



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**KUANTUM MONTE CARLO YAKLAŞIMINDA PARİTE
İZDÜŞÜMLÜ SEVİYE YOĞUNLUĞU HESAPLAMALARI**

Enes AKYÜZ

Fizik Anabilim Dalı

Nükleer Fizik Programı

Danışman

Doç.Dr. Yeşim ÖKTEM

İkinci Danışman


Yrd.Doç.Dr. Cem ÖZEN

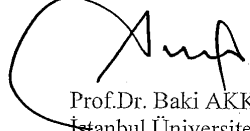
Haziran, 2013

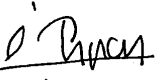
İSTANBUL


Bu çalışma 19/06/2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.


Tez Jürisi


Doç.Dr. Yeşim ÖKTEM (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi


Prof.Dr. Baki AKKUŞ
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi


Prof.Dr. İlhan TAPAN
Uludağ Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi


Doç.Dr. R.Burcu ÇAKIRLI
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi


Doç.Dr. Latife ŞANIN YALÇIN
İstanbul Üniversitesi
Fen Fakültesi

ÖNSÖZ

Bu çalışmanın başlangıcından bitimine kadar, benden yardımlarını esirgemeyen her daim maddi-manevi yanımda olan sayın hocam Yrd.Doç.Dr. Cem ÖZEN'e çok teşekkür ederim.

Yüksek lisans çalışmalarım boyunca yanımda olan, beni Kadir Has Üniversitesi'ndeki projeye gönderen, burslar almamı sağlayan ve her zaman destek olan sayın hocam Prof.Dr. Baki AKKUŞ'a teşekkür ederim.

Tez yazarken motivasyonumu yüksek tutan sayın hocam, danışmanım Doç.Dr. Yeşim ÖKTEM'e çok teşekkür ederim.

Yüksek lisansa başladıktan sonra Prof.Dr. Engin ARIK bursu almamı sağlayan sayın Prof.Dr. Metin ARIK hocamıza şükranlarımı sunarım.

Ayrıca Doç.Dr. R.Burcu ÇAKIRLI'ya, Doç.Dr. Latife ŞAHİN YALÇIN'a, Doç.Dr. Bayram DEMİR'e, Yrd.Doç.Dr. Lidya SUSAM'a, O.Azmi BARUT'a, Arş.Gör. Bengü BİLGİER'e destekleri ve katkıları için teşekkür ederim.

Son olarak yüksek lisans tezimi yazarken her zaman benimle olan, zorluklara birlikte göğüs gerdiğim anneme, kardeşlerime ve Nalan AKYÜZ'e çok teşekkür ederim.

Haziran, 2013

Enes AKYÜZ

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iii
TABLO LİSTESİ.....	iv
SEMBOL LİSTESİ.....	v
ÖZET.....	vi
SUMMARY.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. GENEL KISIMLAR.....	5
2.1 NÜKLEER KABUK MODELİ.....	5
2.2 NÜKLEER SEVİYE YOĞUNLUĞU.....	12
2.2.1 Toplam Seviye Yoğunluğu.....	13
2.2.2 Pariteye Bağlı Seviye Yoğunluğu.....	14
2.2.3 Spine Bağlı Seviye Yoğunluğu.....	16
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	18
3.1 KABUK MODELİ MONTE CARLO YAKLAŞIMI.....	18
3.2 KULLANILAN MODEL UZAY VE HAMILTONYEN.....	20
4. BULGULAR.....	23
5. TARTIŞMA VE SONUÇ.....	36
KAYNAKLAR.....	39
ÖZGEÇMİŞ.....	41

ŞEKİL LİSTESİ

- Şekil 2.1** : Üst grafikte izoton dizilerinin (sabit N) iki proton ayrılma enerjisi incelenmiştir. Altta ise izotop dizilerinin ayrılma enerjileri gösterilmiştir. Ani değişmelerde sihirli sayıların ortaya çıktığı görülmektedir7
- Şekil 2.2** : Sonsuz kuyu ve harmonik salıncı potansiyellerinden elde edilen enerji seviyeleri. Her seviyenin kapasitesi o seviyenin yanında gösterilmektedir. Daire içindeki her sayı, o seviyenin sahip olacağı maksimum nükleon sayısını gösterir9
- Şekil 2.3** : Gerçekçi nükleer kabuk modeli potansiyeli.....10
- Şekil 2.4** : Nükleer kabuk modeli potansiyelleri [11].....10
- Şekil 2.5**: Solda kabuk modeli potansiyeli enerji düzeyleri ve sağda spin-yörünge.....11

TABLO LİSTESİ

Tablo 4.1	:Geri kaydırılmış Bethe formülü parametreleri (Denklem 2.5’de ilgili formülün açıklamaları mevcuttur). [26] ve ^{59,60,61,62} Ni çekirdekleri için deneysel veriler gösterilmiştir.....	23
Tablo 4.2	: Seviye yoğunluğu hesaplamalarında kullanılan model uzayı (sd-fp-gds).....	23
Tablo 4.3	: ⁵⁸ Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri	24
Tablo 4.4	: ⁵⁹ Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri.....	25
Tablo 4.5	: ⁶⁰ Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri	26
Tablo 4.6	: ⁶¹ Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri	27
Tablo 4.7	: ⁶² Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri	28
Tablo 4.8	: Etkileşim parametreleri.....	29

SEMBOL LİSTESİ

J	: bir nükleer seviyenin toplam açısal momentumu
S_n	: nötron ayırma enerjisi
S_p	: proton ayırma enerjisi
$V(\mathbf{r})$: Kabuk modeli potansiyeli
V_o	: kuyu potansiyeli
r	: nükleon yarıçapı
R	: çekirdek yarıçapı
a	: yüzey kalınlığı
l	: yörüngesel açısal momentum kuantum sayısı
$V_{so}(\mathbf{r})$: spin yörünge potansiyeli
s	: spin kuantum sayısı
j	: toplam nükleonik açısal momentum kuantum sayısı
E_x	: uyarılma enerjisi
$\rho_s(E_x)$: toplam nükleer seviye yoğunluğu
$\rho_J(E_x)$: spin izdüşümlü nükleer seviye yoğunluğu
$\rho_h(E_x)$: nükleer hal yoğunluğu
a	: tek-parçacık uzayı aralık parametresi
Δ	: geri kaydırma parametresi
π	: parite
$\rho_{BBF}(E_x)$: geri kaydırılmış Bethe formülüne ait nükleer seviye yoğunluğu
A	: kütle numarası
J^π	: spin-parite kuantum sayısı
β	: ters sıcaklık
T	: sıcaklık
$D[\sigma]$: integrasyon diferansiyelleri çarpımı
G_σ	: σ 'ya bağlı Gaussyen integral değişkenleri
U_σ	: tek-cisim propagatörü
N_t	: ters sıcaklık aralığı cinsinden dilim sayısı
$E(\beta)$: ters sıcaklığa bağlı enerji
$Z(\beta)$: ters sıcaklığa bağlı bölüşüm fonksiyonu
$\rho_\pi(E_x)$: pariteye bağlı nükleer seviye yoğunluğu
$h(\sigma)$: tek-cisim hamiltoniyeni
ϵ_a	: tek-cisim enerjileri
n_a	: tek-cisim etkileşim terimi
g_0	: efektif etkileşimde çiftlenim teriminin şiddeti
$P^{(\lambda,T)}$: çiftlenim yaratma operatörü
$O^{(\lambda,T)}$: multipol operatörü
k_λ	: λ multipol terimi için renormalizasyon parametresi
dv/dr	: ortalama alan potansiyeli
$Y_{\lambda\mu}$: küresel harmonik operatörleri
X	: multipol-multipol terimlerinin genel şiddeti
a_{jc}	: yaratma-yoketme operatörü

ÖZET

KUANTUM MONTE CARLO YAKLAŞIMINDA PARİTE İZDÜŞÜMLÜ SEVİYE YOĞUNLUĞU HESAPLAMALARI

Nükleer fizik ve astrofizikte uygulamaları olan seviye yoğunluğu konusunun problemlerinden biri, seviye yoğunluğunun taşıdığı temel bir özellik olan pariteye göre dağılımlarıdır. Bu konu, nükleer reaksiyonların istatistiksel hesaplamaları, parite ihlali yapan süreçler ve nötron yakalama reaksiyonlarıyla yakından ilgilidir.

Nükleer fiziğin ilk günlerinden bu yana temel bir araştırma konusu olan seviye yoğunluğu çalışmalarında son yıllarda teorik ve deneysel açıdan ciddi ilerlemeler kaydedilmiştir. Yakın zamanlara kadar yalnızca fenomenolojik modellerle ifade edilen seviye yoğunluğu, bir süreden beri çekirdek fiziği için geliştirilmiş olan kabuk modeli Monte Carlo (KMMC) yöntemleriyle mikroskopik olarak hesaplanabilmektedir. Ancak, seviye yoğunluğunun parite dağılımı konusunda hala çok az sayıda teorik ve deneysel çalışma vardır. Mevcut çalışmalar, seviye yoğunluklarının parite dağılımları üzerine etki eden faktörler hakkında önemli ipuçları vermiş olsa da, deneysel ve teorik bulgular arasında bazı çekirdekler için önemli farklılıklar saptanmıştır. Belli bir enerji değerinde pozitif ve negatif pariteli seviyelerin sayıca birbirine eşit olduğu varsayımı yaygın olarak kabul görmüştür.

Bu tezde, yukarıda bahsedilen ve çok başarılı bir yöntem olan Kuantum Monte Carlo yaklaşımı kullanılarak yıldızların termal reaksiyonlarında önemli bir yere sahip olan nikel çekirdeği izotoplarının sonlu sıcaklıklardaki gözlemlenebilirleri hesaplanmış, toplam ve pariteye bağlı nükleer seviye yoğunluğu elde edilmiştir. Sonuçlar, eşit dağılımlı parite hipotezi ile kıyaslanarak yaklaşımın doğruluğu çeşitli uyarılma enerjilerinde sınanmıştır. Ayrıca elde edilen sonuçlar mevcut deneysel verilerle bağımsız olarak kıyaslanmıştır, ^{58}Ni çekirdeği için $J=2$ kanalında pariteye bağlı deneysel seviye yoğunluğu verilerinin olması, KMMC yöntemiyle elde edilen sonuçlarla karşılaştırma imkanı sağlamıştır.

SUMMARY

PARITY-PROJECTED LEVEL DENSITY CALCULATIONS IN THE QUANTUM MONTE CARLO APPROACH

One of the problems on the issue of the level density which involves in nuclear physics and astrophysics applications is distributions based on parity which is one of the primary features of level density. This topic is closely related to statistical calculations of nuclear reactions, the processes violating parity and neutron capture reactions.

In recent years, there has been a significant development both theoretically and experimentally in level density studies which have been a basic research topic since the early times of nuclear physics. Until recently, only level density which is expressed with phenomenological models can be calculated microscopically by means of shell model Monte Carlo methods (SMMC) developed for nuclear physics for some time. However, it is clear that there are still a very small number of theoretical and experimental studies on the distribution of the level density parity. Although existing studies gave important clues about on the factors that affect the distribution of the level density parity, there were remarkable differences for some of the kernels between the experimental and theoretical findings. It is widely accepted that there is an assumption in which positive and negative parity levels in a certain energy value are equal to each other.

In this dissertation, calculate observable ones for nickel isotopes which has significant place at thermal reactions of stars in finite temperature is calculated and nuclear level density as being total and also as depending on parity is obtained by applying Quantum Monte Carlo Approach which is mentioned above and is a very successful method. Results are compared with equal distributed parity hypothesis and the accuracy of the approach is checked at various excitation energies. Moreover, the results obtained in this study are compared with existing experimental data independently and experimental level density data depending on parity which is found at $J=2$ channels are compared with results which are obtained by SMMC methods for ^{58}Ni .

1. GİRİŞ

Nükleer fizik, Becquerel'in 1896 yılında radyoaktifliği keşfetmesiyle ve sonrasında Rutherford'un 1911'de çekirdeğin varlığını ileri süren hipotezi ile başlar. Teorik ve deneysel nükleer fizik çalışmaları, 20. yüzyıl fiziğinin gelişmesinde önemli bir rol oynamıştır. Teorik nükleer fiziğin önemli bir kısmı çekirdeğin yapısını anlamakla ilgilidir. Nükleer fizikte çekirdeğin özelliklerini anlamak için kullanılan ilk modellerden biri sıvı damlası modelidir. Bu model, çekirdeğin vibrasyon ve rotasyon gibi kolektif uyarımları yapabilecek makroskopik bir obje olarak ele alır. Ancak, atom çekirdekleri, sıvı damlası modeli gibi basit bir modelle açıklanamayan özelliklere de sahiptir. Mikroskopik açıdan bakıldığında bir çok-cisim sistemi olan atom çekirdeğinin her tür uyarılmış hali nükleonik düzeyde, yani proton ve nötronlar düzeyinde gerçekleşen kuantal uyarımlarla oluşmaktadır. Bu uyarımların bir kısmı yukarıda adı geçen sıvı damlası modelinin açıklama getirdiği kolektif türden uyarımlardır. Ancak kolektif olmayan yani nükleonların bireysel uyarımlarının genel bir süperpozisyonu olarak ifade edilebilen (tek-cisim uyarımları) cinsinden uyarımlar da mevcuttur. 1950'li yıllarda geliştirilmiş olan nükleer kabuk modeli [1], sisteme her tür mikroskopik uyarımı prensipte açıklayacak tarzda bir yaklaşım getirmektedir. Bu yaklaşım gerek bağımsız parçacık modeline göre açıklanabilecek tek cisim uyarımlarını gerekse daha önceden fenomenolojik olarak ele alınmış olan kolektif uyarımları üniter bir teorik alt yapı tesisinde açıklayabilmektedir. Bu tezde, nükleer yapı fiziği ve uygulama alanlarında önemli bir yer tutan nükleer seviye yoğunluğu, nükleer kabuk modeli dahilinde ele alınacaktır.

Çekirdek fiziğinde uyarılmış haller, spin ve parite gibi kuantum sayıları ile karakterize edilirler. Uyarılmış hallerin belli bir uyarılma enerjisindeki yoğunluğu, toplam seviye yoğunluğu olarak bilinen ve özellikle nükleer reaksiyonların istatistik modellenmesi açısından önem teşkil eden bir niceliktir. Çekirdeğin gerek toplam seviye yoğunluğunu gerekse belli bir spin ve/veya pariteye göre seviye yoğunluk dağılımlarının hesap edilmesi, nükleer fiziğin ilk günlerinden beri ele alınagelen bir problemdir. Söz konusu yoğunluklara, sadece nükleer

modelleme açısından değil, aynı zamanda yıldızlarda cereyan eden termal reaksiyon oranlarının hesaplanması gibi uygulama alanlarında da ciddi düzeyde ihtiyaç duyulmaktadır [2]. Nispeten yeni bir uygulama alanı olan nükleer atıkların dönüştürülmesi konusunda da hassas seviye yoğunluğu parametrisasyonlarına ve hesaplamalarına ihtiyaç duyulmaktadır.

