

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
DOKTORA TEZİ

150≤A≤190 DEFORME BÖLGESİNDE BAZI ÇİFT-TEK ÇEKİRDEKLERİN
UYARILMIŞ DÜZEYLERİNİN YAPISININ VE GEÇİŞLERİNİN
KUTUPSALLIKLARININ İNCELENMESİ

Mahmut BÖYÜKATA

OCAK 2010

KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
DOKTORA TEZİ

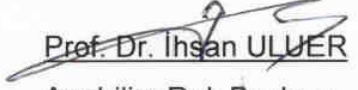
150≤A≤190 DEFORME BÖLGESİNDE BAZI ÇİFT-TEK ÇEKİRDEKLERİN
UYARILMIŞ DÜZEYLERİNİN YAPISININ VE GEÇİŞLERİNİN
KUTUPSALLIKLARININ İNCELENMESİ

Mahmut BÖYÜKATA

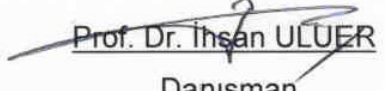
OCAK 2010

Fizik Anabilim Dalında Mahmut BÖYÜKATA tarafından hazırlanan "150≤A≤190 DEFORME BÖLGESİNDE BAZI ÇİFT-TEK ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ DÜZEYLERİNİN YAPISININ VE GEÇİŞLERİNİN KUTUPSALLIKLARININ İNCELENMESİ" adlı Doktora Tezinin Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

25/01/2010


Prof. Dr. İhsan ULUER
Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumu ve tezin **Doktora Tezi** olarak bütün gereklilikleri yerine getirdiğini onaylarım.


Prof. Dr. İhsan ULUER
Danışman

Jüri Üyeleri



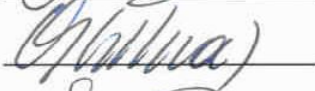


Başkan : Prof. Dr. D. Mehmet ZENGİN

Üye (Danışman): Prof. Dr. İhsan ULUER


Üye : Prof. Dr. Saleh SULTANSOY

Üye : Prof. Dr. Osman YILMAZ

Üye : Prof. Dr. Şerafettin EREL

Bu tez ile Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Doktora derecesini onaylamıştır.


Doç. Dr. Burak BİRGÖREN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ÖZET

150≤A≤190 DEFORME BÖLGESİNDE BAZI ÇİFT-TEK ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ DÜZEYLERİNİN YAPISININ VE GEÇİŞLERİNİN KUTUPSALLIKLARININ İNCELENMESİ

BÖYÜKATA, Mahmut

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Doktora tezi

Danışman: Prof. Dr. İhsan ULUER

Ocak 2010, 180 sayfa

Bu çalışmada, $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesinde bulunan çift-tek ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdekleri incelenmiştir. Tek-A'lı çekirdekleri için ortaya konan etkileşen bozon fermiyon modeli bu çekirdeklere uygulanmıştır. Etkileşen bozon fermiyon modelinin geliştirilmiş bir uygulaması olan U(6/12) süper simetrilerine göre uygun hamiltonyen oluşturulmuştur. Öncelikle, gerekli hamiltonyen parametreleri elde edilerek, çekirdeklerin enerji düzeyleri hesaplanıp spektrumları oluşturulmuştur. Sonra, düzeyler arasında meydana gelen elektromanyetik geçişlerin geçiş olasılıkları; B(E2), B(M1) değerleri, $\delta^{E2/M1}$ karışım oranları; kuadrupol

momentler ve manyetik momentler hesaplanmış deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Sonuçların uyumlu olduğu gözlemlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Etkileşen bozon modeli, Etkileşen bozon fermiyon modeli, Dinamik Simetriler, Süpersimetriler, Elektromanyetik Geçişler, Karışım Oranları, Kuadrupol Momentler ve Manyetik Momentler.

ABSTRACT

THE INVESTIGATION OF MULTIPOLARITIES OF TRANSITIONS AND THE
STRUCTURE OF THE EXCITED STATES OF SOME EVEN-ODD NUCLEI IN
THE $150 \leq A \leq 190$ DEFORMED REGION

BÖYÜKATA, Mahmut

Kırıkkale University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, Ph. D. Thesis

Supervisor: Prof. Dr. İhsan ULUER

January 2010, 180 pages

In this study, even-odd ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy and ^{165}Gd nuclei, the $150 \leq A \leq 190$ deformed region were investigated. The interacting boson fermion model, established for odd-A nuclei, was applied to these nuclei. For the U(6/12) supersymmetries, the developed application of interacting boson fermion model, a suitable hamiltonian was constructed. Initially, essential parameters of hamiltonian are obtained and energy levels were calculated and spectrums of each nuclei were constructed. Then, for the electromagnetic transitions, transition probabilities; B(E2), B(M1) values, $\delta^{E2/M1}$ mixing ratios; quadrupole moments and magnetic moments for these

nuclei were calculated and compared with the experimental data . It is shown that they are in good agreement.

Key Words: Interacting boson model, Interacting boson fermion model, Dynamic symmetries, Supersymmetries, Electromagnetic transition, Mixing ratios, Quadrupole moments and Magnetic moments.

TEŞEKKÜR

Tezimin hazırlanması süresince, çalıőmalarımın her aőamasında hiçbir yardımını esirgemeyen ve yurt dışı araőtırmalarımda büyük desteğini gördüğüm danışman hocam, Sayın Prof. Dr. İhsan ULUER'e teőekkürlerimi ve en samimi minnetlerimi sunarım.

Fransa'nın Caen şehrinde bulunan GANIL'de bilimsel araştırma imkanı sunan ve çalışmalarım esnasında, bilimsel konularda daima yardımını gördüğüm, hesaplamalarım için gerekli olan bilgisayar programlarından faydalandığım Prof. Dr. Van Isacker'e teşekkür ederim.

İtalya'nın Padova şehrinde bulunan, Padova Üniversitesi, "Galileo Galilei" Fizik Bölümünde araştırma imkanı sunan ve bilimsel konularda yardımını gördüğüm Prof. Dr. A. Vitturi'ye, burada bulunduğum süre içerinden engin bilgilerinden istifade ettiğim Prof. Dr. IACHELLO'ya (Yale Üniv.) teşekkür ederim.

Çeşitli bilimsel toplantılarda karşılaőtığım ve bu toplantılar süresince fikirlerinden istifade ettiğim ve yardımlarını gördüğüm, Prof. Dr. J. JOLİE'ye (Köln Üniv.), Prof. Dr. J. M. ARIAS'a (Sevilla Üniv.), Prof. Dr. C. E. ALANSO'ya (Sevilla Üniv.) ve Prof. SCHOLTEN'e (KVI, Groningen) teşekkür ederim.

Yardımlarını gördüğüm Fizik Bölümü Erasmus koordinatörü Yrd. Doç. Dr. E. K. YILDIRIM'a, Yrd. Doç. Dr. M. ATİŞ'e (Nevşehir Ün.), Dr. Ş. OCAK ARAZ'a (Kırıkkale Ün.), Dr. B. YILMAZ'a (Ankara Ün.), S. ZERGUİNE'ye (Batna Ün.), L. FORTUNATO'ya (ECT, Trento), Dr. J. BAREA'ya (Sevilla Ün.) ve bölümümüz öğretim elemanlarına ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Dış İlişkiler ve AB Koordinasyon Birimi Başkanı Rüstem ORHAN'a ve birimin diğer çalışanlarına teşekkür ederim.

Fransa'daki çalışmalarım, TÜBİTAK-BİDEB tarafından doktora öğrencilerine verilen 2214 numaralı Yurt Dışı Araştırma Burs Programı çerçevesinde desteklenmiştir. ERASMUS Programı çerçevesinde doktora öğrencisi olarak gittiğim İtalya'ya gidiş-dönüş yol masrafları ve katıldığım bazı bilimsel toplantılardaki giderleri TÜBİTAK tarafından desteklenen 107T557 numaralı projeden karşılanmıştır.

Anne ve Babama...

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	v
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
SİMGELER DİZİNİ	xv
KISALTMALAR DİZİNİ	xvi
1. GİRİŞ	01
1.1 Literatür Taraması (Önceki Çalışmalar).....	04
1.2 Çalışmanın Amacı.....	25
2. MATERYAL VE YÖNTEM	26
2.1 Etkileşen Bozon Modeli.....	28
2.1.1 Modelin Genel Hamiltonyen.....	34
2.2 Dinamik Simetriler.....	38
2.2.1 U(5) Limiti.....	41
2.2.2 SU(3) Limiti.....	45
2.2.3 O(6) Limiti.....	48
2.3 Etkileşen Bozon-Fermiyon Modeli.....	52
2.3.1 Genel Hamiltonyen.....	54

2.4 Süpersimetriler.....	60
2.4.1 $U^{BF}(5)$ Simetrisi.....	62
2.4.2 $SU^{BF}(3)$ Simetrisi.....	66
2.4.3 $O^{BF}(6)$ Simetrisi.....	68
2.5 Elektromanyetik Geçişler ve Momentler.....	71
2.5.1 E2 Geçiş İşlemcileri ve B(E2) Geçiş Olasılıkları.....	72
2.5.2 M1 Geçiş İşlemcileri ve B(M1) Geçiş Olasılıkları.....	73
2.5.3 $\delta^{(E2/M1)}$ karışım oranları.....	74
2.5.4 Kuadropol Momentler ve Manyetik Momentler.....	75
3. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	76
3.1 Hamiltonyen ve Parametreleri.....	79
3.2 Çekirdeklerin Kararlılık Eğrisindeki Pozisyonları.....	88
3.3 Çekirdeklerin Enerji Düzeyleri.....	91
3.3.1 ^{177}Os Çekirdeği ve Enerji Spektrumu.....	93
3.3.2 ^{175}W Çekirdeği ve Enerji Spektrumu.....	96
3.3.3 ^{173}Hf Çekirdeği ve Enerji Spektrumu.....	99
3.3.4 ^{171}Yb Çekirdeği ve Enerji Spektrumu.....	102
3.3.5 ^{169}Er Çekirdeği ve Enerji Spektrumu.....	104
3.3.6 ^{167}Dy Çekirdeği ve Enerji Spektrumu.....	107
3.3.7 ^{165}Gd Çekirdeği ve Enerji Spektrumu.....	110
3.4 Elektromanyetik Geçişler ve Momentler.....	113
3.4.1 E2 Geçiş İşlemcileri ve B(E2) Geçiş Olasılıkları.....	114
3.4.2 M1 Geçiş İşlemcileri ve B(M1) Geçiş Olasılıkları.....	119

3.4.3 $\delta^{(E2/M1)}$ karma oranları.....	123
3.4.4 Kuadrupol Momentler.....	125
3.3.5 Manyetik Momentler.....	126
4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	128
KAYNAKLAR.....	132
EKLER.....	144
EK.1.....	144
EK.2.....	150
EK.3.....	174
ÖZGEÇMİŞ.....	177

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>ÇİZELGE</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Lie gruplarının işlemcilerinin sayısı.....	39
2.2 Lie gruplarının bazı Casimir işlemcilerinin özdeğerleri.....	40
2.3 U(5) limiti için 3 bozonlu bir sistem ile yapılan sınıflandırma.....	42
2.4 SU(3) limiti için 3 bozonlu bir sistem ile yapılan sınıflandırma....	46
2.5 O(6) limiti için 3 bozonlu bir sistem ile yapılan sınıflandırma.....	49
3.1 Dinamik simetriler için E_4^+/E_2^+ oranları.....	80
3.2 Çift-çift çekirdeklerin temel bandlarının E_4^+ ve E_2^+ enerji düzeyleri (keV), E_4^+/E_2^+ oranları.....	80
3.3 İncelenen çekirdeklerin çift-tek çekirdeklerin temel bandlarının $E_{7/2^-}$ ve $E_{3/2^-}$ enerji düzeyleri (keV), $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranları.....	83
3.4 Hamiltonyen parametreleri (keV).....	85
3.5 B(E2) geçiş değerleri ($10^2 e^2 \cdot b^2$).....	115
3.6 B(M1) geçiş değerleri (10^{-2} nm^2).....	121
3.7 $\delta^{(E2/M1)}$ karma oranları (keV eb/nm).....	123
3.8 Kuadrupol Momentler (eb).....	125
3.9 Manyetik Momentler (nm).....	126
3.10 Tek-A'lı çekirdekler için yapılan çalışmalar (devamı diğer sayfada).....	129
3.10 Tek-A'lı çekirdekler için yapılan çalışmalar.....	130

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>ŞEKİL</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Çift-çift çekirdeklerin bulunduğu bölge, çemberler U(5) limiti çekirdeklerini belirtmektedir.....	29
2.2 Gri noktalar SU(3) limiti çekirdeklerini ve siyah noktalar SO(6) limiti çekirdeklerini belirtmektedir.....	30
2.3 Çift-çift çekirdeklerin belirtildiği kart, gri bölgeler IBM-2 yaklaşımı ile hesaplanmış kısımları belirtmektedir.....	33
2.4 Dinamik simetrilere küresel çift-çift çekirdeklere karşı gelen U(5) limiti için oluşturulan enerji düzeyleri (N=3).....	43
2.5 U(5) ve deforme ^{110}Cd izotopunun deneysel spektrumu.....	45
2.6 Dinamik simetrilere deforme çekirdeklere karşı gelen SU(3) limiti için oluşturulan enerji düzeyleri (N=3).....	47
2.7 SU(3) ve deforme ^{156}Gd izotopunun deneysel spektrumu.....	48
2.8 Dinamik simetrilere deforme çekirdeklere karşı gelen O(6) limiti için oluşturulan enerji düzeyleri (N=3)	51
2.9 O(6) ve gama-karasız ^{176}Pt izotopunun deneysel spektrumu....	51
2.10.a. $^{115}_{54}\text{Xe}_{61}$ için kabuk modeline göre şematik gösterimi.....	53
2.10.b. $^{115}_{54}\text{Xe}_{61}$ için bozon-fermion modeline göre şematik gösterimi..	53
2.11.a. Tek parçacıkların çiftlenimlerini belirten diyagram, tek çizgiler j_ açısız momentumu, çift çizgiler s- ve d-bozonlarını betimler, daireler iki-parçacık fermiyon-fermiyon etkileşmesini belirtir..	57
2.11.b. Tek-A lı çekirdekte etkin olan üç terim, kareler etkin fermiyon-fermiyon etkileşmesini belirtir.....	57

2.12 $U^{BF}(5)$ için örnek spektrum.....	65
2.13 $SU^{BF}(3)$ için örnek spektrum.....	67
2.14 $O^{BF}(6)$ için örnek spektrum.....	70
3.1 82-126 sihirli sayıları arasında bulunan parçacıkların orbitallerde bulunma durumları, (boş noktalar $N=101$ nötron sayısı için arta kalan tek parçacığın bulunabileceği orbitallerin durumlarını belirlemektedir).....	77
3.2 Genişletilmiş simetri üçgeni, I-küresel şekli, II-prolate şekli ve III-oblate şekli belirtmektedir.....	79
3.3 İncelenen çekirdeklerin özlerini oluşturan çift-çift çekirdeklerin temel bandlarının E_4^+/E_2^+ oranlarının proton sayısına göre grafiği..	81
3.4 Tek-A' lı çekirdekleri için genişletilmiş süpersimetrik Casten üçgeni, I-küresel şekli, II-prolate şekli ve III-oblate şekli belirtmektedir....	82
3.5 İncelenen çekirdeklerin özlerini oluşturan çift-tek ve çift-çift çekirdeklerin temel bandlarını E_4^+/E_2^+ ve $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranlarının proton sayısına göre grafiği.....	84
3.6 Segre eğrisi.....	88
3.7 İncelenen çekirdeklerin buldukları bölgelerin ayrıntılı gösterimi, $82 < N < 106$ ve $50 < Z < 82$ bölgesi içinde kalan $N=101$ serisindeki ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdekleri diğer çekirdeklerde sunulmuştur.....	90
3.8 $N=101$ serisindeki çekirdeklerin deneysel enerji düzeyleri(keV)..	92
3.9 ^{177}Os çekirdeğinin kabuk yapısı (siyah noktalar dolu durumları ve çemberler ise boşlukları (holleri) temsil etmektedir, n_π , n_ν sırasıyla proton ve nötron sayılarıdır).....	93
3.10 ^{177}Os çekirdeği için oluşturulan enerji spektrumu (solda deneysel enerji düzeyleri sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur)..	95
3.11 ^{175}W çekirdeğinin kabuk yapısı (n_π proton, n_ν nötron	

sayılarıdır).....	97
3.12 ^{175}W çekirdeğinin enerji spektrumu, (solda deneysel enerji düzeyleri sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur).....	98
3.13 ^{173}Hf çekirdeğinin kabuk yapısı (n_{π} proton, n_{ν} nötron sayılarıdır).....	100
3.14 ^{173}Hf çekirdeğinin enerji spektrumu, (solda deneysel enerji düzeyleri sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur).....	101
3.15 ^{171}Yb çekirdeğinin kabuk yapısı (n_{π} proton, n_{ν} nötron sayılarıdır).....	102
3.16 ^{171}Yb çekirdeğinin enerji spektrumu (solda deneysel enerji düzeyleri sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur).....	103
3.17 ^{169}Er çekirdeğinin kabuk yapısı (n_{π} proton, n_{ν} nötron sayılarıdır).....	105
3.18 ^{169}Er çekirdeğinin enerji spektrumu (solda deneysel enerji düzeyleri sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur).....	106
3.19 ^{167}Dy çekirdeğinin kabuk yapısı (n_{π} proton, n_{ν} nötron sayılarıdır).....	107
3.20 ^{167}Dy çekirdeğinin enerji spektrumu (solda deneysel enerji düzeyleri sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur).....	109
3.21 ^{165}Gd çekirdeğinin kabuk yapısı (n_{π} proton, n_{ν} nötron sayılarıdır).....	110
3.22 ^{165}Gd çekirdeği için oluşturulan edilen enerji spektrumu (keV)..	111
3.23 N=101 serisindeki çekirdeklerin B(E2) geçiş değerlerinin proton sayısına göre grafikleri (devamı diğer sayfada).....	117
3.23 N=101 serisindeki çekirdeklerin B(E2) geçiş değerlerinin proton sayısına göre grafikleri (devamı diğer sayfada).....	118
3.24 N=101 serisindeki çekirdeklerin B(M1) geçiş değerlerinin	

proton sayısına göre grafikleri.....	122
3.25 N=101 serisindeki çekirdeklerin E2/M1 karma oranlarının proton sayısına göre grafikleri.....	124
3.26 N=101 serisindeki çekirdeklerin kuadrupol momentlerinin proton sayısına göre grafikleri.....	126
3.26 N=101 serisindeki çekirdeklerin manyetik momentlerinin proton sayısına göre grafikleri.....	127

SİMGELER DİZİNİ

n	Nötron sayısı
p	Proton sayısı
N_ν	Nötron bozonu sayısı
N_π	Proton bozonu sayısı
N	Toplam bozon sayısı
$E2$	Elektriksel kuadrupol geçiş
$T(E2)$	E2 geçiş işlemcisi
$B(E2)$	E2 geçiş olasılığı
$M1$	Manyetik dipol geçiş
$T(M1)$	M1 geçiş işlemcisi
$B(M1)$	M1 geçiş olasılığı

KISALTMALAR DİZİNİ

IBM	Interacting Boson Model
IBFM	Interacting Boson Fermion Model
DS	Dynamic Symmetries
SUSY	Super Symmetries

1. GİRİŞ

Çekirdekle ilgili uzun süre yapılan çalışmalar sonucunda geliştirilen modeller ile bazı çözümler yapılmıştır. Çözümüne kavuşturulamayan problemler için yapılan çalışmalar sonucunda 1970'ler de grup teoriksel bir model ortaya konmuştur. Lie cebri üzerine kurulu bu modelin etkileşen bozon model (interacting boson model-IBM) ve etkileşen bozon fermiyon model (interacting boson fermion model-IBFM) olmak üzere iki temel versiyonu bulunmaktadır. İlk olarak Feshbach ve Iachello (1,2) 1973 ve 1974'de yaptıkları çalışmalarında etkileşen bozon modeli ortaya koymuşlardır. 1974'den sonra ki yıllarda Arima ve Iachello tarafından etkileşen bozon modeli (3-6) çift-çift çekirdeklere, Arima, Iachello ve Scholten etkileşen bozon fermiyon modeli (7) tek-A'lı çekirdeklere uygulanmak üzere geliştirilmiştir. Konu üzerine yapmış olduğu çalışma ve katkılarından dolayı Iachello; Grup Teori ve Temel Fizik Vakfı tarafından 1990'da Wigner madalyonuna, Arima ile birlikte Franklin Enstitüsü tarafından aynı yıl Weatherhill madalyonuna ve American Physical Society tarafından 1993'de T. W. Bonner ödülüne layık görülmüşlerdir.

