T.C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

pf KABUĞUNDA KORSUZ KABUK MODELİ HESAPLAMALARI

Bayram KOCAMAN

Danışman: Doç. Dr. Erdal DİKMEN

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA - 2012

TEZ ONAYI

Bayram KOCAMAN tarafından hazırlanan **"*pf* Kabuğunda Korsuz Kabuk Modeli Hesaplamaları"** adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Süleyman Demirel Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Doç. Dr. Erdal DİKMEN
Süleyman Demirel Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

Jüri Üyeleri :

Prof. Dr. Nazım UÇAR
Süleyman Demirel Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı

Doç. Dr. Ahmet ŞAHİNER
Süleyman Demirel Üniversitesi Matematik Anabilim Dalı

Prof.Dr. Mehmet Cengiz KAYACAN
Enstitü Müdürü

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

pf KABUĞUNDA KORSUZ KABUK MODELİ HESAPLAMALARI

Bayram KOCAMAN

Süleyman Demirel Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Erdal DİKMEN

Bu tezde, $^{40,\ 42,\ 44,\ 46,\ 48}$Ca çekirdekleri için CD-Bonn nükleon-nükleon yalın potansiyelinin kullanımıyla ab-initio korsuz kabuk modeli çerçevesinde $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında etkin iki-cisim etkileşmeleri elde edilmiştir. Etkin iki-cisim etkileşmelerinin kullanımıyla ele alınan çekirdekler için iki-cisim küme seviyesinde korsuz kabuk modeli yöntemiyle $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında etkin Hamiltonienler inşa edilmiştir. Daha sonra ele alınan çift-çift Ca çekirdekleri için $J^{\pi} = 0^{+}$, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} uyarılma ve pozitif pariteli durumlar ve bunlara karşılık gelen enerjileri hesaplanmıştır. Son olarak korsuz kabuk modeli hesaplamalarında kullanılan harmonik osilatör enerji paketi $\hbar\Omega$'ya bağımlılık incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Korsuz kabuk modeli, nükleon-nükleon potansiyelleri, İki-cisim etkileşmeleri.

2012, 60 sayfa

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

NO CORE SHELL MODEL CALCULATIONS IN *pf* SHELL

Bayram KOCAMAN

Süleyman Demirel University
Graduate School of Applied And Natural Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assoc. Prof. Erdal DİKMEN

In this thesis, two-body effective interactions for $^{40, 42, 44, 46, 48}$Ca nuclei are calculated within the framework of ab-initio no-core shell model by using the bare CD-Bonn nucleon-nucleon potantial. The effective Hamiltoniens in 0ħΩ and 2ħΩ model spaces are constructed at the two-body cluster level by using the obtained two-body effective interactions. Then, $J^{\pi} = 0^{+}$, 2^{+}, 4^{+} and 6^{+} positive parity states and the corresponding energies are calculated for the even-even Ca nuclei. Finally the ħΩ dependents of no-core shell model calculations are investigated

Key Words: no-core shell model, two-nucleon potantials, two-body interactions.

2012, 60 pages

TEŞEKKÜR

Bu çalışmayı yaparken, bilgi ve birikiminden yararlandığım, tecrübeleri ile beni yönlendiren, destek ve ilgisini benden hiçbir zaman esirgemeyen danışman hocam Sayın Doç. Dr. Erdal DİKMEN'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca tez çalışmalarım boyunca bana her konuda destek olan aileme, bölümdeki çalışma arkadaşlarıma, tezin yazımı sırasında tecrübelerinden yararlandığım Arş. Gör. Ruslan ABDULLA, Arş. Gör. Durmuş Ali ALDEMİR, Arş. Gör. Dr. Hakan AKYILDIRIM ve oda arkadaşım Uzman Dr. Nuri ÖZTÜRK'e teşekkürü bir borç bilirim.

2474-YL-10 No'lu proje ile tezimi maddi olarak destekleyen Süleyman Demirel Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yönetim Birimi Başkanlığı'na teşekkür ederim.

ŞEKİLLER DİZİNİ

ÇİZELGELER DİZİNİ

SİMGELER DİZİNİ

A	Kütle Numarası
N	Nötron Sayısı
Z	Atom Numarası
NCSM	No-Core Shell Model
GFMC	Green Fonksiyonu Monte Carlo
CC	Coupled-Cluster
DFT	Yoğunluk Fonksiyon Teorisi
NN	İki-Nükleonlu Etkileşme
UMOA	Unitary Model Operator Approach
Ca	Kalsiyum
Sc	Skanyum
Ti	Titanyum
m	Nükleon kütlesi
V_{NN}	Nükleon-Nükleon Etkileşme Potansiyeli
ω	Dönüşüm Operatörü
Ω	Harmonik Osilatör Frekansı
P	Etkin Uzay
Q	Dışarlanmış Uzay
N_{max}	Harmonik Osilatör Tek-Parçacık Model Uzayı
$\hbar$	Planck Sabiti
J	Açısal Momentum
CD-Bonn	Yük Bağımlı Bonn Nükleon-Nükleon Potansiyeli

1. GİRİŞ

Nükleer fizikte, en önemli günümüz problemlerinden birisi, atom çekirdeğini oluşturan nükleonlar arasındaki temel etkileşmelerden yola çıkarak çekirdeğin özelliklerini mikroskobik olarak hesaplamaktır. Güçlü nükleer kuvvetlerin karmaşık doğası ve kuvvetlice etkileşen çok-cisimli kuantum sistemin karmaşıklığı yüzünden bu probleme çözüm getirmek oldukça zordur. Bunun yanında son on yıldır bu konu üzerine kaydadeğer ilerlemeler olduğuna tanıklık edilmektedir. Son yıllarda J-matris ters saçılma potansiyelleri (JISP) (Shirokov vd., 2005) ve Meson Exchange Teorisi (MET) (Stoks vd., 1994; Wringa vd., 1995; Machleidt vd., 1996; Machleidt, 2001) ya da chiral Etkin Alan Teorisi (EFT) (Entem ve Machleidt, 2003; Van Kolck, 1994)kullanılarak elde edilen modern iki ve üç-nükleon potansiyellerinden geliştirilen realistik etkileşmeler, güçlü nükleer etkileşmelerin özünü modellemeyi başarmıştır. Böylece bu modellenen nükleer etkileşmeler ve günümüzün gelişen teknolojisi sayesinde artan yüksek başarımlı bilgisayar sistemlerinin performansı ile büyük skalada ab-initio nükleer yapı hesaplamaları gerçekleştirilmektedir.

Son 20 yıl içinde teorik nükleer yapı çalışmalarında iyi sonuçlar veren bazı teorik modellerin öne çıktığı görülmektedir. Nükleer yapıyı açıklamak için öne sürülen teorilerin her biri günümüz itibariyle genellikle farklı kütle bölgelerindeki çekirdeklere uygulanabilmektedir. Green's Function Monte Carlo (GFMC) (Pieper ve Wiringa, 2001), Korsuz Kabuk Modeli (NCSM) (Nogga vd., 2006; Navratil vd., 2000a) ve Coupled Cluster (CC) (Dean ve Hjorth-Jensen, 2004) yaklaşımları matematiksel hesaplama olarak büyük skalalı olduğu için hafif çekirdek bölgelerinde kullanılan ab-initio metodlardır. Orta ağırlıklı çekirdek bölgelerinde ise konfigürasyon etkileşme teknikleri ve coupled-cluster metodları kullanılmaktadır. Ağır kütle bölgesindeki çekirdek hesaplamalarında ise Ortalama Alan Teorisi (MFT) üzerine odaklanan, Yoğunluk Fonksiyon Teorisi

(DFT) (Bertsch vd., 2007) kullanılır. Bahsedilen bu kuramsal metodların birbirleri arasındaki bağlantıların anlaşılması, çekirdeğin birleşik bir tanımının geliştirilmesi için elzemdir (Dean, 2007). Teorik nükleer fizikçiler bütün çekirdekleri sabit ve evrensel bir kuramsal metod ile tanımlamak için yoğun çabalar göstermektedir.

Bu tez çalışmasında kullanılan teorik nükleer yapı metodu, korsuz kabuk modeli metodudur. Korsuz kabuk modeli ilk kez 1993 yılında Prof. Bruce R. Barrett ve grubu tarafından ortaya atılmış ve bugüne kadar $A \leq 12$ bölgesindeki hafif çekirdeklere başarı ile uygulanmıştır (Navratil ve Barrett, 1996; Navratil vd., 2000a). Bu yaklaşımla ilk olarak A=2'den A=7'ye kadar olan bölgedeki hafif çekirdeklerin bağlanma enerjileri, enerji spektrumları, elektromagnetik geçiş oranları ve diğer nükleer özellikleri hesaplanmıştır (Zheng vd., 1993; 1994; 1995; Navratil ve Barrett, 1996; 1998a; b; 1999). Sonuçların harmonik osilatör tek-parçacık model uzayı teriminin genişlemesi sayesinde deneyler ile uyum sağladığı gözlenmiştir. Hafif çekirdekler için yapılan bu çalışmalarda farklı nükleon potansiyelleri kullanılarak birbirleri ve deneyler ile uyumluluğu karşılaştırılmıştır. Hafif çekirdeklere başarılı bir şekilde uygulanmasından sonra korsuz kabuk modeli ^{12}C gibi orta ağırlıktaki çekirdeklere (A=9'dan A=18'e kadar olan bölgedeki çekirdekler) uygulanmıştır (Navratil vd., 2000a; 2005; Hayes vd., 2003; Navratil ve Barrett, 1998b). Bu bölgede bulunan çekirdeklerin bağlanma enerjileri, uyarılma spektrumları, nükleon yarıçapları ve elektromanyetik geçişler gibi nükleer özelliklerinin tanımlanmasında başarılı olmuştur. $A \leq 12$ bölgesindeki hafif çekirdekler ile yapılan korsuz kabuk modeli çalışmalarında model uzayı parametresi $N_{max}\hbar\Omega$ mümkün olduğunca genişletilmiş ve sonuçlar deneysel değerler ile uyum sağlamıştır (Zheng vd., 1993; Navratil ve Barrett, 1999; Navratil vd., 2000a).

Son yıllarda, korsuz kabuk modeli hesaplamaları pf-kabuğundaki A=40'dan

A=48'e kadar olan çekirdeklere uygulanmaya başlanmıştır (Dikmen vd., 2008; Vary vd., 2009; Negoita vd., 2010). Çalışılan çekirdeğin nükleon sayısı ve ele alınan model uzayı arttıkça hesaplamaların matematiksel yoğunluğu da, korsuz kabuk modelinin mantalitesine göre üssel olarak artmaktadır. Bu yüzden pf-kabuğunda yapılan korsuz kabuk modeli hesaplamaları büyük model uzaylarında gerçekleştirilememiştir. Çünkü model uzayının artmasıyla nükleonların saçılabileceği kabuk sayısı hızlı bir şekilde artmakta ve bunun sonucu olarak da inanılmaz boyutlara ulaşan Hamiltonien matrislerinin çözümü mümkün olmamaktadır.

İşte bu çalışmada, pf-kabuğunda bulunan ^{40,42,44,46,48}Ca izotoplarının $J^{\pi} = 0^{+}$, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} pozitif pariteli uyarılma durumları için korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalar, ^{40}Ca izotopu için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacıkmodel uzaylarında, ^{42,44,46,48}Ca izotopları için ise $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında yapılmıştır. Yapılan korsuz kabuk modeli hesaplamalarında harmonik osilatör enerji parametresi, $\hbar\Omega$ = 10 MeV olarak ele alınmış ve daha sonra farklı $\hbar\Omega$ değerleri için ($\hbar\Omega$=6'dan $\hbar\Omega$=30'a kadar) korsuz kabuk modeli hesaplamaları tekrar edilerek, pf-kabuğu bölgesinde bulunan, A=40'dan A=48'e kadar olan Ca çekirdekleri için optimum $\hbar\Omega$ değeri tartışılmıştır.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Atom çekirdeği, birbiriyle kuvvetlice etkileşen A nükleonlu karmaşık bir sistemdir. Nükleonlar çekirdekte temel parçacıklar olmamasına rağmen düşük enerji seviyelerinde temel parçacıklar olarak kabul edilebilirler. Bu kabule bağlı olarak nükleonların dağılımının incelenmesi mümkün olmaktadır. Bunun sonucu olarak da çekirdek içerisindeki temel etkileşmeler yaklaşık olarak yüksek mertebeden etkileşmelerin ihmal edilmesi ile sadece iki-cisim nükleon-nükleon (NN) etkileşmeleri olarak ele alınabilir.

Teorik nükleer fizikçiler son 50 yıldır, çekirdeği oluşturan nükleonlar arasındaki temel etkileşmelerden başlayarak çekirdeğin özelliklerini tanımlamaya çalışmaktadır. Bu problemin tam çözümü, güçlü nükleer kuvvetlerin karmaşık doğası ve kuvvetlice etkileşen çok-cisimli kuantum problemin çözümünün zorluğu nedeniyle henüz mümkün olmamıştır. Ancak son 20 yılda problemin yaklaşık çözümlerinde kaydadeğer ilerlemelere şahit olunmuştur. Mesela, JISP potansiyelleri ve modern iki ve üç nükleon potansiyellerinden geliştirilen realistik etkileşmeler, güçlü nükleer etkileşmelerin temelini modellemede başarıya ulaşmıştır (Shirokov vd., 2005; Machleidt vd., 1996; Machleidt, 2001; Entem ve Machleidt, 2003; Van Kolck, 1994). Aynı zamanda yüksek başarımlı hesaplama teknikleri sayesinde çalışmalarda elde edilen kaydadeğer ilerlemeler, hafif çekirdekler için büyük ölçekli ab-initio nükleer yapı hesaplamalarının başarısına izin vermiştir.

Ab-initio nükleer yapı hesaplamalarıyla A nükleonlu çekirdeğin enerji spektrumları, elektromagnetik geçiş oranları ve bağlanma enerjileri gibi nükleer özelliklerinin belirlenmesi mümkün olmaktadır. Bunun için ilk olarak A-nükleonlu çekirdeği tanımlayan çok-parçacıklı Schrödinger eşitliği yazılır:

$$H\psi(r_1, r_2, ..., r_A) = E\psi(r_1, r_2, ..., r_A). \tag{2.1}$$

Burada H, A nükleonlu çekirdeği tanımlayan Hamiltonien, $\psi(r_1, r_2, ..., r_A)$ ise dalga fonksiyonudur. Nükleer yapı çalışmalarında, Denklem 2.1 ile verilen problemin çözümünde çeşitli çok-parçacıklı tam ve yaklaşık metodlar kullanılır. Aşağıda bu metodlar hakkında kısa bilgiler verip, bu metodlarla yapılan çalışmalar özetlenmektedir. Bu tez çalışmasında kullanılan korsuz kabuk modeliyle yapılan çalışmalar ise ayrı bir başlık altında tarih sırasına göre özet olarak verilmektedir.

2.1 Çok-Parçacıklı Hesaplama Metodları

Nükleer yapıyı açıklamak için kullanılan ab-initio çok-parçacıklı nükleer yapı metodları, hafif çekirdeklerin nükleer özelliklerini elde etmek için sayısal algoritmaların ileri teknolojisi ile modern realistik etkileşmeleri bütünleştirir. Ab-initio yaklaşımlar fiziğin birçok branşındaki mevcut sınırların ilerlemesinde çok büyük bir etkiye sahiptir. Realistik nükleer etkileşmeler egzotik (exotic) ve kararsız çekirdekleri kapsayan astrofiziksel süreçlerin anlaşılmasına çok önemli katkı sağlamıştır. Ancak realistik nükleon-nükleon (NN) etkileşmeleri ile Denklem 2.1 için tam çözümlü sayısal hesaplamalar sadece iki-nükleonlu sistemlerle sınırlı kalmıştır (deuteron (proton-netron)) (Krane, 1988). Son yıllarda kuantum teorisindeki gelişmeler, realistik nükleer etkileşmeler kullanılarak, $A \leq 4$ bölgesindeki sistemlerin çalışılmasına izin verdi: 1985'de üç-parçaçıklı sistemi tanımlamak için kullanılan Faddeev Metodu (Chen vd., 1985; Glöckle vd., 1990), 1988'de $A \leq 4$ bölgesi için kullanılan Quantum Monte Carlo (QMC) Metodu (Carlson, 1988; 1990), 1993'de ^{4}He için Faddeev-Yakubovsky Metodu (Glöckle ve Kamada, 1993) ve 1993'de 3- ve 4-nükleonlu sistemler için Hyperspherical Harmonikler Metodu (Kievsky vd., 1993; 1994) örnek olarak verilebilir.

Dört-nükleonlu ve daha fazla nükleon içeren sistemlerin sayısal çözümleri yüksek kapasiteli bilgisayar kaynaklarının yanında mikroskobik çok-parçacıklı metodların

da kuramsal olarak geliştirilmesini gerektirir. Günümüzde yüksek kapasiteli bilgisayarların geliştirilmesi ve yeni tekniklerin bulunması sayesinde, pf-kabuğundaki çekirdeklerin nükleer özelliklerini belirlemede kaydadeğer adımlar atılmıştır. Realistik etkileşmeler sayesinde hafif çekirdeklerde nükleer çok-cisimli problemi çözmek için üç tane ana sayısal ab-initio yaklaşım vardır. Bu yaklaşımlar Green's Function Monte Carlo (GFMC) metodu, Coupled-Cluster (CC) metodu ve Korsuz Kabuk Modeli (NCSM) metodu olarak bilinen ab-initio yaklaşımlardır. Bu üç metodun herbiri sayısal olarak yoğun hesaplamalara ve aşağıda açıklanacağı gibi bazı avantajlara ve dezavantajlara sahiptir.