Nükleer seviye yoğunluğu üzerine geliştirilmiş ilk model, çekirdeği etkileşimsiz bir Fermi gazı olarak ele alır. Bu modelde nükleonlar, birbirlerinden tamamen bağımsız (ancak Pauli dışarlama ilkesine tabii olacak şekilde) bir şekilde uyarılmaktadır. Bu sebeple kolektif uyarımlar tamamen ihmal edilmektedir. Bu modeli basit kılan diğer bir unsur ise, nükleonik enerji hallerinin düzenli aralıklarla dağılmış olmasıdır [3]. Bethe formülünün temel eksiklikleri, ilk olarak nükleonik enerji aralıklarının kabuk etkilerini içermiyor olmasıdır, ikincil olarak ise nükleonlar arasında var olan etkileşimlerin tamamen ihmal edilmiş olmasıdır. Nükleer kabuk modeli açısından bakıldığında bu iki etki de ele alınabilir. Ancak, bu yöntem daha sonra açıklanacağı gibi pratikte ciddi zorluklar içerdiğinden fenomenolojik yaklaşımlar yakın zamana kadar tercih edilmiştir. Bunlardan bir tanesi, Bethe formülünün modifiye edilmiş bir hali olan geri kaydırmalı Bethe formülü (BBF), bir diğer yaklaşım ise daha sonradan Gilbert ve Cameron tarafından ortaya atılmış olan Gilbert-Cameron modelidir [4]. Cebirsel olarak kapalı, basit formüllerle ifade edilebilen bu modeller, ancak yeterince deneysel veri mevcut olduğunda pratik uygulamalar açısından son derece kullanışlıdır. Buna karşın deneysel veri, spektroskopik metotların sınırlı olmasından ötürü, ciddi düzeyde kısıtlıdır ve belli sayıda çekirdek için mevcuttur. Bu sebeple, çok sayıda (~ 9-10 bin) çekirdek içeren termonükleer yıldız reaksiyon sistemleri gibi büyük ölçekli uygulamalar, global şekilde parametrize edilmiş seviye yoğunluk modelleri kullanmak durumundadır. Global parametrisasyondan kasıt, seviye yoğunluk parametrelerinin çok sayıda çekirdeğe ait veri içeren bir havuza göre optimize edilmesidir. Bu yaklaşımın temel dezavantajı, deneysel veri açısından kısıtlı bölgelerde yer alan çekirdekler için yüksek oranda istatistiksel hatalar vermesidir. Bu sebeple, nükleer seviye yoğunluğunun mikroskopik açıdan ele alınması ve her çekirdek için bireysel olarak hesaplanabilmesi, üzerinde uzun süredir çalışılmalı bir konu olmuştur. Geliştirilen yöntemlerin başında kombinatorial seviye yoğunluk modelleri gelmektedir [5]. Geniş bir uyarılma enerjisi aralığında hızlı şekilde hesaplama olanağı

sağlayan bu modeller, pratik açıdan büyük ölçekli nükleer reaksiyon çalışmalarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

Avantajlarına rağmen, bahsi geçen mikroskopik metotlar, kollektif uyarımları fenomenolojik ifadelerle hesaba katmaktadır. Bu uyarımları temel nükleonik etkileşimlerden yola çıkarak tam olarak elde etmek, ancak etkileşimli kabuk modeli kapsamında mümkündür.

Bu tezin ele aldığı pariteye bağlı seviye yoğunluğu dağılımı, nükleonik etkileşimlerin bariz olarak etkili olduğu niceliklerdir. Nükleer reaksiyon modellerinde, önemli bir girdi teşkil eden parite izdüşümlü seviye yoğunluğu, yaygın olarak fenomenolojik bir şekilde ele alınmıştır. Bu yaklaşımlarda, parite açısından seviyelerin tüm uyarılma enerjilerinde pozitif ve negatif pariteler açısından eşit şekilde dağılmış olduğu varsayılmıştır. Pratik değerine rağmen bahsi geçen yaklaşım, ancak termal dalgalanmaların nükleonik etkileşimlere baskın olduğu yeterince yüksek enerjilerde gerçekçi olan bir yaklaşımdır. Daha düşük enerjilerde nükleonik etkileşimlerin pariteye bağlı dağılımları üzerinde bu yaklaşımlardan ciddi sapmalara yol açan etkileri olacağı bilinmektedir. Parite dağılımı üzerine etkisi olduğu bilinen diğer bir unsur ise kabuk etkileridir [6]. Bu tez esas olarak hem kabuk etkilerini hem de nükleon etkileşimlerinin bahsi geçen dağılımlar üzerindeki etkilerini ele almaktadır.

Yukarıda bahsedilen fenomenolojik ve mikroskopik yaklaşımların yetersiz kaldığı sorunlar açısından nükleer kabuk modeli, nükleon-nükleon korelasyonlarını doğal olarak hesaba katabilmesi özelliğiyle gerçekçi bir alternatif sunmaktadır. Modern hesaplama gücü göz önüne alındığında, bu model ne yazık ki son derece ciddi hesaplama zorlukları karşımıza çıkarmaktadır. Bu zorluklar, Kabuk Modeli Monte Carlo (KMMC) metodunun ortaya atılmasıyla aşılmıştır. Nükleer kabuk modelinin alternatif bir formülasyonu olan KMMC metodunun özünde Hubbard-Stratonovich, HS, transformasyonu yatar, bu transformasyona göre etkileşimli bir çok-cisim sistemi olan atom çekirdeği efektif olarak etkileşimsiz nükleonik problemlerin süperpozisyonuna indirgenir. Matematiksel olarak çok katlı bir yol integrali ile ifade edilebilen çok-cisim öteleycisi, Monte Carlo teknikleri yoluyla hesap edilebilir [7-8]. KMMC yaklaşımının diğer mikroskopik yaklaşımlara göre başlıca avantajı, bağımsız parçacık uyarımlarına ilave olarak korelasyon etkilerini de (kullanılan model uzay

dahilinde) eksiksiz ve yaklaşımsız olarak hesaba katmasıdır. Bu yaklaşımdaki temel hesaplama hataları, istatistiksel bir doğaya sahip olup, prensipte istenildiği ölçüde küçük tutulabilir. Ayrıca seviye yoğunluğunun pariteye göre dağılımını da hesaplayabilecek projeksiyon metotları geliştirilmiştir. Bu tezde, bu metotlar eşit-parite dağılımı hipotezinin test edilmesinde kullanılacaktır. KMMC yaklaşımının pratik önemi standart kabuk modeline nazaran büyük model uzaylarında da çözülebilir bir yöntem olması sebebiyle, orta kütleli hatta bazı ağır kütleli çekirdeklere uygulanmıştır [9].

Bu tezde ele alınan yaklaşım, yakın tarihte geliştirilmiş olan parite-izdüşümlü seviye yoğunluklarının daha doğrudan saptanmasına yönelik deneysel çalışmalara paraleldir. Bu açıdan bakıldığında, bu tür bir çalışmanın güncel olarak önemi ortadadır. Yakın zamanda ele alınacak deneysel çalışmalara teorik açıdan ihtiyaç duyulan hesaplamaları içermektedir. Bu önemli gelişmeler KMMC hesaplarının ve diğer teorik metotların ilk kez doğrudan deneyle kıyaslanabilmesine olanak tanımıştır [10]. Deneysel sonuçlara göre ^{90}Zr çekirdeğinde, $J=2$ seviyelerinin 7-15 MeV aralığında pozitif ve negatif pariteli bileşenlerinin büyük oranda dengeli olduğu görülmüştür. Buna karşın dolu kabuk konfigürasyonuna yakın olan ^{58}Ni 'de, $J=2$ seviye yoğunluklarına bakıldığında aynı enerji skalasında deneysel olarak paritenin dengeli olmasına rağmen gerek KMMC gerekse diğer mikroskobik modellerde dengeye henüz ulaşmadığı görülmüştür. Bu çalışmalar, daha dikkat ve özenle ele alınacak KMMC hesaplarını gerekli kılmıştır ve bu proje içinde kısmen de olsa bir motivasyon teşkil etmiştir. Bu tezde ele alınan çekirdekler, Kalmykov'un 2007 yılındaki çalışmasında incelenmiş olduğu ^{58}Ni ve komşuluğundaki diğer iki çift-çift izotop olan ^{60}Ni ve ^{62}Ni çekirdekleridir. Ayrıca 2013 yılı Mayıs ayında M.Bonett-Matiz ve arkadaşlarının daha küçük bir model uzayda spin-izdüşümlü seviye yoğunluğu üzerine yapmış olduğu çalışmalardaki $^{59,61}\text{Ni}$ çekirdekleri ele alınmıştır. Geliştirilen deneysel metotların yakın bir tarihte başka çekirdekler için de pariteye bağlı seviye yoğunluğu hesaplamaları mümkün olacağından, tez bu tip çalışmalarla eşit dağılımlı parite hipotezinin test edilmesine baz oluşturacaktır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1 NÜKLEER KABUK MODELİ

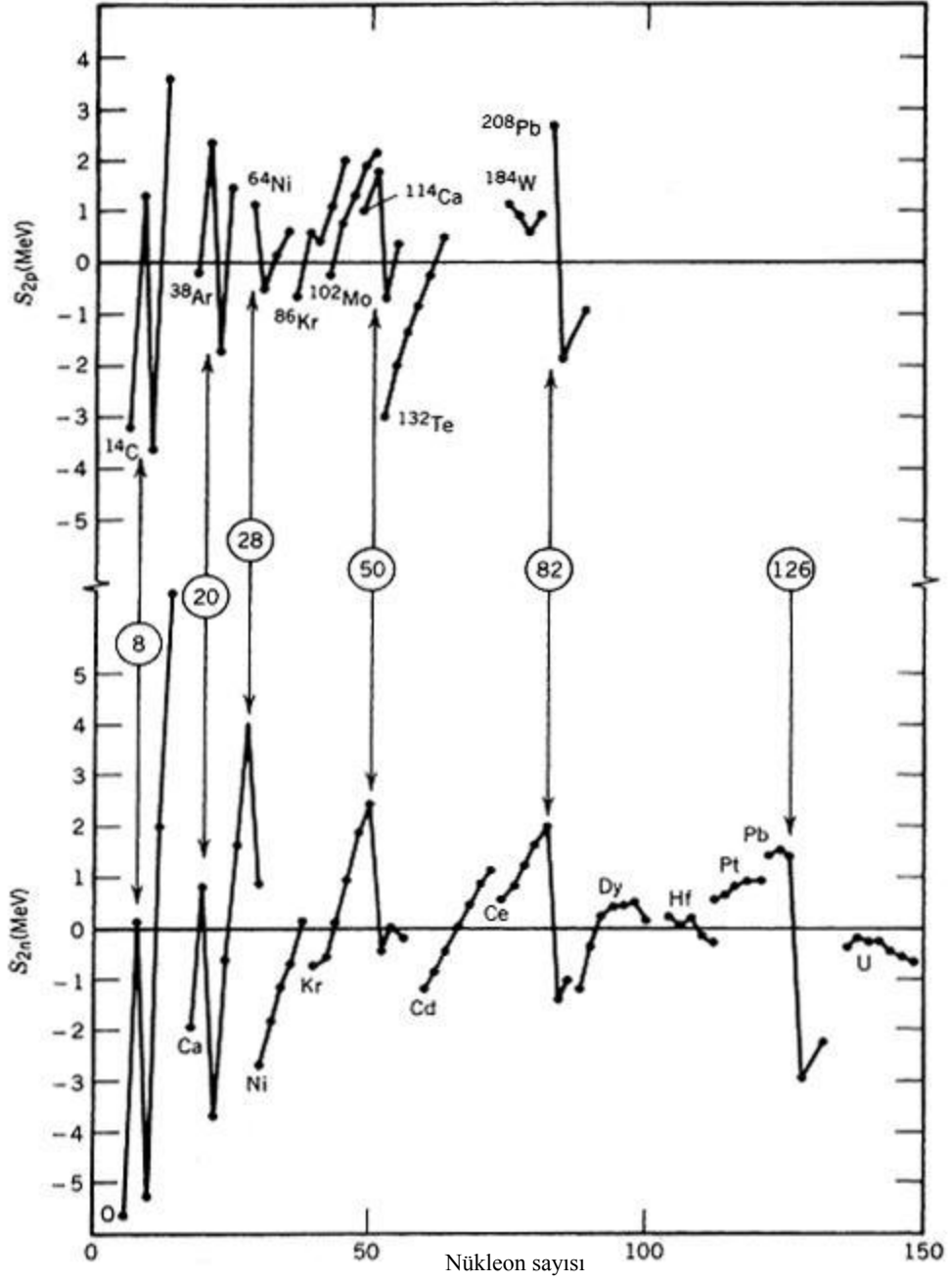
Nükleer kabuk modeli ilk olarak Dmitry Ivanenko tarafından 1932 yılında ortaya atılmıştır. Bu model, atomun yapısını anlamak ve özelliklerini belirlemek üzere kullanılan kabuk modelinden esinlenilerek oluşturulmuştur. Nükleer kabuk modeli üzerine yapılan çalışmalar, 1949 yılında başta Eugene Paul Wigner, Maria Goeppert-Mayer ve J. Hans D. Jensen olmak üzere pek çok fizikçinin ortak çalışması ile geliştirilerek bugün kullanılan nükleer kabuk modeli haline gelmiştir.

Esinlenen atomik kabuk modelinde elektronlar, yörüngelere tabakalar halinde dizilirler. Bu yörüngelerin enerjileri merkezden uzaklaştıkça artmaktadır. Her yörünge ancak belirli sayıda elektron alabilir ve elektronlar bu yörüngelerde Pauli prensibine göre dizilirler. Bunun yanı sıra atomik kabuk modeline göre, atom yapısının değerlik elektronları tarafından belirlendiği varsayılır ve atomik özellikleri açıklamakta çok başarılı olmuştur. Ayrıca elektronların uyarılma enerjilerindeki ani ve keskin değişimleri açıklamakta da başarılıdır.

Atom çekirdeği, birbiriyle nükleon-nükleon kuvvetleriyle etkileşen nükleonlardan oluşan karmaşık çok parçacıklı bir sistemdir. Nükleer kabuk modelinde de atomik kabuk modelinde geçerli olan temel kurallar geçerlidir. Kabuklarda parçacıkların hareketine dair benzer ve düzgün değişimler görüldüğü halde, mevcut kabuk doldurulup bir sonraki kabuğa geçildiğinde oldukça ani ve çarpıcı değişimler görülmektedir. Nükleonlar, çekirdekte temel parçacıklar olmamasına rağmen düşük enerji seviyelerinde (birkaç MeV) içyapıları ihmal edilerek çekirdeğin temel parçacıkları olarak kabul edilebilir. Tabii ki bu varsayım önemli bir basitleştirme değildir. Özellikle yüksek enerji seviyelerinde bu yaklaşımla izah edilemeyecek birçok hadise vardır. Düşük enerji seviyelerinde çekirdeğin özelliklerini açıklamada oldukça başarılı olan nükleer kabuk modeli basit bir yaklaşım ile değerlik (valans) nükleonlarının çekirdek içerisinde ortalama bir alan içinde hareket ettiklerini ve birbirleriyle iki cisim etkileşimleriyle etkileştiklerini (ikinci dereceden) kabul eder.

Bu durumda çekirdeği tanımlayan etkin bir Hamiltonyen kullanılır ve bu etkin Hamiltonyen, Hilbert uzayının belirli bir alt uzayında sınırlandırılmıştır.

Kabuk modelinin dikkat çekici olan bir noktası yörüngelerden bahsediyor olmasıdır. Çekirdeğe nükleonlar eklendikçe bir sonraki nükleonun, kendinden bir önceki nükleona göre daha az bağlanma enerjisine sahip olduğu noktalar gözlemlenmiştir. Bu noktalar sihirli sayılar olarak adlandırılmıştır ve nükleer kabuk modelinin temelini oluşturmaktadır. Deneysel çalışmalar sonucunda elde edilen sihirli sayılar 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 olarak sıralanabilirler. Bu noktalardaki nükleonların bağlanma enerjisi oldukça yüksektir. Nükleer kabuk modelinde sihirli sayılar, kabukların tamamen dolduğu noktalardır. Yani iki sihirli sayı arasında bulunan nükleonlar bir kabuğu doldurur ve dolu kabuktaki son nükleon (yani 2. , 8. , 20. nükleonlar) ile ondan bir sonraki nükleon (yani bir sonraki kabuğun ilk nükleonu) arasında büyük bir enerji farkı vardır. Bu durum ayrılma enerjilerinde açıkça görülmektedir. Nükleer kabukların varlığı, deneysel olarak Şekil 2.1’de gösterildiği gibi incelenmiştir. Şekil 2.1’e baktığımızda ayrılma enerjisindeki ani düşüşlerin, proton veya nötron sayısının 2, 8, 20, 50, 82 ve 126 olduğu noktalarda (sihirli sayılarda) gerçekleştiğini görürüz.