Konu, birçok bilim insanının ve bilimsel çalışma gruplarının dikkatini çekmiş olup 1980'lerden itibaren bu konu ile ilgili yoğun bir çalışma başlatılmıştır. Modelle ilgili birçok konferans, çalıştay ve yaz okulları düzenlenmiş olup, günümüzde hala benzer bilimsel toplantılar düzenlenmekte ve nükleer fizikle ilgili diğer bilimsel toplantılarda bu konudaki çalışmalara oturumlarda yer verilmektedir. Bunlardan bazıları,

- Erice (İtalya, 1978),
- Granada (İspanya, 1981),
- Drexel (ABD, 1983),
- Gull Lake (ABD, 1984),
- La Rábida (İspanya, 1985),
- Dubrovnik (Yugoslavya, 1986),
- Padua (İtalya, 1994),
- Berkeley (Amerika, 2004),
- Camerino (İtalya, 2005),
- Athens (Yunanistan, 2006),
- Sofia (Bulgaristan, 2007),
- İstanbul (Türkiye, 2009).

Gelişimini devam ettiren bu model, orta ve ağır kütleli deforme çekirdeklerin deneysel sonuçlarında gözlenen durumlarının ve kolektif özelliklerinin teorik olarak açıklanmasında büyük yardımı dokunmakta, bundan dolayı etkileşen bozon modeli ve etkileşen bozon fermiyon modeli günümüzde literatürde sıkça çalışılan konular arasında yer almaktadır.

Bu tez çalışmasının giriş bölümünde, öncelikle konu ile ilgili önceki yıllarda yapılan çalışmalar incelenmiş ve yapılan çalışmaların kısa özetleri sunularak konunun bilimsel açıdan önemi, gelişimi ve geçerliliği yansıtılmıştır. Yapılan çalışmalar göz önünde tutularak tezin amacı belirtilmiştir.

İkinci bölümde kullanılan model hakkında ön bilgi sunulmuştur. Bu bölümde, konunun temelini oluşturan etkileşen bozon modeli ve genel hamiltonyeni hakkında genel bilgi verilmiştir. Devamında küresel çekirdekler için ortaya konan $U(5)$, deforme çekirdekler için ortaya konan $SU(3)$ ve gama kararsız çekirdekler için ortaya konan $O(6)$ dinamik simetriler, her birine karşı gelen hamiltonyenler, enerji özdeğer denklemler ve bunlara ait parametreler göz önünde tutularak anlatılmıştır. Etkileşen bozon fermiyon modelini genel hamiltonyeni, fermiyon ve bozon-fermiyon etkileşme hamiltonyeni hakkında genel bilgi verilmiş ve modele önemli yeri olan süpersimetriler açıklanmıştır. $U(6/12)$ süpersimetrisi çerçevesinde, küresel çekirdekler için ortaya konan

$U^{BF}(5)$, deforme çekirdekler için ortaya konan $SU^{BF}(3)$, gama kararsız çekirdekler için ortaya konan $O^{BF}(6)$ simetrisi, her birinin hamiltonyenleri ve parametrelere bağlı enerji özdeğer denklemleri verilerek, açıklanmıştır. Son olarak ta, elektromanyetik geçişler işlemcileri, Düzeyler arasında meydana gelen B(E2) ve B(M1) geçiş olasılıkları, E2/M1 karışım oranları, kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri hakkındaki bilgiler sunulmuştur.

Üçüncü bölümde incelenmek üzere seçilen N=101 izoton serisindeki tek-A'lı Gd, Dy, Er, Yb, Hf, W, Os çekirdeklerin, simetri faz üçgeninde $U^{BF}(5)$, $SU^{BF}(3)$, $O^{BF}(6)$ simetrilerinden hangisine yakın oldukları belirlenerek uygun hamiltonyen oluşturulmuş ve elde edilen parametreler tabloda sunulmuştur. Enerji düzeyleri ve düzeyler arasında meydana gelen B(E2) ve B(M1) geçiş olasılıkları, bunların E2/M1 karışım oranları, kuadrupol momentler ve manyetik momentler hesaplanmıştır. Hesaplamalarda elde edilen sonuçlar deneysel verilerle karşılaştırılmış ve genel olarak uyumlu oldukları gözlemlenmiştir.

Dördüncü bölümde, elde edilen sonuçlar çerçevesinde tezin amacı göz önünde bulundurularak yorumlanmıştır. Kullanılan etkileşen bozon fermiyon modelinin doğru sonuç verdiği ve elde edilen hamiltonyen parametrelerin uygunluğu bu tezde belirtilmiştir. Ayrıca ileri de yapılacak bilimsel çalışmalara nasıl bir katkı sağlayacağı ve devamında ne gibi akademik çalışmaların yapılabileceği ortaya konmuştur. Kullanılan kaynaklar tezin sonunda verilmiştir. Konu ile ilgili önemli olan temel bilgiler, bilgisayar kodu ve çıktı dosyaları EK'de sunulmuştur.

1.1 Literatür Taraması (Önceki Çalışmalar)

Bu kısımda etkileşen bozon modeli ve etkileşen bozon fermiyon modeli ile ilgili yapılan ilk çalışmalardan başlayarak günümüze kadar yapılan çalışmalar kronolojik sıraya göre sunulmuştur. Tez de tek-A'lı çekirdekler incelendiği için etkileşen bozon fermiyon ile ilgili yapılan çalışmalara ağırlık olarak verilmiştir ve incelenen çekirdekler ile ilgili yapılan son deneysel çalışmalar sunulmuştur.

Etkileşen bozon modeli ilk olarak, Feshbach ve Iachello (1,2) tarafından 1973 ve 1974 yıllarında yaptıkları çalışmalarında ortaya konmuştur.

1974 de Iachello ve Arima (3), bozon hamiltonyenini ortaya koyarak bunun enerji özdeğerleri için $O(5)$ simetrisini analitik olarak ifade etmişler ve ayrıca kuadrupol d-bozonu ortaya konup, kapalı kabuğun uzağında bulunan deforme çekirdeklerin yapılarını incelemişlerdir.

1975'te Arima ve Iachello (4), vibrasyonel çekirdeklerin temel uyarılmalarını incelemişler ve kuadrupol d-bozonu ile oktipol f-bozonu ortaya koyarak enerji düzeyleri ve geçiş matris elemanlarını üzerinde çalışmışlardır.

1975'te Arima ve Iachello (5), çift-çift çekirdeklerin kollektif kuadrupol durumlarını $SU(6)$ 'nın bozon temsilleri ile açıklamayı önerip, vibrasyonel ve rotasyonel limitlerin bozon modeliyle incelenebileceğini göstermişlerdir.

1976'da Arima ve Iachello (6), dinamik simetrilerin birinci zinciri olan $SU(5)$ vibrasyonel limitini ayrıntılı olarak incelemişler ve bunun hamiltonyenini

ortaya koyup enerji özdeğer denklemini elde etmişlerdir. Elektromanyetik geçişleri ve bu geçişlerin kutupsallıklarının da etkileşen bozon modeli çerçevesinde teorik olarak incelenebileceğini ortaya koymuşlar ve ayrıca enerji düzeyleri üzerinde çalışmışlardır.

1976'da Arima ve Iachello (7), çift-çift çekirdeklere uygulanabilen etkileşen bozon modelinin, tek-A'lı çekirdekler için genişletilmiş versiyonu olan etkileşen bozon fermiyon modelini ilk olarak ortaya koymuşlardır.

1977'de Arima vd. (8), kolektif nükleer durumlarının proton-nötron çiftlerinin simetrik bağlanmasını göz önüne alarak açısal momentumları, $L=0$ ve $L=2$ 'ye karşılık gelen durumları sırasıyla s- ve d-bozonu olarak tanımlanmışlar ve F-spini açıklamışlardır.

1977'de Arima ve Iachello (9), $SU(6)$ bozon modelinin vibrasyonel ve rotasyonel bölgelerde ki gibi geçişli bölgelerdeki etkisini de vurgulamışlardır.

1978'de Arima ve Iachello (10), dinamik simetrilerin ikinci olan, $SU(3)$ -rotasyonel limitini ayrıntılı olarak inceleyerek bunun hamiltonyenini ve enerji özdeğer denklemini elde etmişlerdir. Enerji düzeylerinin, elektromanyetik geçişlerin ve bu geçişlerin kutupsallıklarının etkileşen bozon modeli çerçevesinde teorik olarak incelenebileceğini ortaya koymuşlardır.

1978'de Scholten vd. (11), $SU(5)$ 'den $SU(3)$ 'e geçişi yani küresel durumdan deforme duruma geçişleri inceleyerek hamiltonyeni ve buna ait enerji özdeğer denklemini elde etmişlerdir. Elektromanyetik geçişleri ve geçişlerin

kutupsallıkları etkileşen bozon modeli çerçevesinde teorik olarak incelemişlerdir.

1979'da Arima ve Iachello (12), dinamik simetrilerin sonucusu olan $O(6)$ limitini ayrıntılı olarak incelemişler ve diğerlerinde olduğu gibi burada hamiltonyenini ve enerji özdeğer denklemini elde etmişlerdir. Etkileşen bozon modeli ile enerji düzeylerinin, elektromanyetik geçişlerin ve bu geçişlerin kutupsallıklarının teorik olarak incelenebileceğini ortaya koymuşlardır.

1979'da Iachello ve Scholten (13), tek-A'lı çekirdeklerin kollektif durumlarının özelliklerini açıklamak amacıyla etkileşen bozon fermiyon modeli geliştirmişlerdir. En genel hamiltonyenini oluşturarak, bu modelin $SU(3)$ limiti için enerji spektrumunu ortaya koyup, bozon sayısı $N=8,9,10,11$ olan $^{149,151,153,155}\text{Eu}$ izotoplarının enerji düzeylerini hesaplamışlar ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırmışlardır.

1980'de Iachello ve Scholten (14), tek-A'lı çekirdekler için etkileşen bozon fermiyon model çerçevesinde $O(6)$ bozon simetrisine bağlı olan yeni bir limit oluşturup, bozon sayısı $N=8$ olan ve $j=9/2$ 'ye karşılık gelen ^{191}Au çekirdeğinin özelliklerini incelemişlerdir.

1980'de Iachello (15), karmaşık yapıya sahip olan çekirdeklerin enerji spektrumunu anlamak için, s- ve d-bozonlarını $j=3/2$ fermiyonu ile birlikte ele alarak $O(6)$ ve $Spin(6)$ gruplarını oluşturmuş ve bozon sayısı $N=8$ olan ^{191}Ir çekirdeğinin enerji düzeylerini hesaplayıp deneysel veriler ile karşılaştırmıştır.

1980'de Kaup vd. (16), bozon sayısı $N=7,8,9$ olan $^{79,81,83}\text{Rb}$ izotoplarının enerji düzeylerini ve $B(E2)$ değerlerini etkileşen bozon fermiyon modeli hesaplayıp deneysel verilerle karşılaştırmışlardır.

1980'de Iachello (17), etkileşen bozon fermiyon model ile ilgili o zamana kadar yapılan çalışmaları içeren genel bir çalışma yapmıştır. Tek-A'lı çekirdeklerin kollektif kuadropol durumlarının açıklanabileceğini ve yapılan yaklaşımlar ile daha önce etkileşen bozon modeli çerçevesinde ortaya konan üç limitin temel özelliklerine bağlı olarak bu çekirdeklerin yapılarının incelenebileceğini ortaya koymuştur. Bozon sayıları $8 \leq N \leq 11$ olan $^{149-155}\text{Eu}$ ve ^{191}Ir çekirdeklerinin spektrumlarını tekrar bu çalışmada sunmuştur.

1980'de Casten (18), $A \sim 80$ ve $A \sim 230$ deforme bölgesinde bulunan ve bozon sayısı $7 \leq N \leq 11$ olan ^{109}Pd , $^{81,83}\text{Rb}$ ve $^{147-155}\text{Eu}$ çekirdeklerini incelemiştir.

1980'de Sicilya'da çekirdeklerdeki etkileşen bozon ve etkileşen bozon fermiyon sistemleri ile ilgili (19), on iki farklı ülkeden kırk iki fizikçinin katıldığı konferans düzenlenmiştir. Sunulan çalışmalar Iachello'nun editörlüğünde "Interacting Bose-Fermi Systems in Nuclei" isimli kitapta toplanmıştır.

1981'de Balantekin vd. (20), Os-Pt bölgesinde bulunan çekirdeklerin özelliklerinin açıklanabilmesi için $U(6/4)$ süpergrubunun kullanışlı olabileceğini önermişler ve bununla ^{191}Ir çekirdeklerinin enerji düzeylerini hesaplayıp deneysel sonuçlarla uyumlu olduğunu göstermişlerdir.

1981'de Balantekin vd. (21), yukarıdaki çalışmalarını daha da genişleterek $U(6/4)$ süpersimetrisini kapsamlı olarak incelemişler ve Os-Pt bölgesinde

bulunan $^{192,196}\text{Pt}$, $^{190,192}\text{Os}$, ve $^{191,193}\text{Ir}$, ^{193}Au çekirdeklerinin enerji düzeylerini hesaplamışlar, bu bölgede bulunan bazı çekirdeklerin Spin(6) limiti çerçevesinde E2 geçişlerinin B(E2) değerlerini hesaplayarak deneysel sonuçlar ile karşılaştırmışlardır.

1981'de Iachello ve Kuyucak (22), tek-A'lı çekirdeklerin kollektif durumlarını etkileşen bozon fermiyon modelinin üç muhtemel spinor simetrisinden 1. zinciri olan Spin(6) limitini ayrıntılı olarak incelemiştir. Tek-parçacık orbitalindeki fermiyonlar için ele almışlar ve Spin(6) simetrisi çerçevesinde, enerji düzeylerini incelemişler ve tek-A'lı çekirdeklerin B(E2) ve B(M1) değerleri, E2/M1 oranları, kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri için formülasyonları tablolar halinde ortaya sunmuşlardır.

1981'de Kaup vd. (23), ^{97}Tc , ^{101}Rh ve $^{105,107}\text{Ag}$, izotoplarını etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde incelemiştir.

1982'de Bijker ve Dieperink (24), Pt bölgesindeki $^{185,187,189,191}\text{Ir}$, $^{185,187,189,191,193}\text{Pt}$ ve $^{185,187,189,191,193,195}\text{Au}$ izotoplarını etkileşen bozon fermiyon modeline ile incelemiştir.

1982'de Scholten ve Blasi (25), küresel bölgeden deforme bölgeye doğru uzanan $^{147-155}\text{Eu}$ izotoplarının, enerji düzeylerini, nötron ayırma enerjilerini, E2 ve M1 geçişlerini, kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri etkileşen bozon fermiyon modeli ile inceleyip deneysel sonuçlar ile karşılaştırmışlardır.

1983'de Scholten ve Ozzello (26), $^{147,149,151,153}\text{Pm}$ izotoplarını etkileşen bozon fermiyon modeline ile negatif pariteli durumları için enerji düzeylerini

incelemişler ve elde ettikleri parametreleri daha önceki tek-A'lı Eu izotopları için elde ettikleri parametrelerle karşılaştırmışlardır.

1983'de Balantekin vd. (27), yeni bir limit olan $U(6/12)$ süpersimetrisini ortaya koymuşlardır. Taban durumları eksi pariteli olan ve $1/2$ den başlayan, $N=6$ bozon sayısına sahip olan ^{195}Pt izotopunun enerji düzeylerini hesaplayıp deneysel verilerle karşılaştırarak diğer tek-A'lı çekirdeklerde $U(6/12)$ 'nin uygulanabileceğini öne sürmüşlerdir.

1983'de Sun vd. (28), $U(6/12)$ süpersimetrisinin alt limiti olan $U^{B+F}(6)$ grubu çerçevesinde ^{195}Pt izotopunun çekirdek yapısını incelemişler ve enerji düzeylerini hesaplayarak deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

1983'de Sun vd. (29), $U(6/12)$ süpersimetrisinin alt grup zincirlerini oluşturarak bunlara karşı gelen enerji özdeğer denklemlerini ortaya koymuşlar ve $^{193,195,197,199}\text{Hg}$ izotoplarının enerji düzeylerini hesaplayıp deneysel verilerle karşılaştırmışlardır.

1984'de Michigan'da çekirdekteki etkileşen bozon-bozon ve bozon fermiyon sistemleri konusu üzerinde çalışan elli civarında fizikçinin katıldığı çalıştay düzenlenmiştir (30). Bu toplantıda sunulan bilimsel çalışmalar, Scholten'in editörlüğünde "Interacting Boson-Boson ve Boson-Fermion Systems" isimli bir kitapta toplanmıştır.

