlenmesi için yarı ampirik formülden türetilmiştir. Yarı ampirik kütle formülü şu şekilde verilmiştir:

$$M(Z, A)c^2 = ZM_p c^2 + (A - Z)M_n c^2 - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} \quad (1.48)$$

Burada $M(Z, A)c^2 =$ Durgun nükleer kütle enerjisi

$M_p c^2 =$ protonun durgun kütle enerjisi = 938.280 MeV

$M_n c^2 =$ nötronun durgun kütle enerjisi = 939.573 MeV

$a_v =$ hacim terimi katsayısı

$a_s =$ yüzey terimi katsayısı

$a_c =$ kolumb terimi katsayısı

$a_a =$ asimetri terim katsayısı

Katsayılar için tercih edilen değer kümesi [43]: $a_v = 15.56$ MeV, $a_s = 17.23$ MeV, $a_c = 0.697$ MeV, $a_a = 23.285$ MeV.

Form (1.45) çok geniş seviyeleri dışlamak için seviye yoğunluğunu kesmenin etkilerini inceleyen makalelerle desteklenmektedir [44, 45]. Her iki form (1.44) ve (1.45), (1.42) formundan daha düşük χ^2 değerini verdi, ancak form (1.44) için, (1.45) için olduğundan daha küçüktü. Al-Quraishi tarafından yapılan çalışmalar, düşük enerji seviyelerinin sayımına dayanıyordu.

1.8. Gilbert Cameron Modeli

Gilbert-Cameron modeli iki seviye yoğunluk modelinin bir kombinasyonudur: sabit sıcaklık modeli ve Fermi gaz modeli [46]. Sabit sıcaklık modeli, Fermi gaz modelinin kullanıldığı belirli bir uyarma enerjisine kadar olan seviye yoğunluklarını değerlendirmek için kullanılır. Bu modelin en zorlu yönü, modelin sabit sıcaklık modelinden Fermi gaz modeline geçeceği geçiş enerjisini belirlemektir.

1.9. Hartree Fock Modeli

Bu model mikroskobik istatistiksel modele dayanır. İstatistiksel hesaplamalar taban durum yapısının özelliklerinin deforme olmuş Hartree Fock tahminleri kullanılarak gerçekleştirilir. Kabuk etkilerinin tutarlı bir şekilde işlenmesini, eşleştirme korelasyonlarını, deformasyon etkilerini ve kolektif uyarımları içerir [47]. Küresel çekirdekler için seviye yoğunluğu şu şekilde verilmiştir [48]:

$$\rho_{sph}(U, J) = \frac{2J + 1}{2\sqrt{2\pi^3}} e^{-J(J+1)/(2\sigma^2)} \omega(U), \quad (1.49)$$

Deforme olmuş çekirdekler için:

$$\rho_{def}(U, J) = \frac{1}{2} \sum_{K=-J}^J \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-[J(J+1)/(2\sigma_{\perp}^2) + K^2(1/\sigma^2 - 1/\sigma_{\perp}^2)/2]} \omega(U) \quad (1.50)$$

Burada σ spin kesme parametresi, σ_{\perp} ise dik spin kesme parametresidir ve ataleti dik moment ile ilişkilidir. J toplam açısai momentum ve $\omega(U)$ seviye yoğunluğudur.

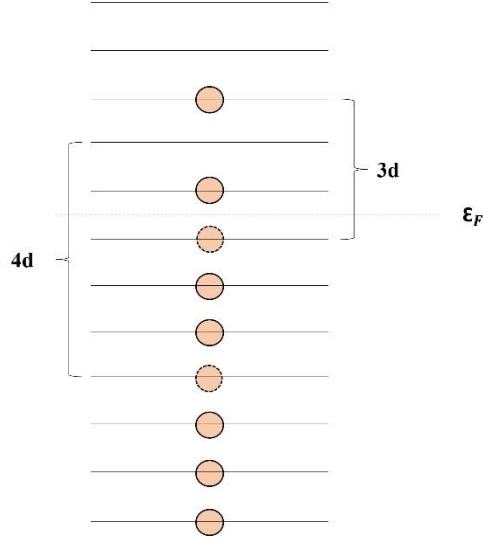
1.10. Moment Yöntemi

Hartree-Fock yöntemi, taban durumu enerjisinin hesaplanmasında iki cisim kuvvetini içeriyordu. Bu yöntem ise eşleştirme kuvvetini içeriyor ve taban durumunda kolektif bantlar oluşturmak için kolektif durum bilgilerini kullanıyor. Enerji momentlerini kullanan alternatif bir yaklaşım, iki cisim kuvvetinin tam dahil edilmesiyle tam seviye yoğunluğunu hesaplayabilir. Moment yönteminin kabuk modeli ile benzerlikleri vardır, ancak onun da ötesindedir. Hesaplama, değiştirilmiş bir kabuk model kodu ile yapılıyor [49]. Z protonları ve N nötronları seviyelerin rastgele bir sayı üretici işgalidir. Kod ardışık olarak $H|\psi\rangle$ ve $H^2|\psi\rangle$ 'yi oluşturur. Burada H hamiltonian ve $|\psi\rangle$ orijinal vektördür. Boşluk çapraz olmadığından, H 'nin her uygulaması çekirdek sayısına bağlı olarak vektör işaretinin 25 ila 50 oranında çoğalmasına neden oluyor. Kod $|\psi\rangle$, $H|\psi\rangle$, $H^2|\psi\rangle$ ürünlerinden, nokta ürünü $\langle\psi|H|\psi\rangle$, $\langle\psi|H^2|\psi\rangle$ ve $\langle\psi|H^3|\psi\rangle$ 'yi hesaplar. Daha sonra H ve H^2 'yi uygulayarak $H^3|\psi\rangle$ 'yi hesaplar, ancak yalnızca $H^2|\psi\rangle$ 'de zaten bulunan Slater determinantlarını tutar. Bu, $\langle\psi|H^2$ 'nin $H^3|\psi\rangle$ ile noktalanarak $\langle\psi|H^5|\psi\rangle$ hesaplanmasına izin verir. Fakat kesilme nedeniyle, $\langle\psi|H^6|\psi\rangle$ 'yi hesaplanamıyor. Kesilme hesaplama süresini makul tutmak için gereklidir. Vektör $|\psi\rangle$ 'nin gücü daha sonra Grimes ve Massey tarafından önerilen bir prosedür kullanılarak hesaplanmıştır [50]. İşlem daha sonra 10^8 ila 10^{10} kez tekrarlanmıştır. Bu, daha çok Slater determinantının toplam gücünün hesaplanmasını sağlıyor. Bu da daha sonra uygun toplam mukavemete yeniden normalleştirilebilir (genellikle 10^{12} ila 10^{16}). Testler 10^8 veya daha fazla örnekleme için iyi bir yakınsama sağladığını göstermiştir. Bu ve ilgili bazı yaklaşımları kullanan bazı sonuçlar yayımlanmıştır [51, 52, 53]. Şu anda hesaplamalar hala uzun ve genel kullanımda değildir. İki cisim kuvvetinin ayrıntıları hakkında öğrenildikçe bu yöntemler tam iki cisim kuvvetinin nükleer seviye yoğunluğu üzerindeki etkilerine bakmak için benzersiz bir fırsat sağlamalıdır.

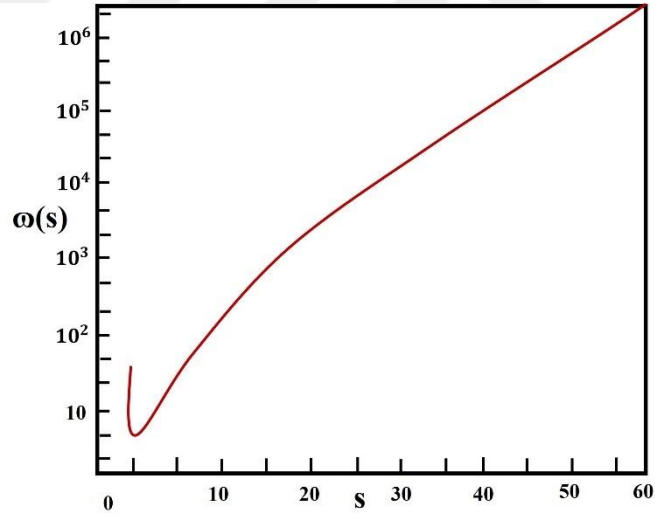
1.11. Kombinasyonel Metod

Kombinasyonel yaklaşım, seviye yoğunluğunun tanımıyla önerilmektedir. Etkileşime girmeyen Fermiyonların sistemi için bu yöntem, çekirdeğin sistemin sabit bir enerjisi için mevcut tek parçacık seviyeleri arasında dağıtılabildiği yöntemin sayısını bulmak anlamına gelir. Kombinasyonel yöntemi göstermenin basit bir yolu, eşit d aralıklı parçacık düzeyleri arasında dağıtılan tek bir tür bağımsız Fermion kümesini dikkate almaktır [54]. Bu sistemin uyarılmış durumları her zaman d , sd tamsayı katlarında görünür. Uyarma enerjisinde 0 sistemi sadece bir duruma sahiptir. Taban durumu, enerjisi $1d$ 'de olan bir Fermionun en yüksek enerji seviyesinden bir sonraki daha yüksek enerji seviyesine uyarılmasıyla üretilir. Diğer uyarılmış durumların hepsi dejeneredir. Örneğin, $2d$ enerjisinde iki durum vardır. Biri parçacığı en yüksek enerjide iki adımda ve diğeri parçacığı sonraki en yüksek seviyede iki adımda uyararak bir delik oluşturabilir. Şekil 5'te iki Fermion'un uyarıldığı ve iki delik yaratıldığı $7d$ uyarılmasında böyle bir sistemin tipik bir konsülasyonunu görüyoruz. Uyarmadaki durumların sayısı sd 'nin bir fonksiyonu olarak Şekil 6'da gösterilmiştir. Bu sorunun kesin çözümü Eylem tarafından elde edilmiş ve tablo haline getirilmiştir [55]. Birkaç yazar sınırlı hesaplamalarda bu yöntemi kullanmıştır [56, 57, 58]. Hillman ve Grover tarafından da çok uzun bir hesaplama yapılmıştır [59]. Hesaplamalarında tüm olası yapılandırmalar basit bir numaralandırma ve sınıflandırma yöntemi ile elde ediliyor. Yapılandırmalar tek parçacık düzeylerinin her birinin işgal sayısının izin verilebilen tüm değerleri üzerinden ayarlayarak oluşturuluyor. Düzeyler daha sonra parçacık numarası, enerji ve açısal momentum (ve muhtemelen diğer kuantum numaraları) açısından sıralanıyor ve eşleştirme etkileşimi dikkate alınıyor.