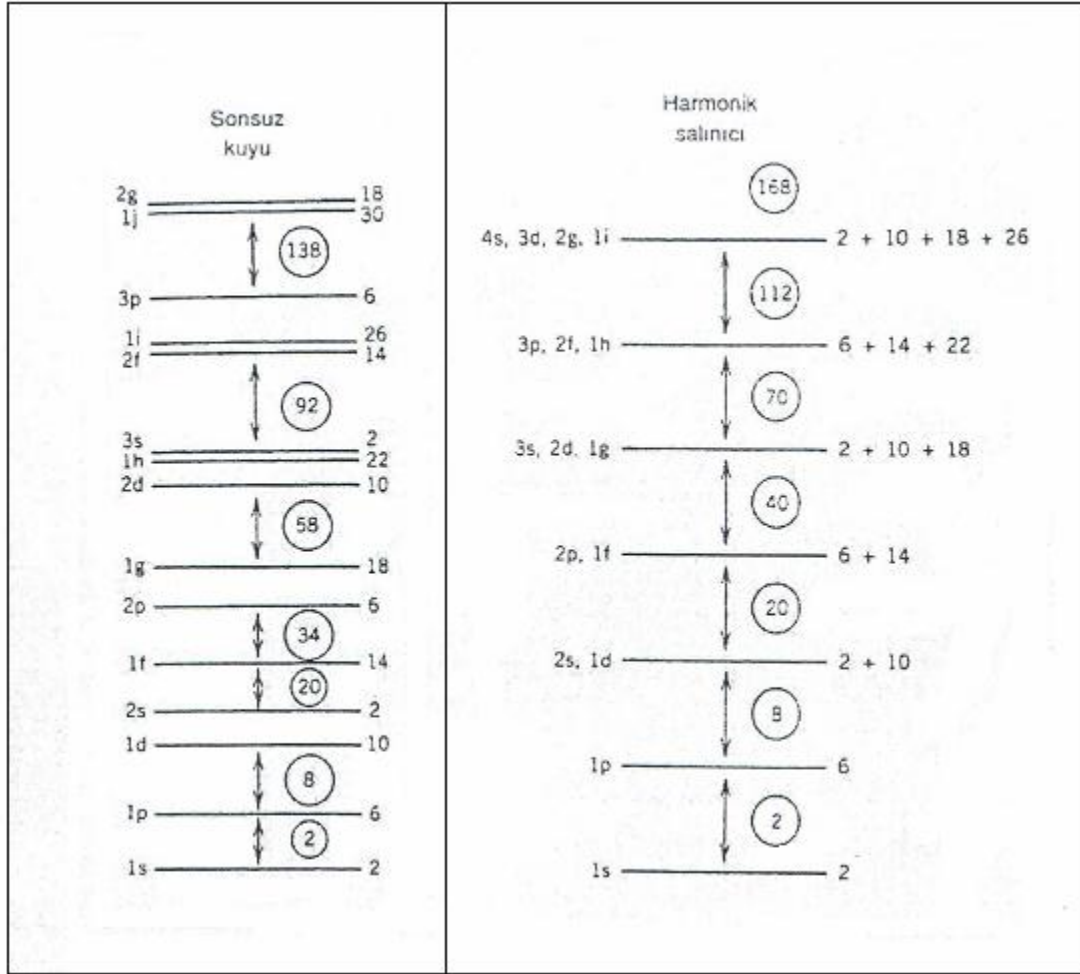


Şekil 2.1: Üst grafikte izoton dizilerinin (sabit N) iki proton ayrılma enerjisi incelenmiştir. Altta ise izotop dizilerinin ayrılma enerjileri gösterilmiştir. Ani değişmelerde sihirli sayıların ortaya çıktığı görülmektedir.

Atomik kabuk modelinde potansiyel, çekirdeğin Coulomb alanı ile sağlanır. Schrödinger denklemi, bu potansiyel için çözüldüğünde elektronların yerleştirilebileceği alt kabukların enerjileri hesaplanabilmektedir. Nükleer kabuk modelinde ise birinci dereceden en basit bir kabul, her bir nükleonun çekirdekte ortalama bir nükleer potansiyel içinde bağımsız olarak hareket etmesidir. Bu elbette ki doğru bir yaklaşım değildir, çünkü çekirdeğin birbiriyle etkileşen A tane nükleondan oluştuğu bilinmektedir. Ancak birinci dereceden bir yaklaşımla, bu şekilde problem ele alınabilir. Bu model şaşırtıcı bir şekilde son yörüngelerinde tek nükleonu bulunan çekirdeklerin spinlerini tahmin etmede başarılı sonuç vermiştir. Daha gerçekçi bir yaklaşımla, bir nükleonun hareketi diğer tüm nükleonların oluşturduğu potansiyel tarafından belirlenmesi gerekir. Belirli uzaysal yörüngelerin varlığı Pauli ilkesine bağlıdır. Ağır bir çekirdekte, potansiyel kuyusunun dibine çok yakın bir durumdaki iki nükleonun çarpışması göz önüne alınırsa, nükleonlar çarpıştığında biri, diğerine enerji aktarır. Eğer değerlik nükleonlarının bulunduğu seviyeye kadar tüm enerji seviyeleri dolu ise, nükleonlardan birinin enerji kazanarak değerlik seviyesi dışında bir seviyeye sıçraması mümkün değildir. Nükleonların başlangıçta buldukları seviyeye yakın diğer seviye dolu olduğu için bu seviyeler başka nükleon kabul edemezler. Daha düşük bir enerji seviyesinden değerlik bandına böyle bir geçiş için gerekli enerji, nükleonların çarpışmalar sırasında birbirine aktarmaları muhtemel enerjiden daha fazladır. Dolayısıyla çarpışmalar olamaz ve nükleonlar gerçekten bağımsız iki parçacık gibi yörüngelerinde dolanabilirler.

Sonsuz kuyu ve harmonik salıncı potansiyeli kullanılarak üç boyutlu Schrödinger denkleminden elde edilen çözümlere göre gözlenen enerji düzeyleri Şekil 2.2'de gösterilmiştir.

Çekirdek modellerinin temelinde, potansiyel için belirli varsayımlar olduğundan modelin başarısı, seçilen potansiyelin gerçeğe uygunluğuna bağlıdır. Nükleer potansiyel olarak, ilk önce kare kuyu potansiyeli ve harmonik salıncı potansiyeli seçilip kullanılmıştır. Fakat sonsuz kuyu potansiyeli, bir nötron veya bir protonu ayırmak için ilgili nükleonu kuyudan dışarı çıkarmaya yetecek enerjiyi (sonsuz büyüklükte) sistemin sağlayamamasından dolayı yeterli bir yaklaşım değildir.

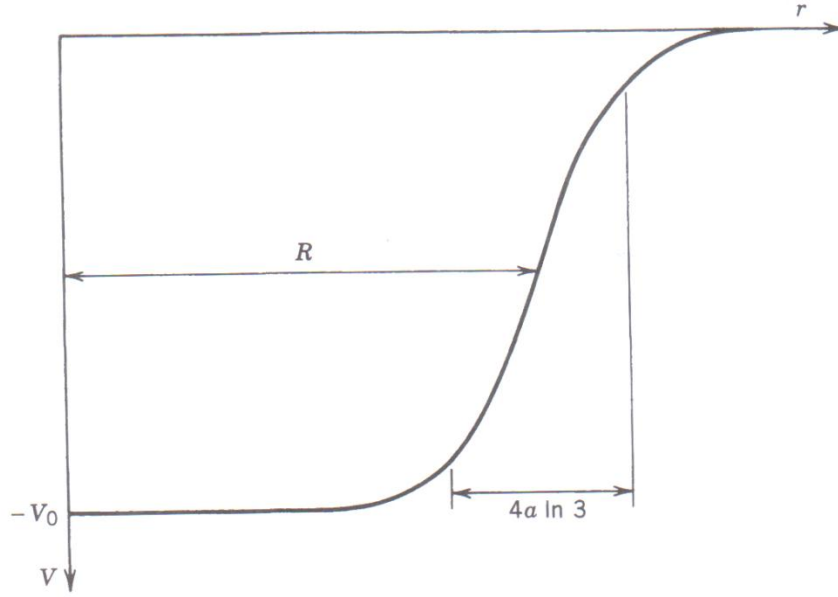


Şekil 2.2: Sonsuz kuyu ve harmonik salıncı potansiyellerinden elde edilen enerji seviyeleri. Her seviyenin kapasitesi o seviyenin yanında gösterilmektedir. Daire içindeki her sayı, o seviyenin sahip olacağı maksimum nükleon sayısını gösterir.

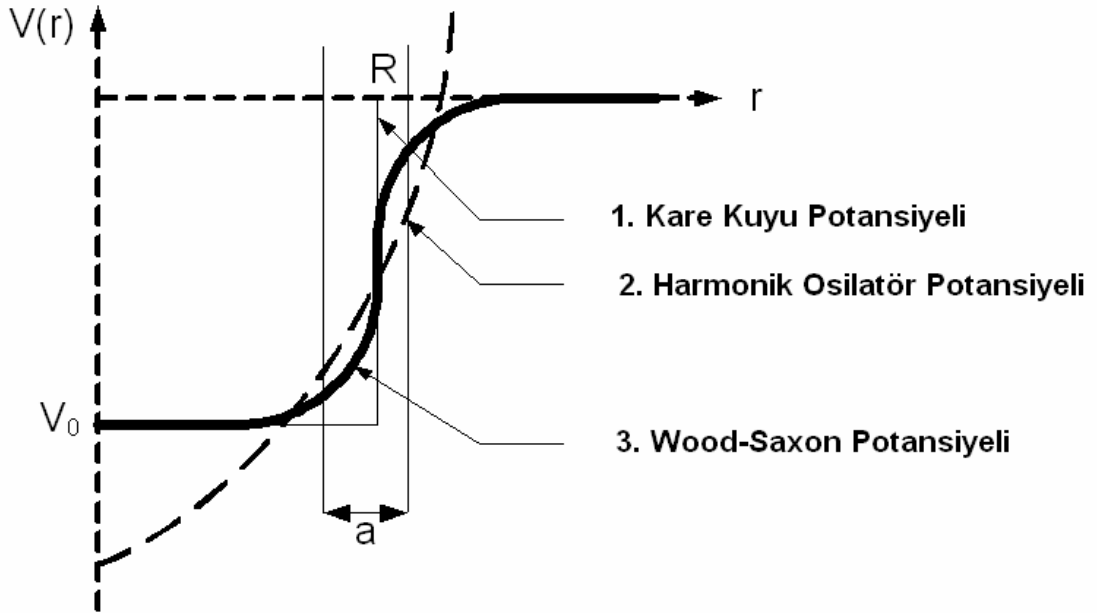
Ayrıca harmonik salıncı potansiyeli keskin bir şekilde sahip olmadığından dolayı sonsuz bir ayrılma enerjisi gerektirir. Bu sebeple nükleer potansiyel olarak denenen iki potansiyel arasında bir şekilde sahip olan ve Şekil 2.3'te gösterilen,

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R)/a]} \quad (2.1)$$

denklemleriyle gösterilen Wood-Saxon potansiyeli seçilir. Denklem (2.1)'de R ortalama yarıçap, a yüzey kalınlığı, r ise çekirdeğin merkezinden olan uzaklıktır. V_0 değeri kuyu derinliği uygun ayrılma enerjisini verecek şekilde ayarlanmıştır.



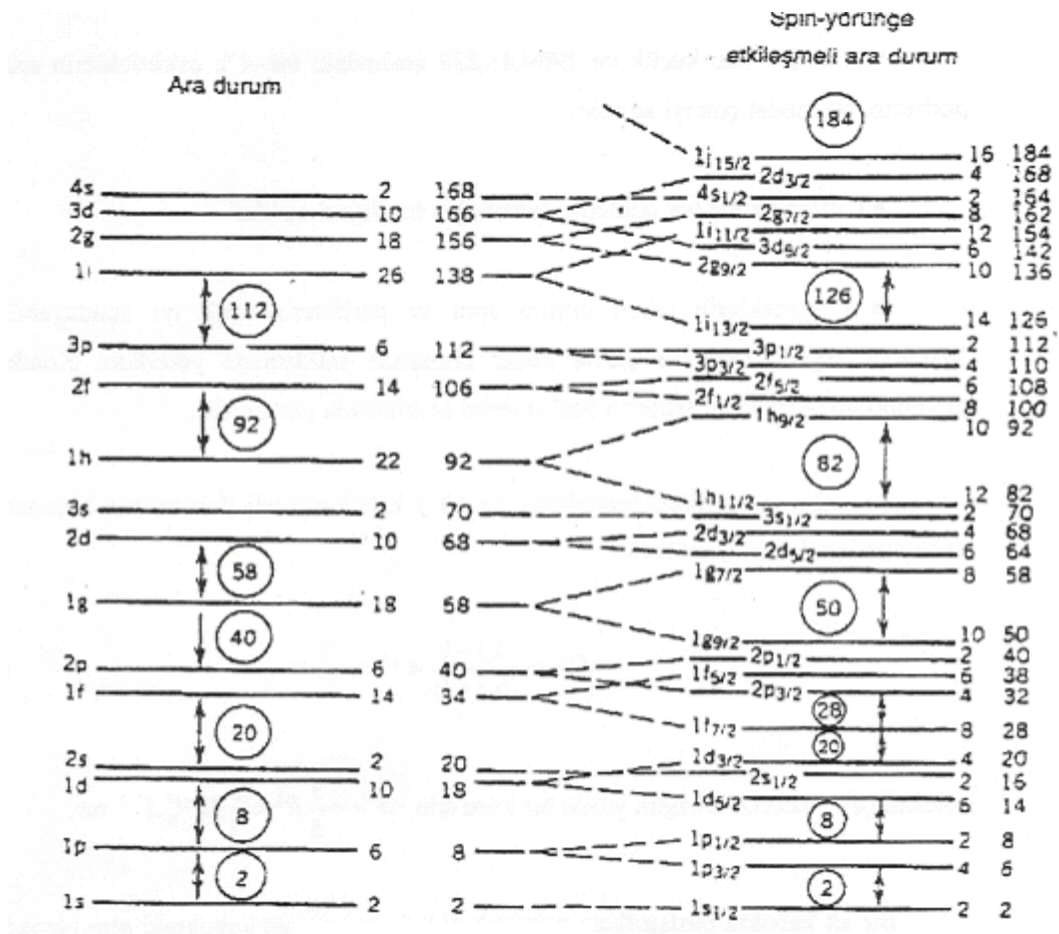
Şekil 2.3: Gerçekçi nükleer kabuk modeli potansiyeli.



Şekil 2.4: Nükleer kabuk modeli potansiyelleri [11].

Şekil 2.4'e göre nükleer kabuk modelinde, daha sonraki yıllarda daha başarılı bir yaklaşımla Wood-Saxon potansiyeli kullanılmıştır. Wood-Saxon potansiyeli kullanılarak elde edilen enerji seviyeleri Şekil 2.5'de gösterilmiştir. Her düzeyin sağında o düzeyin kapasitesi, üstünde de o düzeye kadar sahip olunabilecek toplam nükleon sayısı gösterilmektedir.

Kabukların sırasıyla $2(2l+1)$ kadar nükleon doldurmasıyla 2, 8 ve 20 sihirli sayılarını elde edebiliriz, ancak hesaplamalar daha büyük sihirli sayıları vermemektedir. Şekil 2.5'in sağında spin-yörünge etkileşmesinin etkisi gösterilmiştir. Spin-yörünge etkileşmesi $l>0$ 'lı düzeylerin iki yeni düzeye ayrılmasına neden olur. Burada kabuk etkisi çok açıktır ve sihirli sayılar tam olarak elde edilmektedir.



Şekil 2.5: Solda kabuk modeli potansiyeli enerji düzeyleri ve sağda spin-yörünge etkileşmesinin dahil olduğu kabuk modeli potansiyeli enerji düzeyleri.

Spin yörünge etkileşmesi, $V_{so}(r)l.s$ şeklinde yazılır ve potansiyele eklenen kısım $l.s$ 'dir. l değeri arttıkça enerji seviyelerindeki yarılmalar artar, $V_{so}(r)$ 'nin negatif seçilmesi durumunda yarılan çiftlerin büyük j değerine sahip olanı aşağı doğru itilir. Burada j toplam açısal momentum, yani $j=l+s$ 'dir.

2.2 NÜKLEER SEVİYE YOĞUNLUĞU

Uyarılmış çekirdek seviyelerinin istatistiksel özellikleri, yıllardır ilgi ve çalışma konusu olmuştur. Bu seviyelerin temel istatistiksel özelliklerinden biri Fermi gaz ve sabit sıcaklık modellerinin, uygun belirli deneysel verilerden elde edilen deneysel girdi parametreleri ile birlikte sıkça kullanıldığı yoğunluklarıdır. Ancak, bu modellerin altında yatan fiziksel varsayımlar, taban seviyesi aralığındaki geniş enerjiden nötron ayrılma enerjisine kadar olan seviye yoğunluklarının varyasyonlarını tam anlamıyla açıklamak için yeterince gelişmemiştir. Bu durum, söz konusu modellerin nükleer fiziğin yeni doğuşundan bu yana 60 yıldan fazla bir süre önce oluşmuş olduğu için şaşırtıcı değildir.