Quantum Monte Carlo yaklaşımı olarak bilinen Green's Fonksiyonu Monte Carlo (GFMC) metodu Joseph Carlson, Vijay Pandharipande, Steven Pieper, ve Robert Wiringa tarafından öne sürüldü, 1990'ların ortasında geliştirildi ve hafif çekirdekler için uygulandı (Pieper ve Wiringa, 2001). GFMC metodu, nükleer yapı fiziğinde çekirdeği tanımlamak için kullanılan en eski metodlardandır. GFMC yaklaşımı verilen bir etkileşme için koordinat, isospin ve spin uzayında bir dalga fonksiyonu tanımlamak ile başlar. Monte Carlo iterasyonu; temel durum, düşük enerjili uyarılma durumları gibi spesifik durumların enerjisi üzerine bir üstsınır elde etmek için kullanılır ve Hamiltonien matrisini köşegenleştirir. Bu metodun hesaplamaya dayalı zorluğu nükleonların sayısındaki katsayıdır. GFMC'nin hesaplama olarak şimdiki sınırı ^{12}C çekirdeğidir (Pieper, 2004).

Bir diğer ab-initio yaklaşım olan The Cloupled Cluster (CC) metodu ilk olarak 1960 yıllarında teorik nükleer fizikciler tarafından ortaya çıkarılmasına rağmen (Coester, 1958; Coester ve Kummel, 1960) genel olarak hemen hemen son birkaç on yıldır kuantum kimyasında kullanılan bir metoddur. The cloupled-cluster metodu teorik nükleer yapı hesaplamaları için kullanılan bir ab-initio yaklaşım olarak son yıllarda dinamik bir şekilde David Dean ve Morton Hjorth-Jensen tarafından geliştirilmiştir (Dean ve Hjorth-Jensen, 2004). The cloupled-cluster

metodu, dalga fonksiyonu için üstel bir yaklaşım kullanarak tek-uyarılmaları, ikili-uyarılmaları, üçlü ve daha üst uyarılmaları açıklar. Bu yaklaşım cluster-genişliğini (amplitudes) tanımlamak için liner olmayan coupled eşitliklerinin geniş bir setini çözmeyi gerektirir. Ayrıca bu yaklaşım da nükleon sayısı ile polinom derecesinin artmasına rağmen sayısal hesaplama olarak diğer yaklaşımlara kıyasla daha az sayısal yoğunluk içerir. Ama çalışma alanı sadece altkabuk çekirdekler veya kapalı-kabuk çekirdeklerin temel seviyeleri ile sınırlıdır. Bu yüzden bu yaklaşım kullanılarak kapalı-kabuk olmayan çekirdekleri (örneğin ^{9}Be ve ^{15}O gibi çekirdekler) açıklamak mümkün olmayabilir. Aynı zamanda uyarılmış durumların hesaplanması, ek olarak fazladan hesaplama yükü getiren equation-of-motion metodlarının kullanımını gerektirir (Wloch vd., 2005; Dean ve Hjorth-Jensen, 2004; Gour vd., 2005).

İlk olarak 1993'de Bruce Barrett, James Vary, Pert Navratil ve çalışma arkadaşları tarafından öne sürülen (Navratil vd., 2000a) ve aynı zamanda bu çalışmada kullanılan korsuz kabuk modeli (NCSM) yaklaşımı GFMC yaklaşımına benzer olarak sayısal hesaplama yönünden çok ağırdır. NCSM yaklaşımı, bugüne kadar $A \leq 12$ bölgesindeki hafif çekirdeklere başarılı bir şekilde uygulanmıştır. Bu modelde standart kabuk modelinde olduğu gibi çekirdeğin merkezine yerleşmiş ve kapalı kabuk oluşturan bir kor yoktur. Yani çekirdek içindeki bütün nükleonlar aktiftir ve açık olan diğer bütün kabuklara saçılabilirler. NCSM stratejik olarak seçilen bir baz tarafından kapsanan sınırlı boyuta sahip olan bir uzayda nükleer Hamiltonieni köşegenleştirir. NCSM'ın cazibesi çok-cisim problemini daha fazla temele dayandıran düşük enejili nükleer yapıyı uzun uzadıya açıklama yeteneğine sahip olmasıdır. Hafif çekirdekten ağır çekirdeğe kadar olan bütün çekirdeklerin nükleer özelliklerini tanımlamada, NCSM ideal bir metod olabilir, ama onun ağır matematiksel yoğunluğu yani hesaplama süresi, çalışmaları hafif çekirdek bölgelerine sınırlandırmıştır. Bu problemin sebebi tek-parçacık model uzayının boyutu ile çok-parçacık uzayı boyutunun kombinasyonel olarak artmasından ileri

gelmektedir (Navratil vd., 2000a; NSAC, 2007).

Yukarıda bahsedilen bu üç ab-initio çok-parçacık metodları, hafif çekirdeklerin nükleer özelliklerini başarılı bir şekilde açıklamışlardır. Korsuz kabuk modeli yaklaşımı sayısal olarak yoğun olmasına rağmen esnekliği sayesinde hafif çekirdekleri çalışmak için diğer metodlara göre daha elverişli sayılabilir. CC yaklaşımının aksine NCSM yaklaşımı kapalı-kabuk çekirdekler ile sınırlı değildir, bunun yanında çift ve tek parçaçıklı, kapalı- ve açık-kabuklarda bulunan çekirdekleri aynı şekilde ele alabilir. CC ve GFMC'nın üzerine NCSM yaklaşımının önemli bir avantajı da uyarılmış durumların düşük-enerji spektrumunu ve diğer nükleer özelliklerini hesaplama yeteneğidir. NCSM yaklaşımının ele aldığı çekirdek bölgesi, GFMC metodunun ötesindeki $A \leq 16$'ya kadarki çekirdeklere izin verir. İşte bu çalışmada, pf-kabuğunda bulunan ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdeklerinin nükleer enerji seviyelerini hesaplamak için korsuz kabuk modeli yaklaşımı kullanılmaktadır. NCSM yaklaşımı (Mayer, 1949) tarafından tasarlanan nükleer kabuk modeliyle mantalite olarak aynı ama birçok farklılığıda içeren ve çekirdeği daha gerçekci olarak ele alan bir metoddur.

2.2 NCSM Üzerine Çalışmalar

Son yıllarda yapılan nükleer yapı çalışmalarında kullanılan metotlardan biri olan korsuz kabuk modeli (NCSM) yaklaşımı şimdiye kadar $A \leq 12$ bölgesinde hafif çekirdekler için yapılan çalışmalarda deneysel sonuçlara uygun makul sonuçlar vermiştir. NCSM hesaplamaları ilk olarak hafif çekirdekler için gerçekleştirilmiştir. Daha sonra yüksek kapasiteli bilgisayar kaynaklarının geliştirilmesinin yanında mikroskobik çok-parçacık metodlarının da kuramsal olarak geliştirilmesi, korsuz kabuk modelinin daha ağır çekirdeklere uygulanmasına imkan vermiştir. Bu tez çalışmasında, pf-kabuğunda bulunan ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır.

NCSM yaklaşımının litaratürde yerini daha açık göstermek için bu konuda yapılmış çalışmalar tarih sırasına göre kısa bir şekilde aşağıda özetlenmiştir.

Zheng vd. (1993)'nin yaptıkları çalışmada ^{4}He, ^{5}He, ^{6}Li ve ^{7}Li gibi hafif çekirdeklerin bağlanma enerjilerini ve enerji spektrumlarını korsuz kabuk modeli yöntemi ile hesaplamışlardır. Bu çalışmada etkin iki-parçacıklı etkileşmeler Reid-soft-core potansiyeli kullanılarak G-matris (Brueckner G-matrix) yöntemi ile mikroskobik kabuk modeli çerçevesinde elde edilmiştir. Hesaplamalar $4\hbar\Omega$ model uzayında gerçekleştirilmiştir. Ayrıca çalışmada makul bir bağlanma enerjisi vermesi için $\hbar\Omega$ değerini tamlayıp farklı ω değerlerinde sonrada ω değerini tamlayıp farklı $\hbar\Omega$ değerinde hesaplamalar tekrarlanmıştır. Nükleer enerji spektrumunun hesaplanması sonucunda elde edilen sonuçlar deneysel sonuçlar ile iyi bir şekilde uyuştuğu görülmüştür. Ancak sonuçların deneysel sonuçlar ile uyuşmasındaki en önemli parametre hesaplamanın gerçekleştirildiği model uzayı boyutudur. Hesaplamalarda model uzayını ne kadar büyütür isek deneysel sonuçlara daha çok yakınsamaktadır. Zheng vd. (1994)'nin yaptıkları çalışmada A=2'den A=6'ya kadar olan hafif çekirdeklerin nükleer yapı özelliklerini (bağlanma enerjileri ve diğer nükleer özellikler) hesaplamak için bir önceki çalışmaya göre daha büyük model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamalarını gerçekleştirmişlerdir. Bu çalışmada hesaplamalar $6\hbar\Omega$ model uzayında gerçekleştirilmiş ve etkin etkileşmeleri üretmek için kullanılan potansiyel ise bir önceki çalışmadan farklı olarak Nijmegen grubu tarafından oluşturulan yeni bir Reid-benzer NN potansiyelidir (Reid93 olarak da bilinir). Hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile iyi bir şekilde uyuştuğu görülmüştür. Zheng vd. (1995)'nin yapmış oldukları çalışmada, ^{4}He'den ^{7}Li' ye kadar olan hafif çekirdeklerin enerji spektrumları korsuz kabuk modeli çerçevesinde hesaplanmıştır. Bu çalışmada etkin etkileşmeler Haxton ve diğerleri tarafından önerilen çok-değerli G-matris yöntemi ile elde edilmiştir. Bu çalışmayı bir öncekilerden ayıran nokta çok-değerli G-matrisi kullanılmasıdır ve diğer bir nokta

da hafif çekirdekler için model uzayının $N_{max} = 8\hbar\Omega$'ya kadar çıkarak daha üst kabukların hesaplama içine dahil edilmesidir. Hesaplama sonuçları geleneksel kabuk modeli heasaplamaları ile karşılaştırılmış ve sonuçların geleneksel kabuk modeline göre deneysel sonuçlar ile daha uyumlu olduğu görülmüştür.

Navratil ve Barrett (1996) tarafından ^{3}H, ^{4}He, ^{5}He, ^{6}Li ve ^{6}He gibi hafif çekirdekler için $9\hbar\Omega$ model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada etkin etkileşmeler diğer çalışmalarda olduğu gibi G-matris yöntemi ile değil de Lee-Suzuki benzerlik dönüşüm yöntemi (Lee-Suzuki similarity transformation) kullanılarak mikroskobik kabuk modeli çerçevesinde Reid93 NN potansiyelinden elde edilmiştir. Ayrıca bu çalışmada etkin etkileşmeleri elde etmek için G-matris yönteminin yerine Lee-Suzuki benzerlik dönüşüm metodunun kullanılması sayesinde başlangıç enerjisi ω'dan bağımsız olarak korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır. Navratil ve Barrett (1998a) yaptıkları çalışmada, 3 nükleonlu sistemin kabuk modeli problemini çözmek için Faddeev eşitliği ile kabuk modeli metodunu birleştirmişlerdir. Faddeev'in bileşenlerine ayırma (decomposition) metodunun kullanımı standart kabuk modeli yaklaşımının kullanımından daha geniş model uzaylarında kabuk modeli hesaplamaları yapmaya olanak sağlamıştır. Aynı zamanda hesaplamalarda kütle merkezi terimi kaldırılmıştır. Bu sayede problem kaydadeğer bir şekilde basitleşmiştir ve model uzayını büyük bir şekilde genişletmeye olanak sağlamıştır. Böylece 3 nükleonlu sistem için korsuz kabuk modeli hesaplamları $32\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında gerçekleştirilmiştir. Bu hesaplamalardan nokta nükleon yarıçapı, bağlanma enerjileri ve temel-durum enerjilerinin sonuçları sunulmuştur. Aynı zamanda sonuçlar harmonik osilatör frekansı Ω'ya ve model uzayı parametresi N_{max}'a bağlı olduğu için bu iki parametredeki yakınsama test edilmiştir. Bu çalışmada sonuçların deneysel verilere yakınsaması kullanılan NN potansiyelinin tipinden çok daha yüksek model uzaylarında hesaplama yapılmasına bağlı olduğu

görülmüştür.

Navratil ve Barrett (1998b), çalışmalarında A=7'den A=11'e kadar olan bölgedeki çekirdekler için korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Bu hesaplamalarda iki-parçacıklı etkin etkileşmeler mikroskobik kabuk modeli çerçevesinde Reid93 NN potansiyelinden elde edilmiştir. Hesaplamalar farklı nötron-nötron (nn), proton-proton (pp) ve nötron-proton (np) etkileşmelerin kullanılmasına izin vermek için genişletilen yani isospin etkisini de hesaplama içine dahil eden many-fermion-dynamics kodunun kullanılması ile m-şemasında yapılmıştır. A=7 çekirdeği için $6\hbar\Omega$ model uzayı diğer çekirdekler için de $4\hbar\Omega$ model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Navratil ve Barrett (1999), yaptıkları çalışmada Faddeev-benzer yaklaşımını kullanarak 4 nükleonlu sistem için $14\hbar\Omega$ model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirmişlerdir. Bu kabuk modeli hesaplamalarında, iki-cisim etkin etkileşmelerinin yanına üç-cisim etkin etkileşmeleri de hesaplama içine dahil edilmiş ve bu etkin etkileşmeler Reid93 ve Argonne V8 NN potansiyellerinden mikroskobik kabuk modeli çercevesinde elde edilmiştir. İki-cisim etkin etkileşmelerine ek olarak üç-cisim etkin etkileşmelerinin de hesaplama içine dahil edilmesi sonuçların deneysel verilere yakınsamasını arttırmıştır. Bu çalışmanın ana amacı daha kompleks sistemlere uygulanmak istenen etkin etkileşme formalizmi ile kabuk modeli yaklaşımını test etmektir.

Navratil vd. (2000a)'nin yapmış oldukları çalışmada, ^{12}C çekirdeğinin negatif pariteli durumları için $1\hbar\Omega$, $3\hbar\Omega$ ve $5\hbar\Omega$ model uzayında, pozitif pariteli durumları için ise $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Bu NCSM hesaplamalarına sadece iki-cisim etkin etkileşmeleri dahil edilmiş ve bu etkin etkileşmeler CD-Bonn ve Argonne V8' NN potansiyellerinden mikroskobik kabuk modeli çerçevesinde elde edilmiştir. Bu çalışmada ^{12}C çekirdeğinin bağlanma enerjileri, enerji

spektrumları, nükleon yarıçapları ve elektromagnetik geçiş oranları gibi nükleer özellikleri hesaplanmış ve sonuçlar deneysel veriler ile uyum sağlamıştır. Buna ek olarak sonuçların deneysel verilere yakınsaması açısından model uzayına, harmonik osilatör enerji parametresi $\hbar\Omega$'ya ve kullanılan NN potansiyelinin tipine bağımlılığı araştırılmıştır.

Navratil vd. (2000b; 2001)'nin yapmış oldukları çalışmada, A=3, A=4 ve A=6 nükleonlu sistem için korsuz kabuk modeli çerçevesinde çok-parçacıklı hesaplamalar gerçekleştirmişlerdir. Bu korsuz kabuk modeli hesaplamaları 3 nükleonlu sistem için $32\hbar\Omega$, 4 nükleonlu sistem için $16\hbar\Omega$, 6 nükleonlu sistem için ise $12\hbar\Omega$ model uzayında gerçekleştirilmiştir. Etkin etkileşmeler CD-Bonn ve Argonne V8' NN potansiyellerinden elde edilmiş ve hesaplama sonuçları deneysel veriler ile uyum sağlamıştır. Caurier vd. (2001)'nin çalışmasında, ^{8}Be'deki $T = 0$ intruder durumları çalışılmıştır. Bu sorunu adreslemek için ^{8}Be çekirdeği için N_{max}=10 model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır.

Navratil ve Ormand (2003)'ın yapmış oldukları çalışmada, üç-nükleonlu etkin etkileşmeleri hesaplama içine dahil ederek ^{6,7}Li, ^{6}He, ^{8}Be, ^{12}N ve ^{10,11,12,13}C çekirdeklerinin enerji spektrumlarını hesaplamak için ab-initio korsuz kabuk modeli metodunu uygulamışlardır. Etkin etkileşmeler Argonne V8' NN potansiyeli ve chiral simetriyi temel alan Tucson-Melbourne TM'(99) üç nükleon (NNN) potansiyeli kullanılarak elde edilmiştir. Sadece NN potansiyelleri ile yapılan hesaplamaların aksine, NNN etkileşmelerinin hesaplama içine dahil edilmesi ^{10,11}B ve ^{12}N, ^{12}B çekirdekleri için deneysel veriler ile daha uygun temel-durum enerjisi elde etmiştir. Buna ek olarak NNN etkileşmelerinin etkisinin katıldığı hesaplamalarda, Gamow-Teller geçişinin açıklaması kapsamlı bir şekilde geliştirilmiştir. En dikkat çeken durum, A=12 çekirdeğindeki $0^+_1 0 \rightarrow 1^+_1 1$ geçişi olduğu görülmüştür. Ayrıca Navratil vd. (2005)'nin yapmış oldukları çalışmada, ^{11}B çekirdeğinin parite inversiyonu hesaplanmıştır. Zhan vd. (2004)'nin

yapmış oldukları çalışmada, daha üst kabuklardaki ağır çekirdekler için nükleer çok-parçacıklı hesaplamalar yüksek kapasiteli süper bilgisayarlar gerektirir. O zamandaki bilgisayar kaynakları bu nükleer çok-parçacıklı hesaplamalarda yetersiz kaldığı için pertürbasyon teorisini temel alan bir tamlama metodu (extrapolation metod) uygulanmıştır. Böylece daha geniş model uzayında ^{3}H ve ^{6}Li çekirdeğinin bağlanma enerjisi, Hamiltonien köşegenleştirilmeden tahmin edilmiştir.

Korsuz kabuk modeli yaklaşımı p-kabuğuna kadar yani $A \leq 12$ bölgesindeki çekirdeklerin bağlanma enerjileri, enerji spektrumları ve elektromagnetik geçiş oranları gibi nükleer özelliklerini başarılı bir şekilde açıklamıştır. Ancak daha üst kabuklara çıkıldıkça, nükleon sayısının artması nedeniyle büyük model uzaylarında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilememektedir. Bu yüzden de sonuçlar, deneysel veriler ile tam olarak yakınsama sağlamamaktadır.