Böyle bir prosedür tam bir seviye sayımı yapma avantajına sahiptir. Ayrıca, bu prosedür açısal momentum, parite, boşluk parametresi ve bunun gibi çeşitli miktarlarda ayrıntılı dağılımlar elde etme avantajına sahiptir. Tipik olarak kapalı bir kabuktan uzak ağır bir çekirdekte, nötron bağlama enerjisindeki seviye yoğunluğu 10^6 seviye/MeV seviyesinde olabilir.



Şekil 5. Belirli parçacıklardan oluşan aralıklı bir Fermi sistemi için tipik uyarılmış konfigürasyon. $7d$ 'nin uyarma enerjisinde iki parçacık uyarılır ve iki delik oluşturulur.



Şekil 6. Eşit mesafeli tek parçacık seviyelerine sahip bir tür parçacıktan oluşan bir Fermi sistemi için birim tek parçacık aralığı $\omega(s)$ başına tam seviye yoğunluğu ve aralık birimlerinde uyarma enerjisi s .

1.12. Bölüm İşlevi Yöntemi

Bu yöntem genelliği ve esnekliği nedeniyle istatistiksel mekanikte klasik bir araç haline gelmiştir. Çekirdeğin nötron ve proton sayılarının N ve Z , enerjisinin E ile tanımlayalım. Böylece sistemin istatistiksel özellikleri büyük bölme işlevinden bulunur:

$$Z(\alpha_N, \alpha_Z, \beta) = \sum_{N,Z,E} \exp(\alpha_N N + \alpha_Z Z - \beta E) \quad (1.51)$$

Burada $\alpha_N, \alpha_Z, \beta$ parçacık numaraları ve enerjisiyle ilişkili Lagranj çarpanlarıdır. Özellikle anlamlı olan miktar $t = \frac{1}{\beta}$ genellikle istatistiksel sıcaklık olarak biliniyor.

Toplam N nötron ve Z protonlu tüm çekirdekler E enerji özdeğerler üzerindedir. Enerji özdeğerlerinin toplamı integral ile değiştirilebilir.

$$Z(\alpha_N, \alpha_Z, \beta) = \sum_{N,Z} \int \omega(E, N, Z) \exp(\alpha_N N + \alpha_Z Z - \beta E) dE \quad (1.52)$$

$\omega(E, N, Z)$ seviye yoğunluğunu temsil eder. Yukarıdaki denklemde büyük bölüm fonksiyonu seviye yoğunluğunun bir Laplace dönüşümü olarak kabul edilebilir. Denklem (1.52)'nin bir etkileşim olmayan Fermionlar sistemi durumunda ters çevrilmesi için bir yöntem Williams tarafından tanımlanmıştır. Bu yöntem, sonlu bir sıra bölme işlevinin katsayılarını hesaplamak için tekrarlama ilişkilerini kullanır ve tam seviye yoğunluğunu verir. Yöntem tek parçacık seviyeleri üzerinden toplamlar olarak ifade edilebilen kuantum sayılarını hesaba katmak için genelleştirilebilir. Seviye yoğunluğunu sağlayan daha genel bir yöntem, denklem (1.52)'nin ters Laplace dönüşümünden elde edilir:

$$\omega(E, N, Z) = \frac{1}{(2\pi i)^3} \oint d\alpha_N \oint d\alpha_Z \oint d\beta e^S \quad (1.53)$$

Burada $S = \ln Z(\alpha_N, \alpha_Z, \beta) - \alpha_N N - \alpha_Z Z + \beta E$ 'dir. Yukarıdaki kontur integralleri Darwin-Fowler integralleri olarak da biliniyor. Şimdiye kadar hesaplamaya getirilen tek yaklaşım, seviye yoğunluğunun sürekli bir işlev olarak kabul edildiği sürekli yaklaşımdır. Ancak, yöntemin genelliği, denklem (1.53) integrallerinin bir yaklaşımdan ortaya çıkar. İntegrant'ın konumu denklemlerle tanımlanan bir eyer noktası olduğu gösterilebilir:

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha_N} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial \alpha_Z} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial \beta} = 0 \quad (1.54)$$

$$\frac{\partial [\ln Z(\alpha_N, \alpha_Z, \beta)]}{\partial \alpha_N} = N, \quad \frac{\partial [\ln Z(\alpha_N, \alpha_Z, \beta)]}{\partial \alpha_Z} = Z, \quad \frac{\partial [\ln Z(\alpha_N, \alpha_Z, \beta)]}{\partial \beta} = -E \quad (1.55)$$

Bu noktadan geçmek için entegrasyon yolu seçilebilir. Eyer noktası hakkında bir Taylor serisinde üs S'yi genişleterek ve sadece kuadratik terimleri koruyarak, denklem (1.53) integralleri aşağıdaki sonucu verir:

$$\omega(E, N, Z) = \frac{\exp S}{(2\pi)^{3/2} D^{1/2}} \quad (1.56)$$

D $\ln Z(\alpha_N, \alpha_Z, \beta)$ ikinci türevlerinin Lagrange çarpanları $\alpha_N, \alpha_Z, \beta$ ile ilgili olarak 3x3 bir belirleyicisidir. Denklem (1.56)'da yer alan tüm miktarlar eyer noktasında değerlendirilmelidir.

Böyle bir yaklaşım faktöriyel değerlendirilmesi için Stirling yaklaşımına karşılık gelir ve doğruluğu seviye yoğunluğun kendi büyüklüğüne bağlıdır. Yöntemin işlevselliği sorunun sınır koşullarının ortaya çıkış şeklinde de oldukça belirgindir ve denklem (1.55)'de eyer noktasının tanımlandığı yerde çok basit bir şekilde görünürler.

1.13. Eşit Uzaklık Modeli

Bu modelde daha önce kombinasyonel yöntemde kullanılan aynı sistem bölüm fonksiyonu yönteminde kullanılmaktadır [36].

$$\omega(U) = \frac{\exp \left\{ 2 \left(\frac{\pi^2}{6} g_0 U \right)^{1/2} \right\}}{\sqrt{48U}} \quad (1.57)$$

$g_0 = d^{-1}$ 'in tek partikül seviyesinin yoğun olduğu durumlarda üretilir. Şekil 6'daki katı düzgün eğriyi veren (2-7), Euler'in özyineleme formülü ile elde edilen tam seviye yoğunluğun son derece iyi bir yaklaşımını temsil eder [55]. Uyarma enerjisi ile seviye yoğun-

luğu arasındaki ilişki, uyarma enerjisi ile istatistiksel sıcaklık arasındaki basit ilişkiden kaynaklanmaktadır.

$$U = \frac{\pi^2}{6} g_0 t^2 \quad (1.58)$$

İki fermiyonlu sistemde seviye yoğunluğu için daha gerçekçi bir ifade elde edilebilir. Eğer eşit uzaklık aralıkları d_n ve d_p ise, nötronlar ve protonlar için sırasıyla, ortalama toplam Fermion seviyesi yoğunluğu $g_0 = d_n^{-1} + d_p^{-1} = g_n + g_p$ ve iki tür parçacıktan (nötron ve proton) oluşan bir sistemin toplam seviye yoğunluğu yaklaşık olarak analitik formda:

$$\omega(U) = g_0 \left(\frac{g_0^2}{4g_n g_p} \right)^{1/2} \frac{(6)^{1/4} \exp \left\{ 2 \left(\frac{\pi^2}{6} g_0 U \right)^{1/2} \right\}}{12 (g_0 U)^{5/4}} \quad (1.59)$$

Nötron ve proton tek parçacık seviyesi yoğunluğu arasındaki fark ihmal edilirse, $g_n \approx g_p$ olur. Bu yaklaşım da eşit uzaklık modeli seviye yoğunluğu için son derece basit bir ifadeyi verir. Bu seviye yoğunluğu enerjiye göre $\exp 2(aU)^{1/2}$ şeklinde değişmelidir. Burada $a = \frac{\pi^2 g_0}{6}$ bir sabittir. Yukarıdaki ifadelere göre bu modelin sadece yüksek uyarma enerjilerinde geçerli olduğu vurgulanmalıdır.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Tam Bir Tekrarlayan Yaklaşım

Bizim amacımız standart fortran90 kullanılarak geliştirilen ve tekrarı açıkça kodlamamıza olanak tanıyan bir programda seviye yoğunluklarını hesaplamaktır. Seviye yoğunlukları matematiksel olarak kesin bir yöntem kullanılarak gerçekçi tek parçacık düzeyi şemalarından elde edilir [60].