Kesikli seviye bilgileri yetersiz kabul edildiği durumlarda, nükleer reaksiyonların istatistik modelinde, nükleer seviye yoğunluklarına da ayrıca ihtiyaç duyulmaktadır. Optik model ve nükleer seviye yoğunluğu belki de gözlenebilirlerin saçılımının (scattering observables) güvenilir teorik analizi için en önemli unsurlardır. Nükleer seviye yoğunlukları, hem mikroskobik ya da yarı-mikroskobik hem de fenomenolojik anlamda daha içerikli yaklaşımlara yön vererek kapsamlı olarak çalışılmaktadır.

Düşük nükleer seviyelerin yapısı hakkındaki mevcut anlayışın dayandığı en önemli kavramlar kabuk etkileri, eşleştirme korelasyonları ve kolektif olgulardır. Tüm bu kavramlar, son 40 yılı aşkın bir süre içinde birçok yazar tarafından geliştirilen, genelleştirilmiş süperakışkan modele dahil edilmiştir. Bu özellikler en tutarlı şekilde, söz konusu modelin mikroskopik versiyonlarında göz önüne alınır, aynı zamanda bu modelin -deneysel verilerin analizi için uygun olan- fenomenolojik versiyonları önceki yıllarda geliştirilmiştir.

İstatistiksel modellerin pratik uygulamaları için güvenilir deneysel verilerden sağlanan seviye yoğunlukları parametrelerini elde etmek çok önemlidir. Düşük seviyelerin ve nötron rezonansları arasındaki ortalama uzaklığın kümülatif sayıları yoğunlukla bu amaçla kullanılırlar.

2.2.1 Toplam Seviye Yoğunluğu

Nükleer seviye yoğunluğu, $\rho_S(E_x)$, belli bir uyarılma enerjisinde sonsuz küçük bir enerji aralığındaki nükleer seviyelerin sayısı olarak tanımlanır. Toplam seviye yoğunluğu $\rho_S(E_x)$, belirli bir parite ve açısal izdüşüme sahip seviyelerin yoğunluğu cinsinden,

$$\rho_S(E_x) = \sum_J \rho_J(E_x) \quad (2.2)$$

şeklinde yazılır.

Ancak, nükleer seviyeler açısal momentumun belirli bir eksen üzerindeki (konvansiyonel olarak z-ekseni) izdüşümüne dair dejenerasyon içerdiğinden, J açısal momentumlu her seviye $(2J + 1)$ adet hal içermektedir. Bu göz önüne alındığında nükleer hal yoğunluğu, $\rho_h(E_x)$,

$$\rho_h(E_x) = \sum_J (2J + 1) \rho_J(E_x) \quad (2.3)$$

olarak tanımlanır.

Literatürde hal ve seviye yoğunlukları terimlerini adlandırmada zaman zaman karışıklık olmaktadır. Bu karışıklıktan korunmak amacıyla, aradaki fark yukarıdaki denklemlerle vurgulanmıştır. Ancak literatürde yaygın olarak kullanılan terminolojiyi de göz önünde bulundurarak bu tezin çalışma konusu olan hal yoğunluğu ifadesini açıklamak üzere seviye yoğunluğu terimini kullanacağız. Bu tezde aksi belirtilmedikçe, seviye yoğunluğu ifadesi ve ρ sembolü, hal yoğunluğu için kullanılmıştır.

Toplam hal yoğunluğu üzerine teorik çalışmalar ilk olarak Hans Bethe tarafından Bethe formülüyle ele alınmıştır. Hans Bethe'nin etkileşimsiz Fermi gazı modelini esas alarak bulunduğu bu formül, nükleer sistemlere de adapte edilmiştir. Ancak formülün içerisinde bulunan a parametresini bu tip bir adaptasyonda birebir uygulamak yerine, serbest bir parametre olarak alıp parametrizasyon yaparak, etkileşimli bir sistem olan çekirdekte, Denklem 2.4'te gösterildiği gibi formüle bir ansatz değeri kazandırılır.

$$\rho_S(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} a^{-1/4} E^{-5/4} e^{2\sqrt{aE}} \quad (2.4)$$

Çekirdek gibi çok karmaşık etkileşimli bir sistemi tek bir parametreye bağlı olarak parametrize etmek oldukça güçtür. Çünkü kütle numarası (A) birbirine yakın çekirdeklerde dahi çok büyük davranış farklılıkları olabilmektedir. Bu farklılıklarda en göze çarpan özelliklerden bir tanesi çekirdeklerin tek veya çift nükleonlara sahip olmasından kaynaklı tek-çift etkileridir. Bu etkileri, toplam seviye yoğunluğu bazında elde edebilmek amacıyla, Denklem 2.5'te delta geri kayma parametresi (Δ) kullanılmıştır.

$$\rho_{BBF}(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} a^{-1/4} (E - \Delta)^{-5/4} e^{2\sqrt{a(E-\Delta)}} \quad (2.5)$$

Birbirine komşu çekirdekler arasında, tek veya çift sayıda nükleona sahip olmalarından kaynaklı seviye yoğunluğu farkları; deltanın pozitif, negatif veya sıfıra giden değerleriyle belirtilmektedir. Buradaki değerler, çekirdeğin deneysel sistematığından elde edilmiş yaklaşık bir formülden elde edilir. Ancak Bethe formülü gibi bir formülün, çekirdeklerin toplam seviye yoğunluğunu karakterize etmede başarılı olması, ilgili çekirdeğin birinci düzeyde bol miktarda deneysel veriye sahip olmasına bağlıdır. Elde edilecek her sonucun nihayetinde averaj bir etki verecek olmasından dolayı, geri kaydırılmış Bethe formülüne (BBF) ilave olarak başka formüller de seviye yoğunluğunu hesaplamada kullanılmıştır. Gilbert-Cameron modeli üzerine oluşturulmuş formül buna örnektir [4]. Ancak bu tezin konusu, seviye yoğunluğunu ve parite dağılımlarını fenomenolojik bir formülle değil, alt yapısında çekirdeği etkileşimli bir sistem olarak ele alan kabuk modeli Monte Carlo (KMMC) yaklaşımıyla temel taşlarından başlayarak inşa etmektir. Bu tezde ele alacağımız KMMC metodunun önemi, gerek tek cisim uyarımlarını gerekse kollektif uyarımları aynı teorik çerçeve içerisinde üniter bir şekilde ele almasıdır.

2.2.2 Pariteye Bağlı Seviye Yoğunluğu

Nükleer fizik ve astrofizikte uygulamaları olan seviye yoğunluğu konusunun problemlerinden biri de, seviye yoğunluğunun taşıdıkları temel bir özellik olan pariteye göre dağılımlarıdır. Bu konu, nükleer reaksiyonların istatistiksel hesaplamaları, parite ihlali yapan süreçler ve nötron yakalama reaksiyonlarıyla yakından ilgilidir. Nükleonların bireysel olarak uyarılabileceği tek-cisim seviyelerinin küçük bir kısmının dahi zıt parite taşıması, çekirdeğin çok-cisim seviyelerinin çift ve tek pariteler arasında eşit dağılımına yol açabilir [12].

Astrofiziksel uygulamalarda zıt pariteli çok-cisim seviyelerinin, uyarılma enerjilerinden bağımsız olarak, eşit yoğunlukta dağıldığı varsayımı kabul görmüştür [2]. Buna karşın, son zamanlarda yapılan teorik [13, 6, 14, 15] ve deneysel [16,17] çalışmalar seviye yoğunluğunun pariteye göre dağılımının, uyarılma enerjisine bağlı olarak ciddi değişkenlikler gösterdiğini ortaya koymuştur. Teorik ve deneysel sonuçların kıyaslandığı bu çalışmalarda, bazı çekirdekler için bulgularda örtüşme olmasına karşın, diğerleri için ciddi farklılıklar gözlemlenmiştir [10]. Bu durum, daha kapsamlı deneysel ve teorik çalışmaların gerekliliğini ortaya koymaktadır.

Parite özelliklerinin, prensip olarak kabuk modeli ile etkileşimdeyken hesaplanabilmesi nükleer yapının temel teorisidir. Ancak kabuk modelindeki seviye yoğunluklarının hesaplanması çoğunlukla konvansiyonel köşegenleştirme yöntemlerin ötesinde olan büyük model alanları gerektirir. Bu tür yöntemler günümüzde $A \leq 50$ (pf -kabuğunda) ile sınırlıdır [18-19]. Son zamanlarda, Kuantum Monte Carlo yöntemleri etkileşen kabuk modeli çerçevesinde toplam ve pariteye bağlı seviye yoğunluklarını hesaplamak için kullanılmıştır. Bu yöntemler kabuk modeli alanını ($pf + g_{9/2}$) tam kullanarak ${}_{26}\text{Fe} - {}_{32}\text{Ge}$ (Demir-Germanyum) bölgesindeki çekirdeklere uygulanmıştır. Toplam seviye yoğunlukları deneysel seviye yoğunlukları ile iyi bir uyum içinde olduğu ve $A \leq 65$ için önemli ölçüde parite bağımlılığı olduğu görülmüştür [20].

Pariteye bağlı seviye yoğunluklarının Monte Carlo hesaplamaları, kabuk etkilerini ve artık (residual) iki-cisim etkileşimlerinden oluşan korelasyonlarını dikkate alması sebebiyle başarılı sonuçlar elde edilmektedir. H. Nakada'nın 2007 yılındaki çalışmasında [21], sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, tek ve çift parite durumlarının sayı oranını hesaplamak için basit bir formül elde etmiştir. Söz konusu formül, Fe (Demir) bölgesindeki çekirdeklere uygulanmış ve Monte Carlo hesaplamaları ile karşılaştırılmıştır. Ayrıca bu formül, çift paritenin baskın olduğu düşük sıcaklıklardan, pariteye bağlı yoğunlukların eşit olduğu yüksek sıcaklıklara çapraz olarak yineleme yapmıştır. Bu modelin sonuçları, toplam seviye yoğunluğu için geri kaydırmalı Bethe formülü (BBF) kullanılarak, sabit uyarılma enerjilerindeki pariteye bağlı seviye yoğunlukları oranına dönüştürülebilir [13].

Bu tez kapsamında ele alınan çekirdekler, astrofiziksel uygulamalar için ciddi öneme sahip Nikel bölgesinde bulunmaktadır. Valans nükleonları, uyarılmamış hallerinde fp -kabuğunda yer aldığı için bu çekirdekler literatürde fp -kabuğu çekirdekleri olarak da adlandırılırlar.

Yüksek uyarılma enerjilerinde kullanılan etkileşimin önemi ortadan kaybolur ve yapılan hesaplama tamamen kombinatoryal bir olaya denk gelir. Artı ve eksi parite arasındaki oran 1'e denk gelir. Buna karşın, düşük enerjilerde aynı durum gözlenmez çünkü yukarıdaki metinlerde bahsedildiği üzere, çekirdek sistemini tasvir eden tek parçacık etkileri vardır. Parite dengelenmesine etki eden temel unsurlarından biri olan çiftlenim etkisi, çekirdeğin sahip olduğu nükleonların (proton ve nötronların her biri) tek veya çift olmasına bağlı olarak, düşük uyarılma enerjilerinde parite dağılımına çok büyük bir etki (işgal ettiği kabuğun paritesi ve kabuk etkileri) yapar. Bu etkiler söz konusu olduğu sürece, düşük uyarılma enerjilerinde pozitif ve negatif paritelere göre dağılımda dengesizlik normal olarak beklenmektedir. Bu tezin kısmen ele alacağı konulardan bir tanesi de dağılıma etki eden etkileri orta kütleli çekirdeklerde çalışmak ve bu varsayımın ne ölçüde geçerli olduğunu sınamaktır.

2.2.3 Spine Bağlı Seviye Yoğunluğu

Seviye yoğunluklarının spin dağılımı, termal yıldız reaksiyonları gibi istatistiksel nükleer reaksiyon hızlarını hesaplamada kullanılmaktadır. Spin dağılımı bilgisi, ölçülen nötron veya proton rezonansı toplam seviyesi yoğunluklarının belirlenmesi için gereklidir, çünkü bu faktör spin seçim kurallarına ait bir kavramdır.

Korelasyon varlığındaki seviye yoğunluklarının spine bağlı dağılımı, mikroskobik açıdan hesaplanırken ciddi problemlere sahip olmasından dolayı rasgele çiftleme modelinden elde edilen spin-kesinti modeli fenomenolojisi kabul edilir. Spin-kesinti modeline göre spin dağılımı, etkili bir moment olan enerjiye bağlı tek bir parametre ile belirlenir. Bu, çoğunlukla kendi katı cisim değerine göre ayarlanır ve bazen ampirik olarak belirlenir.

Etkileşen kabuk modeli kabuğun etkilerini ve korelasyonunu göz önüne almasından dolayı seviye yoğunluklarının hesaplanmasına uygun bir çerçeve sağlanır. Y. Alhassid ve arkadaşlarının 2007 yılında yaptığı çalışmada [13], kabuk modeli Monte Carlo yaklaşımı

kapsamında, spin izdüşüm yöntemleri tanıtılmış ve seviye yoğunluklarının spin dağılımlarını hesaplamak için kullanılmıştır. Ayrıca 2013 yılında M.Bonett Matiz ve arkadaşlarının nikel izotoplarının seviye yoğunluklarını, $\rho_S(E\chi)$, hesaplamada yine spin izdüşüm yöntemleri kullanılmış ve başarılı sonuçlar elde edilmiştir [32]. Bu dağılımlardan elde edilen enerjiye bağlı parametreye göre, eşleştirme korelasyonlarının belirtisi olan tek-çift etkisi gösterilmiştir. Bu sorun, seviye yoğunluklarını hesaplamada, KMMC yaklaşımı kullanılarak ortadan kaldırılmıştır. Demir bölgesindeki KMMC seviye yoğunluklarının herhangi deneysel bir veri olmadan ayarlanabilir parametreler ile iyi bir uyum içinde olduğu görülmüştür. KMMC yaklaşımında, termal averaj gözlenebilirler, söz konusu çekirdeğin tüm olası durumlarını aşmıştır ve böylece hesaplanan yoğunluk düzeyleri, bütün olası spin değerlerinin üzerinde olmuştur. Bu çalışmada, spin projeksiyon yöntemleri, sabit spinde termal gözlenebilirlerinin hesaplanmasını sağlayan KMMC yaklaşımı içinde tanıtılmıştır. Bu uygulama seviye yoğunluğunun spine göre dağılımına uygulanmış ve spin-kesinti modeli sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçlar spin dağılımlarının enerjiye bağlı olduğunu göstermiştir [13].

Bu tez kapsamında ele alınan çekirdeklerin seviye yoğunluklarının spin dağılımı genel olarak ele alınmayacaktır, fakat ^{58}Ni çekirdeği için mevcut deneysel $J^\pi = 2^+$ ve $J^\pi = 2^-$ seviye yoğunlukları ile kıyaslama yapılması açısından sadece bu çekirdeğe ait $J = 2$ açısal momentumu irdelenecektir.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1 KABUK MODELİ MONTE CARLO YAKLAŞIMI

Kabuk modeli Monte Carlo yaklaşımının (KMMC) özünde, kabuk modeli probleminin kanonik küme içinde ifade edilmiş istatistiksel bir problem olarak ele alınması ve iki cisim etkileşimlerinin Hubbard-Stratonovich (HS) dönüşümü yoluyla efektif olarak tek cisim terimlerine indirgenmesi yatmaktadır. Bu dönüşümü yapmamızın sebebi, standart kabuk modeli yöntemleri kullanılarak Schrödinger denklemini çözmeye çalıştığımızda karşılaştığımız sorunlardır. Kabuk modeli hamiltoniyeni, sd-fp-gd tek cisim model uzayı örnek alındığında yaklaşık olarak $10^{30} \times 10^{30}$ 'a karşılık gelen bir matris olarak ifade edilir. Bu büyüklükteki bir matris probleminin çözülebilmesi, günümüz teknolojik kaynakları açısından mümkün değildir.