Roth ve Navratil (2007)'in yapmış oldukları çalışmada, ^{40}Ca çekirdeğinin NCSM hesaplamalarında deneysel veriler ile yakınsama sağlaması için model uzayının boyutunu bir önemli indirgeme şeması (importance truncated) kullanarak $16\hbar\Omega$'ya çıkarmışlardır. Yani temel-durum gibi herhangi bir belirli özdurumun tanımlanması baz durumlarının çoğunun bilinmesinden bağımsızdır. Bu yüzden hesaplamaya bu durumları almayarak hesaplama sayısal olarak hafifletilir. Böylece ^{40}Ca çekirdeği için 16 $\hbar\Omega$ model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir.

Dikmen vd. (2008)'nin yapmış oldukları çalışmada, pf-kabuğundaki çekirdekler için çok parçaçıklı etkin Hamiltonien inşa edilerek, iki-cisim küme seviyelerinde ve $2\hbar\Omega$ model uzayında korsuz kabuk modeli hesabı yapılmıştır. Harmonik osilatör model uzayı olarak $2\hbar\Omega$ model uzayı için realistik nükleon-nükleon (NN) potansiyellerinden etkin Hamiltonien'in nasıl elde edildiği sunulmuştur. Sonuç olarak bu çalışmada AV18 NN potansiyeli kullanılarak inşa edilen ^{41}Sc ve ^{42}Sc

Hamiltonienlerinden pf-kabuğu etkin tek-parçacık ve iki-parçacık Hamiltonienleri türetilmiştir. Burada etkin etkileşme üretmek için iki yöntem tanıtılmıştır, bunlardan ilki $2\hbar\Omega$ model uzayı içinde bare Hamiltonienin üniter dönüşümüdür. Bunlardan ikincisi pf uzayı içinde köşegenleştirilmiş $2\hbar\Omega$ Hamiltonieninin ikinci bir üniter dönüşümüdür. ^{42}Sc için korsuz kabuk modeli hesaplamalarını ilk adımda elde edilen 2AV18 etkin etkileşmeleri kullanarak yapılmıştır. ^{42}Sc için standart kabuk modeli hesaplamalarını ise ikinci adımda elde edilen 2AV18PF etkin etkileşmeleri kullanarak yapılmıştır. Korsuz kabuk modeli ve standart kabuk modelinden elde edilen bu iki spektrum ^{42}Sc için tam olarak aynı olduğu gözlenmiştir.

Vary vd. (2009)'nin yapmış oldukları çalışmada, realistik nükleon-nükleon etkileşmelerinden direk olarak elde edilen etkin Hamiltonien ile ^{48}Ca, ^{48}Sc ve ^{48}Ti çekirdekleri için ilk defa yapılan korsuz kabuk modeli hesaplamaları ve fenomenolojik gelişmeler sunulmuştur. Bu çalışmada harmonik osilatör tek-parçacık model uzayı $1\hbar\Omega$ olarak seçilmiş ve sadece iki-cisim NN etkileşmeleri hesaplamaya dahil edilmiştir. Bu yüzden bu çalışmadaki spektrum sonuçlarında ihmal edilen üç-cisim etkileşmelerinin eksikliği ve sınırlı model uzayının mevcut eksikliği sunulmuştur. Bu eksiklikleri gidermek yani deneysel sonuçlar ile uyuşmayı elde etmek ve fenomenolojik NN potansiyellerin katkısı ile makul fitler elde etmek için korsuz kabuk modelinin modifiye edilip edilmediği hakkında sorular, olumlu bir şekilde cevaplanmıştır. Buna bağlı olarak korsuz kabuk modeli Hamiltonien'ine isospin-bağımlılığı merkezi terimi ve buna ek olarak da tensör kuvveti eklenmiş ve bu üç çekirdek için uygun spektra ve deneysel verilerle uyuşan bağlanma enerjileri elde edilmiştir.

Negoita vd. (2010)'nin yapmış oldukları çalışmada, ^{48}Ca çekirdeğinden bir nükleon farklı olarak ^{47}Ca, ^{49}Ca, ^{47}Sc, ^{47}K gibi tek nükleonlu çekirdeklere de NCSM yaklaşımı genişletilmiştir. Bu makalenin ana amacı bu grubun yapmış

olduğu önceki çalışmalarında, A=48 çekirdeklerine fitlenmesi sayesinde elde edilen fenomenolojik etkileşme terimlerinin bu tek-nükleonlu çekirdeklerin nükleer özelliklerinin değerini tayin edip edemeyeceğini ve deneysel olarak bilinen tek-parçacık özelliklerinin doğal manada ortaya çıkıp çıkmayacağını test etmektir. Bu çalışmada aynı zamanda çeşitli pf-kabuğundaki etkileşmelerin daha iyi anlaşılması için harmonik osilatör baz uzayında kendi başlangıç ve modifiye edilmiş pf matris elemanları ve GXPF1 etkileşmesi ile arasında bir karşılaştırma yapılmıştır. Bu karşılaştırmada bazı önemli farklar görülür iken kendi köşegen dışı matris elemanları ile GXPF1 etkileşmesi arasında makul olarak iyi bir ilişki vardır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Korsuz kabuk modeli (NCSM) 1993 yılında Prof. Bruce R. Barrett ve grubu tarafından ortaya atılmış ve bugüne kadar $A \leq 12$ bölgesindeki hafif çekirdeklere başarı ile uygulanmıştır. Bu modelde standart kabuk modelinde olduğu gibi çekirdeğin merkezine yerleşmiş ve kapalı bir kabuk oluşturmasına neden olan kor yoktur. Yani çekirdek içindeki bütün nükleonlar aktif ve açık olan diğer kabuklara saçılabilirler. Tek-parçacık dalga fonksiyonları harmonik osilatör durumlarının kullanımı ile tanımlanır. Model uzayı ise çok-parçacık baz durumlarının bir minumum enerji konfügürasyonuna göre maksimum $N_{max}\hbar\Omega$ uyarılmalarına göre belirlenir. Buradaki $\hbar\Omega$ terimi harmonik osilatör enerji parametresi ve N ise bir tam sayıdır. İşte NCSM hesaplamalarında $N_{max}\hbar\Omega$ enerji parametresi ne kadar büyük olur ise model uzayı o derecede büyük olmakta ve bu model uzayında elde edilen enerji spektrumu ve bağlanma enerjileri gibi nükleer özellikler deneysel değerlere o kadar yakın olmaktadır. Ancak model uzayının büyümesi NCSM hesaplamalarını mevcut bilgisayar kaynakları ile hesaplanamayacak boyutlara taşımaktadır.

3.1 Korsuz Kabuk Modeli Teorisi

Ab-inito korsuz kabuk modeli; realistik nükleonlar arası kuvvetleri işe alarak hafif çekirdeklerin nükleer çok-parçaçık problemini çözmede kullanılan bir metoddur. NCSM'nin kuramsal mantalitesini geleneksel kabuk modelinin gelişmiş bir versiyonu olarak düşünebiliriz. Bu iki metod m-şeması bazı ve Lanczos algoritması (Cullum ve Willoughby, 1985; Komzsik, 2003) gibi iki önemli bileşeni paylaşsa da korsuz kabuk modelinin mantalitesi geleneksel kabuk modeline kıyasla daha gerçekçi sonuçlar verir. Çünkü geleneksel kabuk modeli yaklaşımı genelllikle bir kor olduğunu varsayar ve onun üstünde bulunan nükleonları aktif olarak ele alır. Korun içinde kalan nükleonları hareketsiz olarak kabul eder ve hesaplamaya

dahil etmez. Sadece korun üstünde valans uzayında bulunan nükleonları hesaplama içine dahil eder. Ama NCSM yaklaşımında kapalı kor kavramı yoktur yani bütün nükleonlar aktif parçacık olarak ele alınır. Bir diğer taraftan NCSM'in geleneksel kabuk modelinden daha gerçekci olmasının nedenlerinden biri de; geleneksel kabuk modelinde nükleon-nükleon etkileşmelerini, $0\hbar\Omega$'ya sınırlandıran çok parçaçık konfügürasyonunun oluşturduğu valans nükleonlarının etkileşmesi olarak ele alır iken, NCSM yaklaşımında ise bütün nükleonlar aktif olarak ele alınır. Model uzayı ise valans uzayı konfügürasyonunun ötesinde $N_{max}\hbar\Omega$ uyarılmalarına kadar genişletilmiş çok parçaçık durumlarından oluşturulur.

Bu bölümün amacı, NCSM yaklaşımının tekniğini ve temel özelliklerini tanımlamaktır. NCSM hesaplamalarına geçmeden önce bu bölümde korsuz kabuk modeli'nin teorik kısmı verilecektir. İlk olarak iki nükleonlu etkileşmeler dahil edilmiş Hamiltonien oluşturulacaktır. Ondan sonra hesaplamalarda matematiksel çözülebilirlik ve daha gerçekçi olması açısından A-nükleonlu Hamiltoniene, harmonik osilatör bazı eklenerek modifiye edilecektir. Etkin etkileşmeleri elde etmek için kullanılan, Lee-Suzuki yöntemi kısa bir şekilde özetlenecek ve iki-nükleonlu etkin etkileşmeleri üretmek için uygulaması gösterilecektir. Son olarak elde edilen bu etkin etkileşmeler kullanılarak, modifiye edlilmiş Hamiltonien için korsuz kabuk modeli çok-parçacıklı kuantum mekaniksel hesaplamalar yapılacaktır.

3.1.1 Hamiltonien oluşturma

Ab-initio NCSM, A tane nokta, rölativistik olmayan ve güçlü bir şekilde etkileşen nükleon sistemi için Denklem 2.1'deki Schrödinger denklemi'ni çözmeyi hedefler. Bu amaçla NCSM hesaplamaları, A-nükleonlu sistemin Hamiltonieninin relatif koordinatlarda yazılması ve yalın NN etkileşmesinin seçilmesiyle başlar. (Bazı NCSM çalışmalarında kullanılan A-nükleonlu Hamiltonien'e daha gerçekçi olması

için üç-parçalıklı (NNN) etkileşmeleri de ilave edilmiştir. Ama bu çalışmada sadece iki-parçacıklı (NN) etkileşmeleri hesaplama içine dahil edilmiş, üç-parçacıklı (NNN) etkileşmeleri ise ihmal edilmiştir.)

$$H_A = \left[\sum_{i=1}^{A} \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} - \frac{\mathbf{P}^2}{2mA}\right] + \sum_{i<j=1}^{A} V_{ij} = \frac{1}{A}\sum_{i<j=1}^{A} \frac{(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2}{2m} + \sum_{i<j=1}^{A} V_{ij}, \qquad (3.1)$$

Denklem 3.1'deki Hamiltonien sadece iki-nükleon etkileşmelerinin dahil edildiği rölativistik olmayan A-nükleonlu bir çekirdeğin Hamiltonien'idir. Yukarıdaki Denklem 3.1'de m nükleonun kütlesi ve V_{ij} terimi ise nükleon-nükleon (NN) etkileşmesidir. Bu NN etkileşme terimi, çekirdek içindeki bütün çift nükleonların NN etkileşmesinin toplamıdır. Yukarıdaki Denklem 3.1'deki kendine özgü Hamiltonien için hem Reid, Nijmegen (Stoks vd., 1994) ya da Argonne (Pudliner vd., 1997; Wiringa, 1998) gibi koordinat uzayına bağlı NN potansiyelleri hem de CD-Bonn (Machleidt vd., 1996; Machleidt, 2001) gibi momentum uzayına bağlı NN potansiyelleri (Bu çalışmada CD-Bonn NN potansiyeli kullanıldı.) kullanılabilir. Böyle bir denklemi matematiksel olarak çözmek mümkün değildir. O yüzden yaklaşık bir çözüme bakılır ve bunun için de matematiksel olarak çözümü olan tek-parçaçık potansiyeli $U(k)$'nın dahil edilmesi gerekir. Yani diğer bir deyişle Hamiltonien modifiye edilir. Tek parçacık potansiyeli olarak matematiksel çözüme kolaylık sağlaması açısından ve daha gerçekçi olması açısından, seçilen nükleer potansiyeller arasında genellikle harmonik osilatör veya wood-saxon potansiyeli tercih edilir. Herhangi bir potansiyel altında bulunan tek parçacığın Schrödinger denklemi'ni çözmek için o potansiyelin yani $U(k)$'nın seçimi çok önemlidir. Bu çalışmada matematiksel çözülebilirlik ve daha gerçekçi olması açısından kütle merkezi harmonik osilatör potansiyeli seçilmiştir.

3.1.2 Harmonik osilatör bazı

Harmonik osilatör bazını kullanmak için Denklem 3.1'deki sadece kütle-merkezine göre hareket eden Hamiltonien, A-nükleonlu harmonik osilatör (HO) potansiyelinin eklenmesi sayesinde modifiye edilir. Hesaplamalarda Hamiltonieni kütle merkezi harmonik osilatör potansiyeli ile modifiye etmek iki önemli avantaj sağlar. Bunlardan ilki her nükleon tarafından hissedilen ortalama bir potansiyel alan sağlar, ikincisi ise kullanışlı HO bazı ile çalışılmasına izin verir.

Denklem 3.1'deki Hamiltonien kütle merkezine bağlı bir şekilde modifiye edilmesi için bazı gerekli ifadeler tanımlanmalıdır. İlk olarak kütle merkezi momentumu aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$\vec{P} = \sum_{i=1}^{A} \vec{p}_i, \tag{3.2}$$

$$\sum_{i=1}^{A} \vec{p}_i^{\,2} = \frac{1}{A}\left[\vec{P}^2 + \sum_{i<j} (\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2\right], \tag{3.3}$$

ve

$$\left[\sum_{i=1}^{A} \frac{\vec{p}_i^{\,2}}{2m} - \frac{\vec{P}^2}{2mA}\right] = \frac{1}{2mA} \sum_{i<j} (\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2. \tag{3.4}$$

Kütle merkezi kordinatı da, Hamiltonien'i modifiye etmek için kullanılan gerekli ifadelerden biridir. Dolayısıyla aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$\vec{R} = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^{A} \vec{r}_i, \tag{3.5}$$

ve

$$\sum_{i=1}^{A} \vec{r}_i = \frac{1}{A}\left[\vec{R}^2 + \sum_{i<j} (\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2\right] \tag{3.6}$$

olarak ifade edilir. Harmonik osilatör kütle merkezi Hamiltonieni, üstindis ile belirtilen harmonik osilatör frekansı Ω'ya bağlı olarak aşağıdaki gibi verilir:

$$H_{CM}^{\Omega} = \frac{\vec{P}^2}{2mA} + \frac{mA\Omega^2 \vec{R}^2}{2}. \tag{3.7}$$

Sınırsız Hilbert uzayında kütle merkezi harmonik osilatör terimi nükleonların relatif enerjilerini değiştirmez sadece mutlak enerji değerini değiştirir. Yani çekirdeğin kendine özgü (intirinsic) özellikleri üzerinde bir etkiye sahip değildir. Ama bunun yanında küme-yaklaşımı öne sürüldüğü zaman, model uzayı boyutunun artması ile kütle merkezi harmonik osilatör terimi sonuçların deneysel değerlere yakınsamasını kolaylaştırır. Harmonik osilatör frekansı Ω'ya sahte bir bağımlılıkla modifiye edilmiş Hamiltonien'i oluşturmak için Denklem 3.1'deki Hamiltonien'e HO kütle merkezi Hamiltonieni eklenir. Böylece iki-parçacıklı modifiye edilmiş Hamiltonien, Denklem 3.8'deki gibi elde edilir.

$$\begin{aligned} H_A^\Omega &= H_{CM}^\Omega + H_A \\ &= \left[\frac{\vec{P}^2}{2mA} + \frac{mA\Omega^2\vec{R}^2}{2}\right] + \left[\frac{1}{A}\sum_{i<j=1}^{A}\frac{(\mathbf{p}_i-\mathbf{p}_j)^2}{2m}\right] + \sum_{i<j=1}^{A} V_{ij} \\ &= \sum_{i=1}^{A}\left[\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + \frac{1}{2}m\Omega^2\mathbf{r}_i^2\right] + \sum_{i<j=1}^{A}\left[V_{ij} - \frac{m\Omega^2}{2A}(\mathbf{r}_i-\mathbf{r}_j)^2\right]. \end{aligned} \tag{3.8}$$

Buradaki ilk terim harmonik osilatör potansiyelindeki tek-parçacığın Hamiltonienidir. Hamiltonien H_A^Ω, taslak olarak Denklem 3.9'daki gibi yazılabilir. Denklem 3.1 ve Denklem 3.8'deki Hamiltonienler sadece kütle merkezine bağlı terimler sayesinde farklı olur iken çekirdeğin gerçek özellikleri için Ω üzerinde bağımlılık yoktur. Bununla birlikte etkin etkileşmeler için iki-parçacıklı küme-yaklaşımı sayesinde, hesaplamalarda Ω'ya bağımlılık görülür. Harmonik osilatör tek-parçacık model uzayının ve Ω' nın sonuçlar üzerindeki bağımlılığı bu yaklaşımın önemini göstermesini sağlar.

$$H_A^\Omega = \sum_{i=1}^{A} h_i + \sum_{i<j=1}^{A} V_{ij}^{A,\Omega} \tag{3.9}$$

A-parçaçıklı Schrödinger denkleminin çözümlerini elde etmek için sınırsız Hilbert uzayını sınırlı ve kolayca hesaplanabilir bir model uzayına indirgemek gerekir. Model uzayı valans uzayı konfügürasyonunun yukarısındaki $N_{max}\hbar\Omega$'ya kadar

harmonik osilatör tek-parçacık uyarılmaları ile bütün çok-parçacık durumlardan oluşur. Eğer dışarlanan konfügürasyonun etkisi hesaplama içine dahil edilseydi yalın Hamiltonien H_A^Ω, sınırsız model uzayında makul olmayan sonuçlar getirirdi. Bu yüzden sınırsız Hilber uzayındaki yalın Hamiltonien ile sınırlı kolayca hesaplanabilir bir model uzayındaki etkin Hamiltonien H_{eff} yer değiştirilmiştir.