Etkileşimsiz bir sistem için bölümlenme fonksiyonu $Z(x, y)$ 'e ait enerji seviyelerini işgal eden fermiyonlar bir kümeyle $\{\varepsilon_i\}$ olarak yazılabilir.

$$Z(x, y) = \prod_{i=1}^{\infty} (1 + xy^{\varepsilon_i}) = \sum_{N, E=0}^{\infty} \omega(N, E) x^N y^E \quad (2.1)$$

Bu katsayılar bir N-parçacık sisteminin seviye yoğunluğuna eşittir. Sonsuz bir ürün ile sonsuz toplam arasındaki ilişkiyi göz önünde bulundurmak yerine, sonlu bir sıra bölümlenme fonksiyonu $Z_m(x, y)$ ve $\omega_m(N, E)$ durumlarının sonlu sıra yoğunluğunu tanımlayabiliriz.

$$Z_m(x, y) = \prod_{i=1}^m (1 + xy^{\varepsilon_i}) = \sum_{N=0}^m \sum_{E=0}^{\varepsilon_k} \omega(N, E) x^N y^E \quad (2.2)$$

Burada $\omega_k(0, 0) = 1$. Limit $Z_m(x, y)$, $Z(x, y)$ 'e yaklaşıyor. Tekrarlama ilişkisinin Z_m ve Z_{m-1} katsayıları arasında olduğu belirgin olarak görülmektedir.

$$Z_m(x, y) = (1 + xy^{\varepsilon_m}) Z_{m-1}(x, y) \quad (2.3)$$

$$\omega_m(N, E) = \omega_{m-1}(N, E) + \omega_{m-1}(N - 1, E - \varepsilon_m) \quad (2.4)$$

E 'nin E_0 'dan küçük olduğu tüm değerlerde $\omega(N, E)$ sıfır olmalıdır.

$$E = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \quad (2.5)$$

Uyarma enerjisi $Q = E - E_0$ 'ı yeniden yazarak (2.4) denklemi için aşağıdaki sonucu bulabiliriz:

$$\omega_m(N, Q) = \omega_{m-1}(N, Q) + \omega_{m-1}(N - 1, Q + \varepsilon_N - \varepsilon_m) \quad (2.6)$$

Burada N , toplam uyarma enerjisi E 'nin taban durum üzerinde kuyuda fermiyon sayısını temsil eder. $\varepsilon_N - \varepsilon_m$ enerjisi N ve $(N - 1)$ sistemlerindeki taban durumu enerjileri arasındaki fark nedeniyle oluşur. Tekrarlayan yaklaşım indeksi m , m 'inci tek parçacıklı enerjii ifade eder. Tekrarlayan yaklaşım bağıntılarının benzer uygulamaları belirli sayıda uyarılmış parçacık veya deliğin yoğunluklarını hesaplamak için kullanılır ve bu sonuçlar daha sonra katlanarak parçacık deliği seviye yoğunluklarını verir. Parçacık ve deliklerin ω yoğunluğunu bir tür fermiyon gibi yazmak için, biz E_f 'den (Fermi enerjileri ε_N ve ε_{N+1} arasında bir yerde bulunan) elde edilen tek parçacık(delik) enerjilerini parçacık durumları E_f (bu durumda E_f 'i ε_N 'e eşit seçtik) Fermi enerjisinin üzerinde ve delik durumları Fermi enerjisinin altında olana kadar ölçmeliyiz.

$$E_i^{parçacık} = \varepsilon_{i+N} - E_f \quad (2.7)$$

$$E_i^{delik} = E_f - \varepsilon_{N-i+1} \quad (2.8)$$

Denklem (2.4)'e analogi olarak uyarma enerjileri $Q^{parçacık}$ ve Q^{delik} için tekrarlama bağıntıları vardır.

$$\omega_i(P, Q^{parç}) = \omega_{i-1}(P, Q^{parç}) + \omega_{i-1}(P - 1, Q^{parç} + \varepsilon_i^{parç}) \quad (2.9)$$

$$Q^{parç} = E^{parç} - E^{parç} \quad (2.10)$$

$$\omega_j(H, Q^{delik}) = \omega_{j-1}(H, Q^{delik}) + \omega_{j-1}(H - 1, Q^{delik} + \varepsilon_j^{delik}) \quad (2.11)$$

Bir çekirdekte gözlemlenen uyarılmış parçacıkların durumu, parçacıklar ve deliklerin Fermi enerjisi E_f 'ten hedef Fermi enerji E_R 'e kadar sınıflandırılması için referans enerjisinin değiştirilmesiyle elde edilebilir. Bu da bileşim sisteminin nasıl oluştuğuna bağlıdır. Çünkü E_f ve E_R arasındaki durumların sayısı uyarıcı parçacıklarının sayısına eşittir.

$$\Delta(P) = E_0^{parçacık}(P) - E_0^{parçacık}(P-1) = \begin{cases} 0 & P \geq P^{incid} \\ \varepsilon_p^{parçacık} & P < P^{incid} \end{cases} \quad (2.12)$$

Bir $P - H$ yapılandırmasının seviye yoğunluğu tüm enerji bölümlerinin toplamını verir (tekrarlama sayısal olarak gerçekleştirildiğinden enerji değişkeni uygun büyüklükteki kutularda ayrıştırılmalıdır).

$$\omega(P, H, Q) = \sum_{U=0}^Q \omega(P, U)\omega(H, Q - U) \quad (2.13)$$

İki tür parçacık içeren bir sistemin seviye yoğunluğunu hesaplamak için, proton ve nötron sistemleri bağımsızsa (burada olduğu gibi) büyük bölme fonksiyonunun nötron ve proton faktörlerinin bir ürünü olduğunu belirtmek gerekir. Bu durumda kompozit sistemin seviye yoğunluğu iki sonsuz serinin Cauchy ürün katsayılarının formülünden elde edilebilir.

$$\omega(N, Z, Q) = \sum_{U=0}^Q \omega(N, U)\omega(Z, Q - U) \quad (2.14)$$

Burada N ve Z nötron ve proton sayıları, Q sistemin uyarma enerjisi, $\omega(N, U)$ ve $\omega(Z, Q-U)$ nötron ve proton seviye yoğunlukları ve uyarma enerjisidir. Bilgisayar programı belirtilen çekirdek ve uyarma enerjisi için herhangi bir rasgele çift dejenere tek parçacık düzeyleri kümesinden kısmi ve toplam seviye yoğunluklarını hesaplamak için yazılmıştır. Gerçekçi çift dejenere enerji düzeyleri ya tutarlı Hartree- Fock hesaplamaları ya da basit bir Woods-Sakson veya harmonik osilatör potansiyel parametrelendirmesinden elde edilebilir.

2.2. Programın Yapısı

Ana programımız giriş veri dosyasını okuyan fortran 90 dilinde yazılmış bir sürücü dosyası olan *TotStade* programıdır. Bu sürücü dosya programı tek parçacık seviyelerinin bulunduğu alt program olan *SPL* programını okur. Daha sonra *ParStd*, *TotStd* alt program-

larını ayrı ayrılıkta veya aynı anda çağırır ve son olarak *OUTPUT* alt programını çağırarak sonuçların çıktısını üretir.

```

Enter Nucleus For This RUN of DENSIDAD =>  ni60_.inp
***** INPUT DATA *****

Ni-60 HFB SPECTRUM (PEZER)
spectrum bin width          ---->  .200
energy spectrum accuracy    ---->  .001
maximum excitation energy   Emax ----> 15.000
input spectrum file name    ----> Ni60.spe

calculates partial state density (2)
maximum quasiparticle number :          6
calculates total state density (2)
***** INPUT DATA END *****

-----
NEUTRON CALCULATION
-----

True Fermi Level Number= 16
Shifted Fermi Level Number= 16
Fermi Level Energy= 51.52900 MeV
Number of neutrons= 32

```

Şekil 7. Örnek çekirdek ^{60}Ni 'in seviye yoğunluğunun fortran 90 bilgisayar kodu ile yazılmış TotStade programı ile hesaplanmasının bir bölümü

2.3. Alt Programlar

SPL belirtilen giriş dosyasından verileri okuyarak veya giriş spektrumlarını düzelterek eşit uzaklıklı boşluk model spektrumu oluşturarak, seviye yoğunluk hesaplamalarında kullanılacak tek parçacık düzeyinde spektrumu hazırlar.

ParStd *P_recurisvP* (parçacıklar için) ve *P_recurisvH* (delikler için) çağırılan proton veya nötron sistemi parçacık deliği seviye yoğunluğunu hesaplar. Son olarak *MixConfig* alt programı parçacık ve delik konfigürasyonlarının katlanması için çağırılır.

MixConfig proton veya nötron sistemi için parçacık ve deliklerin uyarılmış durumlarının farklı kombinasyonları oluşturur ve daha sonra *ConfFold* alt programını çağırarak bu durumları katlar.

TotStd proton veya nötron sistemi için toplam seviye yoğunluğunu *P_recurisv* tekrarlamalı fonksiyon olarak adlandırır.

ConfFold verilen parçacık (delik) seviye sayısını veren olası tüm yukarı/aşağı kombinasyonlarından yapılandırmaları belirler.