Kanonik kümede herhangi bir operatörün, $\beta = 1/T$ ters sıcaklığında, beklenen değeri;

$$\langle X \rangle = \frac{\text{Tr}[Xe^{-\beta H}]}{\text{Tr}[e^{-\beta H}]} \quad (3.1)$$

formülüyle verilir. Hubbard-Stratonovich dönüşümü kullanıldığında pay ve paydadaki $e^{-\beta H}$ operatörü tek-cisim propagatörleri (U_σ) cinsinden,

$$e^{-\beta H} = \int D[\sigma] G_\sigma U_\sigma \quad (3.2)$$

ile çok katlı integraller olarak yazılabilir. Bu formülde $D[\sigma]$, integrasyon değişkenleri σ 'lara ait $d\sigma$ ifadelerinin çarpımını göstermektedir. Yukarıda U_σ ,

$$U_\sigma = \prod_{n=1}^{Nt} e^{-\Delta\beta h(\sigma)} \quad (3.3)$$

ifadesi ile verilen ve sadece tek cisim terimleri içeren, integrasyon değişkenleri σ 'lara bağlı $h(\sigma)$ hamiltoniyenlerini kapsamaktadır. $G(\sigma)$ ise, yine integrasyon değişkenleri σ 'lara bağlı Gaussyen bir ifadedir. KMMC metoduna adını veren Monte Carlo ifadesi ise çok-katlı integrallerin nümerik değerlerinin hesaplanmasında kullanılan olasılıksal (stokastik) yaklaşımdan kaynaklanmaktadır. Metropolis algoritması bu açıdan en çok kullanılan araçtır.

Kabuk Modeli Monte Carlo metodu (KMMC), hal yoğunluklarının hesaplanmasına son derece elverişli olduğu gibi, bu yöntemle izdüşüm teknikleri kullanarak belli bir açısız momentum ve pariteye bağlı, $\rho(E)$, seviye yoğunlukları da hesaplanabilir. KMMC yöntemi ile seviye yoğunluğu hesaplamalarının yapılabilmesinde;

$$E(\beta) = \frac{\text{Tr}[He^{-\beta H}]}{\text{Tr}[e^{-\beta H}]} = \frac{\int dE e^{-\beta E} \rho(E)}{Z(\beta)} \rightarrow \rho(E) \quad (3.4)$$

ifadesi kullanılmaktadır.

$E(\beta)$, $\beta = 1/T$ ters sıcaklığında ortalama enerjiyi göstermekte ve KMMC yöntemiyle hesaplanmaktadır. $E(\beta)$, kanonik olarak seviye yoğunluğuna, $\rho(E)$, bağlı olduğundan, bu bağıntı ters-Laplace dönüşümü yoluyla $\rho(E)$ 'nin hesaplanmasında kullanılabilir. Bu amaç için saddle-point yaklaşımı esas alınmaktadır.

Pariteye bağlı seviye yoğunluğu, Laplace transformasyonu yapılarak elde edilir. Eğer noktasal yaklaşımı (Saddle-point approximation) ile E uyarılma enerjisindeki π pariteli seviyelerin yoğunluğu:

$$\rho_{\pi}(E) = \frac{e^{\beta E \pi + \ln(Z_{\pi})}}{\sqrt{-2\pi \frac{dE_{\pi}(\beta)}{d\beta}}} \quad (3.5)$$

denklemlerle ifade edilir.

Pariteye bağlı seviye yoğunluğu, $\rho_{\pi}(E)$, özellikle astrofiziksel uygulamalarda ihtiyaç duyulan bir niceliktir ve pratik bir yaklaşımla parite izdüşümlü seviye dağılımının eşit olması yaklaşımıdır. Bu yaklaşıma göre yeterince yüksek uyarılma enerjilerinde eksi ve artı pariteler arasında denge ortaya çıkar.

Özet olarak tek cisim terimleri ve iki-cisim etkileşim terimlerinden oluşan genel bir Hamiltoniyen, H 'e bağlı $e^{-\beta H}$ ifadesi, HS dönüşümü yoluyla her zaman sadece tek-cisim Hamiltoniyenleri, $h(\sigma)$, içeren $e^{-\beta h(\sigma)}$ terimlerine indirgenebilir. Ancak, Monte Carlo integrasyonlarının hesaplanması sırasında işaret problemi olarak bilinen bir sorunla

karşılaşılabılır. Bu, genel bir Hamiltoniyenin HS dönüşümü sırasında time-reversal simetrisinin Monte Carlo örnekleme yapılrken kırılmasından kaynaklı bir problemdir ve Monte Carlo averaj değerlerinde kontrol edilemeyen hataların oluşmasına yol açmaktadır. Bu problem, genel bir Hamiltoniyen kullanmak yerine matematiksel özellikleri HS dönüşümü sonrasında $h(\sigma)$ 'nın time-reversal simetrisini muhafaza etmesine olanak tanıyan Hamiltoniyenler kullanılarak aşılabilir. Bu tip Hamiltoniyenlere örnek olarak multipol-multipol ve çiftlenim terimleri içeren Hamiltoniyenler verilebilir [20, 22, 23]. Nükleer seviye yoğunluğu hesaplamaları söz konusu olduğunda bu tarz Hamiltoniyenler çok gerçekçi sonuçlar verdiği 90'lı yıllarda yapılan hesaplamalarda gösterilmiştir [24]. Bu tip Hamiltoniyenler, nükleer kolektif uyarılmaları gerçekçi şekilde üretebilen Hamiltoniyenlerdir.

3.2 KULLANILAN MODEL UZAY VE HAMILTONYEN

Çekirdeğin paritesine etki eden unsurlar, çok cisim uzaylarını karakterize eden Slater determinantının tek cisim durumlarına bağlıdır. Bu sebeple bir çok-cisim sisteminin herhangi bir özdeğeri, aynı pariteye ait n nükleonlu Slater determinantlarının süperpozisyonlarını alır. Nükleer kabuk modellerinde harmonik osilatör kabukları aynı pariteye sahip orbitallerde oluşurlar. Bu çalışmada ele aldığımız Nikel çekirdeği fp kabuğunda yer almaktadır.

Uyarılma enerjisinin artması, valans nükleonlarının fp -kabuğuna göre, zıt parite taşıyan bir üst kabuğun (gds) seviyelerine sıçrama yapabilmesini sağlar ve çekirdek, her iki pariteye sahip çok-cisim seviyeleri üretir. Buna göre, kabuklar arası enerji aralığı, parite dağılımında dengenin oluşmasına etki eden bir faktör olur. Bir başka etken ise nükleon etkileşimleridir. Çiftleşim terimi, benzer nükleonların çiftler halinde uyarılmasını sağlar ve çift-çift çekirdeklerde seviyelerin ağırlıklı olarak pozitif parite taşımaya sebep olur. Bu nedenle pariteler arasında dengenin kurulması, yalnızca daha yüksek uyarılma enerjilerinde çiftleşim korelasyonlarının kırılmasıyla mümkün olur. Parite dağılımlarının eşitlenmesinde birbirine zıt iki enerji ölçeği vardır. Bunlardan ilki, çekirdeklerin Fermi seviyesi civarında zıt-pariteli kabuklar arasındaki enerji aralığı, ikincisi ise nükleon çiftlerinin kırılmasına karşı gelen enerji düzeyidir. İlk etki hesaplamaların yapıldığı model (valans) uzayının seçimi, ikincisi ise kullanılan nükleon etkileşimi (Hamiltonyen) ile yakından ilgilidir.

Yakın geçmişte yapılan ve $J=2$ seviyelerinin parite dağılımının incelendiği deneysel bir çalışmada [10], ^{58}Ni 'in parite izdüşümlü seviye yoğunluklarının yaklaşık 7 MeV uyarılma enerjisi civarında dengelendikleri gözlemlenmiştir ve bu saptama teorik çalışmalardan elde edilen sonuçlarla çelişmiştir. Bu sebeple, bahsi geçen KMMC hesaplamalarında kullanılan model uzay ve etkileşimlerin sorgulanması gerekmiştir.

KMMC yaklaşımı ile seviye yoğunluğu hesaplamalarında kullanılan etkileşimler, Denklem 3.6'da gösterildiği üzere çiftleşim terimlerinin yanı sıra nükleonların kollektif uyarımlarını sağlayan multipol-multipol terimlerini de içermektedir [20, 22, 23]. C. Özen ve arkadaşlarının 2007 yılında yaptığı ^{58}Ni hesaplamalarında, kollektif etkileşimlerin en dominant terimi olan kuadrupol terimi kullanılmış ancak etkileri kuadrupol terimine kıyasla sınırlı olan daha yüksek multipol terimleri hesaba katılmamıştır [6]. Oktupol ve hegzadepol terimlerinin de kullanıldığı ^{56}Fe hesaplamalarında [20, 21] ise kullanılan model uzay, ^{58}Ni çalışmasında kullanılan model uzaydan daha küçük olup, gds kabuğunun sadece $0g_{9/2}$ orbitalini hesaba katmıştır. Dolayısıyla bu iki çalışmaya bakarak etkileşim terimlerinde kullanılan yüksek multipollerin, seviyelerin parite dağılımı üzerindeki etkisini elde etmek mümkün değildir. Açıkta kalan bu noktaya ilave olarak, negatif pariteli seviye yoğunluğuna etki edebilecek bir diğer faktörün kullanılan model uzayı olduğu görülmüştür. Hem C. Özen ve arkadaşlarının 2007 yılında yaptığı çalışmada [6] hem de Ref. [20,21]'de yapılan çalışmalarda fp -kabuğunun altındaki sd -kabuğu kapalı olduğundan, sd - ve fp -kabukları arasında negatif pariteli çok-cisim seviyeleri oluşturabilecek uyarılar ihmal edilmiştir. Literatürde bu uyarıları da hesaba katan sd - fp - gd model uzayında gerçekleştirilmiş bir kuantum Monte Carlo çalışması bulunsa da, bu çalışmada da ^{56}Fe 'nin negatif pariteli seviye yoğunlukları deneysel sonuca göre düşük düzeyde kalmaktadır [27]. Bunun sebebi çalışmada kullanılan etkileşimin çok daha az gerçekçi olmasıdır.

Bu tezde hedeflenen temel amaç, şu ana kadar yapılmış teorik çalışmalarda ihmal edilmiş bütün bu unsurları sistematik olarak incelemek ve deneyle tutarlı sonuçlar veren model uzay ve etkileşimleri saptamaktır.

KMMC hesaplamalarında kullanılan Hamiltonyenler, gerçekçi bir Hamiltonyenin dominant terimlerini oluşturan monopol çiftleşim ve multipol-multipol etkileşim bileşenlerine sahiptir:

$$H = \sum_a \varepsilon_a \hat{n}_a + g_0 P^{(0,1)\dagger} \cdot \tilde{P}^{(0,1)} - \chi \sum_{\lambda} k_{\lambda} O^{(\lambda,0)} \cdot O^{(\lambda,0)} \quad (3.6)$$

Buradaki ilk terim tek-cisim bileşenlerini, ikinci terim çiftleşim etkileşimlerini, son terim ise izoskaler multipol-multipol etkileşimlerini temsil etmektedir [20]. Tek-cisim enerjileri bir a orbitali ile gösterilmiş olup ε_a , genellikle spin-orbit bileşenli Woods-Saxon tipi bir ortalama alan potansiyelinden elde edilir ve bölgedeki çekirdeklerin düşük enerjilerdeki özelliklerini sağlayacak değerlere sabitlenir. Çiftleşim teriminin şiddeti, g_0 , sayı-projeksiyonlu BCS yöntemi kullanılarak, hesaplama bölgesindeki küresel çekirdeklerin deneysel tek-çift kütle farkını sağlayacak şekilde üretilir. $P^{(0,T)\dagger}$, $T=0,1$ olmak üzere izospine bağlı olarak $J=0$ açısız momentumlu çiftlenim yaratma operatörüdür ve Denklem 3.7’de gösterilmiştir.

$$P^{(\lambda,\mu)\dagger} = \sum_{ab} (-)^l \langle j_a || Y || j_b \rangle [a_{j_a}^{\dagger} \times a_{j_b}^{\dagger}]_{\lambda,\mu} \quad (3.7)$$

$O^{(\lambda,0)}$ ise multipol operatörleri temsil eder ve Denklem 3.8’de gösterilmiştir. Multipol-multipol etkileşimlerini ifade eden son terimde λ multipol sayacı olup, kuadropol (2), oktopol (3) ve hegzadepol (4) gibi bileşenleri ifade etmektedir.

$$O_{\mu} = -\frac{1}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{ac} \langle j_a || \frac{dV}{dr} Y_{\lambda\mu} || j_c \rangle [a_{j_a}^{\dagger} \times a_{j_c}]_{\lambda\mu} \quad (3.8)$$

Yukarıda a ve c orbitalleri üzerinden yapılan toplamda $\frac{dV}{dr}$ ortalama alan potansiyelini ve $Y_{\lambda\mu}$ küresel harmonik operatörleri temsil eder. Denklem 3.6’da bulunan multipol-multipol terimlerinin genel şiddeti, χ , Yoram Alhassid’in 1996 yılında geliştirdiği bir formülle hesaplanır [25]. Bireysel multipol terimlerinin bağıl şiddetlerini ifade eden, k_{λ} , dolu ve pasif durumdaki alt kabukların polarizasyon etkilerini temsil eden faktörlerdir. Diğer bağıl şiddetler ise katlı-diyagram tekniği ile tutarlı olacak şekilde seçilirler [20].

4. BULGULAR

Bu çalışmada yapılan hesaplamaları tayin eden ana yol, toplam seviye yoğunluğunun efektif bir nükleer Hamiltonyen kullanılarak hem çift-çift çekirdekler hem de tek-çift çekirdekler için mevcut deneysel verileri mümkün olduğunca bütünsel bir şekilde açıklayabilmesini sağlamaktır. Mevcut olan deneysel veri, ^{58}Ni açısından sadece seviye sayma verisinden ibaret olup, ^{59}Ni , ^{60}Ni , ^{61}Ni ve ^{62}Ni 'de buna ilave olarak nötron rezonans verisi bulunmaktadır. Ayrıca $^{58,59,60,61,62}\text{Ni}$ çekirdekleri için mevcut olan seviye parametreleri listeleri sırasıyla Tablo 4.3, Tablo 4.4, Tablo 4.5, Tablo 4.6 ve Tablo 4.7'de belirtilmiştir. ^{59}Ni , ^{60}Ni , ^{61}Ni ve ^{62}Ni çekirdekleri seviye yoğunlukları hesaplamalarında kullanılan geri kaydırılmış Bethe formülüne ait a ve Δ parametreleri ile yine bu çekirdeklere ait deneysel veriler (S_n ve D_0) Tablo 4.1'de belirtilmiştir:

Tablo 4.1: Geri kaydırılmış Bethe formülü parametreleri (Denklem 2.5'de ilgili formülün açıklamaları mevcuttur.) [26] ve $^{59,60,61,62}\text{Ni}$ çekirdekleri için deneysel veriler gösterilmiştir.

Çekirdek adı	Deneysel veri[30]		BBF formülüne ait parametreler[26]	
	S_n (MeV)	D_0 (keV)	a	Δ
^{59}Ni	8.999	0.01(9)	6.222	-0.457
^{60}Ni	11.38	2.0(7)	6.241	0.858
^{61}Ni	7.82	0.01(9)	6.852	-0.488
^{62}Ni	10.59	2.1(1)	6.577	0.763

Kullanılan sd - fp - gd uzayı, Tablo 4.2'de orbitaller ve kuantum sayılarına göre belirtilmiştir.