3.1.3 Lee-Suzuki yaklaşımında etkin etkileşme formalizmi

Nükleer etkileşmelerde kısa mesafelerdeki itmenin (short-range repulsion) patolojik sonuçlarını çıkarmak için korsuz kabuk modeli, seçilen harmonik osilatör bazına uygun bir etkin etkileşme kullanır. Bu etkin etkileşmeleri elde etmek için, bir hermityen etkin etkileşim kullanan Lee-Suzuki metodu uygulanır. Yani NCSM yaklaşmında, başlangıç enerjisinden (starting-energy) bağımsız hermityen bir etkin etkileşme kazandıran Lee-Suzuki benzerlik dönüşüm metodu (Suzuki ve Lee, 1980; Suzuki, 1982a; Suzuki ve Okamota, 1983) realistik NN veya NN+NNN potansiyellerinin üniter dönüşümü için kullanılır. Bu bölümde metodun genel mantalitesi ve esas sonuçları özetlenecektir. İki-parçacıklı etkin etkileşmelerin hesaplanılmasında kullanılan bu metodun uygulamaları gelecek bölümde tanıtılacaktır.

Lee-Suzuki metodu, H_0 petürbe edilmemiş Hamiltonien ve V potansiyel olmak üzere $H = H_0 + V$ formunda yalın bir Hamiltonien düşünür. Denklem 3.9'daki yalın Hamiltonien H_A^Ω, $\sum_{i=1}^{A} h_i$ ve $\sum_{i<j=1}^{A} V_{ij}^{A,\Omega}$ şeklinde iki bağıntıdan oluşur. Burada yalın Hamiltonien için özdurumlar $|k\rangle$ olarak, karşılık gelen özdeğerler de E_k olarak ifade edilir. Bunun için ilk olarak $E_k|k\rangle$ öz sistemli keyfi bir H Hamiltonien düşünülür, böyle bir sistem aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$H|k\rangle = E_k|k\rangle \tag{3.10}$$

Lee-Suzuki metodu ilk olarak sınırsız Hilbert uzayını, P uzayı olarak bahsedilen ve d_P boyutuna sahip olan, sınırlı bir model uzayına ayırır. Bunun üzerine $(P + Q = 1)$ şeklinde model uzayını tamamlayan ve dışarlanmış konfügürasyon uzayı olarak da bilinen bir Q uzayı tanımlar. Denklem 3.9'daki Hamiltonien'e $e^{-\omega}He^{\omega}$ gibi bir benzerlik dönüşümü uygulanabilmesi için $\omega = Q\omega P$ koşuluna uyan bir dönüşüm operatörü ω tanıtılması gereklidir. Bu nedenle dönüşüm operatörü ω aşağıdaki gibi Q uzayı ve P model uzayının Denklem 3.11'deki decoupling koşulunun gerektirdiklerinden tanımlanır.

$$Qe^{-\omega}He^{\omega}P = 0 \tag{3.11}$$

Eğer P model uzayı baz durumları $|\alpha_P\rangle$ ve onun tamamlayıcısı olan Q uzayı baz durumları $|\alpha_Q\rangle$ ile ifade edilir ise, $Qe^{-\omega}He^{\omega}P|k\rangle = 0$ ilişkisi Denklem 3.10'daki Hamiltonien'in belirli bir $|k\rangle$ özvektörleri için karşılanacaktır. Ama onun Q uzayı bileşenleri, dönüşüm operatörü ω'nın yardımı ile P uzayı bileşenlerinin bir kombinasyonu olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\langle\alpha_Q|k\rangle = \sum_{\alpha_P}\langle\alpha_Q|\omega|\alpha_P\rangle\langle\alpha_P|k\rangle \tag{3.12}$$

Model uzayı boyutu d_P ile ifade edilirse, Denklem 3.12 ile uyum sağlayabilecek bir d_P özvektörünün $\mathcal{K}$ seti seçilebilir. $|k\rangle \in \mathcal{K}$ için $d_P \times d_P$ matris $\langle\alpha_P|k\rangle$ koşulu altında tersi alınabilen olduğundan ω operatörü Denklem 3.12'den aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\langle\alpha_Q|\omega|\alpha_P\rangle = \sum_{k\in\mathcal{K}}\langle\alpha_Q|k\rangle\langle\tilde{k}|\alpha_P\rangle \tag{3.13}$$

Burada $\langle\alpha_P|k\rangle$'nın ters dönüşüm matrisi $\langle\tilde{k}|\alpha_P\rangle$ ile ifade edilir. Yani $k, k' \in \mathcal{K}$ için $\sum_{\alpha_P}\langle\tilde{k}|\alpha_P\rangle\langle\alpha_P|k'\rangle = \delta_{k,k'}$ dır.

Böylece P model uzayında tanımlanan Hermityen etkin Hamiltonien (Suzuki, 1982a; Suzuki ve Okamota, 1983) tarafından Denklem 3.14'de görüldüğü gibi

verilir.

$$\bar{H}_{eff} = [P(1+\omega^{\dagger}\omega)P]^{1/2} PH(P+Q\omega P)[P(1+\omega^{\dagger}\omega)P]^{-1/2} \tag{3.14}$$

ω oparatörünün özelliklerinin kullanılması sayesinde, etkin Hamiltonien $\bar{H}_{eff}$ açık bir şekilde hermityen formda aşağıdaki gibi yeniden yazılabilir.

$$\begin{aligned} \bar{H}_{eff} &= [P(1+\omega^{\dagger}\omega)P]^{-1/2}(P+P\omega^{\dagger}Q)H(Q\omega P+P) \\ &\times \quad [P(1+\omega^{\dagger}\omega)P]^{-1/2} \end{aligned} \tag{3.15}$$

Denklem 3.13'deki ω operatörünün çözümünün yardımı ile, etkin Hamiltonien'in matris elemanları için aşağıdaki gibi basit bir ifade elde edilir.

$$\begin{aligned} \langle \alpha_P | \bar{H}_{eff} | \alpha_{P'} \rangle &= \sum_{k\in\mathcal{K}} \sum_{\alpha_{P''}} \sum_{\alpha_{P'''}} \langle \alpha_P | (1+\omega^{\dagger}\omega)^{-1/2} | \alpha_{P''} \rangle \\ &\times \quad \langle \alpha_{P''} | \tilde{k} \rangle E_k \langle \tilde{k} | \alpha_{P'''} \rangle \\ &\times \quad \langle \alpha_{P'''} | (1+\omega^{\dagger}\omega)^{-1/2} | \alpha_{P'} \rangle \end{aligned} \tag{3.16}$$

Burada $(1+\omega^{\dagger}\omega)^{-1/2}$'nin matris elemanlarını hesaplamak için aşağıdaki Denklem 3.17 kullanılarak Q uzayı baz durumları üzerindeki toplam çıkarılır.

$$\langle \alpha_P | (1+\omega^{\dagger}\omega) | \alpha_{P''} \rangle = \sum_{k\in\mathcal{K}} \langle \alpha_P | \tilde{k} \rangle \langle \tilde{k} | \alpha_{P''} \rangle \tag{3.17}$$

Denklem 3.16'daki etkin Hamiltonien P model uzayında $E_k, k \in \mathcal{K}$ özenerjilerini yeniden üretir. Aynı zamanda Denklem 3.17 ile birlikte kullanılan Denklem 3.16, Q uzayı üzerine hiçbir toplam içermez ve böylece formalisazyon basitleşir.

3.1.4 Hamiltonien ve iki-parçacıklı etkin etkileşmelerde unitary dönüşüm

Bu kısmın amacı, Lee-Suzuki yaklaşımı kullanılarak Denklem 3.8'deki Hamiltonien için seçilen bir model uzayında etkin etkileşmeler elde etmektir. Denklem 3.8'deki H_A^Ω Hamiltonien sistematik olarak aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$H_A^\Omega = \sum_{i=1}^{A} h_i + \sum_{i<j=1}^{A} V_{ij}^{A,\Omega} \tag{3.18}$$

(Da Providencia ve Shakin, 1964)'e göre, bir çekirdek içindeki iki-cisim bağıntılarına uyum sağlayabilen Hamiltonien'in bir üniter dönüşümü sunulur. Bu aşağıdaki gibi iki-cisimli anti-Hermityen S oparatörünün seçilmesi sayesinde yapılır.

$$\mathcal{H} = e^{-S} H_A^\Omega e^S \tag{3.19}$$

Bu noktada etkin Hamiltonien hiç bir yaklaşım içermez ve problemi çözmek için olabildiğince zorlaştıran A-parçacık terimlerine kadar bütün terimleri içerir. Uygulanabilirlik açısından bu kısımdan sonra küme-yaklaşımı kullanılır. Küme-yaklaşımının uygulanması, a-cisimli (burada $a \leq A$) problem için dönüşüm operatörünün bulunması ile başlar ve ondan sonra A-cisimli sistemin çözümü için etkin etkileşmeler kullanılır (NSAC, 2007). A-nükleonlu çekirdek için etkin Hamiltonien, küme yaklaşımında Denklem 3.20'deki gibi ifade edilebilir.

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}^{(2)} + \mathcal{H}^{(3)} + ..., \tag{3.20}$$

Bu küme yaklaşımındaki tek-cisim, iki-cisim ve üç-cisim terimleri aşağıdaki gibi verilir:

$$\mathcal{H}^{(1)} = \sum_{i=1}^{A} h_i, \tag{3.21a}$$

$$\mathcal{H}^{(2)} = \sum_{i<j=1}^{A} \tilde{V}_{ij}, \tag{3.21b}$$

$$\mathcal{H}^{(3)} = \sum_{i<j<k=1}^{A} \tilde{V}_{ijk}. \tag{3.21c}$$

Ayrıca,

$$\tilde{V}_{12} = e^{-S_{12}}(h_1 + h_2 + V_{12})e^{S_{12}} - (h_1 + h_2), \tag{3.22}$$

$$\begin{aligned} \tilde{V}_{123} &= e^{-S_{123}}(h_1 + h_2 + h_3 + V_{12} + V_{13} + V_{23})e^{S_{123}} \\ &- (h_1 + h_2 + h_3 + \tilde{V}_{12} + \tilde{V}_{13} + \tilde{V}_{23}) \end{aligned} \tag{3.23}$$

ve Denklem 3.23'deki dönüşüm operatörü $S_{123} = S_{12} + S_{23} + S_{31}$ şeklinde ifade edilir. Yukarıdaki Denklem 3.21a'daki Hamiltonien $\sum_{i=1}^{A} h_i$, HO potansiyeli altındaki tek-parcaçık özdurumlarıdır.

Eğer sınırsız Hilbert uzayı, $P+Q = 1$ koşulu ile P ve Q projektörleri kullanılarak, bir P model uzayı ve bir Q dışarlanmış uzayına ayrılır ise decoupling koşulundan, iki-parçacık için dönüşüm operatörü S_{12}, Denklem 3.24'den ve $P_2 S_{12} P_2 = Q_2 S_{12} Q_2 = 0$ sınır koşullarından tanımlanır:

$$Q_2 e^{-S_{12}}(h_1 + h_2 + V_{12})e^{S_{12}} P_2 = 0 \tag{3.24}$$

İki-nükleon durumu projektörleri (Q_2, P_2) Denklem 3.24'de görünür. Bu iki-nükleon projektörleri (Q_2, P_2)'nin tanımı A-nükleon projektörlerinin (P, Q) tanımından elde edilir. Unitary-Model-Operator-Approach (UMOA) olarak bilinen ve (Suzuki, 1982b; Suzuki ve Okamota, 1994) tarafından ortaya atılan

bu yaklaşım S_{12} operatörünü Denklem 3.25'de gösterildiği gibi çözer.

$$S_{12} = \arctan(\omega - \omega^{\dagger}), \tag{3.25}$$

Denklem 3.25'deki ω operatörünün çözümü, $\omega = Q_2 \omega P_2$ koşulundan sağlanır. $H = h_1 + h_2 + V_{12}$ Hamiltonien'i çözen operatör ile Denklem 3.11'i çözen operatör aynı oparatördür. Böylelikle iki-parçacıklı etkin Hamiltonien $H = h_1 + h_2 + V_{12}$, Denklem 3.15 tarafından $P_2 e^{-S_{12}}(h_1 + h_2 + V_{12}) e^{S_{12}} P_2$ şeklinde verilir. Burada S_{12} dönüşüm operatörü ve P_2 ise iki-parçacıklı model uzayı projeksiyon operatörüdür.

3.1.5 İki-parçacıklı etkin etkileşmelerin hesaplanması

Denklem 3.24'deki decoupling koşulunu kullanarak, Denklem 3.22'ye uygun olarak iki-parçacıklı etkin etkileşmeler hesaplanır. Böylece iki-nükleonlu Hamiltonien:

$$H_2^{\Omega} = H_{02} + V_{12} = \frac{\vec{p}^2}{2m} + \frac{1}{2} m\Omega^2 \vec{r}^2 + V_N(\sqrt{2}\vec{r}) - \frac{m\Omega^2}{A}\vec{r}^2 \tag{3.26}$$

olarak ifade edilir. Buradaki bazı ifadeler aşağıdaki gibi tanımlanır:

$\vec{r} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$,

$\vec{p} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$.

Aynı zamanda burada H_{02} 1. ve 2. nükleonun kütle merkezi harmonik osilatör teriminin çıkarıldığı yani $H_{02} = h_1 + h_2$ şekline ifade edildiği terimdir. Bu çalışmada yapılacak korsuz kabuk modeli hesaplamaları Denklem 3.26'daki Hamiltonien'in exact çözümleri ile başlar. Bu çözümler Hamiltonien $H = H_2^{\Omega}$ için Denklem 3.10'daki Schrödinger Denklemi'nin çözümünden elde edilen $E_k, |k\rangle$'yı Denklem 3.13'e uygulayarak ω operatörü elde edilir. Ondan sonra Denklem

3.16'ya uygulanması sayesinde de etkin Hamiltonien elde edilir. Sonuç olarak ω operatörünü ve ondan sonra etkin etkileşmeleri direkt olarak Denklem 3.26'daki Hamiltonien'in exact çözümlerinden elde edilir. Hesaplamalarda kullanılan relatif-koordinat iki-nükleon HO durumları, momentum $\vec{p}$ ve koordinat $\vec{r}$'ye karşılık gelen açısal ve yörüngesel HO kuantum sayıları, yani $|nlsjt\rangle$ kuantum sayıları ile ifade edilir. Model uzayı, $2n+l \leq N_{max}$ koşulu tarafından izin verilen maksimum N_{max} uyarılma sayısı tarafından tanımlanır.

Denklem 3.13'deki ω operatörünü inşa etmek için, bir $\mathcal{K}$ özvektör seti seçmeye ihtiyaç vardır. Şimdiki sunulan uygulamada her iki-nükleonlu kanalda elde edilen en düşük durumlar sunulur. P model uzayı ve bu çalışmada araştırılan $h\Omega$'nın mesafesi için ele alınan model uzayı ile daha üst durumlara sahiptir. Onların numarası $2n+l \leq N_{max}$ eşitliği ile belirlenen temel durumların sayısı tarafından verilir.

Sonuç olarak iki-parçacıklı etkin etkileşmeler $V_{2eff} = \bar{H}_{eff} - H_{02}$ olarak Denklem 3.16'dan elde edilen iki-nükleon etkin Hamiltonien'den tanımlanır. Etkin etkileşmeler nükleon sayısı A'nın bir fonksiyonu olmasının yanında aynı zamanda HO frekansı Ω ve model uzayı olarak tanımlanan N_{max} parametrelerine de bağlıdır. Bu formalizm üzerine verilebilecek son özellikler ise $P \longrightarrow 1$ için $\omega \longrightarrow 0$ sonucundan $N_{max} \longrightarrow \infty$ için $V_{2eff} \longrightarrow V_{12}$ gibi önemli özelliklerdir.

4. ARAŞTIRMA VE BULGULAR

Ab-initio korsuz kabuk modeli hesaplamaları, iki- ve üç-nükleonlu küme yaklaşımıyla etkileşen rölativistik olmayan a nükleonlu sistem için Denklem 2.1'deki Schrödinger denkleminin çözümünü gerektirir. Bunun için ilk olarak A-nükleonlu sistem için iki-cisim küme yaklaşımına göre iki-nükleon (NN) etkileşmelerini içeren Denklem 3.1'deki Hamiltonien oluşturulur. Bu oluşturulan Hamiltonien'in matematiksel çözülebilirlik açısından kolaylık sağlaması açısından kütle merkezi harmonik osilatör terimi eklenerek Denklem 3.8'de olduğu gibi modifiye edilir.

NCSM hesaplamalarında yapılması gereken iki önemli iş vardır. Birincisi, Denklem 3.8'deki iki-cisim etkin etkileşmelerini istenilen model uzayında mikroskobik olarak elde etmek, ikincisi ise NCSM çerçevesinde çok-cisimli kuantum hesaplamalarını yapmaktır. Öncelikle seçilen yalın potansiyelin kullanımıyla mikroskobik kabuk modeli çercevesinde hemen hemen sonsuz Hilbert uzayında iki-cisim etkileşmeleri elde edilir. Elde edilen bu etkileşmeler Lee-Suzuki üniter dönüşüm metodu ile $N_{max}\hbar\Omega$ model uzayına indirgenir. Daha sonra elde edilen bu etkin etkileşmeler ANTOİNE kodunun (Caurier ve Nowacki, 1999) korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapan versiyonunda bir girdi olarak kullanılır.

Bu tez çalışmasında, yukarıda verilen NCSM reçetesini kullanarak pf-kabuğunda yer alan A=40-48 arasındaki çift-çift Ca izotopları için NCSM hesaplamaları yapılmıştır. Hesaplamalarda yalın potansiyel olarak CD-Bonn potansiyeli (Machleidt vd., 1996; Machleidt, 2001) kullanılmıştır.

NCSM hesaplamalarının yapılabilmesi için Yüksek Başarımlı Paralel Bilgisayar Sistemi (YUBBİS)'ndeki yüksek kapasiteli (Dell Poweredge 1800, Dual Xeon 3.0 GHz,16GB RAM, 500 GB SCSI) ana sunucusuna gerekli olan yazılımlar yüklenmiştir. Böylece hesaplamaların yapılacağı bilgisayar korsuz kabuk modeli

hesaplamalarını yapabilecek duruma getirilmiştir. Hesaplamayı yapabilmek için gerekli NCSM kodları ve ANTOİNE kodları ele alınan bilgisayara yüklendikten sonra şimdiye kadar elde edilen NCSM hesaplamaları sistemde denenerek NCSM ve ANTOİNE koduyla yapılan hesaplamaların doğruluğu test edilmiştir.