1984'de Casten (31), etkileşen bozon modelde sonlu bozonların rolünü, eksensel asimetriyi ve tek-A'lı çekirdeklerdeki çoklu-j durumları için ortaya konan süpersimetrisini incelemiştir.

1984'de Feng vd. (32), etkileşen bozon modeli ve etkileşen bozon fermiyon modelinin simetri kurallarını izah eden genel bir çalışma yapmışlardır. Bahsedilen iki nükleer sistem için ortaya konan dinamik süpersimetrileri deneysel sonuçları göz önünde tutarak ayrıntılı olarak tartışılmıştır.

1984'de Scholten ve Ozzello (33), $^{147,149,151,153}\text{Pm}$ izotoplarının enerji düzeylerini, elektromanyetik geçişlerini ve tek-parçacık transfer bolluklarını etkileşen bozon fermiyon model çerçevesinde incelemiştir. Modelin parametrelerini de daha önceki çalışmalarında Eu çekirdeği için elde edilen parametrelerle karşılaştırmışlardır.

1984'de Bijker ve Kota (34), etkileşen bozon modelinin $U(5)$ limiti ile alakalı olan ve etkileşen bozon fermiyon modelinde ikinci bozon fermiyon simetrisine denk gelen kolektif durumlarını ve bu simetri çerçevesinde, enerji spektrumunu, elektromanyetik geçişleri, statik momenti ve nükleon transfer reaksiyon yoğunluklarını incelemiştir.

1984'de Van Isacker vd. (35), etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde, $j=1/2,3/2,5/2$ orbitallerinde bulunan tek parçacık durumları için ortaya konan $U(6/12)$ dinamiksel süpersimetrisini ayrıntılı olarak ele almışlardır. $U(6/12)$ 'nin alt gruplarının yapılarını, bunların üreticilerini, Casimir işlemcilerini, bu alt gruplara karşı gelen üç dinamik simetrisinin her biri için hamiltonyenleri ortaya koyarak $U(6/12)$ 'ye uyan bazı tek-A'lı çekirdeklerin incelenebileceğini öne sürmüşlerdir.

1984'de Vallieres vd. (36), çekirdekte alternatif süpersimetri şekillerinin yapısını ve bu çerçevede ^{197}Pt izotopunun çekirdek yapısını incelemişlerdir.

1984'de Scholten ve Warner (37), $U(6/12)$ dinamik bozon fermiyon simetrisinin grup teoriksel açıklaması çerçevesinde $U^{B+F}(6)$ ve $SU^{B+F}(3)$ nin Casimir işlemcisini incelemişler ve etkileşen bozon fermiyon modelinin genel hamiltonyeninde değiş-tokuş teriminin değişmesiyle $U^{B+F}(6)$ teriminin değişmez kaldığını göstermişlerdir.

1984'de Alonso vd. (38), nötron-proton etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde $^{117,119,121,123,125,127,129,131}\text{Xe}$ ve $^{119,121,123,125,127,129,131,133}\text{Cs}$ izotopların düşük-düzey kollektif kuadrupol durumlarının özellikleri için hesaplamalar yapmışlardır.

1984'de Warner ve Bruce (39), $U(6/12)$ bozon fermiyon simetrisinin $SU(3)$ limitini ayrıntılı olarak çalışmışlardır. Durumların tek-parçacık yapılarını karşılaştırarak, kabuk modelindeki $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ ve $1f_{5/2}$ durumlar için süpersimetriden elde edilen düzeyler ile Nilsson modeldekileri karşılaştırmışlardır. Bu çerçevede bozon sayısı $N=5$ olan ^{185}W izotopunun enerji düzeylerini ve $B(E2)$ geçişlerini incelemişlerdir.

1984'de Van Isacker vd. (40), etkileşen bozon fermiyon modelinin $U(6/12)$ süpersimetrisinin $U(5) \rightarrow O(6)$ geçişini ve bu geçiş bölgesindeki $^{101,103,105,107,109}\text{Rh}$ izotoplarının enerji düzeylerini ve $E2$ geçiş oranlarını incelemişlerdir.

1985'de Morrison, ve Jarvis (41), bozon fermiyon $U(6/(2j+1))$ süpersimetrisini ve yüksek spin durumlarındaki anormallikleri üzerinde çalışmışlar ve $U(6/12)$

ile $190 \leq A \leq 200$ bölgesindeki $^{195,197}\text{Hg}$ çekirdeklerinin enerji spektrumlarını incelemişlerdir.

1985'de Jolie vd. (42), $^{101,103,105,107,109}\text{Rh}$ izotoplarının çoklu düzeylerini etkileşen bozon fermiyon (IBFM-1) ile incelemişler ve sonuçları U(6/12) süpersimetrisinin sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

1985'de Bucurescu vd. (43), $^{97,99,101,103,105,107}\text{Rh}$ izotoplarının özelliklerini etkileşen bozon fermiyon yaklaşımı ile incelemişlerdir. Bu çalışmalarında ^{99}Rh çekirdeği için yapmış oldukları deneyden elde ettikleri uyarılma enerjilerini ve elektro manyetik geçişlerini hesaplar ile karşılaştırmışlardır. Enerji düzeyleri, B(E2) değerleri ve manyetik momentler deneysel sonuçlar ile uyumlu çıkmasına rağmen B(M1) değerleri deneysel sonuçlar ile uyumlu çıkmamıştır.

1985'de Bijker ve Iachello (44), etkileşen bozon modelinin SO(6) limiti ile alakalı olan bozon fermiyon simetrilerinin üçüncüsü üzerinde ayrıntılı olarak çalışmışlar ve ^{195}Pt çekirdeği için enerji düzeyleri, E2 ve M1 geçişlerini hesaplayıp deneysel sonuçlar ile karşılaştırmışlardır.

1985'de Sun vd. (45), U(6/12) ile $194 \leq A \leq 199$ bölgesinde bulunan ve bozon sayısı $N=4,5,6$ olan $^{195,197,199}\text{Pt}$ izotopları için enerji düzeyleri ve B(E2) değerlerini hesaplayıp ve deneysel sonuçlarla uyum içinde olduğunu göstermişlerdir.

1985'de Vergnes vd. (46), $193 \leq A \leq 199$ bölgesinde bulunan, bozon sayısı $N=4,5,6,7$ olan $^{193,195,197,199}\text{Hg}$ izotoplarının düzeylerini U(6/12)

süpersimetrisinin U(5) ve O(6) limitleri çerçevesinde incelemişler ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırdıklarında U(5) ile elde edilen sonuçların daha uyumlu olduğunu gözlemlemişlerdir.

1985'de Bijker ve Scholten (47), etkileşen bozon fermiyon yaklaşımı modeli ve dinamik bozon fermiyon simetrileri arasındaki ilişki üzerinde ayrıntılı olarak çalışmışlar ve ^{195}Pt çekirdeğini incelemişlerdir.

1985'de Van Isacker vd. (48), etkileşen bozon modelinin genişleterek, süpersimetrileri çift-çift, çift-tek, tek-çift ve tek-tek çekirdekleri üzerine uygulanmışlar ve ^{196}Pt , ^{197}Pt , ^{197}Au ve ^{198}Au için hesaplamalar yaparak deneysel verilerle uyum içinde olduğu göstermişlerdir.

1985'de Warner vd. (49), SU(3) ve O(6) bozon fermiyon simetrileri ile W-Pt bölgesindeki ^{185}W , $^{189,191}\text{Os}$, ^{195}Pt çekirdeklerini incelenmişler ve alçak-düzey enerji düzeylerini hesaplayarak deneysel sonuçlar ile uyum içinde olduğunu göstermişlerdir.

1985'de Bruce vd. (50), ^{195}Pt çekirdeğinin elektrik kuadrupol geçiş oranlarını ve O(6) bozon fermiyon simetrisini incelemişler ve enerji düzeylerini, B(E2) değerlerini, E2/M1 karışım oranlarını hesaplayıp deneysel sonuçlar ile karşılaştırmışlardır.

1985'de Iachello (51), nükleer fizikteki problemlere süpersimetrilerin uygulamalarını göz önünde tutarak o zamana kadar yapılan bazı çalışmalarını içeren derleme çalışması yapmıştır. Süpersimetriler ile incelenen $^{191,193}\text{Ir}$,

¹⁹⁵Pt çekirdekleri için yapılan hesaplamaları tekrar sunarak süpersimetrilerin nükleer spektruma uygulanabileceğini göstermiştir.

1986'da Scholten vd. (52), etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde $U(6/4) \supset Spin(6)$ süpersimetrisinin hamiltonyenini ortaya koyarak $j=1/2$ ve $j=3/2$ için $s_{1/2}$ ve $d_{3/2}$ orbitallerinin enerji düzeylerindeki etkileri üzerine çalışmışlardır.

1986'da Mauthofer vd. (53), ¹⁹⁵Pt çekirdeğinin nükleer düzeylerinin süpersimetri ile sınıflandırılması üzerine çalışmışlar ve bu çekirdek için yaptıkları deneyden elde ettikleri verilerle $U(6/12)$ ile hesapladıkları sonuçları karşılaştırmışlardır.

1986'da Frank vd. (54), bozon fermiyon simetrisinin Nilsson modeliyle ilişkisi üzerinde çalışmışlar ve süpersimetrisinin grup zincirini oluşturup alçak-düzy enerji spektrumunu ortaya koymuşlardır.

1986'de Arias vd. (55), $A \sim 190$ bölgesindeki ^{185,187,189,191,193,195}Ir izotoplarını etkileşen bozon fermiyon modeli-2 ile incelemişler ve bunların enerji düzeylerini, bazılarının $B(E2)$ geçiş değerlerini, $E2/M1$ karışım oranlarını hesaplayıp deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

1987'de Bruce vd. (56), ^{185,187}W çekirdeği üzerine deneysel çalışma yapmışlardır ve aynı çalışmalarında Nilsson model ve IBFM in $U(6/12)$ süpersimetrisinin $SU(3)$ bozon fermiyon simetrisi ile aynı izotopların alçak düzey enerji düzeylerini hesaplayıp deneysel sonuçları ile karşılaştırmışlardır.

1987'de Jolie vd. (57), U(6/20) süpersimetri ile A~130 bölgesindeki $^{131,133,135}\text{Ba}$, $^{127,129,131}\text{Xe}$, $^{123,125,127,129}\text{Te}$ izotoplarını incemişler ve bazılarının enerji düzeylerini, elektromanyetik geçişlerini hesaplayıp deneysel sonuçlar ile karşılaştırmışlardır.

1987'de Arias vd. (58), A~100 bölgesindeki $^{97,99,101,103,105}\text{Tc}$, $^{99,101,103,105}\text{Ru}$, $^{99,101,103,105}\text{Rh}$, $^{101,103,105,107}\text{Pd}$ izotoplarını proton-nötron etkileşen bozon fermiyon modeli (IBFM-2) ile incelemişler ve bunların enerji düzeylerini, B(E2), B(M1) değerlerini, E2/M1 karışım oranlarını hesaplayıp deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

1987'de Alonso vd. (59), A~130 bölgesindeki $^{119,121,123,125,127,129,131,133,135}\text{Ba}$ ve $^{119,121,123,125,127,129,131,133,135,137}\text{La}$ izotoplarının enerji düzeylerini, elektromanyetik geçişlerini proton-nötron etkileşen bozon fermiyon modeli ile hesaplamışlar ve deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

1987'de Frank vd. (60), U(6/12) süpersimetrisini $^{103,105,107,109}\text{Rh}$ izotoplarına uygulamışlar ve hesapladıkları sonuçları deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

1987'de Iachello ve Arima (61), etkileşen bozon modeli ile ilgili "The interacting boson model" isimli kitap yazarak yayımlamışlardır.

1988'de Bijker ve Kota (62), etkileşen bozon fermiyon modelinin kolektif durumları için SU(3)⊗U(2) limiti üzerine ayrıntılı olarak çalışmışlardır. ^{185}W , ^{169}Tm çekirdeklerinin enerji düzeylerini, B(E2) ve B(M1) geçişlerini ve bazı

düzeyley için manyetik momentleri hesaplayıp deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

1988'de Yoshida vd. (63), etkileşen bozon fermiyon modeli ile tek-A'lı çekirdeklerde elektromanyetik geçişlerini incelemişler değiş-tokuş teriminin modelindeki önemini göstermişlerdir.

1988'de Bonatsos (64), model ile ilgili "The interacting boson model of nuclear structure" isimli kitap çalışması yapmıştır.

1989'da Iachello (65), Nükleer fizikte dinamik simetrilerin ve süper simetrilerin rolü üzerine genel bir çalışma yapmıştır. Bu simetrilerle yapılan bazı hesaplamalara yer vererek deneysel örnekler de sunmuştur.

1989'da Yoshida vd. (66), etkileşen bozon fermiyon modeli ile ^{173}Yb , ^{157}Ho , ^{165}Lu , ^{163}Dy çekirdeklerinin enerji düzeylerini, B(E2), B(M1) geçiş değerlerini, kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri hesaplayıp deneysel verilerle karşılaştırmışlardır.

1989'da Van Isacker ve Frank (67), etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde T(M1) geçiş işlemcisi ve B(M1) üzerine çalışmışlar ve bozon sayısı N=15 olan ^{169}Tm çekirdeğinin B(M1) değerlerini hesaplamışlardır.

1991'de Iachello ve Van Isacker (68), etkileşen bozon fermiyon modeli ile ilgili yapılan çalışmaları içerecek şekilde "The Interacting Boson-Fermion model" isimli kitap çalışması yaparak yayımlamışlardır.

1991'de Frank vd. (69), ^{166}Er , ^{165}Ho çekirdeklerinin enerji düzeylerini, B(E2), B(M1) geçişlerini, E2/M1 karışım oranlarını, kuadropol momentlerini ve manyetik momentlerini hesaplayıp deneysel veriler ile karşılaştırarak incelemişlerdir.

1992'de Bruce vd. (70), ^{189}Os çekirdeğinin deneysel çalışma olarak çalışmışlar ve alçak düzey durumlarını etkileşen bozon fermiyon modeli ile incelemişlerdir.

1993'de A. Gelberg vd. (71), gama-kararsız $^{123,125,127,129,131,133}\text{Xe}$ ve $^{127,131}\text{Ba}$ çekirdeklerinin, enerji düzeylerini, B(E2) değerlerini incelemişlerdir.

1993'de R. F. Casten'nin editörlüğünde (72), nükleer yapı çalışmalarının da cebirsel yaklaşımları içeren, etkileşen bozon ve etkileşen bozon fermiyon modellerini kapsayan bir çalışma yapmışlardır. Bu çalışmayı "Algebraic approaches to nuclear structure: interacting boson and fermion models" isimli kitapta toplamışlardır.

1995'de Shirley (73), A=173 olan çekirdeklere ilgili yapılan deneysel verileri içeren kapsamlı bir çalışma yapmıştır.

1996'da Schlegel vd. (74), ^{167}Er çekirdeği üzerine deneysel çalışma yaparak uyarılma enerjisini ve B(M1) geçiş değerini ölçmüşler ve sonuçları etkileşen bozon fermiyon modeli ile yaptıkları hesaplar ile karşılaştırmışlardır.

1997'de Yoshida vd. (75), etkileşen bozon fermiyon modeli (IBFM-2) ile $^{125,127}\text{Xe}$ ve $^{125,127,129}\text{Cs}$ izotoplarını ayrıntılı olarak incelemişler ve bu

çekirdeklerin uyarılma enerjilerini, E2/M1 karışım oranlarını hesaplayıp deneysel verilerle ve hesaplamalar ile karşılaştırmışlardır.

1998'de Devi vd. (76), nükleer kabuk modeli ile etkileşen bozon fermiyon yaklaşımını birlikte çalışmışlardır. Farklı j durumları için her iki model ile enerji spektrumları oluşturup aralarında kıyaslamışlardır.

1998'de Jolos vd. (77), etkileşen bozon fermiyon modelinde U(6/4) dinamik simetrisi ile elde ettikleri sonuçları parçacık-öz modeli ile karşılaştırmışlardır.

1999'da Van Isacker (78), çekirdeklerin yapısı incelemek için ortaya konan dinamik simetriler ve süpersimetriler ile ilgili bir çalışma yapmıştır. Cebirsel yöntemlerin etkileşen parçacıkların oluşturduğu sistemlerdeki problemlerin çözülmesinde nasıl kullanıldığını, etkileşen bozon modeli ve etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde incelemiştir.

1999'da Casten (79), etkileşen bozon modellerle birlikte nükleer yapı çalışmalarında önemli olan diğer modelleri de içeren "Nuclear structure from a simple perspective" isimli bir kitap yazmışlardır.

2000'de Bezakova ve Casten (80), ¹⁹¹Ir ve ¹⁹³Ir çekirdeğinin düşük uyarılmış durumlarının elektromanyetik özelliklerini ve süpersimetrik düzenleri incelemiştir. Bu çekirdeklerin enerji düzeylerini deneysel olarak ortaya koymuşlar ve etkileşen bozon fermiyon modelinin tek-j'li j=3/2 durumu için ortaya konan U(6/4) ve çoklu-j durumları yani j=1/2,3/2,5/2,7/2 durumları için ortaya konan U(6/20) süpersimetrileri çerçevesinde enerji düzeylerini, B(E2) ve B(M1) değerlerini hesaplamışlar ve deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

2000'de Yoshinaga vd. (81), $^{125,127,129}\text{Sn}$, ^{135}I , ^{137}Cs , ve ^{139}La çekirdeklerini etkileşen bozon fermiyon model hamiltonyenini kabuk modeli ile ilişkilendirerek incelemişler ve bunların enerji düzeylerini hesaplayıp oluşturdukları spektrumları deneysel verilerle karşılaştırmışlardır.

2000'de Metz vd. (82), ^{195}Pt çekirdeğinin yapısını deneysel olarak, incelemişler. ^{194}Pt ve ^{195}Pt izotoplarını U(6/12) süpersimetri çerçevesinde enerji düzeylerini hesaplayarak spektrumlarını oluşturmuşlardır.

2002'de Baglin (83), A=171 olan çekirdeklerle ilgili yapılan deneysel verileri içeren kapsamlı bir çalışma yapmıştır.

2002'de Pfeifer (84,85), etkileşen bozon modeli ve etkileşen bozon fermiyon modeli ilgili kapsamlı bir derleme çalışması yapmıştır.

2003'de Kondev (86), A=177 olan çekirdeklerle ilgili yapılan deneysel verileri içeren kapsamlı bir çalışma yapmıştır.