Tablo 4.2: Seviye yoğunluğu hesaplamalarında kullanılan model uzayı (sd - fp - gd)

Orbital	Kuantum sayıları		
	n	l	j
1	0	2	5/2
2	0	2	3/2
3	1	0	1/2
4	0	3	7/2
5	0	3	5/2
6	1	1	3/2
7	1	1	1/2
8	0	4	9/2
9	1	2	5/2

Tablo 4.3: ^{58}Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri [30,31]

Seviye numarası	E (MeV)	l	J^π
1	0.000000	0	0^+
2	1.454000	2	2^+
3	2.459100	4	4^+
4	2.775200	2	2^+
5	2.901800	1	1^+
6	2.942400	0	0^+
7	3.037600	2	2^+
8	3.263400	2	2^+
9	3.269100	2	(2)
10	3.273700	2	(2)
11	3.420300	3	3^+
12	3.450900	1	
13	3.524000	4	4^+
14	3.530900	0	0^+
15	3.558000	3	1
16	3.593400	1	($1,2^+$)
17	3.595200	1	
18	3.620000	4	4^+
19	3.774400	3	3^+
20	3.870000	2	1
21	3.898300	2	2^+
22	3.932100	4	
23	3.943600	2	
24	4.020000	1	
25	4.107700	2	2^+
26	4.260000	2	2^+
27	4.294000	4	4^+
28	4.348000	1	
29	4.361000	2	
30	4.383600	5	(5^+)
31	4.404800	4	4^+
32	4.450000	2	$1^+,2^+$
33	4.475300	3	
34	4.518000	2	
35	4.538300	0	0^+
36	4.574100	1	1
37	4.752000	4	4^+
38	4.954000	1	
39	4.963800	6	(6^+)
40	5.128201	6	6^+
41	5.156000	2	2^+
42	5.166000	1	1^+
43	5.359100	2	(2)
44	5.386000	6	(6^+)
45	5.436000	4	4^+
46	5.452200	1	1
47	5.472000	4	4^+
48	5.528000	1	(1)
49	5.585000	4	4^+

Tablo 4.4: ^{59}Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri [30,31]

Seviye numarası	E (MeV)	l	J^{π}
1	0.000000	0	$3/2^-$
2	0.339421	1	$5/2^-$
3	0.464976	1	$1/2^-$
4	0.877947	2	$3/2^-$
5	1.188790	4	$5/2^-$
6	1.301410	4	$1/2^-$
7	1.337890	2	$7/2^-$
8	1.679700	4	$5/2^-$
9	1.695000	0	
10	1.734720	4	$3/2^-$
11	1.739240	1	$9/2^-$
12	1.746100	1	$5/2^-, 7/2^-$
13	1.767450	2	$9/2$
14	1.947930	5	$7/2^-$
15	2.330000	0	$5/2^-, 7/2^-$
16	2.414970	6	$3/2^-$
17	2.428000	0	
18	2.480000	0	$(3/2^+, 5/2^+)$
19	2.530400	3	$(9/2)$
20	2.535500	1	$5/2$
21	2.553400	1	
22	2.627070	2	$7/2^-$
23	2.640000	0	$(1/2^-, 3/2^-)$
24	2.681400	2	$(5/2^-)$
25	2.692000	0	
26	2.705020	2	$(11/2^-)$
27	2.713000	1	
28	2.893620	7	$3/2^-$
29	3.037500	4	$7/2^-$
30	3.054330	1	$9/2^+$
31	3.125430	4	$7/2^-$
32	3.164000	0	$7/2^-$
33	3.181630	3	$3/2$
34	3.376890	0	$(11/2^-)$
35	3.380500	0	$(7/2^-)$
36	3.447000	1	$(1/2^+)$
37	3.452460	0	$3/2^-$

Tablo 4.5: ^{60}Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri [30,31]

Seviye numarası	E (MeV)	l	J^{π}
1	0.000000	0	0^+
2	1.332520	2	2^+
3	2.158640	2	2^+
4	2.284870	0	0^+
5	2.505770	4	4^+
6	2.626080	3	3^+
7	3.119700	4	4^+
8	3.124020	2	2^+
9	3.186020	2	$2^+,3^+$
10	3.194020	1	1^+
11	3.269380	2	2^+
12	3.318700	0	0^+
13	3.381000	3	
14	3.393500	2	2^+
15	3.588100	0	0^+
16	3.619550	3	3^+
17	3.622900	1	
18	3.670710	4	4^+
19	3.702000	4	4^+
20	3.730670	2	$2^+,3^+$
21	3.736100	2	2^+
22	3.875000	2	2^+
23	3.887800	2	2^+
24	3.895000	4	
25	3.925800	2	$2^+,3^+$
26	4.007900	2	2^+
27	4.020450	1	1^+
28	4.035000	1	
29	4.039670	3	3^-
30	4.078540	2	$1^+,2^+$
31	4.116000	3	$2^+,3^+$
32	4.165411	5	5^+
33	4.191000	3	
34	4.265130	6	6^+
35	4.294500	2	
36	4.300000	3	
37	4.319000	2	$1^+,2^+$
38	4.334701	3	$1,2,3$
39	4.341000	0	(0^+)
40	4.355700	1	$1^+,2^+,3^+$
41	4.399400	2	
42	4.407450	5	(5)
43	4.450000	3	
44	4.493440	2	2^+
45	4.535700	1	$1^+,2^+,3^+$
46	4.548800	1	$1^+,2^+$
47	4.579100	2	2^+

Tablo 4.6: ^{61}Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri [30,31]

Seviye numarası	E (MeV)	l	J^π
1	0.000000	0	$3/2^-$
2	0.067413	1	$5/2^-$
3	0.282957	2	$1/2^-$
4	0.656013	3	$1/2^-$
5	0.908618	3	$5/2^-$
6	1.015130	3	$7/2^-$
7	1.099630	3	$3/2^-$
8	1.132330	3	$5/2^-$
9	1.185250	4	$3/2^-$
10	1.454800	3	$7/2^-$
11	1.609660	4	$5/2^-$
12	1.729480	6	$3/2^-$
13	1.807700	2	$9/2^-$
14	1.978000	0	
15	1.987990	4	$9/2^-$
16	1.997600	4	$5/2^-$
17	2.018100	2	$7/2^-$
18	2.030000	0	
19	2.121600	1	$9/2^+$
20	2.123980	2	$1/2^-$
21	2.129190	1	$11/2^-$
22	2.409700	4	$9/2^-$
23	2.414000	0	$(3/2^-)$
24	2.469000	0	$7/2^-$
25	2.529000	0	$5/2^-, 7/2^-$
26	2.593000	0	$7/2^-$
27	2.639710	3	$1/2^-, 3/2^-$
28	2.697000	0	$5/2^+$
29	2.709000	0	
30	2.734000	0	$(7/2^-)$
31	2.765100	5	$3/2^-$
32	2.786000	0	
33	2.801000	0	$5/2^-, 7/2^-$
34	2.853000	0	$5/2^-, 7/2^-$
35	2.863480	5	$1/2^-, 3/2^-$
36	2.905000	0	$7/2^-$
37	3.062280	0	$1/2^+$
38	3.136000	4	$7/2^-$
39	3.298900	0	$11/2^+$
40	3.308000	0	$7/2^-$
41	3.426500	0	$13/2^-$
42	3.435550	6	$13/2^+$

Tablo 4.7: ^{62}Ni çekirdeğine ait deneysel (spektroskopik) seviyeler ve parametreleri [30,31]

Seviye numarası	E (MeV)	l	J^π
1	0.000000	0	0^+
2	1.172910	2	2^+
3	2.048600	0	0^+
4	2.301800	2	2^+
5	2.336350	4	4^+
6	2.891200	0	0^+
7	3.058510	2	2^+
8	3.157980	2	2^+
9	3.176500	4	4^+
10	3.257680	2	2^+
11	3.262000	4	$(2,4)^+$
12	3.269920	1	$1^+,2^+$
13	3.277460	4	4^+
14	3.370260	2	$1^+,2^+$
15	3.378000	2	
16	3.462000	1	4^+
17	3.486000	1	
18	3.500000	2	2^+
19	3.518500	2	2^+
20	3.522870	3	$2^+,3^+$
21	3.757000	3	3^-
22	3.844000	1	
23	3.849340	2	$0^+,1^+,2^+$
24	3.853000	2	2^+
25	3.860000	2	$1^+,2^+$
26	3.967000	4	
27	3.972900	2	2^+
28	3.997000	4	4^+
29	4.018710	6	$(6)^+$
30	4.035000	3	
31	4.055080	4	4^+
32	4.062500	1	$1^+,2^+$
33	4.144000	4	4^+
34	4.151200	3	$2^+,3^+$
35	4.154100	4	(4^+)
36	4.160070	5	(5^-)
37	4.179000	2	
38	4.201400	3	$3^-,4^-,5^-$
39	4.208500	4	4^+
40	4.230000	0	0^+
41	4.317000	2	$1^+,2^+$
42	4.393000	1	
43	4.407000	2	2^+
44	4.416201	2	$1^+,2^+$
45	4.424000	4	

Bütün bu bilgiler, tek bir Hamiltonyen kullanılarak (parametreler sadece çekirdekten çekirdeğe, kütleyle bağlı olarak değişmek kaydıyla), Tablo 4.8’de verilen dört parametreye bağlı olarak bahsi geçen bütün bu deneysel verileri açıklamaya çalışılmaktadır. Sadece dört parametreyle, farklı çekirdekler için kapsamlı bir şekilde bu kadar veriyi açıklamak başlı başına zor bir problemdir, bu açıdan çeşitli denemeler yapılmıştır. Denemeler sc1, sc2, ..., sc11 olarak adlandırılmıştır.

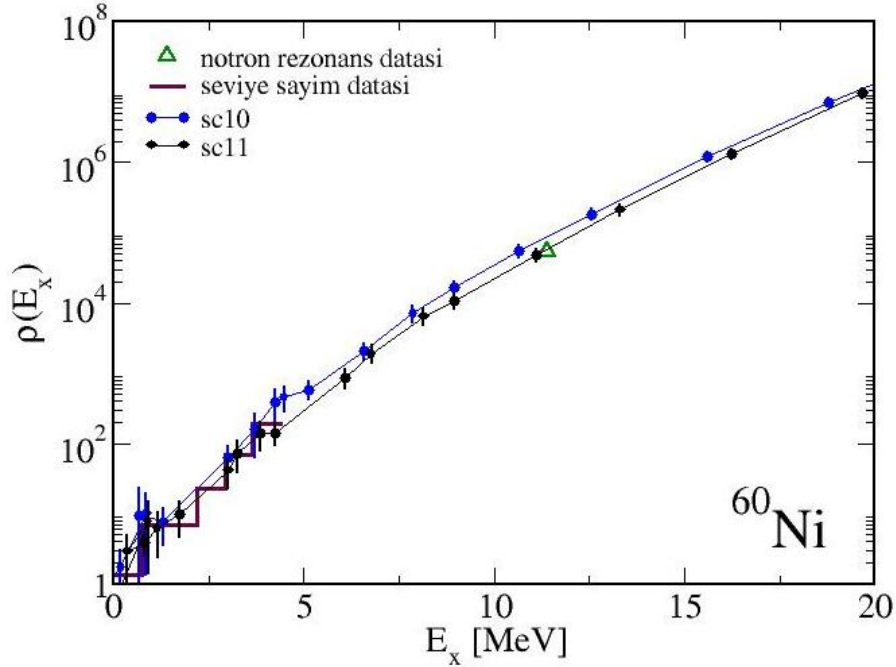
Tablo 4.8: Etkileşim parametreleri (Denklem 3.6)

Etkileşim adı	k_2	k_3	k_4	g_0
sc2	2.2	1.5	1.0	0.192
sc5	2.4	1.5	1.0	0.175
sc6	2.1	1.0	1.0	0.205
sc7	2.2	1.5	1.0	0.200
sc8	2.2	1.0	1.0	0.200
sc9	2.4	1.5	1.0	0.200
sc10	2.2	1.5	1.0	0.212
sc11	2.2	1.5	1.0	0.225

Tablo 4.8’de gösterilen etkileşim parametreleri, ideal Hamiltoniyeni araştırma sürecinin ince ayar yapılan dönemine karşılık gelmektedir bu nedenle elde edilen tüm denemeler tabloda gösterilmemiştir. Her bir denemede seviye yoğunluğunun üzerine etkisi olacak çeşitli parametrelere ince ayar yapılmıştır. Bu parametrelerden özellikle k_2 parametresi ve bir ölçüde k_3 parametresi seviye yoğunluğunun eğimini kontrol ettiği Chiba Üniversitesi’nden Hitoshi Nakada ve tez danışmanlarından Cem Özen’in daha önceki tecrübelerinden bilinmektedir [29]. Daha evvelki çalışmalarda elde edilen k_2 [20,28,29], seviye yoğunluğunun eğimine etki ettiği bilinen ve deforme çekirdeklerde etkisi oldukça güçlü görülen bir parametredir. Ele aldığımız çekirdekler deformasyon açısından zayıftır, bu açıdan kullanılan parametrelerin en iyi şekilde ayarlanması oldukça zor bir problem teşkil etmiştir. Deneysel verilerle kıyaslandığında baskın etkiyi gösteren terimin çiftlenim terimi olduğu gözlenmiştir.

Grafik 4.1’de, sc10 ve sc11 etkileşimlerinden ^{60}Ni çekirdeği için elde edilen toplam seviye yoğunlukları hem kendi aralarında hem de deneysel verilerle kıyaslanmıştır. sc10 ve sc11 etkileşimleri arasındaki fark, sc11 etkileşiminin çiftlenim teriminin 0.0125 fazla olmasıdır.

Çiftlenim terimindeki değişim bekleneceği üzere büyük ölçüde seviye yoğunluğunun kaymasına yol açmaktadır.

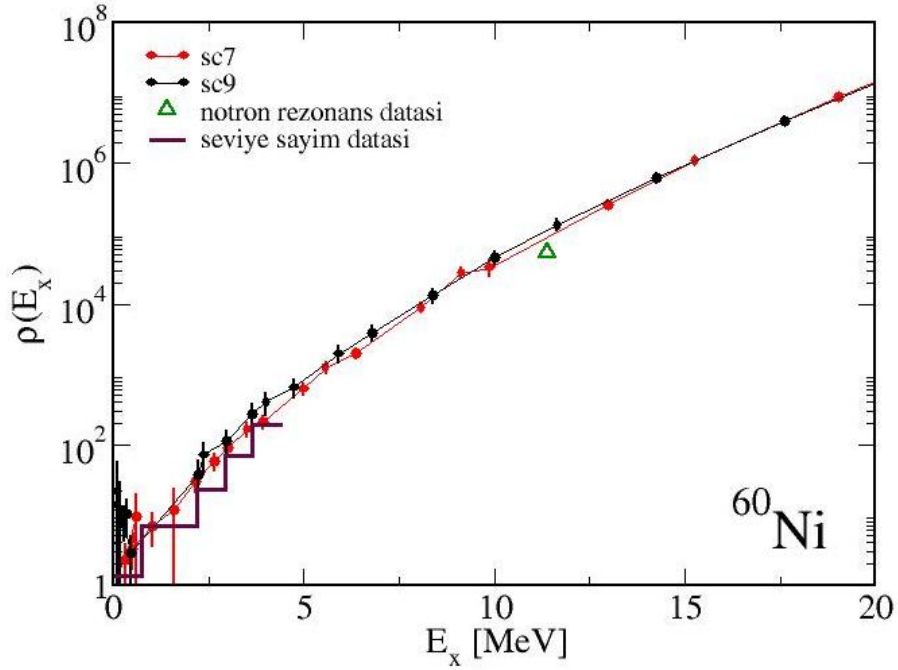


Grafik 4.1: ^{60}Ni çekirdeğine ait sc10 ve sc11 etkileşimleri kıyaslaması

Grafik 4.1'de sc10 ve sc11 etkileşimlerine ait toplam KMMC seviye yoğunlukları kıyaslanmıştır; mavi daireler sc10 etkileşimini, siyah daireler ise sc11 etkileşimini temsil etmektedir.

Grafik 4.2'de, yine ^{60}Ni için, yalnızca k_2 parametreleri farklı olan sc7 ve sc9 etkileşimleri arasında bir kıyaslama yapılmıştır. sc7 ve sc9 etkileşimleri arasındaki fark, sc9'un k_2 parametresinin 0.2 kadar fazla olmasıdır. Burada k_2 parametresi değişikliğinin seviye yoğunluğu eğimine etki ettiği gözlemlenmektedir.