OUTPUT hesaplanan seviye yoğunluklarının tablolarını üretir, toplam seviye yoğunluğunu üretmek için *FOLD* alt programını çağırarak varsa nötron ve proton seviye yoğunluklarının erişimini gerçekleştirir. Farklı enerji şebekesinde tablolanmış nötron ve proton seviye yoğunluğundan başlayarak bölme genişliği kullanılarak toplam seviye yoğunluğunu katlar.

2.4. Fonksiyonlar

Precursiv denklem (2.4)'e göre toplam seviye yoğunluğu için tekrarlayan bağıntıyı hesaplar.

PrecursivP denklem (2.9)'a göre parçacık seviye yoğunluğu için tekrarlayan bağıntıyı hesaplar.

PrecursivH denklem (2.11)'e göre delik seviye yoğunluğu için tekrarlayan bağıntıyı hesaplar.

HigestLevel en yüksek enerji tek parçacık düzeyinin indeksini belirler.

ThresholdEnergy parçacık (delik) konfigürasyonunun başlangıç enerjisini belirler.

QEnergyTooHigh parçacık veya delik uyarmasına karşılık gelen yapılandırmanın en yüksek enerjisini belirler. Belirli bir parçacık/delik konfigürasyonu, delikler için sonlu kuyu derinliği ve parçacıklar için Fermi enerjisi üzerinde mevcut tek parçacık seviyelerinin sınırlı miktarı tarafından dayatılan bir enerji limiti vardır. Daha sonra ekstra seviyeler oluşturularak düzeltilir.

GetTopLevel parçacık veya delik konfigürasyonu için Fermi enerji seviyesinden üst seviyeyi belirler.

DELTAU Strutinsky tek parçacık düzeyi şeması düzeltmesini gerçekleştirir [61].

DENS belirli bir enerjideki (*DELTAU* tarafından çağrılan) seviyelerin yoğunluğunu oluşturur.

EFFNUM belirli bir enerjide (*DELTAU* tarafından çağrılan) Fermi enerji seviyesi yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak parçacıkların sayısını hesaplar.

P5 hata fonksiyonu $ERF(X) = 1 - P5(x) * EXP(-X * X)$ (*DELTAU* tarafından çağrılan)

F_INDEX iki karakter sıralı dosya adı dönüştürmek için yardımcı işlevdir.

2.5. Giriş Kartları

Programa ücretsiz formatta giriş 4 satır gerektirir. Veri girişinin yapısı aşağıdaki gibidir:

1. satır: BAŞLIK

Çalışma başlığı (herhangi bir dize kabul edilir).

2. satır: *CalcKind, setXdist*

İlk tamsayı parametresi *CalcKind* hesaplama türünü belirler: 0 parçacık deliği seviye yoğunluğu, 1 toplam seviye yoğunluğu, 2 hem ikinci mantıksal parametre *setXdist* yanlış olarak ayarlanır. Eğer doğru olarak ayarlanırsa, Strutinsky tarafından hesaplanan ortalama aralık ile giriş tek parçacık seviye şemasının yumuşatma prosedürü giriş enerjisini eşit uzaklıkta yapar.

3. satır: *BWidth, BWidth1, Emax, nQPmin, nQPmax*

İlk *BWidth* parametresi seviye yoğunluğunu tablo haline getirmek için MeV'de istenen enerji depo genişliğidir. İkinci *BWidth1* parametresi tek parçacık seviyesi spektrumunun doğruluğudur. Üçüncü *Emax* parametresi bu hesaplamada izin verilen maksimum uyarma enerjisidir. *nQPmin, nQPmax* son parametreleri daha düşük ve daha yüksek kuazi-parçacık deliği seviye yoğunluğu, parçacık-delik seviye yoğunluğu hesaplanırsa dikkate alınacaktır (yani, eğer *CalcKind* = 0 veya *CalcKind* = 2). Mevcut sürümde *nQPmin* sabittir ve 1'e eşit olarak ayarlanmalıdır.

4. satır: SPENAME

Bu tek parçacık düzeyi spektrum dosya adıdır. Her çift dejenere tek parçacık seviyesi için enerji, spin ve pariteyi içerir (çalıştırılmış test dosyası Ni60.spe).

2.6. Çıkış Açıklaması

ni60_.inp giriş dosyasından başlayarak aşağıdaki çıktı dosyalarını elde ediyoruz:

ni60_.out ana çıktı dosyası: Sonuçlar, çalıştırmaya giriş verilerini özetleyen bir tabloyla başlar. Çıktı temelde izospin olarak bölünür. Nötron ve proton için aynı iki blok görüntülenir, bunlar Fermi seviye numarası ve buna karşılık gelen Fermi seviye enerjisi, tek bir parçacık uyarma için mümkün olan maksimum uyarma enerjisi ve nötron (proton) numarasını içerir. Seviye yoğunlukları sonuçları, çıktı dosyasının sonundaki tablolar şeklinde yazdırılır.

TOTAL STATE DENSITY (E, Total, Neutron, Proton)				SUM OF PARTIAL STATE DENSITY (E, Sum, Neutron, Proton)			
.20000	27.0	27.0	.0	.20000	.0	.0	.0
.40000	.0	.0	.0	.40000	.0	.0	.0
.60000	.0	.0	.0	.60000	.0	.0	.0
.80000	.0	.0	.0	.80000	.0	.0	.0
1.00000	.0	.0	.0	1.00000	.0	.0	.0
1.20000	.0	.0	.0	1.20000	.0	.0	.0
1.40000	24.0	24.0	.0	1.40000	.0	.0	.0
1.60000	200.0	200.0	.0	1.40000	32.0	32.0	.0
1.80000	.0	.0	.0	1.60000	.0	.0	.0
2.00000	.0	.0	.0	1.80000	.0	.0	.0
2.20000	.0	.0	.0	2.00000	.0	.0	.0
2.40000	.0	.0	.0	2.20000	.0	.0	.0
2.60000	.0	.0	.0	2.40000	.0	.0	.0
2.80000	330.0	330.0	.0	2.60000	6.0	6.0	.0
3.00000	90.0	90.0	.0	2.80000	162.0	162.0	.0
3.20000	.0	.0	.0	3.00000	.0	.0	.0
3.40000	.0	.0	.0	3.20000	.0	.0	.0
3.60000	.0	.0	.0	3.40000	.0	.0	.0
3.80000	.0	.0	.0	3.60000	.0	.0	.0
4.00000	.0	.0	.0	3.80000	.0	.0	.0
4.20000	280.0	280.0	.0	4.00000	.0	.0	.0
4.40000	24.0	24.0	.0	4.00000	144.0	144.0	.0
4.60000	.0	.0	.0	4.20000	80.0	80.0	.0
4.80000	.0	.0	.0	4.40000	.0	.0	.0
5.00000	.0	.0	.0	4.60000	.0	.0	.0
5.20000	.0	.0	.0	4.80000	.0	.0	.0
5.40000	535.0	535.0	.0	5.00000	.0	.0	.0
5.60000	613.0	613.0	.0	5.20000	.0	.0	.0
5.80000	.0	.0	.0	5.40000	110.0	110.0	.0
6.00000	.0	.0	.0	5.60000	32.0	.0	32.0
6.20000	.0	.0	.0	5.80000	.0	.0	.0
6.40000	.0	.0	.0	6.00000	.0	.0	.0
6.60000	.0	.0	.0	6.20000	.0	.0	.0
6.80000	3360.0	3360.0	.0				

Şekil 8. ^{60}Ni için elde edilen toplam seviye yoğunluğu ve kısmi seviye yoğunluğu toplamı

TotStd.dat toplam seviye yoğunluğunu içerir (bu tür bir hesaplama isteniyorsa, *CalcKind* = 1 veya 2 olmalı).

SumParStd.dat istenen maksimum parçacık deliği uyarı sayısına kadar olan parçacık deliği seviye yoğunluklarının toplamını içerir (bu tür bir hesaplama isteniyorsa, *CalcKind* = 0 veya 1 olmalıdır).

nni60_.xx.ph x parçacık x deliği durumları için nötron parçacık deliği seviye yoğunluğunu içerir.

pni60_.xx.ph x parçacık x deliği durumları için nötron parçacık deliği seviye yoğunluğunu içerir.

*.*spl* belirtilen tek parçacık düzeyinde dosya çözünürlüğünde parçacık deliği durumu yoğunluklarını içeren yardımcı dosyalar. Genellikle silinebilirler. İstenen maksimum parçacık deliği uyarı sayısı yeterince yüksekse, parçacık deliği uyarı sayısının toplam durum yoğunluğuna eşit olacaktır (test çalışmasında olduğu gibi). Bu özel durumda *CalcKind* = 0 seçeneğini seçerek en hızlı sonucu elde edebiliriz.

3. BULGULAR VE İRDELEME

Bu çalışmada bazı deforme çekirdeklerin nükleer seviye yoğunluklarını *TotStade* programını kullanarak hesapladık. Nükleer seviye yoğunluklarının deforme çekirdeklerin kararlılıkları hakkında bilgi verdiği görüşünü izleyerek Tablo 1’de verilen çekirdekler için hesaplamalar yaptık.