2004'de Jolie vd. (87), süpersimetrik yaklaşım ile tek-A'lı çekirdeklere kuantum şekil-faz geçişlerini incelemişlerdir. Süpersimetri ve şekil-faz geçişlerini etkileşen bozon fermiyon modelinin hamiltonyenini ele alarak yaptıkları bu çalışmada, hamiltonyendeki tek-parçacık ve kuadrupol-kuadrupol etkileşme terimlerini kullanmışlardır. Bu çerçevede tek-A'lı çekirdeklere uygulanabilen, çoklu-j yani $j=1/2,3/2,5/2$ tek-parçacık orbitallerini göz önünde tutarak, $^{191,193}\text{Os}$, $^{195,197}\text{Pt}$, ve ^{199}Hg çekirdeklerini incelemişlerdir.

2004'de Basunia (88), $A=175$ olan çekirdeklerle ilgili yapılan deneysel verileri içeren kapsamlı bir çalışma yapmıştır.

2005 'de etkileşen bozon modeli-2 ile bazı selenyum çekirdeklerinin yapısal özellikleri yüksek lisans tez çalışması çerçevesinde incelendi (89).

2005'da Iachello (90), dinamik süpersimetrilerin nükleer spektroskopiye uygulanmasını incelemiş ve $j=3/2$ olan tek parçacık durumları için $E(5/4)$ dinamik süpersimetrisinin özel çözümünü ele almıştır. Özellikle küreselden gama-kararsız geçiş bölgesinde yer alan tek- A 'lı çekirdekler için enerji spektrumu ortaya koymuştur.

2005'da Iachello (91), çekirdek yapısını incelemek için ortaya konan simetriler üzerine yapılan çalışmalar ile ilgili derleme çalışma yapmıştır ve bunların spektroskopi üzerindeki etkisini ve önemini vurgulamıştır.

2005'de Barea vd. (92), tek- A 'lı ^{195}Pt çekirdeğinin yapısını incelemişler yaptıkları hesapları deneysel veriler ile uyumlu çıktığını göstermişlerdir.

2005'de Alonso vd. (93), etkileşen bozon fermiyon modelinde yüzey geçişlerini incelemişlerdir. Çift-çift bozon özüne $j=3/2$ orbitaline tek parçacık bağlayarak oluşturdukları tek- A 'lı sistemin durumlarının $U(5)$ -küresel bölgeden gama-kararsız $O(6)$ -deforme bölgeye yüzey geçişte nasıl değiştiğini çalışmışlardır. Bu sistemin enerji spektrumların ve elektromanyetik geçişlerin $E(5/4)$ modeli uyumlu olduğunu göstermişlerdir.

2006'da Casten (94), çekirdeğindeki oluşturdukları sistemde, şekil-faz geçişleri ve geçişlerdeki kritik-noktalarla ilgili kapsamlı bir derleme çalışması yapmıştır.

2006'da Iachello (95), Lie cebirleri ve bunların nükleer yapı çalışmalarında ki uygulamaları ile ilgili ders notlarını, "Lie Algebras and Applications" isimli kitapta toplamıştır.

2007'de Alonso vd. (96), bozon fermiyon sistemlerinde kritik-nokta simetrilerini ve E(5/12) çoklu-orbit modelinde tek-A'lı çekirdeklerde şekil-faz geçişlerini çalışmışlardır. Küreselden gama-kararsız durumlara geçişte bulunan kritik noktada tek-A'lı çekirdeklerin davranışlarını tanımlamak amacıyla E(5/12) modeli için analitik bir çözüm önermişlerdir. Bohr hamiltonyeni ile açıklanan bozon özü ile etkileşen $j=1/2,3/2,5/2$ tek-parçacık orbitallerinin herhangi birinde bulunması muhtemel olan serbest tek parçacığın eklenmesiyle oluşan bozon fermiyon sistemini incelemişlerdir. Ayrıca enerji düzeylerini ve elektromanyetik geçişler için hesaplamalar yapmışlardır.

2007'de Alonso vd. (97), tek-A'lı çekirdeklerin çoklu-j sistemde $U^B(6) \otimes U^F(12)$ süpersimetrik durumu için küreselden gama-kararsıza şekil-faz geçişlerini incelemişler ve kritik nokta da, Bohr hamiltonyeni için analitik çözümleri ortaya konan E(5/12) modeli üzerinde çalışmışlardır. Bu çerçevede enerji düzeylerini, elektromanyetik geçişleri ve momentleri sunmuşlardır. Ayrıca aynı problemi etkileşen bozon fermiyon modeli hamiltonyen ile de çalışmışlardır.

2008'de (98) etkileşen bozon modeli ile deforme bölgedeki orta kütleli selenyum çekirdekleri incelenmiş ve bunların enerji düzeyleri, elektromanyetik geçişleri hesaplanarak deneysel veriler ile karşılaştırılmış ve sonuçların uyumlu olduğu gözlenmiştir.

2008'de Al-Khudair vd. (99), etkileşen bozon fermiyon modeli-2 ile $^{151,153}\text{Ho}$ ve $^{151,153}\text{Dy}$ çekirdeklerinin negatif pariteli durumlarının enerji düzeyleri ve elektromanyetik geçişlerini hesaplayıp deneysel sonuçlar ile uyumlu olduğunu göstermişlerdir.

2008'de Lee vd. (100), $U(6/12)$ dinamik süpersimetrisi ile $^{171,172}\text{Yb}$ izotoplarını incelemişlerdir. $U(6/12)$ dinamik süpersimetrisinin $SU(3)$ -hamiltonyenini gözönünde tutarak, temel bantdaki enerji düzeyleri, E2 geçiş olasılıkları, kuadropol momentleri için yaptıkları hesaplamaları deneysel sonuçlarla karşılaştırmışlardır.

2008'de Frank vd. (101), süpersimetrileri de içerecek şekilde atom çekirdeğinde simetriler ile ilgili "Symmetries in Atomic Nuclei: From Isospin to Supersymmetry" isimli kitap yazmışlardır.

2008'de Nomura vd. (102), kısa ömürlü egzotik çekirdeklerin enerji spektrumlarını ve geometrik yapılarını etkileşen bozon modeli hamiltonyeni ile incelenmiştir. Tamamen bilinmeyen çekirdeklerin yapısal özelliklerini de teorik olarak hesaplanmıştır.

2008'de $A \sim 100$ bölgesinde bulunan kısa ömürlü egzotik çekirdeklerin enerji spektrumları ve geometrik yapıları etkileşen bozon modeli-1 ile incelenmiştir.

Ayrıca tamamen bilinmeyen çekirdeklerin yapısal özelliklerde tahmin edilmiştir (103).

2008'de Baglin (104), $A=169$ olan çekirdeklerle ilgili yapılan deneysel verileri içeren kapsamlı bir çalışma yapmıştır.

2009'da Bijker vd. (105), $A\sim 190$ deforme bölgesindeki ^{194}Ir , ^{193}Os çekirdeklerini süpersimetriler ile incelemişler ve bunların enerji spektrumlarını oluşturarak deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

2009'da Barea vd. (106), $A\sim 190$ deforme bölgesinde bulunan ^{194}Ir , $^{192,193}\text{Os}$ $^{193,194}\text{Ir}$ süpersimetriler ile incelemişler ve bunların enerji spektrumlarını oluşturarak deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

2009'da Bernards vd. (107), $U_\nu(6/12) \otimes U_\pi(6/4)$ süpersimetrisinin etkileşen bozon fermiyon-fermiyon yaklaşımı çerçevesinde ^{198}Hg izotopunu teorik olarak ve deneysel olarak incelemişlerdir ve deneysel veriler ile karşılaştırmışlardır.

2009'de Alonso vd. (108), etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde, $j=1/2, 3/2, 5/2$ için tek- A 'lı çekirdeklere $U^{BF}(5)$ 'den $SU^{BF}(3)$ 'e şekil-faz geçişini bozon-fermiyon hamiltoniyeni ile incelemişler ve kritik noktada tek parçacığın sisteme etkisine bakmışlardır.

2009'de Cejnar ve Jolie (109), etkileşen bozon modelinde kuantum yüzey geçişleri ile ilgili bu zamana kadar yapılan çalışmaları içeren kapsamlı bir çalışma yapmışlardır. Etkileşen bozon fermiyon modeli ile ilgili çalışmalara da yer vermiştir.

Bu çalışmada incelenen çekirdeklerin deneysel verilerine nükleer bilgi merkezinin www.nndc.gov (110) internet adresinden, çekirdeklerin geometrik yapısı hakkında fikir veren deformasyon parametreleri ve potansiyel enerji yüzeylerine <http://www-phynu.cea.fr> (111) internet adresinden ulaşılmıştır.

1.2 Çalışmanın Amacı

Uzun ömürlü kararlı çekirdeklerin özellikleri kadar kısa ömürlü egzotik çekirdeklerin yapılarının anlaşılması için, teknolojik gelişimlere paralel olarak, yeni araştırma laboratuvarları kurulmaktadır. Çekirdeklerin özelliklerinin incelenmesi, deneysel çalışma yapanlar kadar teorik fizikçilerin de ilgisini çekmekte ve çeşitli modeller ile bunların yapıları anlaşılmaya çalışılmaktadır. Segre eğrisinin sınırlarında ve bilinmeyen bölgelerinde bulunan özellikle orta ve ağır kütleli egzotik çekirdekler hızlandırıcılarda oluşturularak kısa sürede bunlar hakkında bilgi edinilmektedir.

$150 \leq A \leq 190$ deforme bölge bulunan ağır kütleli; Gd, Dy, Er, Yb, Hf, W, Os ($64 \leq Z \leq 76$ ve $88 \leq N \leq 102$) çekirdeklerinden uygun bulunanları üzerinde bu tez çalışmasının yapılması amaçlanmıştır. Çift-çift çekirdeklerle ilgili yapılan çalışmaların çok olmasına rağmen tek-A'lı çekirdekler üzerinde yapılan teorik çalışmaların azlığı dikkat çekmektedir. Bu durum göz önünde tutularak, $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesinde bulunan; içerisinde kararlı, egzotik ve deneysel olarak bilinmeyen çekirdeklerden oluşan $N=101$ izoton serisindeki, ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekleri incelenmiştir. Etkileşen bozon fermiyon modelinin geliştirilmiş bir uygulaması olan $U(6/12)$ süpersimetri çerçevesinde yazılan bilgisayar kodları kullanılarak, bu çekirdeklerin enerji düzeylerinin, $B(E2)$, $B(M1)$ geçiş olasılıklarının, $E2/M1$ karışım oranlarının, momentlerin hesaplanıp deneysel veriler ile karşılaştırılması ve bunlar için gerekli parametrelerin elde edilmesi amaçlanmıştır.

2. MATERYAL VE YÖNTEM

Çekirdeğe ait kuvvetlerden faydalanarak, çekirdeklerin yapısını ve değişik özelliklerini açıklayabilen genel bir teori henüz kurulamamıştır. Farklı metotlarla yapılan deneylerin sonuçlarını açıklayabilmek için çeşitli çekirdek modelleri geliştirilmiştir. Nükleon-nükleon etkileşmelerinin detaylı olarak bilinmemesi çekirdeklerin özellikle enerji düzeylerinin ve diğer nükleer yapı özelliklerinin hesaplanamamasına sebep olmaktadır. Nükleonların karmaşık yapısından kaynaklanan bu durumdan dolayı, nükleon-nükleon etkileşimi parçacık-parçacık etkileşiminden çok iki molekül arasında gerçekleşen etkileşmeye benzetilmektedir ve mikroskobik modeller nükleonlar arasındaki bu etkileşmeler üzerine ortaya konmaktadır. Çekirdekte meydana gelen etkileşimlerin analizi basit olmamakla birlikte, bunların pek çoğu nükleon-nükleon saçılma deneylerinden elde edilebilmektedir.

Deneyler ile nükleer yapının birçok değişik özelliği belirlenebilmesine rağmen, bu yöntemler ile yapılan analizlerin sonuçlarına bakıldığında nükleer çekirdekler hakkında elde edilen bilgilerin istenilen düzeyin altındadır. Segre eğrisinde bulunan kararlı çekirdeklerin nükleer yapı özellikleri hakkında günümüze kadar birçok deneysel çalışmalar yapılmış olup, bunların nükleer yapı özellikleri hakkında çeşitli bilgiler edinilmiştir. Teknolojinin zamanla gelişmesi, deney düzeneklerinin kalitesinin artmasını sağlamış olup, bu durum daha hassas sonuçlar alınması için deneylerin tekrarlanma gereksinim doğurmuştur. Bundan dolayı da kararlı çekirdekler üzerinde yapılan deneyler

zaman zaman tekrarlanmış ve daha az hataları olan sonuçlara ulaşılmıştır. Deneysel çalışmalara paralel olarak, çekirdeklerin yapılarının anlaşılması için ortaya konan modeller ile teorik çalışmalar yapılmış olup bunlar da zaman içerisinde tekrarlanmıştır. Çalışmaların tekrarlanması ise deneysel sonuçların net olarak anlaşılması için modellerin kapsamının geliştirilmesine sebep olmuştur. Modeller ile yapılan teorik hesaplamaların daha güvenilir olması ve daha kısa sürede sonuçların elde edilmesi için bilgisayar programları yazılmıştır. Bilgisayar kodları ile yapılan çalışmalar, diğer gelişmelerle birlikte daha ileri düzeye çıkartılmaya çalışılmıştır. Bu tür hesaplamalarda çok daha hızlı ve yüksek performansa sahip bilgisayarlar kullanılarak kısa sürede sonuca ulaşmak amaçlanmaktadır.

Nükleer yapı fiziğinde teorik çalışmalar, teorik modellerin sadeleştirilmesi, modeller arasındaki benzerliğin kurulması ve bunların çekirdeklere uygulanması ile ilgilidir. Bazı çekirdekler için başarılı olan bir modelin bazı çekirdekler ya da çekirdek grupları için başarısız kaldığı ve hatta belli bir çekirdekte farklı durumların değişik modellerle basitçe tanımlanabildiği uzun süredir kabul edilmektedir. Bütün bunlar göz önünde bulundurulursa, modellerin birleştirilmesi önemli bir amaç olarak ortaya çıkar. Her model, çekirdeklerin özelliklerini ve özellikle de o çekirdeğin karakteristiği olan gözlenebilir farklı büyüklükler arasındaki ilişkileri anlamamıza yardım eder.

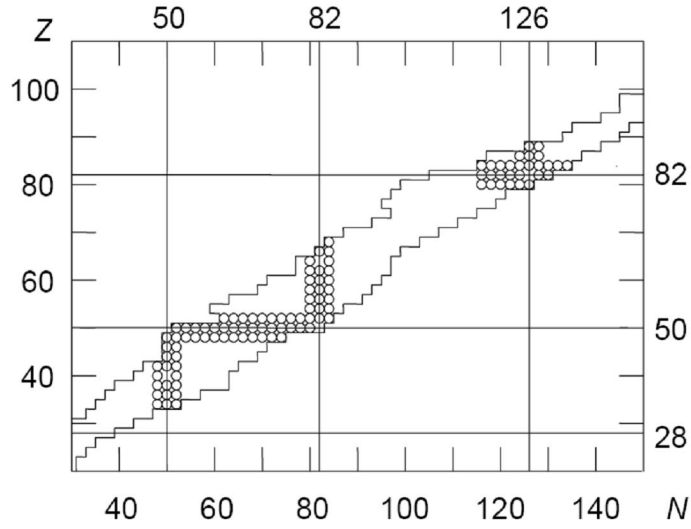
Nükleer yapı araştırmalarda, ortaya konan diğer modellerin ve özellikle en çok bilinen kabuk modelinin ve geometrik kollektif modelin açıklayamadığı nükleer olayların açıklanabilmesi amacıyla etkileşen bozon modeli ve etkileşen bozon fermiyon modeli Arima ve Iachello tarafından geliştirilmiştir.

Çift-çift çekirdeklerde etkileşen bozon modeli ve tek-A'lı çekirdeklerde etkileşen bozon fermiyon modeli, diğer modellerin açıklayamadıkları olumsuzlukları büyük ölçüde giderdiği gibi çekirdeklerin kolektif durumlarının betimlenmesinde de oldukça başarılıdır. Birçok araştırmacının ilgisini çeken, özellikle orta ve ağır kütleli çekirdeklerin spektrumlarının açıklanmasında çok başarılı olan modeller cebirsel (Lie Cebri) ve grup teoriksel yaklaşımlara dayanmaktadır (61,63,72,95). Cebirsel model olarak da isimlendirilen bu model diğer modellerden ayırt eden en önemli ve göze çarpan farkı grup teori üzerine kurulmuş olmasıdır.

2.1 Etkileşen bozon modeli

Etkileşen bozon yaklaşımı (IBA) olarak da bilinen etkileşen bozon modeli (IBM) (1-6,9,10,19,30,61,63,72,79,84,85) deforme bölgelerde yer alan orta ve ağır kütleli atom çekirdeklerinin alçak-düzey kolektif durumlarının incelenmesinde ve çekirdeklerin açıklanmasında oldukça başarılıdır. 2,8,20,28,50,82,126 sihirli sayılarının oluşturduğu kapalı kabuklara kadar olan kısım çekirdeğin özü olarak ele alınır ve buraya kadar ki nükleon sayıları dikkate alınmaz. Kapalı kabuktan sonraki nükleonların oluşturduğu çiftlerin meydana getirdiği bozonlar yakın olduğu sihirli sayıya göre dikkate alınır ve buna göre bozonlar hesaplanır. Eğer nükleonların doldurduğu durumlar orta-kabuğun altında ise altta kalan sihirli sayı temel alınarak parçacıkların oluşturduğu çiftlenimlere göre, orta-kabuğun üstünde ise üstteki sihirli sayıya göre boşlukların (hollerin) oluşturduğu çiftler ile bozonlar hesaplanır.

Örneğin, 76 tane protonu ve 100 tane nötronu olan ^{176}Os çekirdeğinin; $N_{\pi} = (82 - 76)/2 = 3$ üç tane proton bozonu ve $N_{\nu} = (100 - 82)/2 = 9$ dokuz tane nötron bozonu olmak üzere toplamda $N = N_{\pi} + N_{\nu} = 3 + 9 = 12$ on iki tane bozonu vardır. Görüldüğü gibi bu çekirdeğin proton sayısı 76 olup üst kabuğu oluşturan 82 sihirli sayısına yakın olduğundan holler dikkate alınmıştır ve 100 tane nötronu ise alt kabuğu oluşturan 82 sihirli sayısına yakın olduğundan parçacıkları dikkate alınmıştır.