NCSM hesaplamalarını gerçekleştirmede gerekli yazılımlar için yapılan testin pozitif çıkmasından sonra ^{40}Ca izotopu için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzayında ^{42,44,46,48}Ca izotopları için ise $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında mikroskobik kabuk modeli hesaplamaları yapılarak etkin etkileşmeler elde edilmiştir. Bu etkin etkileşmeler ^{40,42,44,46,48}Ca izotopları için ele alınan model uzaylarında tek tek hesaplanmış ve hesaplanan etkileşmeler bir veri dosyası halinde kaydedilmiştir. Elde edilen bu etkin etkileşmelerin her biri ANTOİNE kodunun korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapan versiyonunda bir girdi olarak kullanılmış ve korsuz kabuk modelinin (NCSM) çok-parçacıklı kuantum mekaniksel hesaplamaları yapılmıştır. Bu çok-parçacıklı kuantum mekaniksel hesaplamalar ^{40}Ca izotopu için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzaylarında ^{42,44,46,48}Ca izotopları için ise $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. Korsuz kabuk modelinde, model uzayı teriminin artması sayesinde sonuçlar deneysel değerlere yakınsar. Ama bu çalışmada kullanılan model uzaylarından daha üst model uzaylarında hesaplama yapılamamıştır. Çünkü NCSM hesaplamalarında nükleon sayısı A ve model uzayı N'nin değeri, hesaplama süresini ve hesaplamanın matematiksel yoğunluğunu üstel olarak arttırmaktadır.

4.1 Model Uzayı Boyutuna Bağımlılık

Bu bölümde model uzayı boyutuna göre ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için korsuz kabuk modeli hesaplamaları sunulmuştur. Bu NCSM hesaplamalarından $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerjileri elde edilmiştir. Hesaplamalar ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ (N_{max}= 2 ve 4)

^{42,44,46,48}Ca çekirdekleri için ise $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ (N_{max}= 2 ve 4) harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalarda Hamiltonien'e sadece iki-cisim etkin nükleon-nükleon etkileşmeleri dahil edilmiştir. Bu iki-cisim etkin nükleon-nükleon etkileşmeleri mikroskobik kabuk modeli çercevesinde yalın CD-Bonn potansiyelinden spesifik model uzayları için elde edilmiştir.

^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için yapılan NCSM hesaplamalarında, harmonik osilatör enerji paketi değeri Denklem 4.1'den yaklaşık $\hbar\Omega$ = 10 MeV olarak alınmıştır. Ayrıca bu bölümde ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdeklerinin J^{π} = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerji spektrumları hesaplanmakla beraber, optimum harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$ değeri de araştırılmıştır.

$$\hbar\Omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}MeV \tag{4.1}$$

Burada A, çekirdeğin nükleon sayısıdır. pf-ana kabuğundaki A=40-48 çekirdek bölgesi için harmonik osilatör enerji paketi değeri Denklem 4.1'den $\hbar\Omega$ 10-11 MeV olarak elde edilir. Ama bu çalışmada yaklaşık değer olarak 10 MeV alınmıştır. Bu bölümde ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri korsuz kabuk modeli hesaplamarından J^{π} = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} uyarılma ve pozitif pariteli durumların enerji değerlerielde edilecek ve deneysel değerler ile karşılaştırılacaktır.

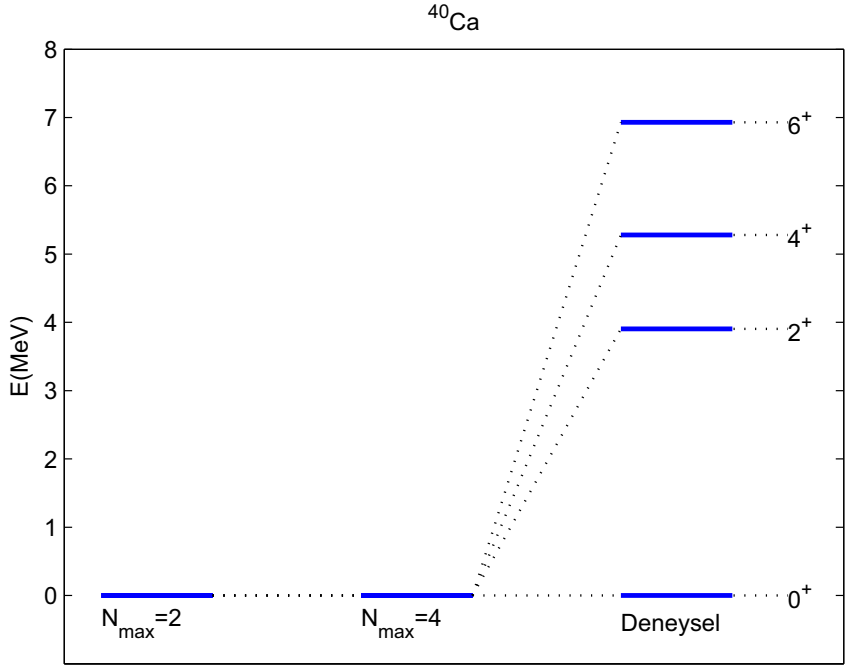
4.1.1 ^{40}Ca Çekirdeği

^{40}Ca çekirdeği 20 proton ve 20 nötrondan oluşur. 20 proton ve 20 nötron $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayını tamamen doldurur. Dolayısıyla $3\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında nükleon bulunmaz. Bununla birlikte $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında kapalı bir kor oluşturur.

Burada ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ (N_{max} = 2 ve 4) harmonik

Çizelge 4.1: ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzaylarında yapılan NCSM hesaplamaları sonucu elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının enerji değerleri (MeV cinsinden)

J^π	$2\hbar\Omega$	$4\hbar\Omega$	Deneysel
0^+	0,000	0,000	0,000
2^+	0,000	0,000	3,904
4^+	0,000	0,000	5,279
6^+	0,000	0,000	6,930



Şekil 4.1: ^{40}Ca çekirdeği için NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının $2\hbar\Omega$, $4\hbar\Omega$ ve deneysel enerji spektrumları

osilatör tek-parçacık model uzaylarında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Bu korsuz kabuk modeli hesaplamalarından, $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerjileri elde edilmiş ve

Çizelge 4.2: ^{40}Ca çekirdeğinin $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ NCSM uzayları için Hamiltonien boyutları

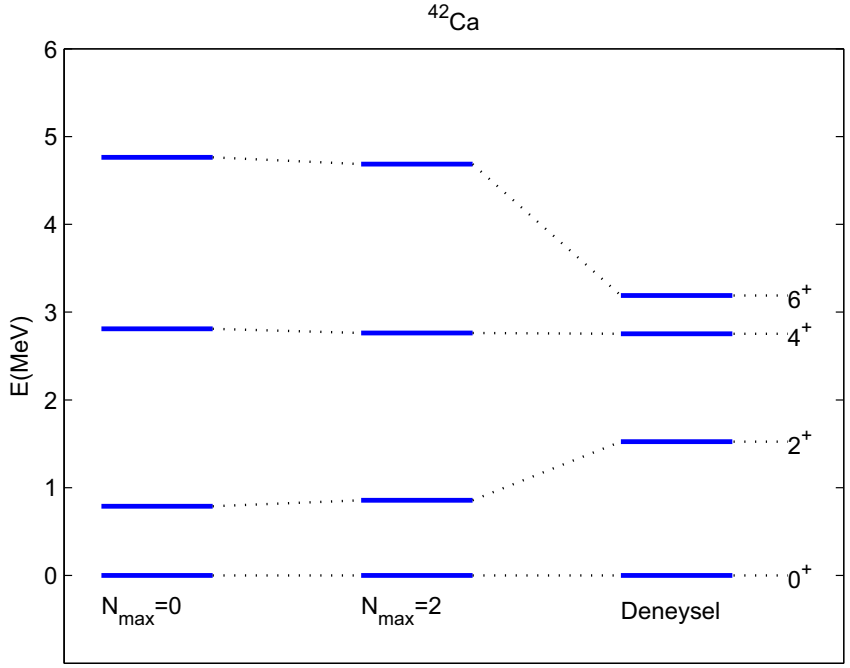
	Hamiltonien Boyutu
$2\hbar\Omega$	10.257
$4\hbar\Omega$	29.606.819

Çizelge 4.1'de sergilenmiştir. $2\hbar\Omega$, $4\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayı ve deneysel enerji spektrumları da Şekil 4.1'de verilmektedir. Bu model uzaylarındaki NCSM hesaplamalarına göre, 0^+ seviyesi deneyle uyumlu bir şekilde temel seviye olarak bulunmuştur. Ama bunun yanında 2^+, 4^+ ve 6^+ seviyeleri de temel seviye olarak hesaplanmıştır.

^{40}Ca çekirdeği $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında tamamen kapalı bir kor oluşturduğu için bir üst model uzayı ile arasında büyük bir enerji farkı vardır. Bu fark nedeniyle nükleonların üst model uzaylarına sıçrayıp etkileşmesi, $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzaylarında yapılan NCSM hesaplamalarında mümkün olmamıştır. Bundan dolayı 2^+, 4^+ ve 6^+ seviyeleri temel seviye olarak hesaplanmıştır. Fakat hesaplamalarda, daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarına çıkılabilseydi, 2^+, 4^+ ve 6^+ seviyelerinin deneysel değerlere yakınsayacak şekilde yarılmalara ayrılacağı tahmin edilmektedir. Hamiltonien matris boyutlarının model uzayı boyutu ile inanılmaz derecede büyümesi hesaplamaların $4\hbar\Omega$ model uzayının üstüne çıkmasına izin vermemiştir. Mesela Çizelge 4.2'den görüldüğü üzere ^{40}Ca çekirdeği için Hamiltonien matrisinin boyutu $2\hbar\Omega$ model uzayında yaklaşık 10 bin iken $4\hbar\Omega$ model uzayına çıkıldığında yaklaşık 20 milyon olarak belirlenmiştir.

Çizelge 4.3: ^{42}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında yapılan NCSM hesaplamaları sonucu elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının enerji değerleri (MeV cinsinden)

J^π	$0\hbar\Omega$	$2\hbar\Omega$	Deneysel
0^+	0,000	0,000	0,000
2^+	0,789	0,857	1,525
4^+	2,809	2,763	2,752
6^+	4,763	4,686	3,189



Şekil 4.2: ^{42}Ca çekirdeği için NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve deneysel enerji spektrumları

4.1.2 ^{42}Ca Çekirdeği

^{42}Ca çekirdeği 20 proton 22 nötron içerir. 20 proton $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayını tamamen doldurur iken, 22 nötronun 20 tanesi $2\hbar\Omega$

Çizelge 4.4: ^{42}Ca çekirdeğinin $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ NCSM uzayları için Hamiltonien boyutları

	Hamiltonien Boyutu
$0\hbar\Omega$	30
$2\hbar\Omega$	623.931

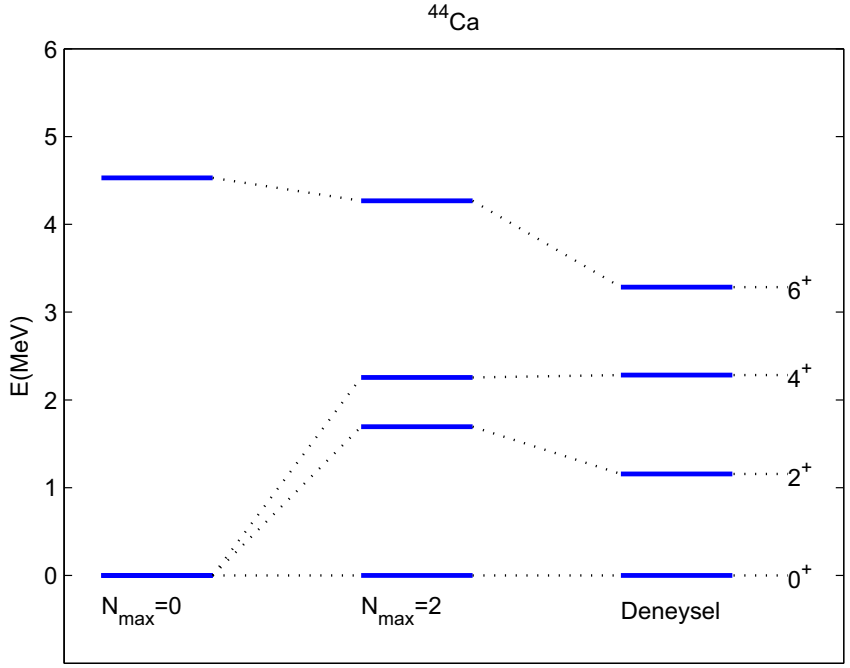
harmonik osilatör tek-parçacık model uzayını doldurur ve kalan 2 nötron ise $3\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında bulunur.

$0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ (N_{max}=0 ve 2) harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında ^{42}Ca çekirdeği için korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır. Korsuz kabuk modeli hesaplamalarından $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerjileri elde edilmiş ve Çizelge 4.3'de verilmiştir. Bu uyarılma durumları için $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve deneysel enerji spektrumları Şekil 4.2'de verilmektedir. Bu model uzaylarındaki NCSM hesaplamalarına göre 0^+ seviyesi deneyle uyumlu bir şekilde temel seviye olarak bulunmuştur. Birinci, ikinci ve üçüncü uyarılma seviyeleri sırası ile 2^+, 4^+ ve 6^+ olarak deneyle uyumlu bir şekilde hesaplanmıştır.

Hesaplamalar sonucu elde edilen temel ve uyarılma seviyelerinin sırası deneyle uyum göstermekle beraber hesaplanan enerjiler, deneysel enerjilerle farklılık göstermektedir. Bu fark maksimum $2\hbar\Omega$ model uzayında hesaplamalar yapılmasından kaynaklanmaktadır. Daha yüksek model uzaylarına çıkılamamaktadır. Çünkü Hamiltonien matrislerinin boyutu çözülemeyecek derecede büyümektedir. Mesela Çizelge 4.4'e bakıldığında, $0\hbar\Omega$ model uzayında Hamiltonien matris boyutu 30 olur iken $2\hbar\Omega$ model uzayına çıkıldığında yakşalık 623 bin olmuştur. $0\hbar\Omega$'dan $2\hbar\Omega$ model uzayına geçerken enerjilerin deneysel enerjilere yaklaştığı Şekil 4.2'de görülmektedir. Daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarına çıkılabilseydi, bu farkın ortadan kalkacağı tahmin edilmektedir.

Çizelge 4.5: ^{44}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında yapılan NCSM hesaplamaları sonucu elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının enerji değerleri (MeV cinsinden)

J^π	$0\hbar\Omega$	$2\hbar\Omega$	Deneysel
0^+	0,000	0,000	0,000
2^+	0,000	1,695	1,157
4^+	0,000	2,255	2,283
6^+	4,529	4,267	3,285



Şekil 4.3: ^{44}Ca çekirdeği için NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve deneysel enerji spektrumları

4.1.3 ^{44}Ca Çekirdeği

^{44}Ca çekirdeğinin 20 proton 24 nötronu vardır. Dolayısıyla bu çekirdek, $3\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında yani pf-ana kabuğunda

Çizelge 4.6: ^{44}Ca çekirdeğinin $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ NCSM uzayları için Hamiltonien boyutları

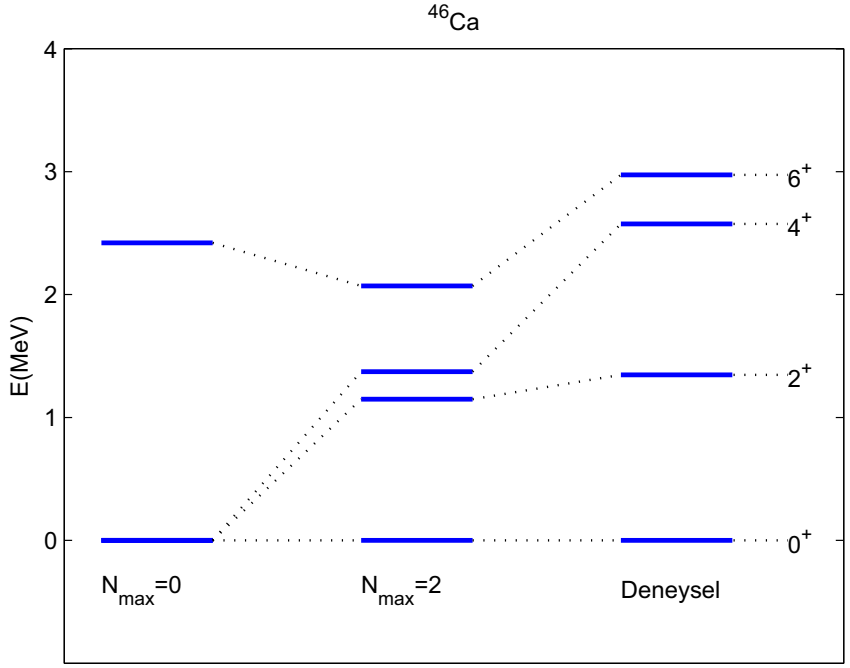
	Hamiltonien Boyutu
$0\hbar\Omega$	565
$2\hbar\Omega$	10.545.125

4 tane nötron bulundurur. Burada ^{44}Ca çekirdeği için CD-Bonn nükleon-nükleon etkileşmesi kullanılarak $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır. Bu NCSM hesaplamalarından, Çizelge 4.5'de $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumların enerjileri verilmiştir. Elde edilen bu uyarılma durumları için, $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve deneysel enerji spektrumları da Şekil 4.3'de verilmektedir.