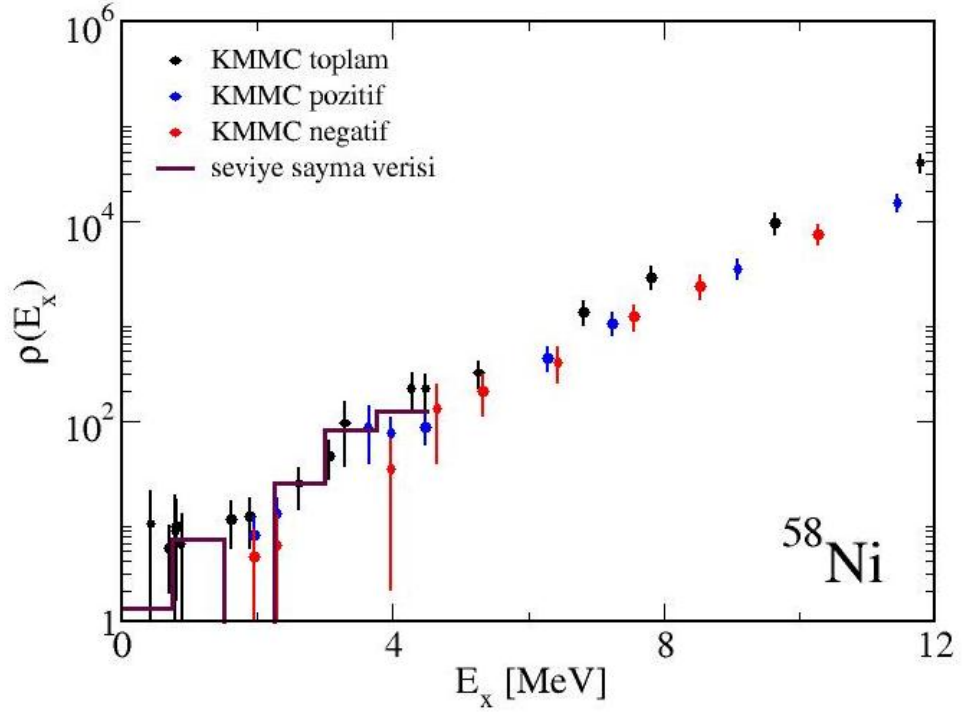
Grafik 4.2'de sc7 ve sc9 etkileşimlerine ait toplam KMMC seviye yoğunlukları kıyaslanmıştır; kırmızı daireler sc7 etkileşimini, siyah daireler ise sc9 etkileşimini temsil etmektedir.



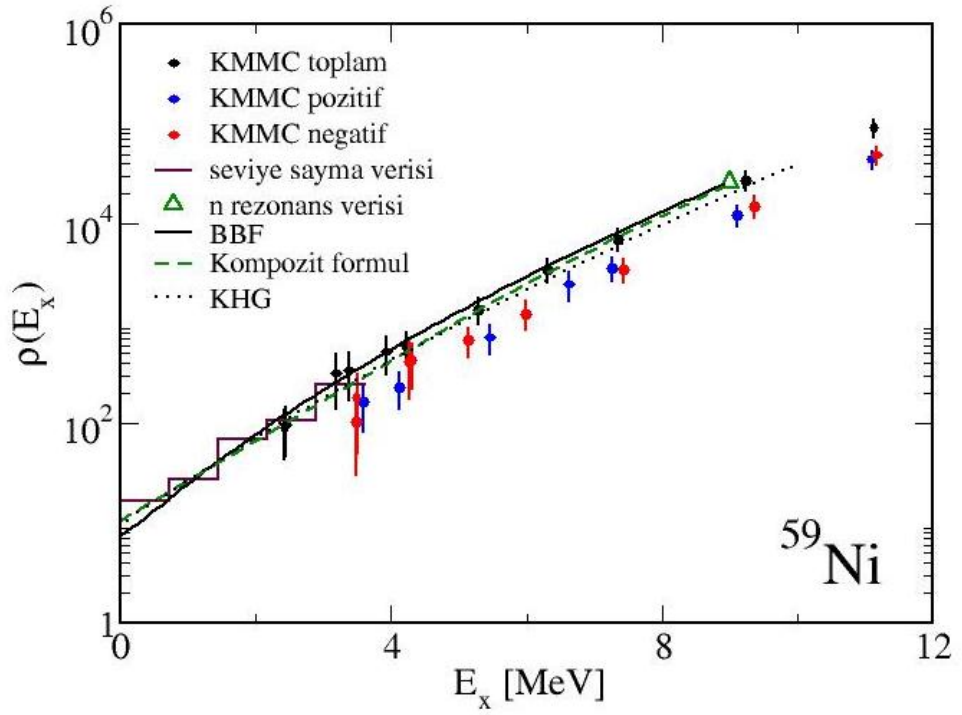
Grafik 4.2: ^{60}Ni çekirdeğine ait sc7 ve sc9 etkileşimleri kıyaslaması

Ele aldığımız izotop zincirindeki çekirdekler için kullanılan etkileşim jenerasyonları açısından deneysel verilerle en başarılı etkileşimin (Tablo 4.8'de) sc11 etkileşimi olduğu görülmüştür. Bu etkileşim kullanılarak elde edilmiş $^{58,59,60,61,62}\text{Ni}$ çekirdeklerine ait toplam ve parite izdüşümlü seviye yoğunluğu hesaplamaları sırasıyla Grafik 4.3, Grafik 4.4, Grafik 4.5, Grafik 4.6 ve Grafik 4.7'de deneysel sonuçlarla kıyaslanmıştır. Bunlara ilave olarak ^{58}Ni çekirdeği için parite ve açısal momentum projeksiyonlu KMMC seviye yoğunluğu hesaplamaları yapılmış ve mevcut deneysel $J^\pi = 2^+$ ve $J^\pi = 2^-$ seviye yoğunlukları ile Grafik 4.8'de kıyaslanmıştır [10].

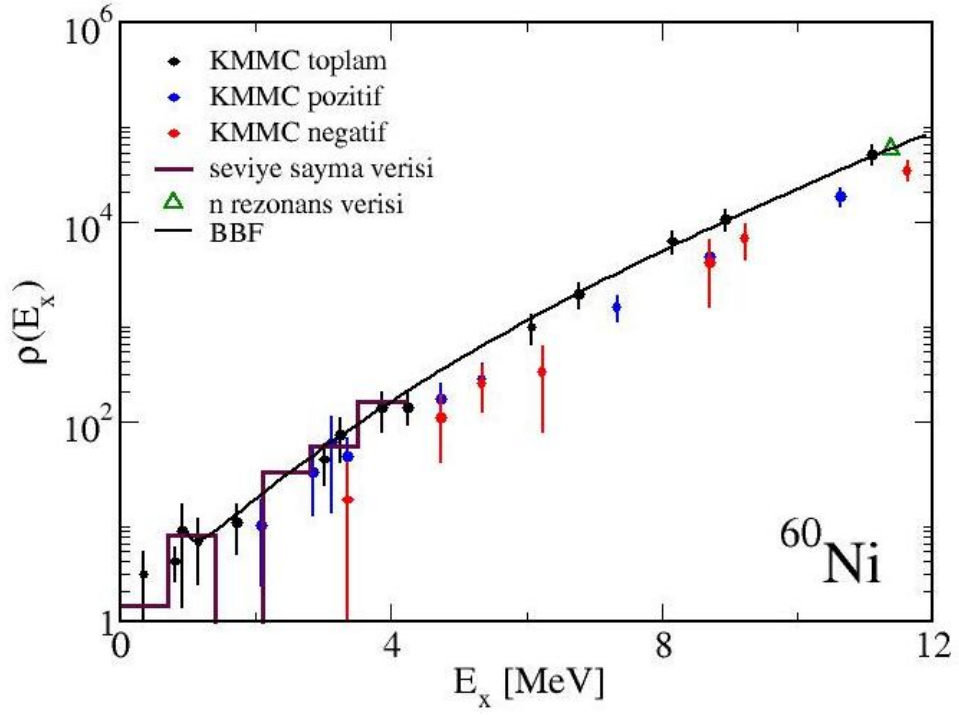
Grafik 4.3, Grafik 4.4, Grafik 4.5, Grafik 4.6 ve Grafik 4.7'de siyah daireler toplam KMMC yoğunluklarını, kırmızı daireler negatif pariteli KMMC yoğunluklarını, mavi daireler ise pozitif KMMC yoğunluklarını temsil etmektedir. Tüm grafiklerdeki -varsa- nötron rezonans verisi yeşil üçgenle, seviye sayma verisi ise kutulanmış mor basamaklarla gösterilmiştir.



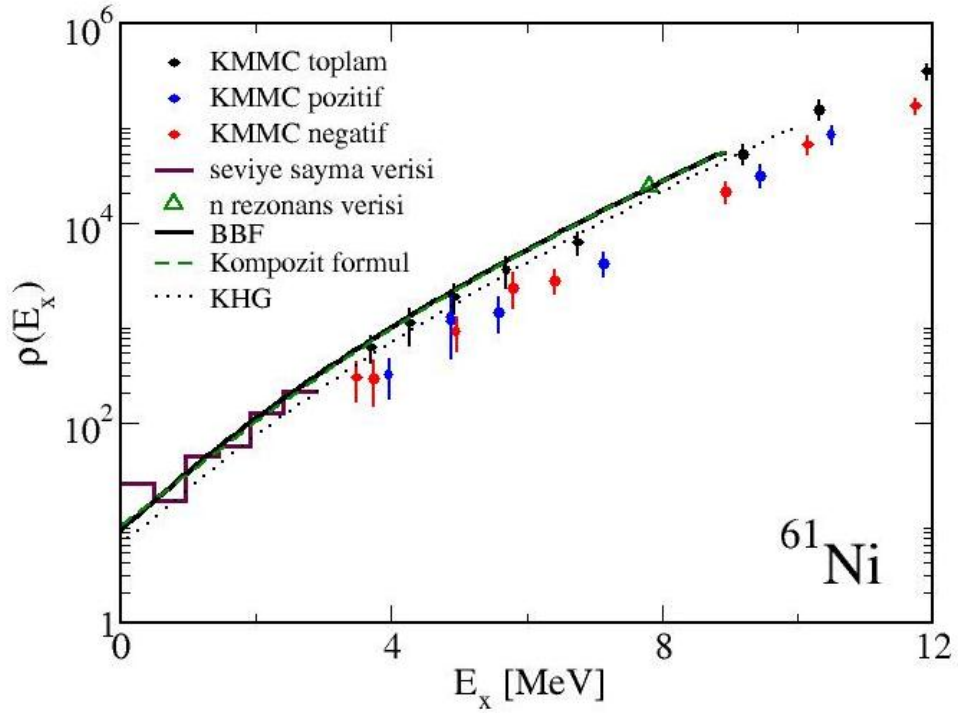
Grafik 4.3: ^{58}Ni çekirdeğine ait toplam ve parite izdüşümlü seviye yoğunluğu grafiği



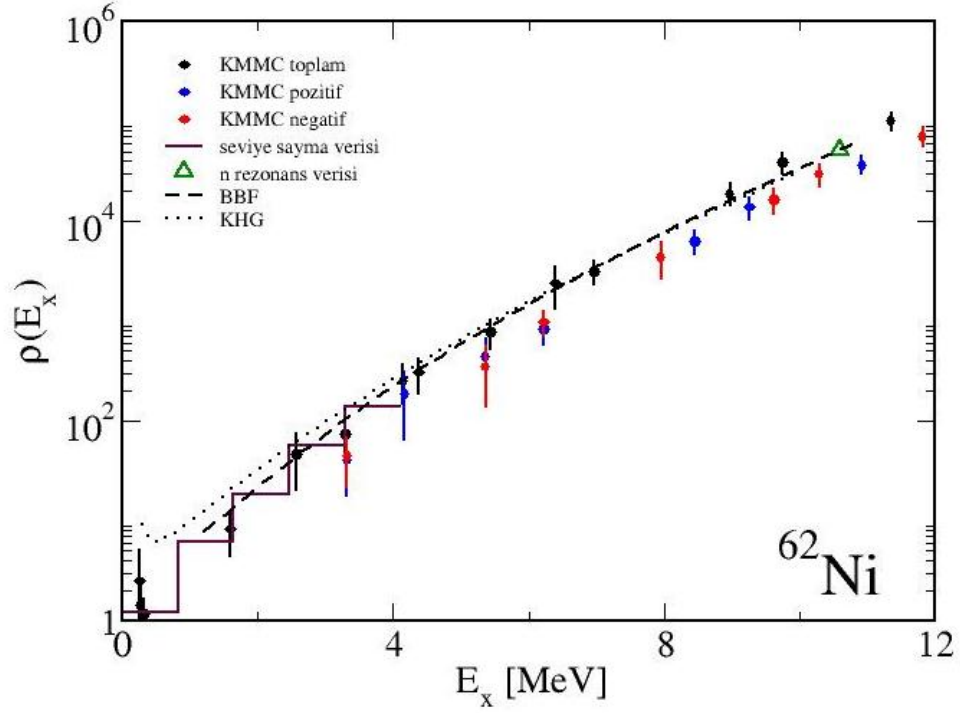
Grafik 4.4: ^{59}Ni çekirdeğine ait toplam ve parite izdüşümlü seviye yoğunluğu grafiği



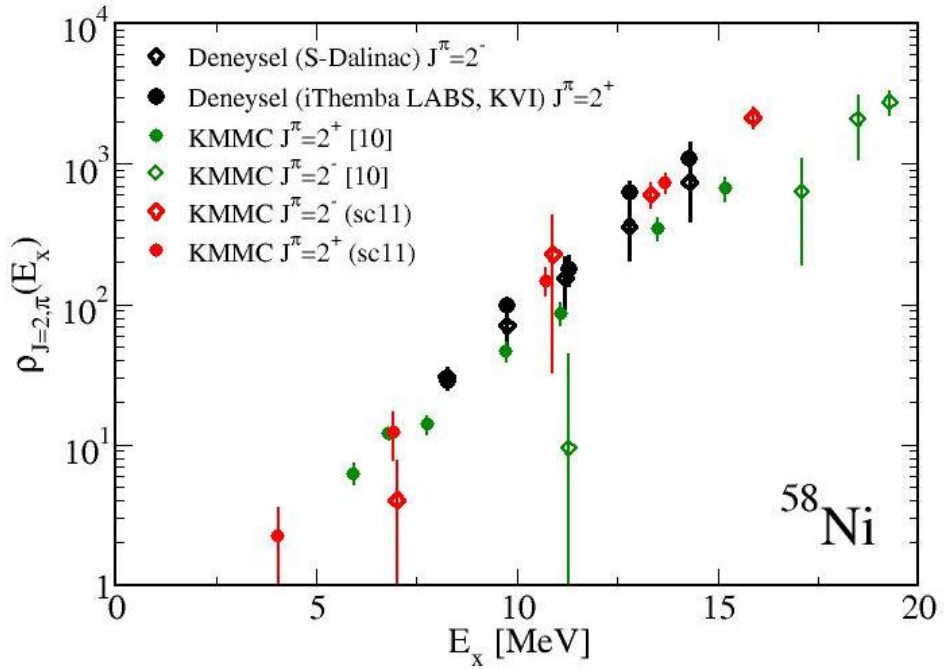
Grafik 4.5: ^{60}Ni çekirdeğine ait toplam ve parite izdüşümlü seviye yoğunluğu grafiği



Grafik 4.6: ^{61}Ni çekirdeğine ait toplam ve parite izdüşümlü seviye yoğunluğu grafiği



Grafik 4.7: ^{62}Ni çekirdeğine ait toplam ve parite izdüşümlü seviye yoğunluğu grafiği



Grafik 4.8: ^{58}Ni çekirdeğine ait $J=2$ kanalına ait KMMC sonuçları ile deneysel sonuçların kıyaslanması

Grafik 4.8’de dolgulu daireler pozitif pariteli seviye yoğunluklarını temsil ederken, negatif pariteli seviye yoğunlukları içi boş dairelerle gösterilmiştir. Bu grafikte bulunan deneysel ve KMMC teorik verileri Y. Kalmykov ve arkadaşlarının 2007 yılında yaptığı çalışmalardan alınmıştır. Ayrıca bazı grafiklerde bulunan Kompozit formül (KF) verileri tez danışmanlarından Cem Özen’in parametrizasyonuna göre eklenmiştir [4,26], Koonin-Hilaire-Goriely(KHG) verileri ise, detaylı bilgiyi Ref. [15]’te bulacağınız parametrizasyona göre eklenmiş ve tüm bu bilgiler KMMC sonuçlarıyla kıyaslanmıştır.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışmasında yüksek performanslı hesaplamalar, tez danışmanlarından Yrd.Doç.Dr. Cem Özen'in bağlı olduğu Kadir Has Üniversitesi'nin bilgisayar altyapısında gerçekleştirilmiştir. Tez boyunca yapılan hesaplamalarda simetri projeksiyon teknikleri Cem Özen tarafından kodlanmış, izospin formalizminde çalışan Caltech-OakRidge SMMC programı ve proton-nötron formalizminde çalışan Yale SMMC programı kullanılmıştır. Ham KMMC çıktılarının hal yoğunluklarına dönüştürülmesi ve analizinde proje sürecinde geliştirilmiş fortran ve python dillerinde yazılmış çeşitli scriptlerden faydalanılmıştır.