Tablo 1. İncelenen deforme çekirdekler

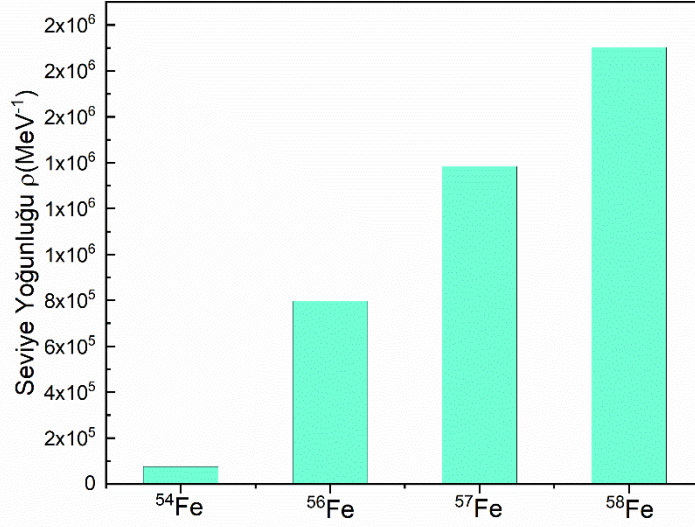
Demir	Titanyum	Krom	Nikel	Magnezyum	Silisyum	Potasyum	Kalsiyum
⁵⁴ Fe	⁴⁶ Ti	⁵⁰ Cr	⁵⁸ Ni	²⁴ Mg	²⁸ Si	³⁹ K	⁴⁰ Ca
⁵⁶ Fe	⁴⁷ Ti	⁵² Cr	⁶⁰ Ni	²⁵ Mg	²⁹ Si	⁴⁰ K	⁴² Ca
⁵⁷ Fe	⁴⁸ Ti	⁵³ Cr	⁶¹ Ni	²⁶ Mg	³⁰ Si	⁴¹ K	⁴³ Ca
⁵⁸ Fe	⁵⁰ Ti	⁵⁴ Cr	⁶⁴ Ni				⁴⁶ Ca

Deforme çekirdeklerin kararlı olanları arasında kıyaslama yaptığımızda, doğada bulunma oranlarına göre kararlılık sıralaması yapabiliyoruz. Bu durumda demir (Fe) deforme çekirdekleri için Tablo 2’deki gibi bir sıralama yapılabilir [62].

Tablo 2. Deforme demir çekirdekleri

Demir (Fe)	Doğada Bulunma Oranı
⁵⁶ Fe	%91,72
⁵⁴ Fe	%5,8
⁵⁷ Fe	%2,2
⁵⁸ Fe	%0,28

Tablo 2’deki oranlara göre doğada en çok bulunan ⁵⁶Fe deforme çekirdeği, demir çekirdekleri arasında en kararlısı olmalıdır. Aynı zamanda doğada bulunma oranı, kararlılık ile doğru orantılı olmalıdır. Bu görüş çerçevesinde yaptığımız nükleer seviye yoğunluğu hesaplarını incelediklerimizde kararlılık ile nükleer seviye yoğunluğu arasında bir ilişki olduğu sonucuna vardık.



Şekil 9. Deforme Fe çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları

Demir (Fe) için nükleer seviye yoğunluklarını incelediğimizde, nükleer seviye yoğunluklarının ⁵⁸Fe, ⁵⁷Fe, ⁵⁶Fe, ⁵⁴Fe sırasıyla azaldığını Şekil 9’da görüldüğü gibi hesapladık. Bu noktada seviye yoğunluğu en fazla olan ⁵⁸Fe çekirdeğinin bozunmaya en yakın çekirdek olduğu ve seviye yoğunluğunun en düşük olduğu ⁵⁴Fe çekirdeğinin bozunmaya en uzak çekirdek olduğu sonucuna vardık. Doğada bulunma oranlarıyla kıyasladığımızda bu görüşümüzün ⁵⁴Fe ve ⁵⁶Fe çekirdekleri arasında bir çelişki oluşturduğu görülmektedir. 1.3.2. bölümünde bahsettiğimiz nükleer kabuk modeline göre sihirli sayılar karşılaştığımız çelişkiyi gidermemizde yol gösterici oldu.

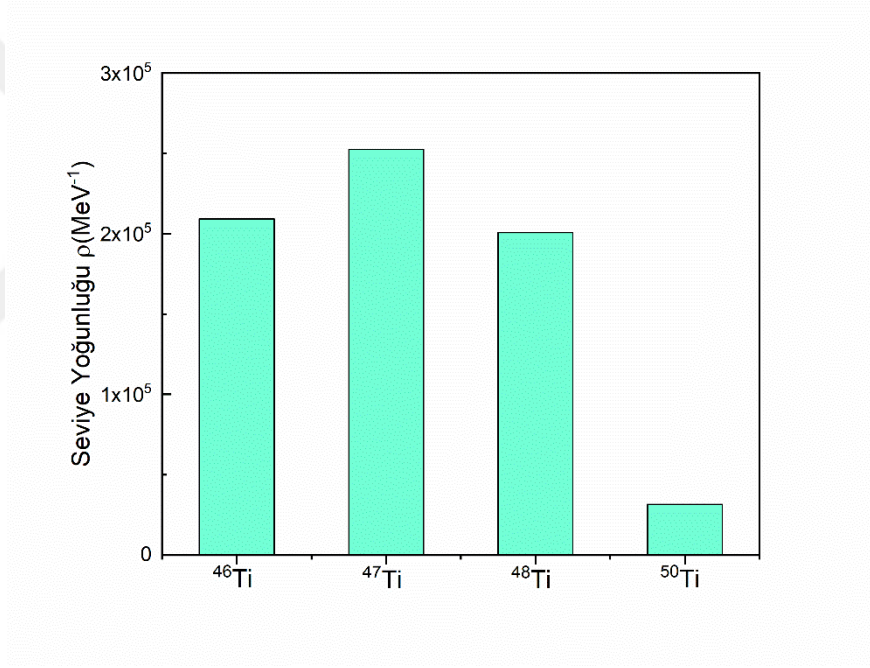
⁵⁴Fe çekirdeğinin 26 protona ve 28 nötrona sahiptir. 28 nötron sayısı bir sihirli sayıdır ve bu nedenle ⁵⁴Fe’ün ⁵⁶Fe’ya göre daha kararlı olma eğiliminin bu sihirli sayıdan kaynaklandığı sonucuna vardık. Bu sonucu diğer deforme çekirdeklere uyguladığımızda benzer şekilde, nükleer seviye yoğunluğu ile nükleer kararlılık arasındaki ilişkiyi açıklamada bize yardımcı olduğunu gördük.

Titanyum (Ti) deforme çekirdekleri için doğada bulunma oranları Tablo 3’te verilmiştir. Tablo 3’teki oranlara göre doğada en çok bulunan ⁴⁸Ti deforme çekirdeği, titanyum çekirdekleri arasında en kararlısı olmalıdır [62].

Tablo 3. Deforme titanyum çekirdekleri

Titanyum (Ti)	Doğada Bulunma Oranı
^{48}Ti	%73,8
^{46}Ti	%8
^{47}Ti	%7,3
^{50}Ti	%5,4

Bu doğrultuda yaptığımız nükleer seviye yoğunluğu hesaplamalarını incelediğimizde titanyum çekirdeği için şu sonuçlara vardık.



Şekil 10. Deforme Ti çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları

Titanyum çekirdeği için nükleer seviye yoğunluklarını incelediğimizde çıkan sonuçlardan görebiliriz ki, seviye yoğunlukları ^{47}Ti , ^{46}Ti , ^{48}Ti , ^{50}Ti sırasıyla azalıyor. Bu noktada doğada bulunma oranı ile kararlılığın doğru orantılı olması gerektiğini varsayarsak, ^{50}Ti çekirdeğinin bozunmaya en yakın çekirdek olduğunu ve ^{48}Ti çekirdeğinin bozunmaya en uzak çekirdek olduğunu gözlemlememiz gerekirdi. Fakat Şekil 10'da da görüldüğü üzere ^{50}Ti çekirdeği nükleer seviye yoğunluğu en az olan çekirdektir. Bu durumda en kararlı

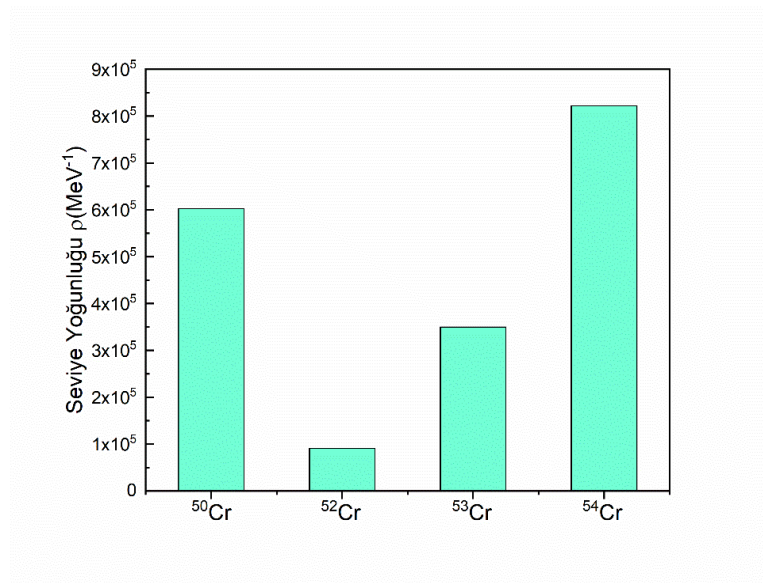
deforme titanyum çekirdeği ^{50}Ti olmalıdır. Ancak Tablo 3'te görüldüğü gibi doğada en çok ^{48}Ti çekirdeği bulunmaktadır. Ayrıca ^{50}Ti çekirdeği titanyum çekirdekleri arasında doğada en az bulunan çekirdektir. Bu çelişkiyi ^{50}Ti çekirdeğini incelediğimizde sihirli sayılar ile açıklayabiliyoruz. ^{50}Ti çekirdeği 22 proton ve 28 nötrona sahiptir. 28 nötron sayısı sihirli sayıdır ve nükleer kabul modeline göre kararlılığı artırır. ^{50}Ti çekirdeğinin nükleer seviye yoğunluğu sihirli sayıda nükleon içerdiği için daha düşüktür ve çekirdek daha karardır.