Bu model uzaylarındaki NCSM hesaplamalarına göre 0^+ seviyesi, diğer Ca'un izotoplarında olduğu gibi deneyle uyumlu olarak temel seviye belirlenmiştir. 2^+ ve 4^+ seviyeleri $0\hbar\Omega$ model uzayında temel seviye $2\hbar\Omega$ model uzayına çıkıldığında ise deneysel değerler ile uyumlu bir şekilde ikinci ve üçüncü uyarılma seviyeleri olarak hesaplanmıştır. $2\hbar\Omega$ model uzayında 2^+, 4^+ seviyelerinin sırası deneyle uyum göstermekle beraber hesaplanan enerji değerleri deneysel enerji değerleriyle farklılık göstermektedir. Bu fark hesaplamaların maksimum $2\hbar\Omega$ model uzayında yapılmasından kaynaklanmaktadır. Çünkü Çizelge 4.6'ya bakıldığında hesaplamalarda $0\hbar\Omega$ model uzayında Hamiltonien matrislerinin boyutu 565 iken $2\hbar\Omega$ model uzayına çıkıldığında matris boyutu inanılmaz derece artarak yaklaşık 10 milyon değerine ulaşmıştır. Şekil 4.3'deki grafiğe genel olarak bakıldığında, $0\hbar\Omega$'dan $2\hbar\Omega$ model uzayına geçerken hesaplanan enerji değerlerinin deneysel enerji değerlerine yaklaştığı görülmektedir. Daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarına çıkılabilseydi, enerji değerlerinin deneysel enerji değerleriyle tam olarak uyum göstereceği tahmin edilmektedir.

Çizelge 4.7: ^{46}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında yapılan NCSM hesaplamaları sonucu elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının enerji değerleri (MeV cinsinden)

J^π	$0\hbar\Omega$	$2\hbar\Omega$	Deneysel
0^+	0,000	0,000	0,000
2^+	0,000	1,149	1,346
4^+	0,000	1,373	2,575
6^+	2,420	2,071	2,974



Şekil 4.4: ^{46}Ca çekirdeği için NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve deneysel enerji spektrumları

4.1.4 ^{46}Ca Çekirdeği

^{46}Ca çekirdeği 20 proton 26 nötron içerir. Bu çekirdeğin 20 nötronu ve 20 protonu $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayını tamamen doldurur ve geriye

Çizelge 4.8: ^{46}Ca çekirdeğinin $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ NCSM uzayları için Hamiltonien boyutları

	Hamiltonien Boyutu
$0\hbar\Omega$	3.952
$2\hbar\Omega$	70.213.163

kalan 6 nötron $3\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında yani pf-ana kabuğunda bulunur.

^{46}Ca çekirdeği için yapılan korsuz kabuk modeli hesaplamaları, $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ (N_{max}=0 ve 2) harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. Bu NCSM hesaplamalarından, Ca'un diğer izotoplarında olduğu gibi ^{46}Ca çekirdeği için de $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerjileri elde edilmiş ve Çizelge 4.7'de verilmiştir. Aynı zamanda Çizelge 4.7'de verilen uyarılma durumlarının enerjileri spektrumu $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve deneysel olarak Şekil 4.4'de verilmektedir. Şekil 4.4'de verilen grafiğe bakıldığında 0^+ seviyesi $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında deneyle uyumlu bir şekilde temel seviye olarak bulunmuştur. 2^+ ve 4^+ seviyeleri $0\hbar\Omega$ model uzayında temel seviye olmasına rahmen $2\hbar\Omega$ model uzayına çıkıldığında deneysel enerji değerleri ile aynı sırada olacak şekilde yarılmalara ayrılmıştır.

Genel olarak Şekil 4.4'deki grafiğe bakıldığında $0\hbar\Omega$'dan $2\hbar\Omega$ model uzayına geçerken $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerjileri, sırasıyla temel, birinci, ikinci ve üçüncü uyarılma seviyeleri olarak deneyle uyumlu bir şekilde hesaplanmıştır. Ama enerji değerleri deneysel değerlerden farklılık göstermektedir. Bunun nedeni korsuz kabuk modeli hesaplamalarının maksimum $2\hbar\Omega$ model uzayında yapılmasından kaynaklanmaktadır. Daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilebilseydi, enerji değerlerinin deneysel değerlere yakınsayacağı tahmin edilmektedir. Hesaplamaların daha yüksek model uzayında

Çizelge 4.9: ^{48}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında yapılan NCSM hesaplamaları sonucu elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının enerji değerleri (MeV cinsinden)

J^π	$0\hbar\Omega$	$2\hbar\Omega$	Deneysel
0^+	0,000	0,000	0,000
2^+	0,000	1,087	3,832
4^+	0,000	1,404	4,503
6^+	1,586	1,985	8,388

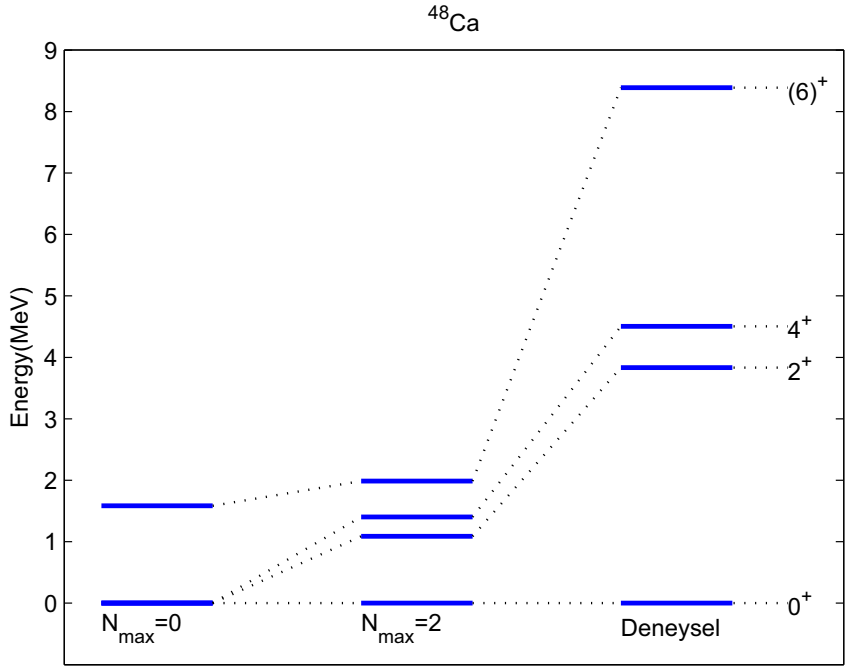
Çizelge 4.10: ^{48}Ca çekirdeğinin $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ NCSM uzayları için Hamiltonien boyutları

	Hamiltonien Boyutu
$0\hbar\Omega$	12.022
$2\hbar\Omega$	214.664.244

gerçekleştirilememesinin nedeni Çizelge 4.8'de görüleceği üzere $0\hbar\Omega$ model uzayında Hamiltonien matrislerinin boyutu yaklaşık 4 bin olur iken $2\hbar\Omega$ model uzayına çıkıldığında bu değer yaklaşık 70 milyona ulaşmıştır. Bu yüzden daha yüksek model uzaylarında Hamiltonien matrisleri hesaplanamayacak boyutlara çıkmıştır.

4.1.5 ^{48}Ca Çekirdeği

Son olarak ^{48}Ca çekirdeği için korsuz kabuk modeli hesaplamaları sergilenmiştir. ^{48}Ca çekirdeği 20 proton ve 26 nötron içerir. 20 proton ve 20 nötron $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayını tamamen doldurur iken kalan 8 nötron da $3\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında bulunur.



Şekil 4.5: ^{48}Ca çekirdeği için NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^{\pi} = 0^{+}$, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve deneysel enerji spektrumları

Bu çalışmada hesaplanan Ca'un izotopları arasından en ağır olanı ^{48}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Bu çekirdek için NCSM hesaplamalarından $J^{\pi} = 0^{+}$, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerjileri elde edilmiş ve Çizelge 4.9'da sunulmuştur. Bu uyarılma durumları için aynı zamanda $0\hbar\Omega$, $2\hbar\Omega$ ve deneysel enerji spektrumları da Şekil 4.5'deki grafikte verilmiştir. ^{48}Ca çekirdeği için Şekil 4.5'de verilen enerji spektrumunda $0\hbar\Omega$'dan $2\hbar\Omega$ model uzayına geçerken uyarılma durumları ^{44}Ca ve ^{46}Ca çekirdeklerinin uyarılma durumları ile oldukça benzer özellikler gösterir.

Şekil 4.5'deki grafiğe bakıldığında 0^{+} seviyesi $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında deneyle uyumlu bir şekilde temel seviye olarak hesaplanmıştır. 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} uyarılma seviyelerinin sırası $0\hbar\Omega$ model uzayında deneyle uyumluluk göstermez iken $2\hbar\Omega$ model uzayında yapılan hesaplamalarda uyumluluk göstermiştir.

$2\hbar\Omega$ model uzayında yapılan hesaplamalarda uyarılma seviyelerinin sıralaması uyumluluk göstermekle beraber enerji değerleri farklılık göstermiştir. Enerji değerlerindeki bu farkın giderilmesi daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında korsuz kabuk modeli hesaplamalarının yapılmasını gerektirir. Çizelge 4.10'da görüleceği üzere $0\hbar\Omega$ model uzayında Hamiltonien matrislerinin boyutu yaklaşık 12 iken $2\hbar\Omega$ model uzayına çıkıldığında ise bu değer inanılmaz derecede artarak yaklaşık 214 milyona ulaşmıştır. Bundan dolayı ^{48}Ca çekirdeği için hesaplamalar $2\hbar\Omega$ model uzayında sınırlı kalmıştır. Eğer bilgisayar kaynakları daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ model uzayında hesaplama yapılmasına izin verseydi bu durumların enerji değerleri deneysel değerlere yakınsayacağı tahmin edilmektedir.

4.2 $\hbar\Omega$ Bağımlılığı

Bu çalışmanın ikinci adımı ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için optimum harmonik osilatör frekansı (enerji paketi) değerini belirlemektir. Denklem 3.8'deki Hamiltonien sadece kütle-merkezi hareketine bağlı terimlerden elde edildiği için, çekirdeğin kendine özgü özellikleri harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$ değerine bir bağımlılık içermez. Önceki bölümde elde edilen etkin etkileşmeler sayesinde öne sürülen küme-yaklaşımından dolayı hesaplanan değerler, harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$'nın değerine karşı hassastır. Bu etkin etkileşmeler model uzayı N_{max} ve harmonik osilatör (HO) frekansı $\hbar\Omega$ üzerinde bir bağımlılık bulundurur. Bu yüzden ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için yapılan korsuz kabuk modeli hesaplamalarında harmonik osilatör frekansı değeri $\hbar\Omega = 6$ MeV'den $\hbar\Omega = 30$ MeV arasında alınarak $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının bağıl enerjileri hesaplanmıştır. Bu durumların bağıl enerjileri hangi harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$ değerinde minimum yapıyor ise o $\hbar\Omega$ değeri ele alınan çekirdek için optimum harmonik osilatör frekansı olarak belirlenir (Navratil

vd., 2000a).

Benzer bir çalışma olarak $\hbar\Omega$ bağımlılığı alt kabuktaki çekirdekler için önceki çalışmalarda yapılmıştır (Forssen vd., 2005). Önceki yapılmış çalışmalarda, harmonik osilatör tek-parçacık model uzayının $N_{max}\hbar\Omega$ artmasıyla, harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$ deneysel değerlere yakınsama üzerinde etkisinin azaldığı gözlenmiştir. Yani yüksek model uzayılarında yapılan korsuz kabuk modeli hesaplamalarında, harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$ farklı değerlerinde olsa bile sonuçların deneyle uyuştuğu gözlenmiştir.

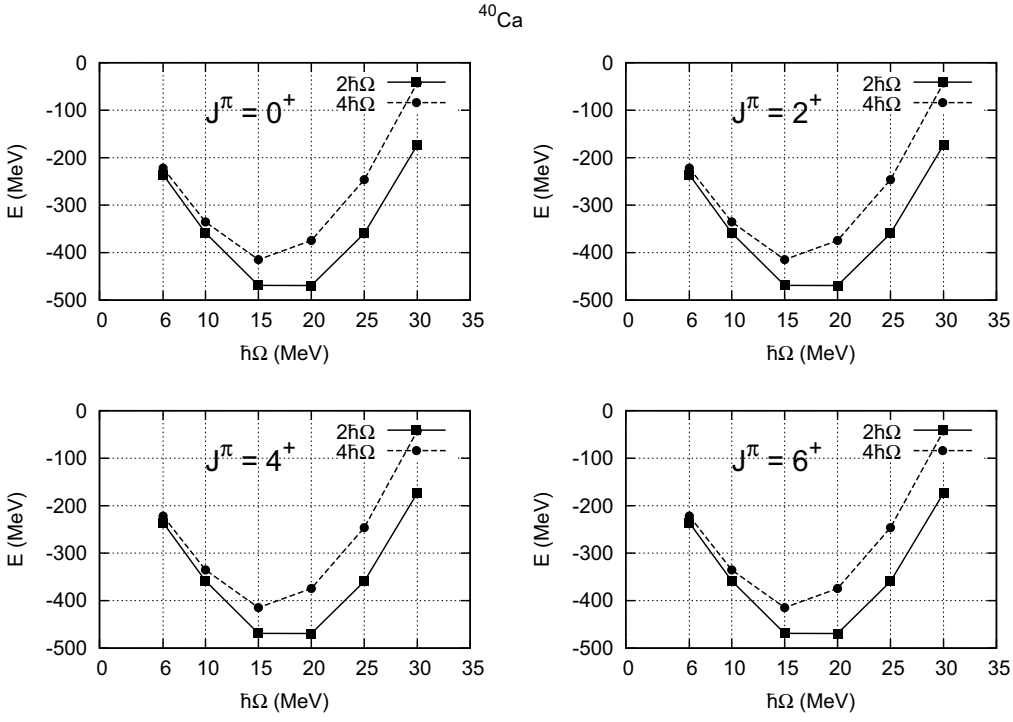
Bu bölümde ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için korsuz kabuk modeli hesaplamaları sonucu elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının, harmonik osilatör enerji paketi $\hbar\Omega$'ya bağımlılığı sunulmuştur. Bu NCSM hesaplamaları, ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ ^{42,44,46,48}Ca çekirdekleri için ise $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. Bu model uzayları için geniş bir harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$ değeri kapsanacak. Yani $\hbar\Omega = 6$ MeV'den $\hbar\Omega = 30$ Mev'e kadar olan arada korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılacaktır. Korsuz kabuk modeli Hamiltonien'ine sadece iki-parçacıklı nükleon-nükleon etkileşmeleri dahil edilmiş. Bu etkileşmeler realistik CD-Bonn nükleon-nükleon potansiyellerinden spesifik model uzayları için mikroskobik olarak elde edilmiştir.

4.2.1 ^{40}Ca Çekirdeği

Burada ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega = 6$ MeV'den $\hbar\Omega = 30$ MeV'e kadar olan mesafede korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Bu korsuz kabuk modeli hesaplamalarından $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerjileri elde edilmiş ve Çizelge 4.11'da verilmiştir. $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzayında bağıl

Çizelge 4.11: ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzaylarında, NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumların harmonik osilatör enerji paketi $\hbar\Omega$'ya bağlılığı.

	$2\hbar\Omega$				$4\hbar\Omega$			
$\hbar\Omega(MeV)$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$
6	-235,705	-235,705	-235,705	-235,705	-222,014	-222,014	-222,014	-222,014
10	-358,501	-358,501	-358,501	-358,501	-335,326	-335,326	-335,326	-335,326
15	-468,753	-468,753	-468,753	-468,753	-414,599	-414,599	-414,599	-414,599
20	-469,356	-469,356	-469,356	-469,356	-374,503	-374,503	-374,503	-374,503
25	-359,645	-359,645	-359,645	-359,645	-246,336	-246,336	-246,336	-246,336
30	-173,250	-173,250	-173,250	-173,250	-42,635	-42,6352	-42,635	-42,635



Şekil 4.6: ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzaylarında korsuz kabuk modeli hesaplamalarından $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerji spektrumları

enerji spektrumları da Şekil 4.6'da verilmektedir. Bu enerji spektrumları hangi harmonik osilatör frekansı değerinde minimum yapıyor ise o değer ^{40}Ca çekirdeği için optimum harmonik osilatör frekansı değeri olarak belirlenmektedir.

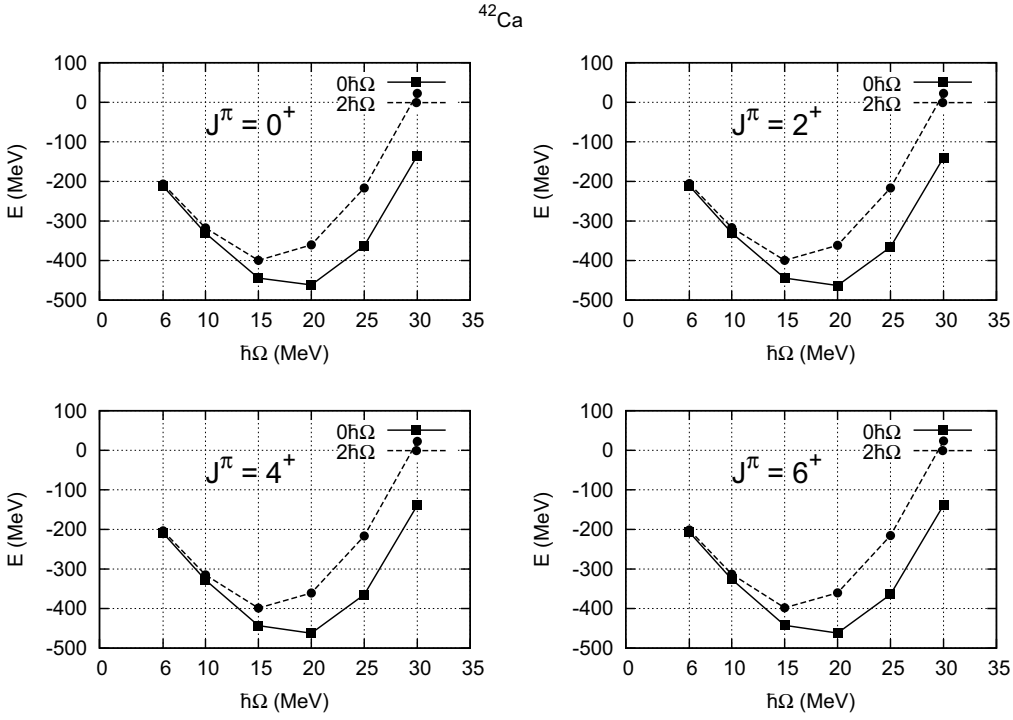
Şekil 4.6'da verilen grafiklerde, $2\hbar\Omega$ model uzayında yapılan korsuz kabuk modeli hesaplamalarında, 0^+ seviyesinin bağıl enerjisi $\hbar\Omega$ = 20 MeV değerinde minimum vermiştir. Aynı zamanda diğer 2^+, 4^+ ve 6^+ seviyeleride $\hbar\Omega$ = 20 MeV değerinde minimum vermiştir. ^{40}Ca çekirdeği için NCSM hesaplamaları $4\hbar\Omega$ model uzayında gerçekleştirildiğinde bu seviyelerin bağıl enerjileri $\hbar\Omega$ = 15 MeV değerinde minimum yapmıştır. Diğer taraftan NCSM hesaplamalarında kullanılan optimum harmonik osilatör frekansı değeri Denklem 4.1'den yaklaşık $\hbar\Omega$ = 11 MeV elde edilmektedir. $2\hbar\Omega$'dan $4\hbar\Omega$ model uzayına geçerken optimum harmonik osilatör frekansı 20 MeV'den 15 MeV değerine düşmüştür. Dolayısıyla daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ model uzaylarına çıkılabilseydi optimum harmonik osilatör frekansı Denklem 4.1'deki değeri vereceği tahmin edilmektedir.