Şekil 2.1 Çift-çift çekirdeklerin bulunduğu deforme bölge, çemberler U(5)-limiti çekirdeklerini belirtmektedir (85)

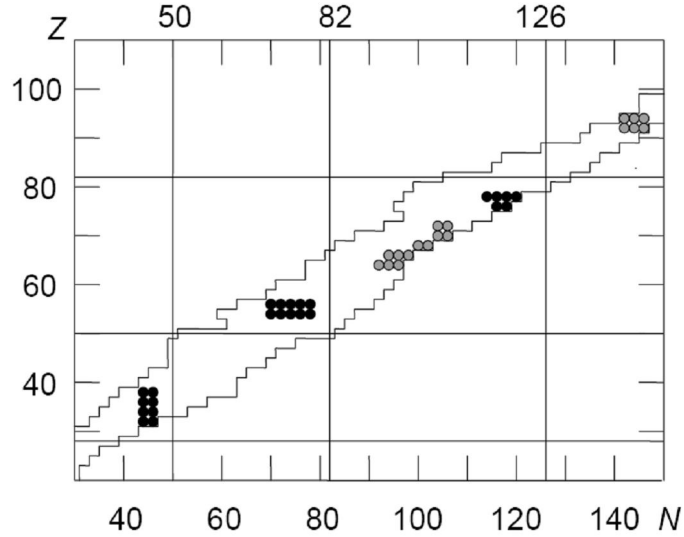
Kapalı kabuk dışında kalan bozonların etkileşimi üzerine kurulu olan bu yaklaşıklıkta, açısal momentumu $L=0$ durumuna karşılık gelen s-bozonu ve $L=2$ durumuna karşı gelen d-bozonu olmak iki çeşit bozon vardır (8). Bundan dolayı etkileşen bozon modeli-1, IBM-1 yerine sd-IBM model olarak da isimlendirilir (72). Bu modelin en temel versiyonu olan etkileşen bozon modeli-1'de, protonlar ve nötronlar birbirinden ayrı olarak düşünülmeyp

nükleonlar olarak ele alınır. Şekil 2.1 ve Şekil 2.2 de etkileşen bozon modeli–1 ile incelenen çekirdeklerin kararlılık eğrisinde konumları belirtilmiştir.

Bu yaklaşım cebirsel (grup teoriksel) model olduğundan işlemciler gereksinim vardır. Bu model de çekirdeklerin spektrumlarını açıklamak üzere altı tane bozon işlemcisi tanımlanmıştır. Bozon işlemcileri ile ilgili matematiksel bilgi EK’te sunulduğundan burada ayrıntılı olarak üzerinde durulmamıştır. Bu işlemciler, $\mu = -2, -1, 0, +1, +2$ manyetik moment değerine sahip $L=2$ açısall momentumlu d-bozonundan kaynaklanan beş işlemci ve $\mu = 0$ manyetik moment değerine sahip $L=0$ açısall momentumlu s-bozonundan kaynaklanan bir işlemci olmak üzere, toplamda altı adet işlemci vardır. Bu altı tane bozon işlemcisinin bileşenlerinin oluşturduğu $U(6)$ grup yapısı ile çekirdek özellikleri açıklanabilmektedir. İlk başlarda $U(6)$ modeli (5,9) olarak isimlendirilen modelle kararlılık kuşağındaki orta ve ağır kütleli çekirdeklerin birçok yapısal özellikleri incelenebilmektedir.

$U(6)$ grubunun $U(5)$, $SU(3)$ ve $O(6)$ olmak üzere üç tane alt grubu (limiti) mevcuttur. Bunlardan $U(5)$ limiti ile küresel çekirdekleri yapısal özellikleri (Şekil 2.1), $SU(3)$ limiti ile deforme çekirdeklerin özellikleri ve $O(6)$ limiti ile de gama-kararsız çekirdeklerin özellikleri incelenebilmektedir (Şekil 2.2). Şekil 2.1’de çemberler ile işaretli bölgelere bakıldığında, kararlılık eğrisinde sihirli sayıların olduğu kısımları içermektedir ve bu bölgedeki çekirdekler deforme olmamış küresel çekirdeklerdir. Şekil 2.2’de siyah noktalar deforme çekirdekleri, gri noktalar ise gama-kararsız çekirdekleri içermekte olup, bunlar kararlılık eğrisinde sihirli sayıların uzağındadır. $U(5)$, $SU(3)$ ve $O(6)$ limitleri ile Şekil 2.1 ve Şekil 2.2’den de anlaşıldığı üzere, kararlılık kuşağındaki birçok

orta ve ağır kütleli çekirdeklerin spektroskopik özelliklerinin incelenmesinde oldukça başarılıdır. Dinamik simetriler olarak isimlendirilen bu limitler hakkında ayrıntılı bilgi ilerleyen kısımlarda sunulacaktır.

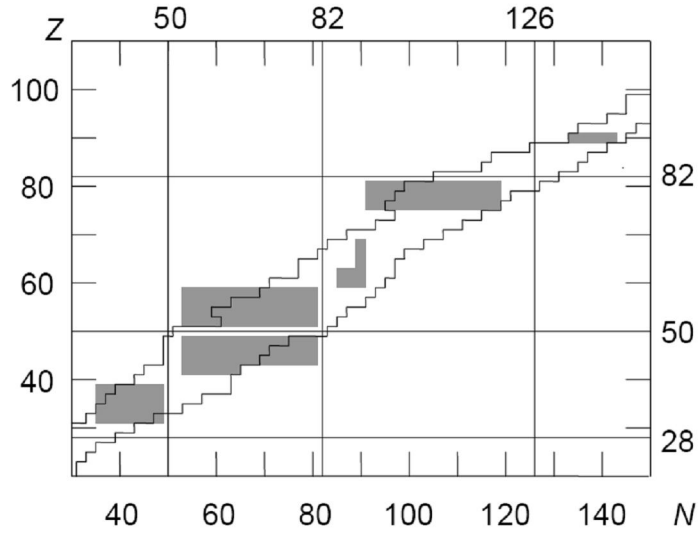


Şekil 2.2 Gri noktalar SU(3) limiti çekirdeklerini ve siyah noktalar SO(6) limiti çekirdeklerini belirtmektedir (85)

Burada, sadece $L=0$ ve $L=2$ açıl momentum sayılarına karşı gelen s ve d bozonlarının ele alınmasının sebebi bunların çift-çift çekirdeklerin birçok özelliklerinin açıklanmasında yeterli olmasıdır. Bunlar dışında $L=4$ açıl momentumuna karşı gelen g-bozunu da mevcuttur ve bu durumda kullanılan altı adet bozon işlemcisine $\mu = -4, -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3, +4$ 'lerden dolayı dokuz tane daha işlemci eklenmekte ve toplamda on beş bozon işlemcisi olmaktadır. Bu durumda U(6) yerine U(15) grubu kullanılır ve bu şekilde oluşturulan modele U(15)-modeli ya da sdg-IBM modeli denmektedir. Açıl momentum değerleri $L=0, 2, 4$ şeklinde çift olanların seçilmesinin sebebi ise deneysel olarak incelenen çift-çift çekirdeklerin spektrumlarına bakıldığında, yapı özelliklerinin anlaşılmasında önemli olan, temel, beta ve gama

bantlarının enerji düzeylerinin artı pariteli olmasıdır. Paritenin artı olması için açısasal momentumun çift sayı olmalıdır. Fakat bu bantların dışında kalan bazı bantlar eksi pariteli düzeyleri de içermektedir. Bu durumda $L=1$ (p-bozon), $L=3$ (f-bozon) gibi tek değerli açısasal momentumlar kullanılır ve bunlar eksi pariteli düzeylere denk gelir. Eksi pariteli bozonlar olarak isimlendirilen bu bozon işlemcilerinin sayısına göre oluşturulan gruplardan yola çıkılarak etkileşen bozon yaklaşımının diğer modelleri ortaya konmuştur. s- ve f-bozonundan elde edilen, $1+7=8$ tane bozon işlemcilerinden dolayı U(8) modeli, s-, p- ve f-bozonlarından dolayı $1+3+7=11$ tane bozon işlemcisine sahip olan U(11) modeli ve son olarak s-, p-, d- ve f-bozonlarından dolayı $1+3+5+7=16$ tane bozon işlemcisinden U(16) modeli ortaya konmuştur (63).

Modelin önemli bir versiyonu olan ve kapalı kabuklar dışında kalan protonlar ve nötronlar ayrı ayrı dikkate alan etkileşen bozon modeli-2 (IBM-2)'de (8) kararlılık eğrisinde birçok çekirdeğin açıklanmasında kullanılmaktadır (Şekil 2.3). Proton-nötron etkileşen bozon modeli (pn-IBM) olarak da isimlendirilir. Bu modelde bozonlar, proton bozonu ve nötron bozonu olarak adlandırılır. Bunların sayıları örnekte gösterildiği gibi N_π ve N_ν ile belirtilir. Bu modelde kullanılan işlemciler, d-bozonu için $d_\pi(d_\nu)$ proton (nötron) bozon işlemciler ve s-bozonu için $s_\pi(s_\nu)$ işlemcileridir. IBM-1'den farklı olarak bu model F-spinini, Majorana, proton-proton ve nötron-nötron etkileşme terimlerini içermektedir (8). Bunlar ile ilgili ayrıntılı bilgi IBM-2 modelinin uygulamasını içeren ve orta kütleli selenyum izotoplarının incelendiği yüksek lisans tez çalışmasında mevcuttur (87). Şekil 2.3 de kararlılık eğrisinde etkileşen bozon modeli-2 ile incelenen çekirdeklerin konumları bölgesel olarak belirtilmiştir.



Şekil 2.3 Çift-çift çekirdeklerin belirtildiği kart, gri bölgeler IBM-2 yaklaşımı ile hesaplanmış kısımları belirtmektedir (84)

Şekil 2.1, Şekil 2.2 ve Şekil 2.3'ten de anlaşılacağı üzere, etkileşen bozon modeli kararlılık eğrisinde bulunan orta ve ağır kütleli, özellikle deforme çekirdeklerde oldukça başarılı sonuçlar vermektedir. Bu bölgelerde olduğu gibi bunların dışında kalan, daha hafif çekirdekler için ortaya konan modeller de vardır. Etkileşen bozon modeli-2'nin daha gelişmiş versiyonları olan ve proton ve nötronların oluşturduğu çiftlerin önemli olduğu bu modeller etkileşen bozon modeli-3 (IBM-3) ve etkileşen bozon modeli-4 (IBM-4)'dür. Ağır çekirdeklerde ihmal edilen fakat hafif çekirdeklerde önem kazanan T ve T_z izospin simetrisi üzerine kurulan bu modellerden; IBM-3'de $T_z = 0$ ve $T = 1$ izospinleri önemli olup, IBM-4'de $T = 1$ ve $T = 0$ izospinlerinin yanında iki nükleonlu sistemler için $S = 1$ ve $S = 0$ spinleri önemlidir (63).

Görüldüğü gibi etkileşen bozon yaklaşımı üzerine kurulan ve çift-çift çekirdekler üzerine birçok uygulaması bulunan çeşitli modeller vardır. Bu tez çalışmasında tek-A'lı çekirdekler inceleneceğinden bunlar hakkında fazla

ayrıntıya girilmeyecektir. Temel oluşturduğundan, etkileşen bozon modelinin genel hamiltonyeni ve dinamik simetrliler üzerinde durulacaktır.

2.1.1 Modelin Genel Hamiltonyeni

Çekirdekdeki bozonların etkileşmelerinin göz önünde tutularak oluşturulan fiziksel sistemlerin özelliklerini anlamak ve yapılan hesaplamalarda kullanılan hamiltonyeni bozon işlemcileri cinsinden yazmak gerekir. Toplamda N tane bozondan oluşan bir sistemin hamiltonyen işlemcisi

$$H = E_0 + \sum_{\alpha\beta} \varepsilon_{\alpha\beta} b_{\alpha}^+ b_{\beta} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \frac{1}{2} u_{\alpha\beta\gamma\delta} b_{\alpha}^+ b_{\beta}^+ b_{\gamma} b_{\delta} + \dots \quad (2.1)$$

şeklinde yazılabilir (61). Burada b^+b terimi tek-cisim katkısını temsil etmektedir, üçüncü terim ise iki-cisim etkileşmesinin katkısını temsil etmekte olup bu şekilde devam eder. Buradaki etkileşme terimleri bu modele “etkileşen bozon model” isminin verilmesine neden olmuştur. (2.1) numaralı denklemde bu etkileşimler modelin temel varsayımıdır ve bu hamiltonyende yükseltici işlemcilerinin sayısı ile eksiltici işlemcilerinin sayısı aynıdır.

(2.1)’deki hamiltonyeni daha açık olacak şekilde görmek için

$$H = E_0 + \sum_l \varepsilon_l (b_l^+ \cdot \tilde{b}_l) + \sum_{L, l_1 l_2 l_3} \frac{1}{2} u_{l_1 l_2 l_3}^{(L)} [[b_{l_1}^+ \times b_{l_2}^+]^{(L)} \times [\tilde{b}_{l_3} \times \tilde{b}_{l_3}]]^{(L)}]_0^{(0)} + \dots \quad (2.2)$$

şeklinde yazmak mümkündür (61). Yapılan birçok hesaplamada (2.1) ve (2.2) numaralı denklemlerde olduğu gibi iki-cisim terimine kadar olan etkileşmeler

kullanılmasına rağmen, daha yüksek basamaklı terimleri içeren hamiltonyen gerektiğinde bütün kübik terimleri içeren hamiltonyen oluşturulur. Üç-cisim terimlerini içeren bu hamiltonyen

$$H_3 = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta\epsilon\eta} w_{\alpha\beta\gamma\delta} b_{\alpha}^{+} b_{\beta}^{+} b_{\epsilon}^{+} b_{\gamma} b_{\delta} b_{\eta} \quad (2.3)$$

şeklinde yazılır ve bu ifade (2.2)'deki gibi tensör formunda

$$H_3 = \sum_{\substack{k \\ i,i',i'' \\ j,j',j''}} \frac{1}{2} u_{ii',i'';jj',j''}^{(k)} \{ [b_i^{+} \times b_{i'}^{+} \times b_{i''}^{+}]^{(k)} \times [\tilde{b}_j \times \tilde{b}_{j'} \times \tilde{b}_{j''}]^{(k)} + [b_{j''}^{+} \times b_{j'}^{+} \times b_j^{+}]^{(k)} \times [\tilde{b}_{i''} \times \tilde{b}_{i'} \times \tilde{b}_i]^{(k)} \}_{0}^{(0)} \quad (2.4)$$

bütün üç-cisim terimlerinin içerecek şekilde yazılır (61).

Çekirdeklerin spektrumlarının belirlenmesinde ve birçok yapısal özelliklerinin açıklanmasında iki-cisim terimine kadar olan kısım yeterli olmaktadır. Böylece (2.2) numaralı denklemi s-bozon ve d-bozon terimleri cinsinden

$$\begin{aligned} H &= E_0 + \varepsilon_s (s^{+} \cdot \tilde{s}) + \varepsilon_d (d^{+} \cdot \tilde{d}) \\ &+ \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{1/2} c_L [[d^{+} \times d^{+}]^{(L)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(L)}]_0^{(0)} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 [[d^{+} \times d^{+}]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(2)} + [d^{+} \times s^{+}]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(2)}]_0^{(0)} \\ &+ \frac{1}{2} v_0 [[d^{+} \times d^{+}]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)} + [s^{+} \times s^{+}]^{(0)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(0)}]_0^{(0)} \\ &+ u_2 [[d^{+} \times s^{+}]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(0)}]_0^{(0)} + \frac{1}{2} u_0 [[s^{+} \times s^{+}]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)}]_0^{(0)} \end{aligned} \quad (2.5)$$

açıkça yazılır (61). Burada hamiltonyenin $H^{+} = H$ şeklinde hermityen eşleniği de kullanılmıştır. ε_s , ε_d parametreleri ile belirtilen iki tane tek-cisim terimi ve c_L ($L=0,2,4$), v_L ($L=0,2$), u_L ($L=0,2$) parametreleri ile belirtilen yedi adet

iki-cisim terimi olmak üzere dokuz tane serbest parametre bu hamiltonyende mevcuttur. Bu parametrelerde yapılan küçük ayarlamalar ve düzenlemeler ile çekirdeklerin alçak-düzey durumları üretilebilmektedir.

Eğer hamiltonyen N tane sabit bozondan oluşuyorsa, bağımsız parametrelerin sayısını azaltmak mümkündür (61). Bu indirgeme işleminde

$$\hat{N} = \hat{n}_s + \hat{n}_d \quad (2.6)$$

den dolayı (2.5)'deki ifadede \hat{n}_s ihmal edilir. Son ifadedeki $\hat{\cdot}$ işareti toplam bozon sayısı N ve sırasıyla toplam s- ve d-bozon sayıları n_s, n_d ilgili olan işlemcileri belirtmektedir. Denklem (2.5)'deki $\varepsilon_s(s^+ \cdot \tilde{s})$ terimi

$$\varepsilon_s(s^+ \cdot \tilde{s}) = \varepsilon_s \hat{n}_s = \varepsilon_s (\hat{N} - \hat{n}_d) = \varepsilon_s \hat{N} - \varepsilon_s (d^+ \cdot \tilde{d}) \quad (2.7)$$

olarak yazılabilir (61). \hat{n}_s 'yi çıkarttıktan sonra

$$\begin{aligned} H &= E'_0 + \varepsilon' (d^+ \cdot \tilde{d}) \\ &+ \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{1/2} c'_L [[d^+ \times d^+]^{(L)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(L)}]_0^{(0)} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 [[d^+ \times d^+]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(2)} + [d^+ \times s^+]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(2)}]_0^{(0)} \\ &+ \frac{1}{2} v_0 [[d^+ \times d^+]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)} + [s^+ \times s^+]^{(0)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(0)}]_0^{(0)} \end{aligned} \quad (2.8)$$

şeklinde daha sade halde yazmak mümkündür. Bu hamiltonyendeki

$$\begin{aligned}
E'_0 &= E_0 + \varepsilon_s N + \frac{1}{2} u_0 N(N-1), \\
\varepsilon' &= (\varepsilon_d - \varepsilon_s)(s^+ \cdot \tilde{s}) + \frac{1}{\sqrt{5}} u_2 (N-1) - u_0 (N-1), \\
c'_L &= c_L + u_0 - \frac{2}{\sqrt{5}} u_2.
\end{aligned} \tag{2.9}$$

dir (61). ε' , c'_L ($L=0,2,4$), v_L ($L=0,2$) enerji düzeylerinin hesaplanmasında etkili olan parametrelerdir.