Tablo 4'te krom deforme çekirdekleri için doğada bulunma oranları verilmiştir.

Tablo 4. Deforme krom çekirdekleri

Krom (Cr)	Doğada Bulunma Oranı
^{52}Cr	%83,789
^{53}Cr	%9,501
^{50}Cr	%4,345
^{54}Cr	%2,365

Tablo 4'teki oranlara göre doğada en çok bulunan ^{52}Cr deforme çekirdeği, krom çekirdekleri arasında en kararlısı olmalıdır. Bu doğrultuda yaptığımız nükleer seviye yoğunluğu hesaplamalarını incelediğimizde krom çekirdeği için şu sonuçlara vardık.



Şekil 11. Deforme Cr çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları

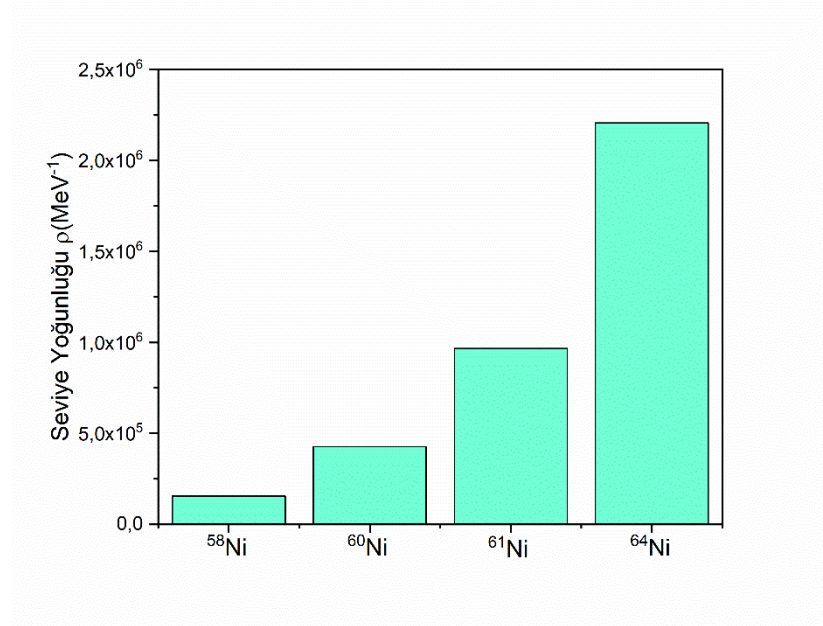
Grafiği incelediğimizde aldığımız sonuçlara göre, krom çekirdekleri için nükleer seviye yoğunluklarının ^{54}Cr , ^{50}Cr , ^{53}Cr , ^{52}Cr sırasıyla azaldığını gözlemledik. Bu noktada krom deforme çekirdeklerinin doğada bulunma oranları ile kararlılık arasında doğru orantı olduğunu ve nükleer seviye yoğunluğunun bu kararlılığı açıkladığını belirledik.

Ni deforme çekirdeklerinin doğada bulunma oranları sırasıyla Tablo 5'te gösterilmiştir.

Tablo 5. Deforme nikel çekirdekleri

Nikel (Ni)	Doğada Bulunma Oranı
^{58}Ni	%68
^{60}Ni	%26
^{61}Ni	%1
^{64}Ni	%0,9

Tablo 5'teki oranlara göre doğada en çok bulunan ^{58}Ni çekirdeği nikel çekirdekleri arasında en kararlısıdır.



Şekil 12. Deforme Ni çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları

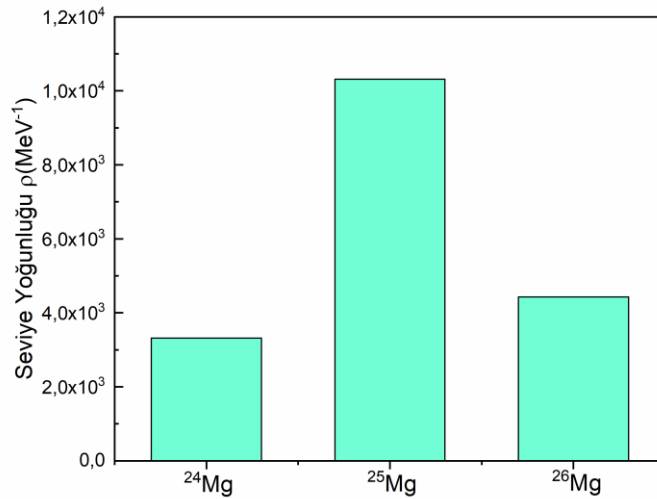
Nükleer seviye yoğunluklarını incelediğimizde ise (Şekil 12) nükleer seviye yoğunluklarının ^{64}Ni , ^{61}Ni , ^{60}Ni , ^{58}Ni sırasıyla azaldığını gözlemledik. Bu noktada seviye yoğunluğu en fazla olan ^{64}Ni çekirdeğinin bozunmaya en yakın çekirdek olduğu ve seviye yoğunluğunun en düşük olduğu ^{58}Ni çekirdeğinin bozunmaya en uzak çekirdek olduğu sonucuna ulaştık. Nikel çekirdekleri için ulaştığımız bu sonuç tezimizle uyumludur ve nükleer seviye yoğunluğunun kararlılığı açıklamada önemli olduğunu gösterir.

Magnezyum (Mg) deforme çekirdekleri için doğada bulunma oranları Tablo 6'da verilmiştir.

Tablo 6. Deforme magnezyum çekirdeği

Magnezyum (Mg)	Doğada Bulunma Oranı
^{24}Mg	%78,99
^{26}Mg	%11,01
^{25}Mg	%10

Tablo 6'daki oranlara göre doğada en çok bulunan ^{24}Mg çekirdeği magnezyum çekirdekleri arasında en kararlı olanıdır.



Şekil 13. Deforme Mg çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları

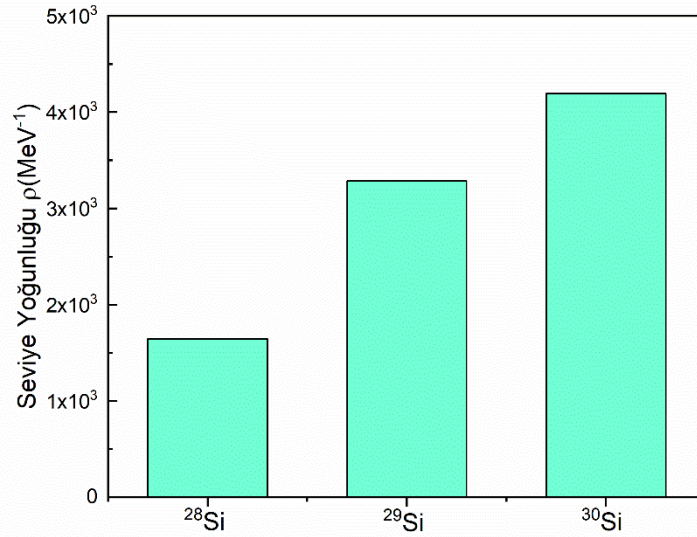
Grafiği incelediğimizde çıkan sonuçlara göre, magnezyum çekirdekleri için seviye yoğunluklarının ^{25}Mg , ^{26}Mg , ^{24}Mg doğrultusunda azaldığını gözlemledik. Bu noktada nükleer seviye yoğunluğu ile kararlılığın doğru orantılı olduğu ve magnezyum deforme çekirdeklerini de doğru olarak açıkladığı görülmüstür.

Tablo 7’de silisyum deforme çekirdeklerinin doğada bulunma oranları gösterilmiştir.

Tablo 7. Deforme silisyum ekirdeği

Silisyum (Si)	Doğada Bulunma Oranı
^{28}Si	%92,23
^{29}Si	%4,67
^{30}Si	%3,10

Tablo 7’deki oranlara göre silisyum çekirdekleri arasında en kararlı olanı doğada en çok bulunan ^{28}Si ekirdeği olmalıdır.



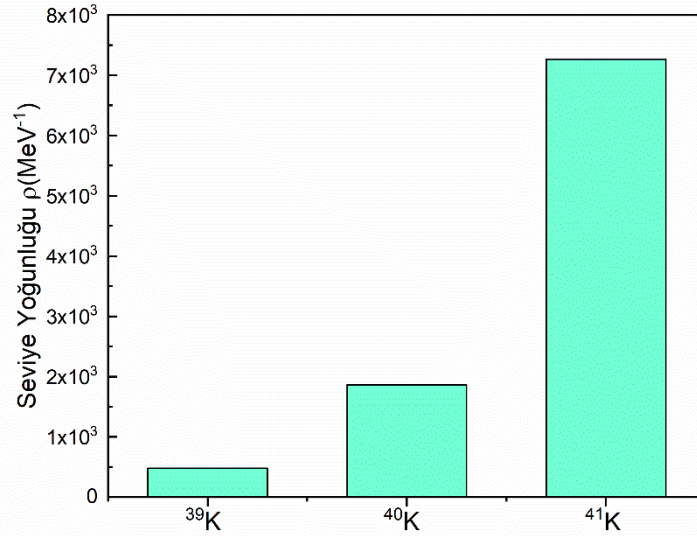
şekil 14. Deforme Si çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları

Grafiği incelediğimizde aldığımız sonuçlara göre, silisyum çekirdekleri için seviye yoğunluklarının ^{30}Si , ^{29}Si , ^{28}Si doğrultusunda azaldığını gözlemledik. Bu noktada doğada bulunma oranı ile kararlılığın doğru orantılı olduğu sonucuna vardık.