4.2.2 ^{42}Ca Çekirdeği

Burada $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında ^{42}Ca çekirdeğinin optimum harmonik osilatör frekansını belirlemek için korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır. Korsuz kabuk modeli hesaplamalarından J^π= 0^+, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumların bağıl enerjileri elde edilmiş ve Çizelge 4.12'de verilmiştir. Bu elde edilen durumların $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarındaki bağıl enerji spektrumları da Şekil 4.7'deki grafikte verilmektedir. Şekil 4.7'deki grafiğe bakıldığında, J^π= 0^+, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerji değerleri $0\hbar\Omega$ model uzayında $\hbar\Omega$ = 20 MeV'de minimum yaparken $2\hbar\Omega$ model uzayında ise $\hbar\Omega$ = 15 MeV değerinde minimum yapmıştır. Dolayısıyla bu NCSM hesaplamalarından ^{42}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ model uzayında optimum harmonik osilatör frekansı değeri $\hbar\Omega$ = 20 MeV bulunurken $2\hbar\Omega$ model uzayında

Çizelge 4.12: ^{42}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında, NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumların harmonik osilatör enerji paketi $\hbar\Omega$'ya bağlılığı.

	$0\hbar\Omega$				$2\hbar\Omega$			
$\hbar\Omega(MeV)$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$
6	-212,016	-211,168	-209,122	-207,069	-206,483	-205,604	-203,535	-201,372
10	-330,705	-329,916	-327,896	-325,942	-317,628	-316,772	-314,866	-312,942
15	-444,202	-444,203	-443,127	-442,494	-399,572	-399,641	-398,671	-398,130
20	-461,527	-462,976	-462,250	-461,887	-360,364	-361,484	-360,662	-360,231
25	-362,594	-365,731	-364,920	-364,532	-216,686	-216,686	-216,686	-215,457
30	-134,819	-139,936	-139,068	-138,649	22,464	22,464	22,464	23,652



Şekil 4.7: ^{42}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında korsuz kabuk modeli hesaplamalarından $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerji spektrumları

Çizelge 4.13: ^{44}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında, NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumların harmonik osilatör enerji paketi $\hbar\Omega$'ya bağlılığı

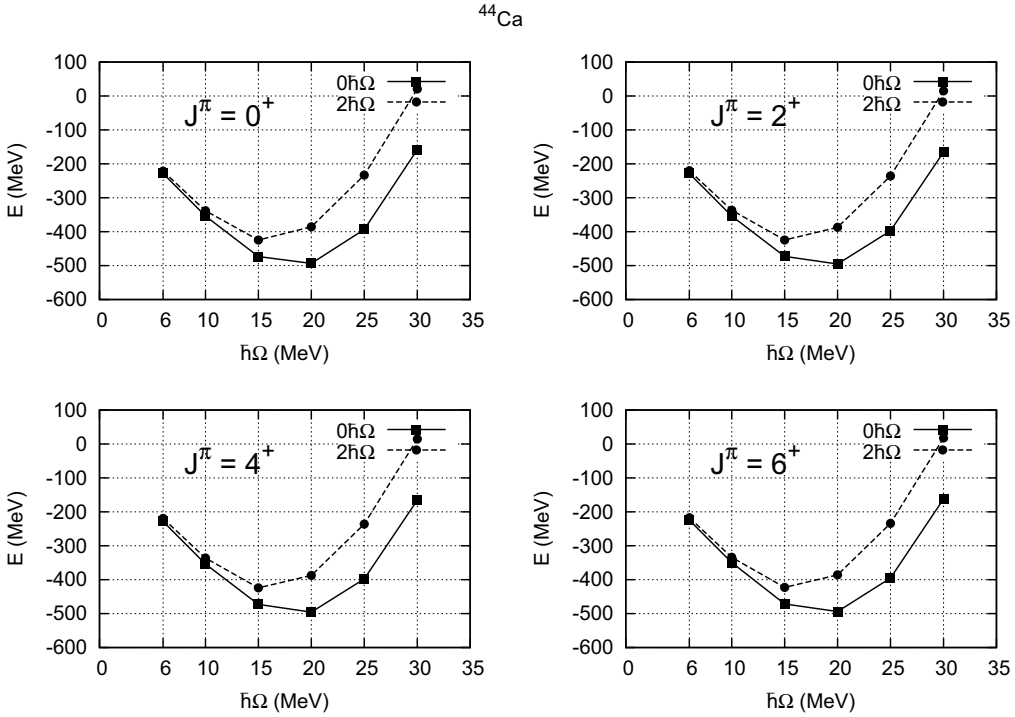
	$0\hbar\Omega$				$2\hbar\Omega$			
$\hbar\Omega(MeV)$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$
6	-228,446	-228,446	-228,446	-224,645	-221,374	-220,349	-219,330	-217,453
10	-353,989	-353,989	-353,989	-349,460	-338,398	-336,703	-336,143	-334,130
15	-473,267	-472,978	-472,755	-471,466	-424,380	-424,656	-424,332	-422,798
20	-493,572	-495,114	-495,554	-493,806	-385,964	-387,219	-387,532	-385,774
25	-393,409	-397,294	-397,836	-395,232	-233,015	-235,571	-236,070	-233,925
30	-158,309	-165,651	-165,651	-162,018	20,600	14,875	14,485	17,565

ise bu değer $\hbar\Omega$ = 15 MeV olarak bulunmuştur.

Bu NCSM hesaplamaları sonucu belirlenen optimum harmonik osilatör değeri Denklem 4.1'deki 10 MeV'den farklıdır. Bu fark maksimum $2\hbar\Omega$ model uzayında hesaplamalar yapılmasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca $0\hbar\Omega$'dan $2\hbar\Omega$ model uzayına geçerken J^π= 0^+, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerjilerinin minimum yaptığı harmonik osilatör frekansı değeri Denklem 4.1'deki değere yaklaştığı Şekil 4.7'de görülmektedir. Daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ model uzaylarına çıkılabilseydi bu farkın ortadan kalkacağı tahmin edilmektedir.

4.2.3 ^{44}Ca Çekirdeği

Burada ^{44}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında optimum harmonik osilatör frekansını belirlemek için korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır. Bu korsuz kabuk modeli hesaplamalarından, $\hbar\Omega$= 6 MeV'den $\hbar\Omega$= 30 MeV'e kadar olan harmonik osilatör frekansı bölgesinde



Şekil 4.8: ^{44}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında korsuz kabuk modeli hesaplamalarından $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerji spektrumları

J^π= 0^+, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerjileri elde edilmiş ve Çizelge 4.13'de verilmiştir. Bu uyarılma durumları için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarındaki bağıl enerji spektrumu Şekil 4.8'de verilmektedir.

^{44}Ca çekirdeği için yapılan NCSM hesaplamalarından elde edilen bağıl enerji değerlerinin minimum yaptığı harmonik osilatör frekansı değeri optimum değer olarak belirlenir. $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumların bağıl enerji değerleri $0\hbar\Omega$ model uzayında $\hbar\Omega = 20$ MeV'de, $2\hbar\Omega$ model uzayında ise $\hbar\Omega = 15$ MeV'de minimum yapmıştır. Diğer taraftan ^{44}Ca çekirdeği için Denklem 4.1'den optimum harmonik osilatör frekansı değeri yaklaşık 10 MeV'dir. Dolayısıyla hesaplamalarda belirlenen optimum harmonik osilatör frekansı değeri Denklem 4.1'in verdiği değerden farklı bulunmuştur. Bu fark hesaplamaların maksimum $2\hbar\Omega$ model uzayında gerçekleştirilmesinden kaynaklanmaktadır. Şekil 4.8'deki grafik genel olarak gözden geçirildiğinde, $0\hbar\Omega$'dan $2\hbar\Omega$ model uzayına geçerken

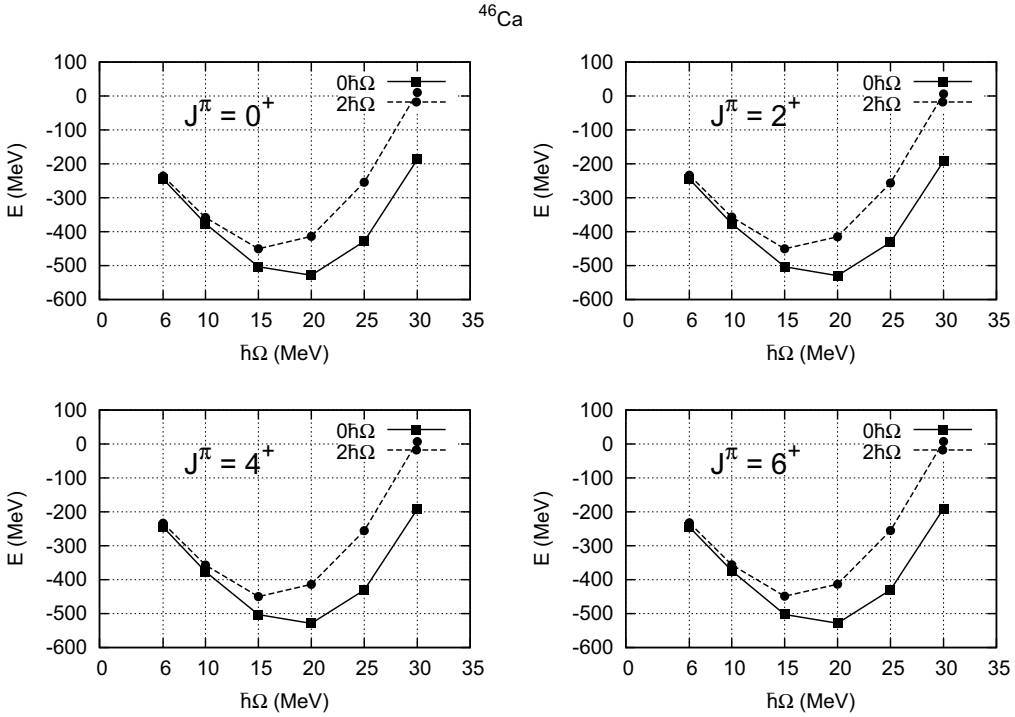
Çizelge 4.14: ^{46}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında, NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumların harmonik osilatör enerji paketi $\hbar\Omega$'ya bağlılığı

	$0\hbar\Omega$				$2\hbar\Omega$			
$\hbar\Omega(MeV)$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$
6	-244,876	-244,876	-244,876	-244,876	-236,031	-233,480	-233,794	-232,176
10	-376,313	-376,313	-376,313	-373,893	-358,083	-356,934	-356,710	-356,012
15	-503,461	-503,571	-502,819	-502,423	-450,288	-450,575	-449,911	-448,830
20	-528,457	-529,861	-528,987	-528,598	-413,761	-414,980	-413,967	-413,548
25	-428,294	-431,327	-430,436	-430,021	-254,468	-256,642	-255,747	-255,328
30	-187,076	-192,042	-192,042	-190,680	10,387	6,198	6,965	7,383

durumların bağıl enerjilerinin minimum yaptığı harmonik osilatör frekansı değeri Denklem 4.1'deki değere yaklaştığı görülmektedir. Yani $0\hbar\Omega$ model uzayında optimum değer 20 MeV iken $2\hbar\Omega$ model uzayında 15 MeV değerine düşmüştür. Daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ model uzaylarında hesaplama yapılabilseydi, optimum $\hbar\Omega$ değeri Denklem 4.1'deki 10 MeV değerine yakınsayacağı tahmin edilmektedir.

4.2.4 ^{46}Ca Çekirdeği

^{46}Ca çekirdeği için korsuz kabuk modeli hesaplamalarında harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$= 6 MeV'den $\hbar\Omega$= 30 MeV'e kadar olan bölgede J^π= 0^+, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumların bağıl enerjileri elde edilmiştir. Hesaplamalar $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında gerçekleştirilmiş ve durumların bağıl enerji değerleri Çizelge 4.14'da verilmiştir. ^{46}Ca çekirdeği için NCSM hesaplamalarından elde edilen bağıl enerji spektrumu $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarına bağlı olarak Şekil 4.9'da verilmektedir.

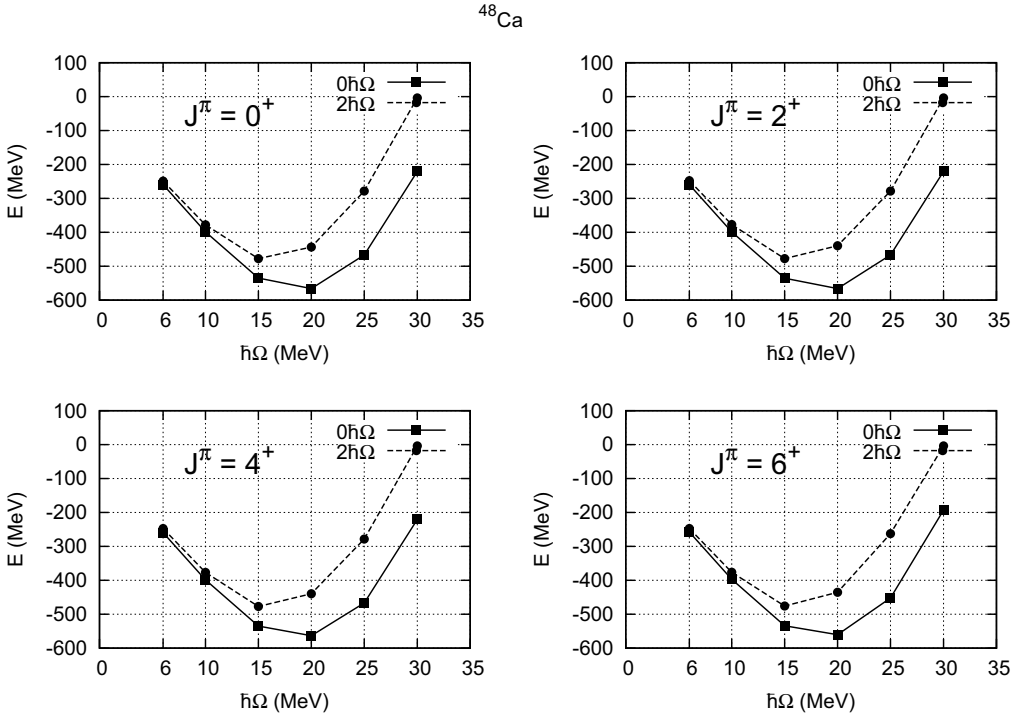


Şekil 4.9: ^{46}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında korsuz kabuk modeli hesaplamalarından $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerji spektrumları

Diğer Ca çekirdeklerinde olduğu gibi, bu korsuz kabuk modeli hesaplamalarından ^{46}Ca çekirdeği için de optimum harmonik osilatör frekansı belirlenmiştir. Hesaplamaların sonuçları diğer Ca çekirdeklerinde olduğu gibi çıkmıştır. Yani $0\hbar\Omega$ model uzayında ^{46}Ca çekirdeği için bağıl enerji değeri $\hbar\Omega = 20$ MeV'de minimum yaparken $2\hbar\Omega$ model uzayında ise $\hbar\Omega = 15$ MeV'de minimum yapmıştır. Bu bağıl enerjiler için $0\hbar\Omega$'dan $2\hbar\Omega$ model uzayına geçerken optimum değerin Denklem 4.1'deki 10 MeV değerine yaklaştığı Şekil 4.9'da görülmektedir. Daha yüksek model uzaylarına çıkılabilseydi, optimum harmonik osilatör frekansı değeri 10 MeV'e yakınsayacağı tahmin edilmektedir.

Çizelge 4.15: ^{48}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında, NCSM hesaplamalarından elde edilen $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumların harmonik osilatör enerji paketi $\hbar\Omega$'ya bağlılığı

	$0\hbar\Omega$				$2\hbar\Omega$			
$\hbar\Omega(MeV)$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$	$J^\pi = 0^+$	$J^\pi = 2^+$	$J^\pi = 4^+$	$J^\pi = 6^+$
6	-259,438	-259,438	-259,438	-257,842	-249,015	-247,705	-247,378	-247,273
10	-398,775	-398,775	-398,775	-397,189	-378,186	-377,100	-376,782	-376,201
15	-535,109	-535,253	-535,008	-533,952	-477,504	-477,524	-477,130	-475,754
20	-565,772	-565,772	-563,430	-560,487	-443,454	-439,777	-439,700	-435,375
25	-466,956	-466,956	-466,956	-452,031	-278,556	-278,555	-278,311	-262,493
30	-220,847	-220,847	-220,847	-192,919	-3,706	-3,706	-3,706	-3,706



Şekil 4.10: ^{48}Ca çekirdeği için $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında korsuz kabuk modeli hesaplamalarından $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ pozitif pariteli durumlarının bağıl enerji spektrumları

4.2.5 ^{48}Ca Çekirdeği

Son olarakta ^{48}Ca çekirdeğinin optimum harmonik osilatör frekansı değerini belirlemek için korsuz kabuk modeli hesaplamaları yapılmıştır. Bu korsuz kabuk modeli hesaplamalarından $J^{\pi} = 0^{+}$, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} pozitif pariteli durumlarının bağıl enerjileri elde edilmiş Çizelge 4.15'da verilmiştir. Bu uyarılma durumlarının $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında bağıl enerji spektrumu da Şekil 4.10'da verilmektedir.