Bu açıklamalara ek olarak etkileşen bozon modelinde hamiltonyenin yazılımda, literatürde sıkça kullanılan, iki farklı form daha vardır ve bunlar

$$H = E'_0 + \varepsilon_d \hat{n}_d + a_0(\hat{P}^+ \cdot \hat{P}) + a_1(\hat{L} \cdot \hat{L}) + a_2(\hat{Q} \cdot \hat{Q}) + a_3(\hat{U} \cdot \hat{U}) + a_4(\hat{V} \cdot \hat{V}) \tag{2.10}$$

ve

$$H = E'_0 + \varepsilon \hat{n}_d + a_0(\hat{P}^+ \cdot \hat{P}) + a_1(\hat{L} \cdot \hat{L}) + a_2(\hat{Q} \cdot \hat{Q}) + a_3(\hat{U} \cdot \hat{U}) + a_5 \hat{n}_d^2 \tag{2.11}$$

dir (61). Bu eşitliklerde ortaya çıkan işlemcilerden dolayı

$$\begin{aligned}
\hat{n}_d &= (d^+ \cdot \tilde{d}), \\
\hat{P} &= \frac{1}{2}(\tilde{d} \cdot \tilde{d}) - \frac{1}{2}(\tilde{s} \cdot \tilde{s}), \\
\hat{L} &= \sqrt{10}[d^+ \times \tilde{d}]^{(1)}, \\
\hat{Q} &= [d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d}]^{(2)} - \frac{\sqrt{7}}{2}[d^+ \times \tilde{d}]^{(2)}, \\
\hat{U} &= [d^+ \times \tilde{d}]^{(3)}, \\
\hat{V} &= [d^+ \times \tilde{d}]^{(4)},
\end{aligned} \tag{2.12}$$

bunlar çok kutuplu işlemciler olarak adlandırılır ve bu tür (2.10) ve (2.11) denklemlerindeki hamiltonyenler çok kutuplu genişletilmiş formları gösterirler.

2.2 Dinamik Simetriler

Sihirli sayıda nükleonlara sahip olan çekirdekler küreseldir. Sihirli çekirdeklere komşu çekirdeklerde de çiftlenim etkisiyle küresel öz bozulamaz ve nükleonların $L=0$ açısal momentumuna sahip çiftler oluşturdukları görülür. Çekirdeğin küresel denge biçimi etrafındaki kollektif hareketi bir vibrasyon hareketidir. Kapalı kabuk dışına ilave olan değerlik nükleonlarının sayısı arttıkça, uzun menzilli kuadropol kuvvetleri, küresel yapının bozulmasına neden olur. Bu bozulma küresel özde de kendini göstererek çekirdek elipsoidal bir şekil kazanır. Bu durumdaki kollektif hareket, denge biçimi etrafındaki vibrasyonel hareketiyle birlikte deforme olmuş çekirdeğin yönelme doğrultusunun rotasyonundan meydana gelir. Yapılan deneyler ile ortaya konan spektrumlara bakıldığında, kolektif hareketin, rotasyonla birlikte başlıca üç tip spektrumunun varlığı anlaşılmaktadır. Bunlar sırasıyla, küresel çekirdeklerde denge biçimi etrafındaki vibrasyonel hareketinden kaynaklanan spektrum, diğeri çekirdeğin denge biçimi etrafındaki vibrasyonel hareketinin yanında deforme olmuş çekirdeklerin yönelme doğrultusunun rotasyonundan kaynaklanan spektrum ve sonuncusu ise gama kararsız çekirdeklerin oluşturduğu spektrumdur. Bu modelde de çekirdeklerin kollektif durumlarını incelemek ve nükleer özelliklerini açıklamak amacıyla bu üç tip spektruma karşılık gelen ve $U(6)$ grubunun alt grupları olan üç tane limit ortaya konmuştur. Etkileşen bozon modelde önemli bir yere sahip olan bu üç alt grubu temsil eden limitler; $U(5)$, $SU(3)$, $O(6)$ gruplarıdır ve bunlar literatürde “Dinamik Simetriler (DS)” olarak isimlendirilir. (Burada geçen simetrinin grup teoride ne anlama geldiği hakkında EK’te kısa bir bilgi sunulmuştur.)

Grup teori üzerine kurulmuş olan etkileşen bozon yaklaşımı, s-bozonundan bir tane ve d-bozonundan beş tane olmak üzere toplam altı tane işlemcisine karşı gelen $6^2 = 36$ elemanlı bu $U(6)$ grubu üzerine kurulmuş bir modeldir (61). Bu grubun mümkün olan üç tane alt grup zinciri vardır ve bunlar,

$$\begin{aligned}
 U(6) &\supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2), & (I) \\
 U(6) &\supset SU(3) \supset O(3) \supset O(2), & (II) \\
 U(6) &\supset O(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2), & (III)
 \end{aligned}
 \tag{2.13}$$

dir. Bunlardan birinci zinciri temsil eden $U(5)$ alt grubudur ve Çizelge 2.1'e göre $5^2 = 25$ elemanlıdır. Bununda alt grubu 5 boyutlu orta normal grup olan $O(5)$ 'in $n(n-1)/2 = 5(5-1)/2 = 10$ tane, $O(3)$ 'ün üç elemanı vardır. İkinci zinciri temsil eden $SU(3)$ 'ün sekiz ve üçüncü zinciri temsil eden $O(6)$ 'nın on beş elemanı vardır.

Çizelge 2.1 Lie gruplarının işlemcilerinin sayısı (61)

Grup	Eleman sayısı
$U(n)$	n^2
$SU(n)$	$n^2 - 1$
$O(n)$	$n(n-1)/2$

(2.13)'de sunulan bu üç limit;

- (i) $SU(5)$ limit, vibrasyonel limit, küresel çekirdekler için,
- (ii) $SU(3)$ limit, rotasyonel limit, deforme çekirdekler için,
- (iii) $SO(6)$ limit, gama kararsız çekirdekler için

ortaya çıkan deneysel spektrumlara karşı gelmekte ve bunların özelliklerini açıklamaktadır.

Etkileşen bozon model-1 için (2.3) de verilen en genel hamiltonyen Casimir sabitleri cinsinden U(6) grubunun bütün alt gruplarını içerecek şekilde

$$H = e_0 + e_1 C_1(U6) + e_2 C_2(U6) + \varepsilon C_1(U5) + \alpha C_2(U5) + \beta C_2(O5) + \gamma C_2(O3) + \delta C_2(SU(3)) + \eta C_2(O6) \quad (2.14)$$

şeklinde yazılır (61). Görüldüğü gibi denklem (2.14) dokuz tane serbest parametre içermektedir. Bu hamiltonyen her limit için parçalanır ve bunlara göre BRA-KET ler oluşturularak köşegenleştirilir ve her limit için beklenen değerler Çizelge 2.2'den elde edilir. Çift-çift çekirdeklerin spektrumlarının enerji düzeylerinin hesabında kullanılan enerji özdeğer denklemleri bu şekilde oluşturulur.

Çizelge 2.2 Lie gruplarının bazı Casimir işlemcilerinin özdeğerleri (61)

Grup	Etiketler	Derece	$\langle C \rangle$ beklenen değer
U(n)	$[f_1, f_2, \dots, f_n]$	1	$f = \sum_{i=1}^n f_i$
		2	$\sum_{i=1}^n f_i(f_i + n + 1 - 2i)$
SU(n)	$[f_1, f_2, \dots, f_{n-1}, f_n = 0]$	2	$\sum_{i=1}^n (f_i - \frac{f}{n})(f_i - \frac{f}{n} + 2n - 2i); f = \sum_{i=1}^n f_i$
SU(3)	$(\lambda, \mu) = (f_1 - f_2, f_2)$	2	$\frac{2}{3}(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu)$
O(2n+1)	(f_1, f_2, \dots, f_n)	2	$\sum_{i=1}^n 2f_i(f_i + 2n + 1 - 2i)$
O(2n)	(f_1, f_2, \dots, f_n)	2	$\sum_{i=1}^n 2f_i(f_i + 2n - 2i)$

2.2.1 U(5) Limiti

Çekirdekte nükleer kollektif durumlar vibrasyonel ve rotasyonel olmak üzere iki türde ve bunların arasındadır. Vibrasyonel durumlara karşılık geldiği için vibrasyonel limit olarak da isimlendirilen U(5) grubu kuantum sayıları ile şu şekilde karakterize edilirler (6)

$$\begin{aligned} U(6) & [N,0,0,0,0,0] \equiv [N] \\ U(5) & (n_d,0,0,0,0) \equiv (n_d) \\ O(5) & (v,0) \equiv v & (2.15) \\ O(3) & L \\ O(2) & M_L. \end{aligned}$$

Bu kuantum sayılarının değerlerini elde etmek için diğer limitlerde olduğu gibi seçim kuralları ortaya konmuştur. N tane bozonu olan bir çekirdek için n_d 'nin değerleri U(6)'nın $[N]$ temsilcisini içerir ve

$$n_d = N, N-1, \dots, 1, 0. \quad (2.16)$$

dir. v 'nin değerleri U(5)'in (n_d) temsilcilerini içerir

$$v = n_d, n_d-2, \dots, 1 \text{ veya } 0 \quad (n_d = \text{tek veya çift}). \quad (2.17)$$

O(5)'ten O(3)'e geçerken ek kuantum sayısına gereksinim vardır.

$$n_d = 2n_\beta + 3n_\Delta + \lambda, \quad (2.18)$$

burada

$$n_\beta = (n_d - v) / 2. \quad (2.19)$$

dir. v 'nin (2.17)'de alacağı değerlerden dolayı

$$n_\beta = 0, 1, \dots, n_d/2 \text{ veya } (n_d - 1)/2; \quad (n_d = \text{tek veya çift}). \quad (2.20)$$

$O(3)$ 'ün temsilcisi olan L

$$L = \lambda, \lambda, +1, \dots, 2\lambda - 2, 2\lambda. \quad (2.21)$$

şeklindedir. Son olarak M_L , $-L$ ile $+L$ arasında tamsayı değerlerini alır (6)

$$-L \leq M_L \leq +L. \quad (2.22)$$

Çizelge 2.3 $U(5)$ limiti için 3 bozonlu bir sistem ile yapılan sınıflandırma (61)

U(6) \supset	U(5) \supset	O(5) \supset	O(3)
N	n_d	v	n_Δ L
0	0	0	0
1	0	0	0
	1	1	0
2	0	0	0
	1	1	0
	2	2	0
		0	0
3	0	0	0
	1	1	0
	2	2	0
		0	0
	3	3	0
			1
		1	0
			2

(2.16)-(2.22)'deki kurallar çerçevesinde üç bozonlu çekirdek için Çizelge 2.3 oluşturulmuştur. Daha fazla bozonlu durumlar için bu kuantum sayıları benzer şekilde elde edilir.

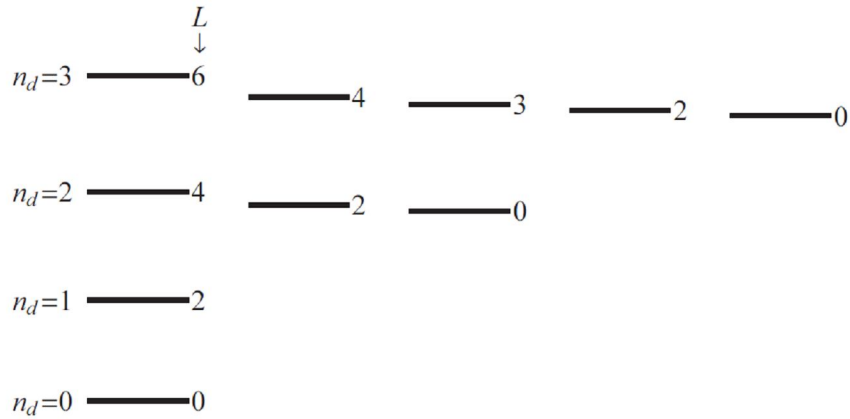
$U(6)$ grubunun alt grubu olan bu limiti etiketleri ile birlikte

$$\left. \begin{array}{cccccc} U(6) \supset U(5) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \\ \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\ [N] \quad n_d \quad \nu \quad n_\Delta \quad L \quad M_L \end{array} \right\} \quad (2.23)$$

şeklinde bir zincir oluşturularak özetlenebilir. Zincirin altında verilen etiketler ise her bir gruba karşılık gelen kuantum sayılarıdır (6). Vibrasyonel limit için üretilen hamiltonyen

$$H^I = \epsilon \sum_m d_m^+ d_m + \sum_L \frac{1}{2} (2L+1)^{1/2} c_L \left[(d^+ d^+)^{(L)} (dd)^{(L)} \right]^{(0)} \quad (2.24)$$

şeklindedir (6).



Şekil 2.4 Dinamik simetriden küresel çift-çift çekirdeklere karşı gelen U(5) limiti için oluşturulan enerji düzeyleri (95) (N=3)

(2.24)'deki hamiltonyen Casimir işlemcileri cinsinden

$$H^{(I)} = e_0 + e_1 C_1(U6) + e_2 C_2(U6) + \epsilon C_1(U5) + \alpha C_2(U5) + \beta C_2(O5) + \gamma C_2(O3) \quad (2.25)$$

şeklinde yazılır (61). Bu hamiltonyen (2.23) deki ifade ile

$$E^{(I)}(N, n_d, \nu, n_\Delta, L, M_L) = \langle [N], n_d, \nu, n_\Delta, L, M_L | H^{(I)} | [N], n_d, \nu, n_\Delta, L, M_L \rangle \quad (2.26)$$

köşegenleştirilir ve $H^{(I)}$ 'in beklenen değerleri Çizelge 2.2'den yararlanılarak

$$E^{(I)}(n_d, \nu, L) = E_0 + \epsilon n_d + \alpha n_d (n_d + 4) + \beta 2\nu(\nu + 3) + \gamma 2L(L + 1) \quad (2.27)$$

özdeğer denklemi elde edilir (61). Bu özdeğer denklemindeki dört tane serbest parametrenin ayarlanmasıyla Çizelge 2.3'deki üç bozonlu sistemin enerji spektrumu Şekil 2.4'deki gibi oluşturulur. (2.24)'deki hamiltonyene karşılık gelen özdeğer denkleminin diğer formu ise

$$E(n_d, \nu, L) = \epsilon n_d + \alpha n_d (n_d - 1) / 2 + \beta (n_d - \nu)(n_d + \nu + 3) + \gamma (L(L + 1) - 6n_d) \quad (2.28)$$

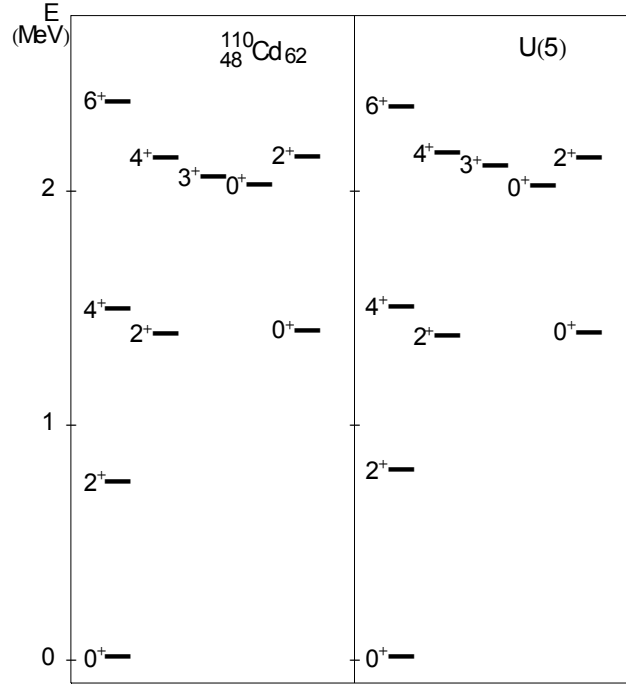
dir (6). Görüldüğü gibi bu denklem n_Δ ve M den bağımsızdır. α , β ve γ ise c_0 , c_2 ve c_4 parametreleri ile bağlantılı olup bunlar arasındaki ilişkisi

$$\begin{aligned} c_4 &= \alpha + 8\gamma \\ c_2 &= \alpha - 6\gamma \\ c_0 &= \alpha + 10\beta - 12\gamma \end{aligned} \quad (2.29)$$

ve bunun tersi

$$\begin{aligned} \alpha &= (1/14)(6c_4 + 8c_2) \\ \beta &= (3/70)c_4 - (1/7)c_2 + (1/10)c_0 \\ \gamma &= (1/14)(c_4 - c_2) \end{aligned} \quad (2.30)$$

ifadeleri ile verilmektedir. Sihirli sayılara yakın olan çekirdeklerin deneysel spektrumları Şekil 2.4'deki spektruma benzer çıkmaktadır. U(5) limitine uyan ^{118}Cd çekirdeğin için yapılan hesap ile deney Şekil 2.5'de karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.5 U(5) ve deforme $^{110}_{48}\text{Cd}_{62}$ izotopunun deneysel spektrumu (61)

2.2.2 SU(3) Limiti

Çekirdeklere rotasyonel durumlara karşılık gelen rotasyonel limit (11) olarak da isimlendirilen (2.13)'deki SU(3) limitinin kuantum sayıları

$$\begin{aligned}
 U(6) & [N,0,0,0,0,0] \equiv [N] \\
 SU(3) & (f_1, f_2) \\
 O(3) & L \\
 O(2) & +L \leq M_L \leq -L.
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

dir. Modelde (f_1, f_2) yerine (λ, μ) kuantum sayıları şu şekilde kullanılabilir

$$\lambda = f_1 - f_2, \quad \mu = f_2, \tag{2.32}$$

(λ, μ) değerleri N bozonlu bir sistem için alabileceği değerler (95)

$$\begin{aligned}
(\lambda, \mu) = (2N, 0) \oplus (2N - 4, 2) \oplus \dots & \oplus \left\{ \begin{array}{l} (0, N) \quad N = \text{çift} \\ (2, N - 1) \quad N = \text{tek} \end{array} \right\} \\
\oplus (2N - 6, 0) \oplus (2N - 10, 2) \oplus \dots & \oplus \left\{ \begin{array}{l} (0, N - 3) \quad N - 3 = \text{çift} \\ (2, N - 4) \quad N - 3 = \text{tek} \end{array} \right\} \\
\oplus (2N - 12, 0) \oplus (2N - 16, 2) \oplus \dots & \oplus \left\{ \begin{array}{l} (0, N - 6) \quad N - 6 = \text{çift} \\ (2, N - 7) \quad N - 6 = \text{tek} \end{array} \right\} \\
\oplus \dots &
\end{aligned} \tag{2.33}$$

dir. L 'nin (λ, μ) sayılarına bağlı olacak şekilde alabileceği değerler

$$L = K, K + 1, K + 2, \dots, (K + \max\{\lambda, \mu\}) \tag{2.34}$$

dir. Burada K kuantum sayısı $SU(3)$ 'den $O(3)$ 'e geçmek için gerekli olan tamsayısı değerlerine sahip olmalıdır ve

$$K = \min\{\lambda, \mu\}, \min\{\lambda, \mu\} - 2, \dots, 1 \text{ veya } 0; \quad (\min\{\lambda, \mu\} = \text{tek veya çift}) \tag{2.35}$$

$K = 0$ olduğu durumlarda,

$$L = \max\{\lambda, \mu\}, \max\{\lambda, \mu\} - 2, \dots, 1 \text{ veya } 0; \quad (\max\{\lambda, \mu\} = \text{tek veya çift}) \tag{2.36}$$

dir. Üç bozonlu çekirdek için (2.33)-(2.36) kurallarındaki kuantum sayıları Çizelge 2.4'deki gibi türetilir.