KMMC yaklaşımında yapılan hesaplamalarda kullanılan etkileşimler, işaret problemine yol açmayan monopol çiftlenim ve multipol-multipol etkileşim bileşenlerini içeren Hamiltonyenlerdir. Hesaplamalar $sd\text{-}fp\text{-}g_{9/2}d_{5/2}$ model uzayında yürütülmüştür. Etkileşim terimlerinin şiddetlerinin belirlenmesinde öncelikle ^{58}Ni , ^{60}Ni ve ^{62}Ni çekirdekleri için yapılan hesaplamalar baz alınmıştır. Bu çekirdekler çift-çift çekirdekler olup, düşük uyarılma enerjilerinde çiftlenim terimi hal yoğunluğuna etki eden ana unsurdur. Buna göre, çiftlenim teriminin şiddetindeki artışın, beklendiği üzere hal yoğunluğunda azalmaya yol açtığı Tablo 4.8'de yapılan denemelerde ve Grafik 4.1'deki kıyaslamada görülmektedir. Dolayısıyla, seviye sayım bölgesindeki deneysel hal yoğunluğunu türetmede ağırlıklı olarak çiftlenim terimi rol oynamıştır. Öte yandan, daha yüksek uyarılma enerjilerinde, örneğin nötron rezonans enerjisinde, çiftlenim teriminin hal yoğunluğuna etkisi göreceli olarak azdır. Bu enerjilerde nükleer etkileşimin multipol-multipol sektörünün nükleer deformasyondan kaynaklı korelasyonları üretmede ağırlıklı etkisi olduğu bilinmektedir. Ancak ele alınan çekirdeklerin, deformasyonun zayıf olduğu bir kütle bölgesinde yer almasından dolayı bu terimlerin hal yoğunluğuna etkisi şiddetli olmamıştır. Yine de kuadrupol teriminin şiddetini belirleyen k_2 parametresindeki artışın Grafik 4.2'de görüleceği üzere hal yoğunluğunun eğimine beklendiği gibi tesir ettiği görülmüştür. Daha yüksek multipollerin şiddetini belirleyen k_3 ve k_4 parametrelerinin ise hal yoğunluğuna tesiri yeterince belirgin olmadığından bu parametrelerin değerleri daha önceden yapılmış KMMC çalışmaları esas alınarak seçilmiştir.

Etkileşim parametreleri yukarıda bahsi geçen çift-çift izotoplarda KMMC hal yoğunluğunun deneysel seviye sayım ve nötron rezonans hal yoğunluklarını türetmesi sağlanarak saptandıktan sonra (bkz. Grafik 4.3, Grafik 4.5 ve Grafik 4.7), tek-çift ^{59}Ni ve ^{61}Ni çekirdeklerinde de sınınmıştır. KMMC formalizminde, tek sayıda nükleon içeren çekirdekler düşük enerjilerde bir işaret problemine [22] neden olduklarından bu çekirdekler çift-çift çekirdeklere nazaran hesaplama zorlukları teşkil etmektedir. Öyle ki, işaret probleminden dolayı düşük enerjilerde hesaplanan termal enerji beklenen değerleri giderek artan büyük istatistiki hata paylarına sahip olmaktadır. Bu sebeple, tek-çift bir çekirdekte KMMC yöntemiyle pratik olarak erişilebilecek en düşük sıcaklık, komşu çift-çift bir çekirdekte inilebilecek sıcaklıktan çok daha büyük kalmaktadır. Dolayısıyla, pratik olarak temel enerji seviyesine ulaşamamaktadır. Bu çalışmada bu sorun Ref.[33]'deki çalışmada ortaya atılan yaklaşım adapte edilerek aşılmıştır. Özet olarak bu yaklaşım çekirdeğin hal yoğunluğunun BBF formülü ile temsil edilebileceği varsayımından yola çıkarak deneysel termal enerji beklenen değerlerinin yüksek enerjilere kadar ekstrapole edilebilmesini esas almaktadır. KMMC termal enerji beklenen değerlerinin deneysel beklenen değerlere fit edilmesi yoluyla temel enerji seviyesi ekstre edilebilmektedir. Bu şekilde bu çekirdeklerin hal yoğunluğu uyarılma enerjisinin bir fonksiyonu olarak elde edilebilmiş, Grafik 4.4 ve Grafik 4.6'da toplam hal yoğunluğunun deneysel sonuçları başarıyla türettiği gözlenmiştir.

KMMC yaklaşımıyla elde edilen teorik sonuçlar, yukarıda bahsi geçen BBF modeline ilave olarak bazı çekirdekler için mevcut olan diğer fenomenolojik modellerle de kıyaslanmıştır. Grafik 4.4, ve Grafik 4.6'da gösterilen KHG ve Kompozit formül parametrizasyonları ile Grafik 4.7'de gösterilen KHG parametrizasyonunun ilgili grafiklerdeki BBF parametrizasyonları gibi KMMC sonuçları ile istatistiki hatalar açısından uyumlu olduğu görülmektedir. Tüm izotop zinciri için sadece Hamiltonyen terimlerinin parametrelerini serbest parametre olarak ihtiva eden mikroskopik KMMC yöntemi, bu çalışmada tamamen fenomenolojik BBF, Kompozit formül ve KHG yaklaşımlarını sınımayı mümkün kılmıştır. Seviye sayım enerji aralığı ile nötron rezonans enerjisi arasında kalan deneysel açıdan "karanlık bölgede" bu modeller arasında kayda değer bir farklılık olmadığı gözlenmiştir.

Toplam hal yoğunluğuna ilave olarak yukarıda bahsi geçen tüm çekirdekler için parite izdüşümlü hal yoğunluğu da hesaplanmış ve literatürde yaygın olarak kabul gören pozitif ve negatif pariteli hal yoğunluklarının eşit olduğu varsayımı ele aldığımız enerji aralıklarında test edilmiştir. KMMC sonuçları ele alınan tüm çekirdeklerde ~ 4 MeV ve üzerindeki uyarılma enerjilerinde parite dağılımları arasında dengenin kurulmuş olduğuna işaret etmektedir. Çift-çift ^{58}Ni , ^{60}Ni ve ^{62}Ni çekirdeklerinde bu denge 4 MeV'den düşük uyarılma enerjilerinde pozitif parite lehine bozulma eğilimi göstermektedir. Ancak, istatistiksel hata payları göz önüne alındığında dengenin hangi enerji değerlerinde bozulduğunu söylemek zordur. Yine de, birinci uyarılma enerjisinin 1-1.5 MeV gibi yüksek olduğu bu çekirdeklerde parite dağılımını pozitif parite lehinde tutmaya çalışan çiftlenim etkileşimine rağmen dengenin nükleer uygulamalar açısından bakıldığında oldukça düşük enerjilerde kurulduğu rahatlıkla söylenebilir. Tek-çift ^{59}Ni ve ^{61}Ni çekirdeklerinde ise çiftlenmemiş birer nötron bulunmasından ötürü parite dengesinin komşu çift-çift izotoplardan daha düşük enerjilerde kurulması beklenir. Her ne kadar ~ 4 MeV'den düşük enerjilerde KMMC sonuçları yukarıda bahsi geçen işaret probleminin ötürü hesaplanamamışsa da bu enerjilerde çift-çift izotoplardakinin aksine parite dağılımında bir ayrışma eğilimi gözlenmemiştir.

Son olarak bu çalışmada incelenen nikel izotopları arasında sadece ^{58}Ni çekirdeği için varolan $J = 2$ kanalına ait deneysel parite izdüşümlü hal yoğunlukları, KMMC yaklaşımında da hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar Grafik 4.8'de gösterilmiştir. Daha önce Cem Özen ve arkadaşlarının yapmış oldukları KMMC hesaplamalarında elde edilememiş parite dağılım dengesi bu çalışmayla giderilmiştir. Bu tezde ele alınan KMMC uygulaması parite dağılımına tesir edebileceği düşünülen tüm etkileri (oktupol teriminin eklenmesi ve zıt pariteli konfigürasyonlar üretmeye daha fazla olanak tanıyan büyük bir model uzay) hesaba katmıştır. Bu tezde ele alınan KMMC hesaplamaları, $^{58-62}\text{Ni}$ izotop zincirindeki tüm çekirdekler için hal yoğunluğuna dair mevcut deneysel verileri türetecek şekilde yürütülmüştür. Eşit parite dağılımı hipotezi test edilmiş ve ~ 4 MeV'den büyük enerjilerde bu hipotezin doğruluğu test edilmiştir. Ayrıca, literatürde deneyle teori arasında mevcut olan önemli bir uyumsuzluk giderilmiştir. Bu çalışmayı takiben, ele alınmış izotopların nükleer spin dağılımının hesaplanması ve spin-kesinti modelinin test edilmesi yeni bir proje dahilinde amaçlanmaktadır.

KAYNAKLAR

1. H. JENSEN, MARIA GOEPPER-MAYER, 1950, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*.
2. RAUSCHER T., THIELEMANN F.-K., KRATZ K.-L., 1997, Nuclear level density and the determination of thermonuclear rates for astrophysics, *Phys. Rev. C* 56, 1613.
3. BETHE H.A., 1936, An Attempt to Calculate the Number of Energy Levels of a Heavy Nucleus, *Phys. Rev.* 50, 332.
4. GILBERT A., CAMERON A.G.W., 1965, A Composite Nuclear Level Density Formula with Shell Corrections, *Can. J. Phys.* 43, 1446.
5. GORIELY S., 1996, A new nuclear level density formula including shell and pairing correction in the light of a microscopic model calculation, *Nuclear Physics A* 605, 28-60.
6. ÖZEN C., LANGANKE K., MARTINEZ-PINEDO G., DEAN D. J., 2007, Parity-projected shell model Monte Carlo level densities for *fp*-shell nuclei, *Phys. Rev. C* 75, 064307.
7. HUBBARD J., 1959, Calculation of Partition Functions, *Phys. Rev. Lett.* 3, 77.
8. R.L. STRATONOVICH, 1957, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* 115, 1097.
9. NAKADA H., ALHASSID Y., 2008, Isospin-projected nuclear level densities by the shell model Monte Carlo method, *Phys. Rev. C* 78, 051304.
10. KALMYKOV Y., ÖZEN C., LANGANKE K., MARTINEZ-PINEDO G., VON NEUMANN-COSEL P., RICHTER A., 2007, Spin- and Parity-Resolved Level Densities from the Fine Structure of Giant Resonances, *Phys. Rev. Lett.* 99, 202502.
11. VON P. J. BRUSSARD, P. W. M. GLAUDEMANS, 1977, Shell Model Applications in Nuclear Spectroscopy, *North Holland Publishing Comp., Amsterdam*.
12. ERICSON T., 1960, Compound-nucleus decay via the emission of heavy nuclei, *Adv. Phys.* 9, 425.
13. ALHASSID Y., LIU S., NAKADA H., 2007, Spin Projection in the Shell Model Monte Carlo Method and the Spin Distribution of Nuclear Level Densities, *Phys. Rev. Lett.* 99, 162504.
14. HILAIRE S., GORIELY S., 2006, Global microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method for practical applications, *Nucl. Phys. A* 779, 63.
15. GORIELY S., HILAIRE S., KONING A. J., 2008, Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method, *Phys. Rev. C* 78, 064307.
16. RAO B.V., AGRAWAL H.M., 1995, Parity dependence of the nuclear level density at high excitation, *Nucl. Phys. A* 592, 1.
17. I. USMAN, Z. BUTHELEZI, J. CARTER, G. R. J. COOPER, R. W. FEARICK, S. V. FÖRTSCH, H. FUJITA, Y. KALMYKOV, P. VON NEUMANN-COSEL, R. NEVELING, I. POLTORATSKA, A. RICHTER, A. SHEVCHENKO, E. SIDERAS-HADDAD, F. D. SMIT, J. WAMBACH, 2012, 2^+ level densities in ^{40}Ca extracted from high energy-resolution (p,p') experiments, *J. Phys.: Conf. Ser.* 337 012034.
18. G. MARTINEZ-PINEDO, A. P. ZUKER, A. POVES, E. CAURIER, 1997, *Phys. Rev. C* 55, 187.
19. A. NOVOSELSKY, M. VALLI'ERES, O. LA'ADAN, 1997, *Phys. Rev. Lett.* 79, 4341.

20. NAKADA H., ALHASSID Y., 1997, Total and Parity-Projected Level Densities of Iron-Region Nuclei in the Auxiliary Fields Monte Carlo Shell Model, *Phys. Rev. Lett.* 79, 2939.
21. ALHASSID Y., BERTSCH GEORGE F., LIU S., NAKADA H., 2000, Parity Dependence of Nuclear Level Densities, *Phys. Rev. Lett.* 84, 4313-4316.
22. KOONIN S.E., DEAN D. J., LANGANKE K., 1997, Shell model Monte Carlo methods, *Phys. Rep.* 278, 1.
23. ORMAND W. E., 1997, Estimating the nuclear level density with the Monte Carlo shell model, *Phys. Rev. C* 56, R1678.
24. LANGANKE K., 1998, Shell model Monte Carlo level densities for nuclei with $A \sim 50$, *Phys. Lett. B* 438, 235.
25. ALHASSID Y., G. F. BERTSCH, D. J. DEAN, S. E. KOONIN, 1996, Shell Model Monte Carlo Studies of gamma-Soft Nuclei, *Phys. Rev. Lett.* 77, 1444.
26. ÖZEN C., ALHASSID Y., 2010, *unpublished*.
27. VAN HOUCKE K., ROMBOUTS S. M. A., HEYDE K., ALHASSID Y., 2009, Microscopic calculation of symmetry projected nuclear level densities, *Phys. Rev. C* 79, 024302.
28. ALHASSID Y., FANG L., NAKADA H., 2008, Heavy Deformed Nuclei in the Shell Model Monte Carlo Method, *Phys. Rev. Lett.* 101, 082501.
29. ÖZEN C., ALHASSID Y., NAKADA H., 2013, Crossover from Vibrational to Rotational Collectivity in Heavy Nuclei in the Shell Model Monte Carlo Approach, *Phys. Rev. Lett.* 110, 042502.
30. R. CAPOTE, M. HERMAN, P. OBLOZINSKY, P.G YOUNG, S. GORIELY, T. BELGYA, A.V. IGNATYUK, A.J. KONING, S. HILAIRE, V.A. PLUJKO, M. AVRIGEANU, O. BERSILLON, M.B. CHADWICK, T. FUKAHORI, ZHIGANG GE, YINLU HAN, S. KAILAS, J. KOPECKY, V.M. MASLOV, G. REFFO, M. SIN, E.SH. SOUKHOVITSKII, P. TALOU, 2009, Reference Input Parameter Library (RIPL-3), *Nuclear Data Sheets – Volume 110, Issue 12, Syf. 3107-3214*
31. <http://www-nds.iaea.org/RIPL-3/levels/levels-2007/> [Ziyaret Tarihi: 22 Nisan 2013].
32. M. BONETT-MATIZ, ABHISHEK MUKHERJEE, Y. ALHASSID, 2013, Level densities of nickel isotopes: microscopic theory versus experiment, *arXiv:1305.0250v1*.

ÖZGEÇMİŞ

Enes Akyüz 1989 yılında İstanbul'da doğdu. İlköğretim ve liseyi İstanbul'da tamamladı. 2006 yılında Çanakkale 18 Mart Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünü kazandı. 2008 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik bölümüne yatay geçiş yaparak İstanbul'da lisans öğrenimini tamamladı. Lisans öğreniminin ardından 2011 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Nükleer Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. Yüksek Lisans çalışmaları için 2012 yılının Ocak-Ekim ayları arasında Yrd.Doç.Dr. Cem Özen'in yürütücüsü olduğu TÜBİTAK-1001 projesinde yer aldı. Tez çalışmasına bu projenin ışığında yön verdi.