Tablo 8. Deforme potasyum çekirdeği

Potasyum (K)	Doğada Bulunma Oranı
^{39}K	%93,258
^{40}K	%0,012
^{41}K	%296yıl(β^-)

Tablo 8'den de görüldüğü üzere doğada en çok bulunan ^{39}K çekirdeği potasyum çekirdekleri arasında en kararlı olanıdır.



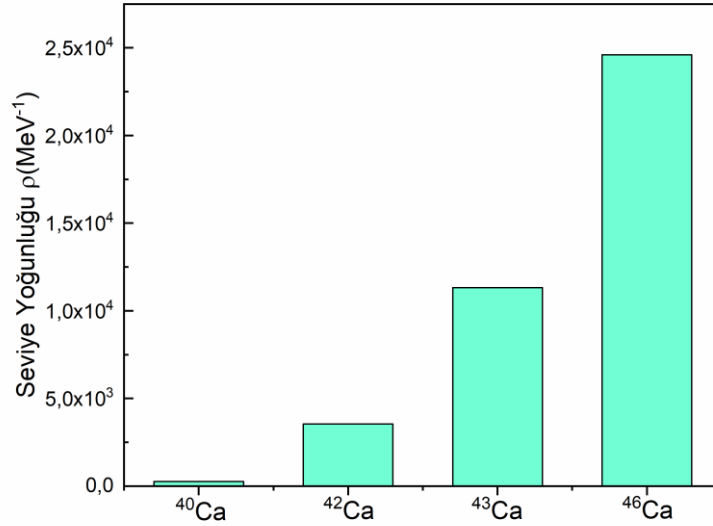
Şekil 15. Deforme K çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları

Grafikten çıkan sonuçlarda potasyum çekirdekleri için nükleer seviye yoğunluklarının ^{39}K , ^{40}K , ^{41}K sırasıyla azaldığını gözlemledik. Ayrıca ^{39}K deforme çekirdeğinin en kararlı olmasının bir diğer sebebi ise sihirli 20 nötron sayısına sahip olmasıdır.

Tablo 9. Deforme kalsiyum çekirdeği

Kalsiyum (Ca)	Doğada Bulunma Oranı
^{40}Ca	%96,941
^{42}Ca	%0,648
^{43}Ca	%0,135
^{46}Ca	%0,004

Tabloyu incelediğimiz zaman ^{40}Ca deforme çekirdeğinin kalsiyum çekirdekleri arasında en kararlı olduğunu görüyoruz. ^{40}Ca çekirdeği özel bir çekirdek olarak göze çarpmaktadır. 20 proton ve 20 nötrona sahip olması nedeniyle hem sihirli sayı yönünden oldukça kararlıdır, hem de çift-çift çekirdeklerin kararlılıklarının daha fazla olması nedeniyle iki kat daha kararlıdır. Bu durumda nükleer seviye yoğunluk hesabımızda ^{40}Ca çekirdeğinin seviye yoğunluğunun çok düşük çıkması beklenmelidir.



Şekil 16. Deforme Ca çekirdeklerinin nükleer seviye yoğunlukları

Şekil 16'ya baktığımızda nükleer seviye yoğunluk hesabının ^{40}Ca için gerçekten çok düşük hesaplandığı görülmektedir. Diğer yandan baktığımız zaman kalsiyum çekirdekleri-

nin nükleer seviye yoğunluklarının ^{46}Ca , ^{43}Ca , ^{42}Ca , ^{40}Ca sırasıyla azaldığını gözlemledik. Bu noktada nükleer seviye yoğunluğunun kalsiyum çekirdeklerinin kararlılığını açıklama-
da başarılı olduğu görülür.



4. SONUÇLAR

Sonuç olarak, bu irdelediğimiz bulgular bize nükleer seviye yoğunluğu hesaplamalarının deforme çekirdeklerin kararlılığını açıklamak için önemli bir etken olduğunu göstermektedir. Bir çekirdeğin nükleer seviye yoğunluğu ne kadar az ise deforme çekirdek o kadar kararlı ve nükleer seviye yoğunluğu ne kadar fazla ise deforme çekirdek bir o kadar kararsız olmaktadır. Çekirdek kararlılığını belirtmek için, çekirdeklerin doğada bulunma oranlarını baz aldık. Deforme magnezyum (Mg) çekirdeği örneğinden de bunu kolaylıkla gözlemleyebiliriz. Tablo 6 ve Şekil 13'ü incelediğimiz zaman magnezyum çekirdeklerinin doğada bulunma oranlarıyla orantılı olarak nükleer seviye yoğunluğunun arttığını söyleyebiliriz.

Eğer bir çekirdek kararlı ise bozunmadan yaşamına devam edebilecektir. Sihirli nötron veya proton sayılarına sahip olan deforme çekirdeklerin doğada bulunma oranları farketsiz, kendi izotopları arasında en kararlı çekirdekler olduğunu söyleyebiliriz. Deforme demir (Fe) çekirdeği bunun en belirgin örneğidir. ^{56}Fe deforme çekirdeği demir çekirdekleri arasında doğada en fazla bulunduğundan dolayı en kararlı çekirdek olmasını bekliyorduk. Buna rağmen Şekil 9'u incelediğimiz zaman ^{54}Fe deforme çekirdeğinin seviye yoğunluğunun daha düşük çıktığını görüyoruz. Beklentimiz ^{56}Fe çekirdeğinin doğada en fazla bulunan çekirdek olmasından dolayı en kararlı çekirdek olmasıydı. Fakat nükleer seviye yoğunluğunu incelediğimizde en kararlı çekirdeğin ^{54}Fe olduğunu görüyoruz. Bunun sebebini ^{54}Fe çekirdeğinin 28 nötron sihirli sayısına sahip olmasıyla ilişkilendirdik. Diğer bazı deforme çekirdeklerde de aynı durumla karşılaştık ve hepsini sihirli sayılarla ilişkilendirerek açıkladık.

Yaptığımız araştırmalar sonucunda nükleer seviye yoğunluğunun hesaplanması ile deforme çekirdekler (Fe, Ti, Cr, Ni, Mg, Si, K, Ca) hakkında bilgi edileceği varsayımımızın doğru olduğu görülmüştür.

5. ÖNERİLER

- Bilgisayar ortamında deneysel çalışmalar modellenabilir.
- Nükleer veri kütüphanelerinde çekirdeklerin nükleer seviye yoğunluğu için deneysel veriler zenginleştirilebilir.
- Diğer çekirdeklerin yapısal özelliklerini tanımlayabilmek için nükleer seviye yoğunluğu hesaplamaları yapılabilir.
- Fortran90 gibi başka yazılımlar da nükleer seviye yoğunluğu hesaplamalarında kullanılabilir (TALYS, Phytton vb.).



6. KAYNAKLAR

1. Bethe, H.A., An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus, Physical Review 50,4 (1936) 332.
2. Ericson, T., The Statistical Model and Nuclear Level Densities, Advances in Physics, 9,36 (1960) 425-511.
3. Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H. ve Uhl, M., Level Density Parameters for the Back-Shifted Fermi Gas Model in the Mass Range $40 < A < 250$, Nuclear Physics A, 217,2 (1973) 269-298.
4. Egidy, T. ve Bucurescu, D., Systematics of Nuclear Level Density Parameters, Physical Review C, 72,4 (2005) 044311.
5. Egidy, T. ve Bucurescu, D., Experimental Energy-Dependent Nuclear Spin Distributions, Physical Review C, 80,5 (2009) 054310.
6. Gilbert, A. ve Cameron, A.G.W., A Composite Nuclear-Level Density Formula with Shell Corrections, Canadian Journal of Physics, 43,8 (1965) 1446-1496.
7. Ignatyuk, A.V., Istekov, K.K. ve Smirenkin, G.N., Role of Collective Effects in the Systematics of Nuclear Level Densities, Sov. Journal of Nuclear Physics, 24,9 (1979).
8. Ignatyuk, A.V., Weil, J.L., Raman, S. ve Kahane, S., Density of Discrete Levels in ^{116}Sn , Physical Review C, 47,4 (1993) 1504.
9. Huizenga, J.R. ve Moretto, L.G., Nuclear Level Densities, Annual Review of Nuclear Science, 22,1 (1972) 427-464.
10. Iljinov, A.S., Mebel, M.V. ve Bianchi, N., Phenomenological Statistical Analysis of Level Densities, Decay Widths and Lifetimes of Excited Nuclei, Nuclear Physics A, 543,3 (1992) 517-557.
11. Capote, R., Herman, M. ve Obložinský, P., RIPL–Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations, Nuclear Data Sheets, 110,12 (2009) 3107-3214.
12. Koning, A.J., Hilaire, S. ve Duijvestijn, M.C., TALYS-1.0, In International Conference on Nuclear Data for Science and Technology 2007, 211-214.