Çizelge 2.4 $SU(3)$ limiti için 3 bozonlu bir sistem ile yapılan sınıflandırma (95)

$U(6)$	\supset	$SU(3)$	\supset	$O(3)$
N		(λ, μ)	K	L
0		(0,0)	0	0
1		(2,0)	0	2, 0
2		(4,0)	0	4, 2, 0
		(0,2)	0	2, 0
3		(6,0)	0	6, 4, 2, 0
		(2,2)	0	2, 0
			2	2, 3, 4
		(0,0)	0	0

SU(3) rotasyonel limiti etiketleri ile birlikte

$$\left. \begin{array}{c} U(6) \supset SU(3) \supset O(3) \supset O(2) \\ \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\ [N] \quad (\lambda, \mu) \quad K \quad L \quad M_L \end{array} \right\} \quad (2.37)$$

şeklinde her bir gruba karşılık gelen kuantum sayılarına denk gelen etiketleri de içeren zincir oluşturulur (11). Bu limit için en genel hamiltonyen

$$H^{(II)} = -\kappa' \hat{L} \cdot \hat{L} - \kappa \hat{Q} \cdot \hat{Q} \quad (2.38)$$

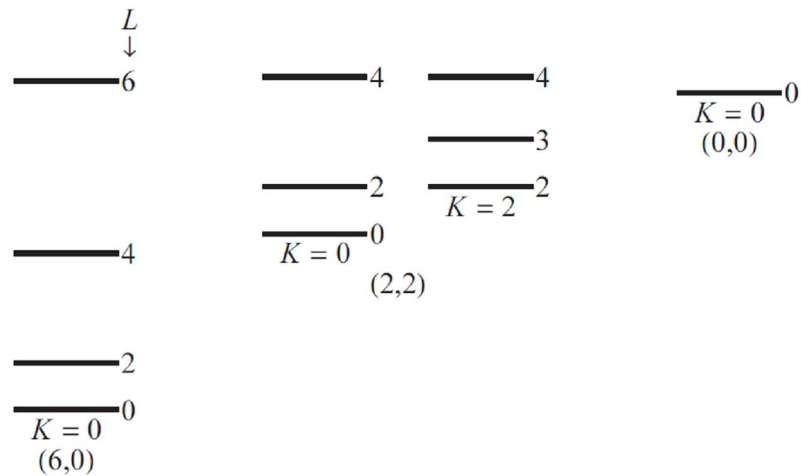
dir. Casimir işlecileri cinsinden bu hamiltonyen

$$H^{(II)} = e_0 + e_1 C_1(U6) + e_2 C_2(U6) + \gamma C_2(O3) + \delta C_2(SU(3)) \quad (2.39)$$

şeklinde yazılır. Bu hamiltonyen (2.37) deki ifade ile köşegenleştirilirse

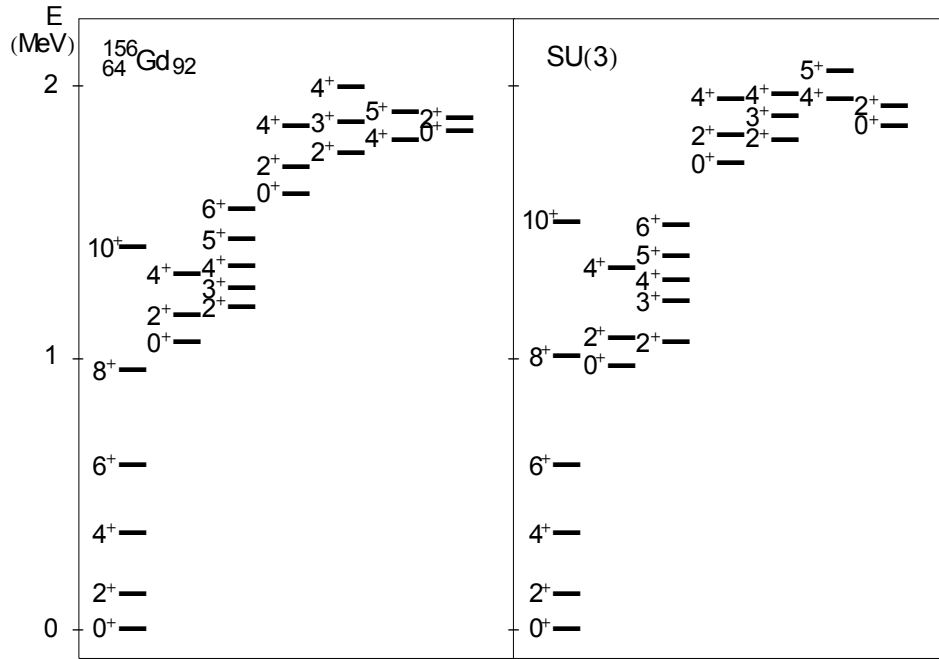
$$E^{(II)}(N, (\lambda, \mu), K, L, M) = \gamma L(L+1) - \delta(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) \quad (2.40)$$

özdeğer denklemi elde edilir (61). Burada $\gamma = 3\kappa/4 - \kappa'$, $\delta = \kappa$ 'dir ve K, M 'den bağımsızdır. Denklemden iki parametrenin ayarlanmasıyla Çizelge 2.4'deki üç bozonlu sistemin enerji spektrumu Şekil 2.6'deki gibi oluşturulur.



Şekil 2.6 Dinamik simetriden deforme çekirdeklere karşı gelen SU(3) limiti için oluşturulan enerji düzeyleri (95) (N=3)

Deforme bölgede yer alan ve kararlılık eğrisinin ortasında bulunan rotasyonel çekirdeklerin deneysel spektrumları Şekil 2.6'dakine benzer çıkmaktadır. ^{156}Gd izotopu bu limitine uyan çekirdek olup yapılan hesaplamalar ile deney sonuçlar Şekil 2.7'de karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.7 SU(3) ve deforme ^{156}Gd izotopunun deneysel spektrumu (61)

2.2.3 O(6) Limiti

Gama-kararsız çekirdeklere karşı gelen O(6)'nın kuantum sayıları (12)

$$U(6) [N,0,0,0,0,0] \equiv [N]$$

$$O(6) (\sigma,0,0,0) \equiv (\sigma)$$

$$O(5) (\tau,0) \equiv \tau \tag{2.41}$$

$$O(3) L$$

$$O(2) +L \leq M_L \leq -L.$$

dir. Bunlar için ortaya konan seçim kuralları şu şekildedir. N tane bozonu olan bir çekirdek için σ 'nin değerleri $U(6)$ 'nın $[N]$ temsilcisini içerir ve

$$\sigma = N, N-2, \dots, 1 \text{ veya } 0; \quad (N = \text{tek veya çift}). \quad (2.42)$$

dir. ν 'nin değerleri $U(5)$ 'in (n_d) temsilcilerini içerir

$$\tau = \sigma, \sigma-1, \dots, 1, 0. \quad (2.43)$$

$O(5)$ 'ten $O(3)$ 'e geçerken ek kuantum sayısına gerek vardır.

$$\tau = 3\nu_\Delta + \lambda, \quad \nu_\Delta = 0, 1, \dots, \quad (2.44)$$

ve

$$L = \lambda, \lambda+1, \dots, 2\lambda-2, 2\lambda. \quad (2.45)$$

şeklinde. (2.41)-(2.45) ile üç bozonlu çekirdek için Çizelge 2.5 oluşturulur ve daha fazla bozonlu durumlarda benzer şekilde elde edilebilir.

Çizelge 2.5 $O(6)$ limiti için 3 bozonlu bir sistem ile yapılan sınıflandırma (61)

U(6)	\supset	O(6)	\supset	O(5)	\supset	O(3)
N		σ		τ	ν_Δ	L
0		0		0	0	0
1		1		1	0	2
				0	0	0
2		2		2	0	4, 2
				1	0	2
				0	0	0
		0		0	0	0
3		3		3	0	6, 4, 3
					1	0
				2	0	4, 2
				1	0	2
				0	0	0
		1		1	0	2
				0	0	0

O(6) limitini etiketleri ile birlikte

$$\left. \begin{array}{cccccc} U(6) \supset O(6) \supset O(5) \supset O(3) \supset O(2) \\ \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \\ [N] \quad \sigma \quad \tau \quad \nu_{\Delta} \quad L \quad M_L \end{array} \right\} \quad (2.46)$$

şeklinde her bir gruba karşılık gelen kuantum sayıları ile etiketlenerek zincir oluşturulur (12). Bu limit için en genel hamiltonyen

$$H = A \cdot P_6 + B \cdot C_5 + C \cdot C_3 \quad (2.47)$$

dir ve buradaki A, B ve C etkileşmelerin çarpanlarını gösteren sabitler ve C_5 , C_3 ise Casimir işlemcileridir. P_6 ise O(6) grubunun çiftlenim işlemcisidir ve

$$P_6 = N(N+4)/4 - C_6/8 \quad (2.47)$$

dir ve Casimir işlemcileri cinsinden (2.47)'de verilen hamiltonyen

$$H^{(III)} = e_0 + e_1 C_1(U6) + e_2 C_2(U6) + \beta C_2(O5) + \gamma C_2(O3) + \eta C_2(O6) \quad (2.48)$$

şeklinde yazılır (61). Bu hamiltonyen (2.46) deki ifade ile köşegenleştirilirse O(6) limiti için özdeğer denklemi ise

$$E^{(III)}(N, \sigma, \tau, \nu_{\Delta}, L) = \beta 2\tau(\tau+3) + \gamma 2L(L+1) + \eta 2\sigma(\sigma+4) \quad (2.49)$$

(2.47)'deki hamiltonyen için elde edilen diğer özdeğer denklemi ise

$$E^{(III)}(N, \sigma, \tau, \nu_{\Delta}, L) = \frac{A}{4}(N-\sigma)(N+\sigma+4) + \frac{B}{6}\tau(\tau+3) + CL(L+1) \quad (2.50)$$

dir (61). Son iki ifadedeki parametreler arasındaki bağlantı şu şekildedir

$$A = -8\eta, \quad B = 12\beta, \quad C = 2\gamma. \quad (2.51)$$

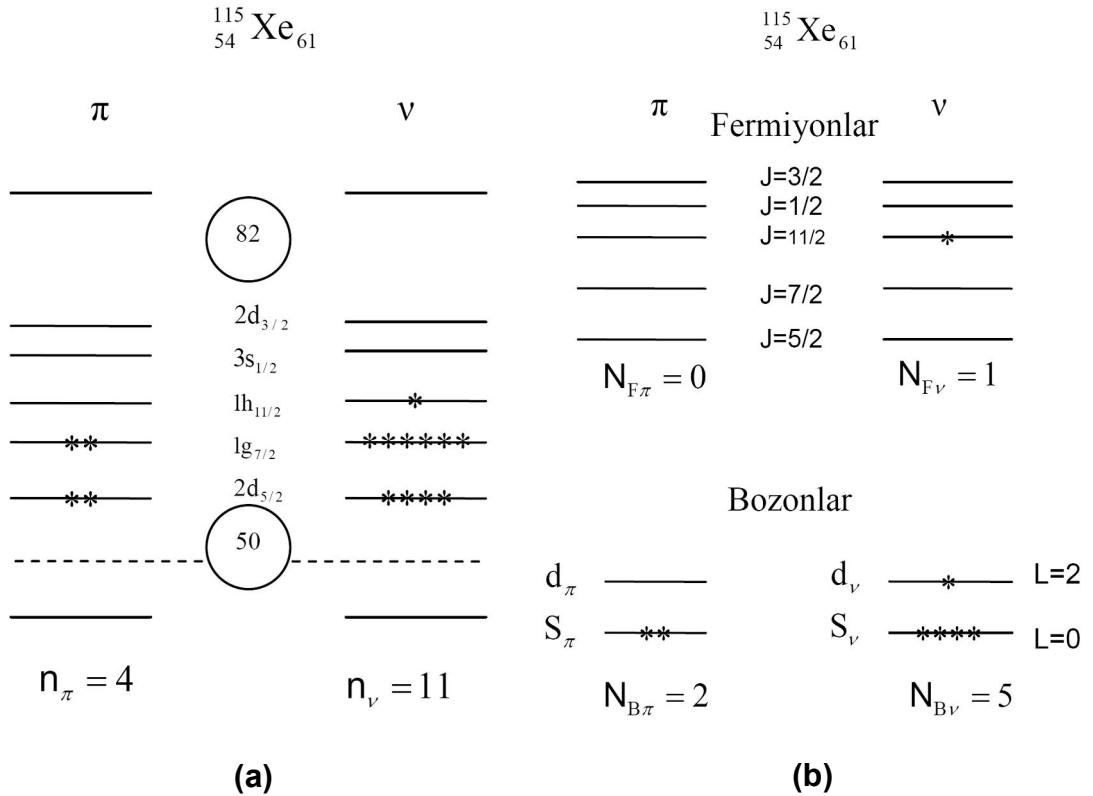
2.3 Etkileşen bozon fermiyon modeli

Etkileşen bozon modeli kararlılık eğrisinin deforme bölgelerinde bulunan orta ve ağır kütleli çift-çift çekirdeklerin artı pariteli durumlarının açıklanmasında ve yorumlanmasında oldukça başarılı sonuçlar vermektedir. Tek-A'lı çekirdeklerin durumlarını ve yapısını incelemek için yeni bir modele gereksinim duyulmuştur. Bu çekirdeklerin spektrumlarının tanımlanmasında bozonlar tek başına yeterli olmamaktadır. Bundan dolayı etkileşen bozon modelinde bozonların oluşturduğu sisteme (çift-çift çekirdeklerin özüne) fermiyon olarak isimlendirilen tek parçacığın eklenmesi gerekmektedir. Etkileşen bozon fermiyon modeli tek-A'lı çekirdeklerin özelliklerini incelemek amacıyla ilk olarak Arima ve Iachello (7) ortaya konmuş, Iachello ve Scholten (13,14) tarafından geliştirilen etkileşen bozon modelinin geliştirilmiş bir versiyonudur(63,68,72).

Etkileşen bozon modelinde, bozonlar açısal momentumu $L=0$ (s-bozon) ve $L=2$ (d-bozon) ile ilişkilendirilen parçacıkların oluşturduğu çiftlerle bağlantısını temsil etmekte idi (3,8,61). Etkileşen bozon fermiyon modelinde, tek-A'lı çekirdekleri çift oluşturmayan ve tek parçacıkları betimleyen fermiyonların bozonlar ile etkileştiği sistem gibi davrandığını ele alır (7,13,63,68,72). Bu model tek-çift çekirdeklerin alçak-düzye spektrumlarının açıklanmasında, çekirdeğin koru (özü) tamamen hareketsiz varsayılır ve bundan dolayı tek parçacık uyarılmalarının baskın olacağını öngörür.

Serbest tek parçacıktan oluşan tek-A'lı çekirdeklerin açıklanmasında bozonların ve fermiyonların eşzamanlı olarak ele alınması gerekir. Bu

durumda etkileşen bozon modelinde olduğu gibi parçacık-hole birleşme özelliğinden bozonlar ve fermiyonlar en yakın kapalı kabuğa göre hesaplanırlar (61). Bunu daha iyi anlamak için ^{115}Cs ve ^{125}Xe çekirdekleri üzerinde verilen örnekleri şu şekilde incelenebilir (68). 55 proton ve 60 nötronlu ^{115}Cs çekirdeği; 55-50=5 değerlik protonu ve 60-50=10 değerlik nötronu olup modele göre $N_\pi = 2$ proton, $N_\nu = 5$ nötron bozona, $M_\pi = 1$ proton, $M_\nu = 0$ nötron fermiyonuna sahiptir. 54 proton ve 71 nötronlu ^{125}Xe çekirdeği; 54-50=4 değerlik protonu ve 82-71=11 değerlik nötronu vardır ve $N_\pi = 2$ proton, $N_\nu = 5$ nötron bozonuna ve $M_\pi = 0$ proton, $M_\nu = 1$ nötron fermiyonuna sahiptir.



Şekil 2.10.a. $^{115}_{54}\text{Xe}_{61}$ 'nin kabuk modeline göre şematik gösterimi

Şekil 2.10.b. $^{115}_{54}\text{Xe}_{61}$ 'nin IBFM modeline göre şematik gösterimi (68)

Şekil 2.10'da ^{115}Xe için verilen şematik gösterime bakılacak olursa, fermiyon ve bozonların kabuk modelinden esinlenilerek belirtilen durumları daha net olarak görünmektedir. Şekil 2.10 (a) da kabuk modeline göre düzeyler ve bu düzeylerdeki proton ve nötronların dizilimi verilmiştir. Şekil 2.10 (b) de bozon ve fermiyonların durumları verilmektedir. Burada $L=0$ açısız momentumlu durumlar s-bozonunu ve $L=2$ açısız momentumlu durumlar ise d-bozonunu temsil etmektedir. Fermiyonların durumları ise J açısız momentumu ile belirtilmiş olup, $J=11/2$ durumunu bir adet fermiyon işgal etmektedir.

Modelin protonlar ve nötronlar arasındaki farkı birbirinden ayıran versiyonu etkileşen bozon fermiyon modeli-2 (IBFM-2) veya proton-nötron etkileşen bozon fermiyon modeli (pn-IBFM) olarak adlandırılır (58,59,63,69,75,81,87). Bazen modelin basit versiyonunda protonlar ve nötronlar arasında fark gözetmez ve ikisini aynı parçacık olarak algılar. Bu basit model ise etkileşen bozon fermiyon modeli-1 (IBFM-1) olarak isimlendirilir (13,14,16-19,23-26, 30,33,34,42-44,62-66,70,74). Etkileşen bozon fermiyon modeli-1 de, bozon sayıları $N=N_{\pi}+N_{\nu}$ ve fermiyon sayıları ise $M=M_{\pi}+M_{\nu}$ olarak seçilir. Bu durum sadece Etkileşen bozon fermiyon modeli-1 de göz önünde tutulur.