Şekil 4.10'daki grafiğe bakıldığında ^{48}Ca çekirdeği için bağıl enerji değeri, harmonik $0\hbar\Omega$ model uzayında 20 MeV $2\hbar\Omega$ model uzayında ise 15 MeV harmonik osilatör frekansı değerinde minimum yapmıştır. Ama Denklem 4.1'de ^{48}Ca çekirdeği için harmonik osilatör frekansı değeri 10 MeV'dir. Önceki bölümde de bu harmonik osilatör frekansı değeri baz alınarak korsuz kabuk modeli hesaplamaları gerçekleştirilmiştir. Bu harmonik osilatör frekansı değeri hesaplamalarımızda minimum vermemektedir. Şekil 4.10'da grafiğe bakıldığında korsuz kabuk modeli hesaplamaları daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ model uzaylarında gerçekleştirilseydi Denklem 4.1'deki optimum harmonik osilatör frekansı değerini vereceği tahmin edilmektedir.

5. SONUÇ

Bu çalışmada, realistik nükleon-nükleon etkileşmelerinden direk olarak elde edilen etkin hamiltoniyen ile pf-kabuğunda yer alan ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için korsuz kabuk modeli hesaplamalarının sonuçları sunulmuştur. Bu NCSM hesaplamaları ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında ^{42,44,46,48}Ca çekirdekleri için ise $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. Bu hesaplamaları gerçekleştirmek için ilk olarak yalın CD-Bonn potansiyelinin kullanımıyla mikroskobik kabuk modeli çerçevesinde hemen hemen sonsuz Hilbert uzayında iki-cisim etkileşmeleri hesaplanmıştır. Bu hesaplanan etkileşmeler Lee-Suzuki uniter dönüşüm metodu ile $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarına indirgenmiştir. Daha sonra bu model uzaylarında çok-parçacıklı kuantum mekaniksel NCSM hesaplamaları yapılmıştır.

Bu yapılan NCSM hesaplamalarından (A=40-48) çift-çift Ca çekirdekleri için $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ nükleer durumları ve karşılık gelen enerjileri hesaplanmıştır. Hesaplanan enerji değerlerinin deneysel değerler ile uyumu zaten beklenilmemektedir. Çünkü yakınsak enerji değerleri için tahmini model uzayı $12\hbar\Omega$ civarıdır. Ancak bu kadar büyüklükteki korsuz kabuk modeli hesaplamalarının ilk defa bu kadar büyük model uzaylarında ($2\hbar\Omega$) yapılmış olması modelin orta ağırlıklı çekirdeklere uygulanmış olması bakımından önemlidir.

Korsuz kabuk modeli hesaplamaları ^{40}Ca çekirdeği için $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. Bu hesaplamalardan ^{40}Ca çekirdeğinin $J^\pi = 0^+$, 2^+, 4^+ ve 6^+ uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerjileri elde edilmiştir. ^{40}Ca çekirdeği $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzayında tamamen kapalı bir kor oluşturmuş ve bir üst model uzayı ile arasında büyük bir enerji farkı vardır. Bu fark nedeniyle nükleonların üst model uzaylarına sıçrayıp etkileşmesi, $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzaylarında yapılan NCSM hesaplamalarında mümkün

olmamıştır. Bundan dolayı deneysel sonuçlarla uyumluluk göstermemiştir. Daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ model uzaylarına çıkılabilseydi, deneysel değerlerle tam olarak uyum göstereceği tahmin edilmektedir.

^{42,44,46,48}Ca çekirdekleri için de korsuz kabuk modeli hesaplamalarından, J^{π} = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının enerji spektrumları elde edilmiştir. Bu çekirdekler için hesaplamalar $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ harmonik osilatör tek-parçacık model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. ^{40}Ca çekirdeğinden farklı olarak bu çekirdeklerin $3\hbar\Omega$ model uzayında da nükleonları bulunmaktadır. Bu çekirdekler için yapılan korsuz kabuk modeli hesaplamalarında $0\hbar\Omega$'dan $2\hbar\Omega$ model uzayına geçerken enerji seviyelerinin sıraları deneyle aynı olduğu görülmüştür. $2\hbar\Omega$ model uzayında enerji seviyelerinin sıralaması uyum göstermekle beraber hesaplanan enerji değerleri deneysel değerlerden farklılık göstermektedir. Bu fark maksimum $2\hbar\Omega$ model uzayında hesaplamalar yapılmasından kaynaklanmaktadır. Hesaplamalar daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ model uzaylarında yapılabilseydi, sonuçların deneysel değerlerle tam olarak uyum göstereceği tahmin edilmektedir.

Bu çalışmanın ikinci adımında, ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için optimum harmonik osilatör frekansı $\hbar\Omega$ değerini belirlenmiştir. Bunun için $\hbar\Omega$ = 6 MeV'den $\hbar\Omega$ = 30 MeV'e kadar harmonik osilatör frekansı değerlerinde korsuz kabuk modeli hesaplamaları tekrarlanmıştır. Bu korsuz kabuk modeli hesaplamalarından J^{π} = 0^{+}, 2^{+}, 4^{+} ve 6^{+} uyarılma ve pozitif pariteli durumlarının bağıl enerjileri her harmonik osilatör frekansı değeri için elde edilmiştir. Bu elde edilen bağıl enerjilerin minimum yaptığı harmonik osilatör frekansı, ele alınan çekirdek için optimum harmonik osilatör frekansı olarak belirlenmiştir.

^{40}Ca çekirdeği için korsuz kabuk modeli hesaplamaları $2\hbar\Omega$ ve $4\hbar\Omega$ model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. Bu hesaplamalardan optimum harmonik osilatör frekansı değeri $2\hbar\Omega$ model uzayında $\hbar\Omega$ = 20 MeV $4\hbar\Omega$ model uzayında ise $\hbar\Omega$ =

15 MeV olarak belirlenmiştir. ^{42,44,46,48}Ca çekirdekleri için korsuz kabuk modeli hesaplamaları $0\hbar\Omega$ ve $2\hbar\Omega$ model uzaylarında gerçekleştirilmiştir. Bu çekirdekler için ise optimum harmonik osilatör frekansı değeri $0\hbar\Omega$ model uzayında $2\hbar\Omega$ = 20 MeV $4\hbar\Omega$ model uzayında ise $\hbar\Omega$ = 15 MeV olarak belirlenmiştir. Ama Denklem 4.1'den bu çekirdekler için optimum harmonik osilatör frekansı değeri $\hbar\Omega$ = 10-11 MeV'dir. Hesaplanan bağıl enerji değeri $0\hbar\Omega$ model uzayından $2\hbar\Omega$ model uzayına çıkıldığında 20 MeV'den 15 MeV değerine düşmüştür. Eğer daha yüksek $N_{max}\hbar\Omega$ model uzaylarında hesaplamalar gerçekleştirilseydi, ^{40,42,44,46,48}Ca çekirdekleri için optimum harmonik osilatör frekansı Denklem 4.1'deki 10 MeV değerini vereceği tahmin edilmektedir.

6. KAYNAKLAR

Bertsch, G.F., Dean, D.J., Nazarewicz, W., 2007. Universal nuclear energy density functional: Computing atomic nuclei. SciDAC Review, 6, 42-51.

Carlson, J., 1988. Alpha particle structure. Physical Review C, 38(4), 1879-1885.

Carlson, J., 1990. Green's function Monte Carlo calculations of light nuclei. Nuclear Physics A, 508, 141-150.

Caurier, E., Navratil, P., Ormand, W.E., Vary, J. P., 2001. Intruder states in ^{8}Be. Physical Review C, 64(5), 051301, 1-5.

Caurier, E., Nowacki, F., 1999. Acta Physica Polonica B 30, 705. http://sbgat194.in2p3.fr/~theory/antoine/main.html. Erişim Tarihi: 9.08.2012.

Chen, C.R., Payne, G.L., Friar, J.L., Gibson, B.F., 1985. Convergence of Faddeev partial-wave series for triton ground-state. Physical Review C, 31(6), 2266-2273.

Coester, F., 1958. Bound states of a many-particle system. Nuclear Physics, 7, 421-424.

Coester, F., Kummel, H., 1960. Short-range correlations in nuclear Wave functions. Nuclear Physics, 17, 477-485.

Cullum, J.K., Willoughby, R.A., 1985. Lanczos algorithms for large symmetric eigenvalue computations. Classics in applied mathematics, 258p. Boston.

Da Providencia, J., Shakin, C.M., 1964. Some aspects of short-range correlations in nuclei. Annals of Physics, 30(1), 95-118.

Dean, D.J., Hjorth-Jensen, M., 2004. Coupled-cluster approach to nuclear physics. Physics Review C, 69(5), 054320, 1-15.

Dean, D.J., 2007. Beyond the nuclear shell model. Physics Today, 60, 48-53.

Dikmen, E., Lisetskiy, A.F., Barrett, B.R., Navratil, P., 2008. Effective Interactions from No Core Shell Model. Nuclear Physics and Astrophysics: From Stable Beams to Exotic Nuclei. AIP Proceedings, 1072, 233-236.

Entem, D.R., Machleidt, R., 2003. Accurate charge-dependent nucleon-nucleon potential at fourth order of chiral perturbation theory. Physical Review C, 68(4), 041001, 1-4.

Forssen, C., Navratil, P., Ormand, W.E., Caurier, E., 2005. Large basis ab initio shell model investigation of ^{9}Be and ^{11}Be. Physical Review C, 71(4), 044312, 1-19

Glöckle, W., Witala, H., Cornelius, Th., 1990. Three nucleon scattering A test for nuclear Dynamics. Nuclear Physics, A, 508, 115-130.

Glöckle, W., Kamada, H., 1993. Alpha-particle binding energies for realistic nucleon-nucleon interactions. Physics Review Letters, 71(7), 971-974.

Gour, J.R., Pieeuch, P., Hjorth-Jensen, M., Wloch, M., Dean. D.J., 2005. Coupled-cluster calculations for valence systems around ^{16}O. Journal of Physics G, 31, 51291-51299.

Hayes, A.C., Navratil, P., Vary, J.P.,2003. Neutrino-^{12}C Scattering in the Ab Initio Shell Model with a Realistic Three-Body Interaction. Physical Review Letters, 91(1), 012502, 1-4.

Kievsky, A., Viviani, M., Rosati, S., 1993. The three-nucleon bound state with realistic soft- and hard-core potentials. Nuclear Physics, A 551, 241-254.

Kievsky, A., Viviani, M., Rosati, S., 1994. Study of Bound and scattering states in three-nucleon systems. Nuclear Physics A, 577, 511-527.

Komzsik, L., 2003. The Lanczos Method. Society for Industrial Mathematics, 99p. Philadelphia.

Krane, K.S., 1988. Introductory Nuclear Physics. John Wiley & Sons, 864p. New Jersey.

Machleidt, R., Sammarruca, F., Song, Y., 1996. Nonlocal nature of the nuclear force and its impact on nuclear structure. Physical Review C, 53(4), 1483–1487.

Machleidt, R., 2001. High-Precision, Charge-Dependent Bonn Nucleon-Nucleon Potential. Physical Review C, 63(2), 024001, 1-32.

Mayer, M.G., 1949. On closed shells in nuclei. II. 1949. Physical Review 75, 1969–1970.

Navratil, P., Barrett, B.R., 1996. No-Core Shell-Model Calculations with Starting-Energy-Independent Multivalued Effective Interactions. Physical Review C, 54(6), 2986-2995.

Navratil, P., Barrett, B.R., 1998a. Shell-Model Calculations for the three-nucleon system. Physical Review C, 57(2), 562-568.

Navratil, P., Barrett, B.R., 1998b. Large-Basis Shell-Model Calculations for p-Shell Nuclei. Physical Review C, 57(6), 3119-3128.

Navratil, P., Barrett, B.R., 1999. Four-Nucleon Shell-Model Calculations in a Faddeev-Like Approach. Physical Review C, 59(4), 1906-1918.

Navratil, P., Vary, J.P., Barrett, B.R., 2000a. Large-Basis ab initio No-Core Shell Model and Its Application to ^{12}C. Physical Review C, 62(5), 054311, 1-14.

Navratil, P., Kamuntavicius, G.P., Barrett, B.R., 2000b. Few-Nucleon Systems in a Translationally Invariant Harmonic Oscillator Basis. Physical Review C, 61(4), 044001, 1-16.

Navratil, P., Vary, J.P., Ormand, W.E., Barrett, B.R., 2001. Six-Nucleon Spectroscopy from a Realistic Nonlocal Hamiltonian. Physical Review Letter, 87(17), 172502, 1-4.

Navratil, P., Ormand, W.E., 2003. Ab-initio shell model with a genuine three-nucleon force for the p-shell nuclei. Physical Review C, 68(3), 034305, 1-13.

Navratil, P., Ormand, W.E., Forssen, C., Caurier, E., 2005. Ab initio no-core shell model calculations using realistic two- and three-body interactions. The European Physical Journal A, 25(1), 481-484.

Negoita, A.G., Vary, J.P., Stoica, S., 2010. No-core shell model for A=47 and A=49. Journal of Physics G, 37, 055109, 1-16.

Nogga, A., Navratil, P., Barrett, B.R., Vary, J.P., 2006. Spectra and binding energy predictions of chiral interactions for ^{7}Li. Physical Review C, 73(6), 064002, 1-13.

NSAC. 2007. Nuclear Science Advisory Committee. The Frontiers of Nuclear Science: A Long Range Plan.

Pieper, S.C., 2004. Quantum Monte Carlo calculations of light nuclei. Nuclear Physics A, 751, 516–532.

Pieper, S.C., Wiringa, R.B., 2001. Quantum Monte Carlo calculations of light nuclei. Nuclear Annual Review Nuclear Particle Science, 51-53.

Pudliner, B.S., Pandharipande, V.R., Carlson, J., .Pieper, S.C., Wiringa, R.B., 1997. Quantum Monte Carlo Calculations of Nuclei with $A \leq 7$. Physical Review C, 56(4), 1720–1750.

Roth, R., Navratil, P., 2007. Ab-Initio Study of ^{40}Ca with an Importance-Truncated No-Core Shell Model. Physical Review Letters, 99(9), 092501, 1-4.

Shirokov, A.M., Vary, J. P., Mazur, A.I., Zaytsev, S.A., Weber, T.A., 2005. Novel NN interaction and the spectroscopy of light nuclei. Physics Letters B, 621, 96-101.

Stoks, V.G.J., Klomp, R.A.M., Terheggen, C.P.F., De Swart, J.J., 1994. Construction of High-Quality NN Potential Models. Physical Review C, 49(6), 2950-2962.

Suzuki, K., Lee, S.Y., 1980. Convergent Theory for Effective Interaction in Nuclei. Progress of Theoretical Physics, 64(6), 2091-2106.

Suzuki, K., 1982. Construction of Hermitian Effective Interaction in Nuclei. Progress of Theoretical Physics, 68(1), 246-260.

Suzuki, K., Okamoto, R., 1983. Degenerate Perturbation Theory in Quantum Mechanics. Progress of Theoretical Physics, 70(2), 439-451.

Suzuki, K., 1982. Unitary-Model-Operator Approach to Nuclear Effective Interaction. II. Progress of Theoretical Physics, 68(6), 1999-2013.

Suzuki, K., Okamoto, R., 1994. Effective Interaction Theory and Unitary-Model-Operator Approach to Nuclear Saturation Problem. Progress of Theoretical Physics, 92(6), 1045-1080.

Van Kolck, U., 1994. Few-nucleon forces from chiral Lagrangians. Physical Review C, 49(6), 2932-2941.

Vary, J.P., Popescu, S., Stoica, S., Navratil, P., 2009. A no-core shell model for ^{48}Ca, ^{48}Sc and ^{48}Ti. Journal of Physics G, 36, 085103, 1-17.

Wiringa, R.B., Stoks, V.G.J., Schiavilla, R., 1995. Accurate Nucleon-Nucleon Potential with Charge-Independence Breaking. Physical Review C, 51(1), 38-51.

Wiringa, R.B., 1998. Quantum Monte Carlo Calculations for Light Nuclei. Nuclear Physics A, 631, 70–90.

Wloch, M., Dean, D.J., Gour, J.R., Hjorth-Jensen, M., Kowalski, K., Papenbrock, T., Piecuch, P., 2005. Ab-initio coupled-cluster study of ^{16}O. Physical Review Letters, 94(21), 212501, 1-4.

Zhan, H., Nogga, A., Barrett, B.R., Vary, J.P., Navratil, P., 2004. Extrapolation method for the no-core shell model. Physical Review C, 69(3), 034302, 1-8.

Zheng, D.C., Barrett, B.R., Jaqua, L., Vary, J.P., McCarthy, R.J., 1993. Microscopic calculations of the spectra of light nuclei. Physical Review C, 48(3), 1083-1091.

Zheng, D.C., Vary, J.P., Barrett, B., 1994. Large-space shell-model calculations for light nuclei. Physical Review C, 50(6), 2841-2849.

Zheng, D.C., Barrett, B.R., Vary, J.P., Haxton, W.C., Song, C.L., 1995. Large-basis shell model studies of light nuclei with a multivalued *G*-Matrix effective interaction. Physical Review C, 52(5), 2488-2498.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Bayram KOCAMAN
Doğum Yeri ve Yılı : Yalvaç 26/11/1987
Medeni Hali : Bekar
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise :Bağcılar Akşemsettin Anadolu Lisesi, 2001–2004, Bağcılar/İSTANBUL
Lisans :S. Demirel Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 2005 – 2009, ISPARTA
Yüksek Lisans :S. Demirel Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik A.B.D. 2009 – 2012, ISPARTA