13. Binder, S., Langhammer, J., Calci, A. ve Roth, R., Ab Initio Path to Heavy Nuclei, Physical Letters B, 736 (2014) 119-123.
14. Hillman, M. ve Grover, J.R., Shell-Model Combinatorial Calculations of Nuclear Level Densities, Physical Review, 185,4 (1969) 1303.
15. Hilaire, S., Delaroche, J.P. ve Girod, M., Combinatorial Nuclear Level Densities Based on the Gogny Nucleon-Nucleon Effective Interaction, The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei, 12,2 (2001) 169-184.
16. Uhrenholt, S., Aberg, A., Dobrowolski, A., Dossing, T., Ichikawa, T. ve Moller, P., Combinatorial Nuclear Level-Density Model, Nuclear Physics A, 913 (2013)127-156.
17. Goriely, S., Hilaire, S. ve Koning, A.J., Improved Microscopic Nuclear Level Densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov Plus Combinatorial Method, Physical Review C, 78,6 (2008) 064307.
18. Siem, S., Guttormsen, M. ve Ingeberg, K., Level Densities and γ -Strength Functions in $^{148,149}\text{Sm}$, Physical Review C, 65,4 (2002) 044318.
19. Guttormsen, M., Bagheri, A. ve Chankova, R., Thermal Properties and Radiative Strengths in $^{160,161,162}\text{Dy}$, Physical Review C, 68,6 (2003) 064306.
20. Melby, E., Guttormsen, M. ve Rekstad, J., Thermal and Electromagnetic Properties of ^{166}Er and ^{167}Er , Physical Review C, 63,4 (2001) 044309.
21. Schiller, A., Bjerve, A. ve Guttormsen, M., Critical Temperature for Quenching of Pair Correlations, Physical Review C, 63,2 (2001) 021306.
22. Littlefield, T.A. ve Thorley, N., Nuclear Models and Magic Numbers, Atomic and Nuclear Physics, (1979) 277-297.
23. Sugiyama, G. ve Koonin, S.E., Auxiliary Field Monte-Carlo for Quantum Many-Body Ground States, Annals of Physics, 168,1 (1986) 1-26.
24. Koonin, S.E., Dean, D.J. ve Langanke, K., Shell Model Monte Carlo Methods, Physics Reports, 278,1 (1997) 1-77.
25. Ericson, T. ve Mayer-Kuckuk, T., Fluctuations in Nuclear Reactions, Annual Review of Nuclear Science, 16 (1966) 183-206.

26. Mishra, V., Boukharouba, N. ve Grimes, S.M., Determination of the Level Density of Si 29 from Ericson fluctuations, Physical Review C, 44,6 (1991)2419.
27. Voinov, A.V., Grimes, S.M. ve Agvaanluvsan, U., Level Density of ^{56}Fe and Lowenergy Enhancement of γ -Strength Function, Physical Review C, 74,1 (2006) 014314.
28. Schiller, A., Bergholt, L. ve Guttormsen, M., Extraction of Level Density and γ Strength Function from Primary γ Spectra, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 447,3 (2000) 498-511.
29. Guttormsen, M., Ramsøy, T. ve Rekestad, J., The First Generation of γ -Rays From Hot Nuclei. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, 3 (1987) 518-523.
30. Brink, D.M., Thesis, 1955.
31. Axel, P., Electric Dipole Ground-State Transition width Strength Function and 7-MeV Photon Interactions, Physical Review, 126,2 (1962) 671.
32. Chadwick, M.B., Herman, M. ve Obložinský, P., ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data, Nuclear Data Sheets, 112,2 (2011) 2887-2996.
33. Shibata, K., Iwamoto, O. ve Nakagawa, T., JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering, Journal of Nuclear Science and Technology, 48,1 (2011) 1-30.
34. Iwamoto, O., Development of a Comprehensive Code for Nuclear Data Evaluation CCONE and Validation Using Neutron-Induced Cross Sections for Uranium Isotopes, Journal of Nuclear Science and Technology, 44,5 (2007) 687-697.
35. Koning, A.J. ve Rochman, D., Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System, Nuclear Data Sheets, 113,12 (2012) 2841-2934.
36. Ericson, T., The Statistical Model and Nuclear Level Densities, Advances in Physics, 9,36 (1960)425-511.
37. Weidenmüller, H.A., On Nuclear Level Densities, Physical Letter, 10 (1964) 331.

38. Grimes, S.M., Energy Dependence of the Nuclear Level Density at Energies Above 100 MeV, Physical Review C, 42 (1990) 2744.
39. Bethe, H.A., An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus, Physical Review, 50 (1936) 332.
40. Rohr, G., New Perspectives on the Level Density of Compound Resonances, Z. Phys A, 318 (1984) 299-308.
41. Al-Quraishi, S.I., Grimes, S.M., Massey, T.N. ve Resler, D.A., Level Densities for $20 < A < 110$, Physical Review, 63, (2001) 065803.
42. Al-Quraishi, S.I., Grimes, S.M., Massey, T.N. ve Resler, D.A., Level Densities for $20 < A < 110$, Physical Review, 67 (2003) 015803.
43. Williams, W.S.C., Nuclear and Particle Physics, Oxford Science Publication, 60, Clarendon Press (2017).
44. Grimes, S.M., Parameterization of the Nuclear Level Density at Energies Above 100 MeV, Physical Review C, 42 (1990) 2744.
45. Mustafa, M.G., Blann, M., Ignatyuk, A.V. ve Grimes, S.M., Nuclear Level Densities at High Excitations, Physical Review C, 45 (1992) 1078.
46. Gilbert, A. ve Cameron, A.G.W., A Composite Nuclear-Level Density Formula with Shell Corrections, Canadian Journal of Physics, 43 (1965) 1446.
47. Demetriou, P. Ve Goriely, S., Microscopic Nuclear Level Densities for Practical Applications, Nuclear Physics A, 695 (2001) 95-108.
48. Herman, M., Oblozinsky, P., Capote, R., Trkov, A., Zerkin, V., Sin, M. ve Carlson, B., Empire Nuclear Reaction Model Code Instruction Manual, 2005.
49. Resler, D.A. ve Grimes, S.M., The Nuclear Shell Model Code Cruncher, Computers in Physics, 2 (1988) 65.
50. Grimes S.M. ve Massey T.N., New Expansion Technique for Spectral Distribution Calculation, Physical Review C, 51 (1995)606.
51. Po-lin Huang., Grimes, S.M. ve Massey, T.N., Level Densities for Nuclei with $20 < A < 110$, Physical Review C, 62 (2000) 024002.

52. Lang, G., Johnson, C.W., Koonin, S.E. ve Ormand, W.E., Monte Carlo Evaluation of Path Integrals for the Nuclear Shell Model, Physical Review C, 48 (1993) 1518.
53. Nakada, H. ve Alhassid, Y., Total and Parity-Projected Level Densities of Iron-Region Nuclei in the Auxiliary Fields Monte Carlo Shell Model, Physical Review Letter, 79 (1997)2939.
54. Ericson, T., On the Level Density of Deformed Nuclei, Nuclear Physics A, 6 (1958) 62.
55. Euler, L., Opera Mathematics, Vol. II, 254, Berlin, 1915 (1953).
56. Critchfield, C.L. ve Oleska, S., The Density of States in Light Nuclei, Physical Review, 82 (1951) 243.
57. Grover, G.R., Shell-Model Calculations of the Lowest-Energy Nuclear Excited States of Very High Angular Momentum, Physical Review, 157 (1967) 832.
58. Kluge, K., Influence of Pairing Correlations on Nuclear Level Densities, Nuclear Physics, 51 (1967) 41.
59. Hillman, M. ve Grover, G.R., Shell-Model Combinatorial Calculations of Nuclear Level Densities, Physical Review, 185 (1969) 1303.
60. Mainegra, E. ve Capote, R., Nuclear Level Density Calculations: An Exact Recursive Approach, Computer Physics Communications, 150 (2003) 43-52.
61. Strutinsky V.M., Nuclear Physics A, 95 (1967) 420.
62. Taylor, J.R., Zafiratos, C.D. ve Dubson, M.A., Fen ve Mühendislikte Modern Fizik, Bekir Karaoğlu, 2. baskı, Okutman Yayıncılık, Ankara, 2008.

ÖZGEÇMİŞ

Leyla BASHIRLI, İlkokul, ortaokul ve liseyi Habib Babayev adına Oğuz il 1 numaralı okulunda tamamlamıştır (2004-2015). Oğuz ili 7 yıllık müzik okulu Piano Bölümü mezunudur (2005-2012). Aynı zamanda 2008-2012 yıllarında Oğuz ili 7 yıllık müzik okulu korosunun üyesi olmuş ve çeşitli etkinliklerde sahne almıştır.

Üniversite eğitimini Bakü Devlet Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümünde tamamlamıştır (2015-2019). 18 Şubat 2019 – 29 Mart 2019 tarihinde Bakü Devlet Üniversitesi kapsamında Yarı İletken Teknolojisi Program'ında, 1 Nisan 2019 – 24 Mayıs 2019 tarihinde Sumgayıt Teknoloji Parkı, İmalat Tecrübesi Program'ında staj yapmıştır.

Ana dili Azerbaycancadır. Türkçe ileri seviyede konuşma, anlayabilme ve yazabilme (TYS: 81), İngilizce orta seviyede konuşma, anlayabilme ve yazabilme (B2), Rusca başlangıç seviyede konuşma, anlayabilme ve yazabilme becerilerine sahiptir.

Exel, Word, PowerPoint, Adobe Photoshop, Adobe Illustrator programlarını kullanabilmektedir.