2.3.1 Genel Hamiltonyen

Tek-A'lı çekirdeklerde özü oluşturan bozonlarla serbest tek parçacığı birlikte düşünmek gerekir. Etkileşen bozon modelde kollektif durumlar açısız momentum $L=0$ ve $L=2$ ile N bozon sayıları göz önünde tutularak açıklanmaktadır. Serbest tek parçacık durumlarını M fermiyon sayıları ile

açıklamak yerine sadece aktif olan değerlik parçacıkları göz önünde tutulursa fermiyonların j-açısai momentumu büyük değerlik kabuğundaki bütün fermiyonları kapsar. Örneğin, 50-82 kabuğundaki tek nötron durumları için açısai momentumlar, $j_i = 5/2, 7/2, 11/2, 3/2, 1/2$ 'dir.

Tek A'lı çekirdekler için ortaya konan etkileşen bozon fermiyon modeli için verilen toplam hamiltonyen, çift-çift çekirdeklerin oluşturduğu özün hamiltonyeni, bu öze eklenen tek parçacık hamiltonyeni ve bunların arasındaki etkileşmeyi içeren hamiltonyeni de içerecek şekilde, en genel haliyle ilk olarak (7) şu şekilde

$$H = H(c) + H(p) + H_{\text{int}}(c, p) \quad (2.52)$$

ortaya konmuştur. Burada c ve p sırasıyla özü (core) ve parçacığı (particle) temsil etmektedir.

Açısai momentumu $L=0$ (s-bozon) ve $L=2$ (d-bozon) de çift oluşturan parçacıkların birleştirilmesiyle meydana gelen bozonlar ve çiftlenimsiz tek parçacıklardan oluşan fermiyonlar sisteminin toplam hamiltonyeni oluşturur (7). Etkileşen bozon fermiyon model-1'de en genel hamiltonyen bozonik, fermiyonik ve bozonlar ile fermiyonlar arasındaki etkileşmeyi tanımlayan bozon fermiyon hamiltonyenler olmak üzere üç kısımdan oluşur. Böylece toplam hamiltonyen sembolik olarak

$$H = H_B + H_F + V_{BF} \quad (2.53)$$

şeklinde yazabilir (13). Burada bozonlar için $B_{\text{altsimgesi}}$, fermiyonlar için ise $F_{\text{altsimgesi}}$ kullanılmıştır. Genel hamiltonyeni tanımlamak için farklı

kaynaklarda farklı gösterimler kullanılmıştır. Fakat genel olarak temel ifadeler aynıdır, farklılıklar bazı terimlerin ihmal edilmesinden kaynaklanmaktadır.

Eğer (2.53)'de sadece tek-cisim ve iki-cisim etkileşme terimlerinden oluştuğunu farz edersek hamiltonyenin bozonik kısmı etkileşen bozon modelin genel hamiltonyeni ile tamamen aynıdır. Yani hamiltonyende H_B terimi s-d bozonları ile ilgili olan bozon hamiltonyeni temsil etmektedir ve denklem (2.5)'de olduğu gibi s-bozon ve d-bozon işlemcileri cinsinden

$$\begin{aligned}
H_B = & E_0 + \varepsilon_s (s^+ \cdot \tilde{s}) + \varepsilon_d (d^+ \cdot \tilde{d}) \\
& + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{1/2} c_L [[d^+ \times d^+]^{(L)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(L)}]_0^{(0)} \\
& + \frac{1}{\sqrt{2}} v_2 [[d^+ \times d^+]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(2)} + [d^+ \times s^+]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(2)}]_0^{(0)} \\
& + \frac{1}{2} v_0 [[d^+ \times d^+]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)} + [s^+ \times s^+]^{(0)} \times [\tilde{d} \times \tilde{d}]^{(0)}]_0^{(0)} \\
& + u_2 [[d^+ \times s^+]^{(2)} \times [\tilde{d} \times \tilde{s}]^{(0)}]_0^{(0)} + \frac{1}{2} u_0 [[s^+ \times s^+]^{(0)} \times [\tilde{s} \times \tilde{s}]^{(0)}]_0^{(0)}
\end{aligned} \tag{2.54}$$

şeklinde (61) ve bu hamiltonyen 2. bölümde, kısım 2.1.1'de açıklanmıştır.

Denklem (2.53)'de verilen ikinci terim tek parçacıkları ifade eden ve tek-A'lı çekirdekler için yazılan fermiyon hamiltonyenidir (7,13). Genel hamiltonyenin ikinci kısmı olan fermiyon hamiltonyeni,

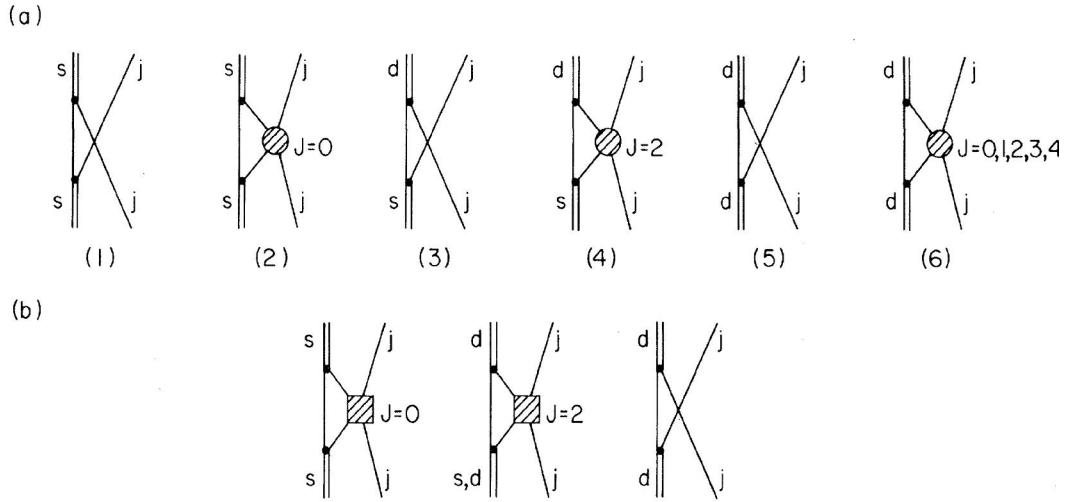
$$H_F = \sum_{jm} \varepsilon_j a_{jm}^+ \tilde{a}_{jm} \tag{2.55}$$

şeklinde (13). ε_j tek-fermion enerjisini içeren H_F , sadece j orbitalini işgal eden fermiyonlara işaret eder (68). Tek-parçacık hamiltonyeni olarak ta isimlendirilen H_F hamiltonyenin daha iyi anlaşılması için a_{jm}^+ (\tilde{a}_{jm}) attırıcı

(eksiltici) işlemcilerinin anlaşılması gerekir. a_j^+ sezgisel olarak kabuk modeldeki çekirdek attırıcı işlemciden ziyade genelde kıdem yükselten işlemcidir (63). Küresel simetrik j orbitalindeki ε_j enerjili tek-parçacık için verilen a_{jm}^+ (a_{jm}) attıran (eksilten) işlemcileri daha iyi anlayabilmek için öncelikle EK'te sunulan fermiyon işlemcisini anlamak gerekir⁽¹⁾. Farklı j yörüngeleri işgal edebilen tek çekirdek için verilen H_F ,

$$H_F = \sum_j \varepsilon_j a_j^+ \tilde{a}_j = \sum_j \varepsilon_j \hat{n}_j \quad (2.56)$$

şeklindedir (63). Burada \hat{n}_j j yörüngesi için fermiyon sayı işlemcisidir.



Şekil 2.11.a. Tek parçacıkların çiftlenimlerini belirten diyagram, tek çizgiler j -açısal momentumu, çift çizgiler s- ve d-bozonlarını betimler, daireler iki-parçacık fermiyon-fermiyon etkileşmesini belirtir

Şekil 2.11.b. Tek-A lı çekirdekte etkin olan üç terim, kareler etkin fermiyon-fermiyon etkileşmesini belirtir (13)

Genel hamiltonyendeki son terim s- ve d-bozonları ile tek fermiyon arasındaki etkileşmeyi belirten V_{BF} bozon fermiyon etkileşmesini belirtmektedir⁽⁶⁷⁾. Bu etkileşmeyi açıkça yazabilmek için Şekil 2.11 (a)'daki bozon fermiyon arasındaki mümkün olan bütün lineer bağlantılar incelenmelidir.

Şekil 2.11'de daire ile gösterilen kısım iki-parçacık fermiyon-fermiyon etkileşmesini belirtmekte, değiş tokuş terimleri ise fermiyon çizgilerinin anti simetrisini belirtmektedir. s- ve d-bozonları çiftlenim ve kuadrupol ilişkilerini betimlediğinden, J=0 ve J=2 terimlerinin Şekil 2.11 (a)'daki (2), (2.4), ve (2.6) diyagramlarında baskın olması beklenir. Ayrıca (2.1) ve (2.3) deki değiş tokuş terimleri olan monopol (J=0) ve kuadrupol (J=2) çiftlenim terimlerinin tekrar normalleştirilmiş şekilleridir. Bundan dolayı tek-A'lı çekirdeklerin yapısında, Şekil 2.11 (b)'de gösterilen etkin monopol ve kuadrupol etkileşmeleri ve (5) diyagramında gösterilen değiş tokuş belirten üç terim baskın rol oynar. Bu üç terim göz önüne alındığında bozon fermiyon etkileşme terimi

$$\begin{aligned}
V_{BF} = & A \left[(s^+ \times s)^{(0)} \times (a_j^+ \times \tilde{a}_j)^{(0)} \right] \\
& + \Gamma \left\{ \left[(d^+ \times s + s^+ \times \tilde{d})^{(2)} + \chi (d^+ \times \tilde{d})^{(2)} \right] \times (a_j^+ \times \tilde{a}_j)^{(2)} \right\}^{(0)} \\
& - \Lambda : \left[(\tilde{d} \times a_j^+)^{(j)} \times (d^+ \times \tilde{a}_j)^{(j)} \right]^{(0)} :
\end{aligned} \tag{2.57}$$

şeklinde yazılabilir (13). Denklemden A, Γ , Λ katsayıları sırasıyla monopol, kuadrupol ve değiş tokuş terimleridir. Etkileşme terimi V_{BF} yerine H_{BF} ilede gösterebilmektedir. Tek bozonu ve tek fermiyonu içeren terimlerde sınırlama yapılmazsa H_{BF} etkileşme hamiltonyeni birçok parametre içerir (68),

$$\begin{aligned}
H_{BF} = & \sum_j A_j (d^+ \times d)^{(0)} (a_j^+ \times a_j)^{(0)} + \sum_{j,j'} \Gamma_{jj'} \left[Q \times (a_j^+ a_{j'})^{(2)} \right]^{(0)} \\
& + \sum_{j,j',j''} \Lambda_{jj'}^{j''} : \left[(d^+ \times a_j)^{(j'')} \times (a_{j'}^+ \times d)^{(j'')} \right]^{(0)} :
\end{aligned} \tag{2.58}$$

burada Q ise bozon kuadrupol işlemcisidir. Kuadrupol-kuadrupol etkileşme terimini ve değiş-tokuş terimini içeren, bozon fermiyon etkileşme hamiltonyeni

$$H_{BF} = \kappa Q_B \cdot Q_F + \sum_{j,j',l} \Lambda_{jj'}^l : \left[(a_j^+ \times \tilde{d})^{(l)} \times (d^+ \times \tilde{a}_{j'})^{(l)} \right]^{(0)} : \tag{2.59}$$

daha sade şekilde yazılabilir (68). Burada ki bozonik kuadrupol işlemcisi

$$Q_B = (s^+ \times \tilde{d} + d^+ \times \tilde{s})^{(2)} + \chi (d^+ \times \tilde{d})^{(2)} \tag{2.60}$$

şeklindedir. Fermiyon kuadrupol işlemcisi

$$Q_F = \sum_{j_1, j_2} q_{j_1, j_2} (a_{j_1}^+ \times \tilde{a}_{j_2})^{(2)} \tag{2.61}$$

şeklindedir. Buradaki q_{j_1, j_2}

$$q_{j_1, j_2} = \frac{1}{\sqrt{5}} \langle j_1 | Y^{(2)} | j_2 \rangle \tag{2.62}$$

şeklindedir. H_{BF} 'nin ikinci kısmı olan değiş-tokuş kuvvet terimindeki $\Lambda_{jj'}^l$ ifadesi

$$\Lambda_{jj'}^l = -2\Lambda [(2l+1)/5]^{-1/2} \langle j | Y^{(2)} | l \rangle \langle l | Y^{(2)} | j' \rangle \tag{2.63}$$

şeklindedir ve bu terim bütün fermiyonların izinli tek-parçacık orbitallerini ifade eder.

2.4 Süpersimetriler

Grup teoriksel yaklaşım olan etkileşen bozon modeli, çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında ki farklılıklar göz önünde tutularak bunlara uygun üç tane dinamik simetri (DS) ortaya konmuştur (6,10,12). Bozonların ve fermiyonların etkileşimlerinin sistemi temsil eden çift-tek çekirdeklerin kollektif durumlarını açıklamak maksadıyla ortaya konan etkileşen bozon fermiyon modelinde de tek-A'lı çekirdeklerin durumlarına göre dinamik süpersimetriler (SUSY) ilk olarak 1980'de ortaya konmuştur (15,19) ve ilerleyen yıllarda geliştirilmiştir (20-22,27-32,35,36,39-41,45-51,53,56,57,60,67). Hala gelişimini sürdüren süpersimetriler çekirdeklerin yapılarını anlamak için kullanılmaktadır (78,80, 82,87,100,105-107). Tek-A'lı çekirdeklerin spektrumları, çift-çift çekirdeklerin spektrumlarına göre daha karmaşıktır. Tek parçacık durumlarının farklılığı ve çokluğu etkileşen bozon fermiyon modelin genel hamiltonyeninde çok sayıda parametre gerektirmektedir. Bu ise hesaplamaları daha karmaşık hale sokmakta ve uygun parametrelerin elde edilmesini zorlaştırmaktadır. Bundan dolayı tek-A'lı çekirdeklerin tek-j'li ve çoklu-j durumlarına göre süpersimetriler ortaya konmuştur. Süpersimetrilerin $U(6/m)$ şeklinde gösterilir. Burada 6, bozonlardan kaynaklanır, m ise tek-j'li durumlar için

$$m = 2j + 1 \quad (2.64)$$

ile hesaplanır ve çoklu-j durumları için ise şu şekilde hesaplanır

$$m = \sum_j (2j + 1). \quad (2.65)$$

İlk olarak 1980'de Iachello tarafından ortaya konan spinor temsilciler (15) ve Iachello ve Kuyucak tarafından ayrıntılı olarak incelemişlerdir (22). Bu spinor temsilciler Spin(6), Spin(5) ve Spin(3)'dür ve sırasıyla, O(6), O(5) ve O(3) gruplarına karşı gelmektedirler (15). Tek-j'li durumlar için ilk olarak $j=3/2$ durumu için U(6/4) süpersimetriyi ortaya konmuştur (20-22,27,30,80). $j=3/2$ olduğundan (2.64) numaralı denklemden $m = 2j + 1 = 2(3/2) + 1 = 4$ 'dür. Tekli-j için bu süpersimetrisinin ortaya konmasıyla birlikte çoklu-j'ler içinde tek parçacığın işgal edebileceği yörüngeler göz önünde tutularak; $j=1/2, 3/2$ için U(6/6) süpersimetri (27) ve $j=1/2, 3/2, 5/2$ için U(6/12) süpersimetri (27-32,35,36,39-41, 45-51,53,60,67,78,82,87,100,105-107), $j=1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ için de U(6/20) süpersimetri (30,57,80) ortaya konmuştur ve geliştirilmiştir. Özellikle ^{195}Pt ve bunun bulunduğu Pt-Os bölgesindeki çekirdekler U(6/12) süpersimetri ile yoğun olarak çalışılmıştır. Bu simetrisinin ortaya konmasının ardından Van Isacker ve arkadaşları U(6/12) süpersimetriyi bütün alt grupları ile birlikte grup teoriksel olarak ayrıntılı olarak incelemiş (35) ve geliştirmişlerdir (28,29, 35,40,45,46,48,49,53,60,67,78,80,87). Bu kısımda özellikle (35) numaralı kaynaktan faydalanılmıştır. Bu çalışmada incelenecek olan ve $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesinde bulunan çift-tek ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdekleri de U(6/12) süpersimetri ile inceleneceği için bunun üzerinde durulacaktır.

U(6/12) süpersimetrisindeki; $U^B(6)$ bozon grubudur, incelenecek çekirdeklerde tek nükleon $j=1/2, 3/2, 5/2$ tek parçacık yörüngelerini işgal ettiğinden (2.65)'den $m=12$ olarak elde edilir ve buradan ortaya çıkan

$U^F(12)$ grubu ise fermiyon grubu olarak isimlendirilir. Önceki bölümlerde üzerinde durulan dinamik simetriler ile bağlantısı kurularak zincir yapıları (35)

$$U(6/12) \supset U^B(6) \otimes U^F(12) \supset U^B(6) \otimes U^F(6) \otimes SU^F(2) \supset U^{BF}(6) \supset \dots \quad \text{Burada}$$

$U^{BF}(6)$ 'nın üç alt grubu vardır:

$$\begin{aligned} U^{BF}(6) &\supset U^{BF}(5) \supset O^{BF}(5) \supset O^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(2) \quad (I) \\ U^{BF}(6) &\supset SU^{BF}(3) \supset O^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(2) \quad (II) \\ U^{BF}(6) &\supset O^{BF}(6) \supset O^{BF}(5) \supset O^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(2) \quad (III) \end{aligned} \quad (2.66)$$

$U^{BF}(5)$, $SU^{BF}(3)$ ve $O^{BF}(6)$ simetrilerinin hamiltonyenlerini ve enerji özdeğer denklemlerini, dinamik simetride olduğu gibi, Casimir işlemcileri bağlı olacak şekilde incelemek gerekir.

2.4.1 $U^{BF}(5)$ Simetrisi

Dinamik simetriterdeki $U(5)$ limitine benzerlik gösteren bu simetrinin (2.66)'da alt grupları sunulmuştur. Bunun kuantum sayıları

$$\left\langle \begin{array}{ccccccc} U^{BF}(6) \supset U^{BF}(5) \supset O^{BF}(5) \supset O^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(2) \\ \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \quad \quad \downarrow \\ [N_1, N_2] \quad \{n_1, n_2\} \quad (v_1, v_2)\alpha \quad L \quad \quad J \quad \quad M \end{array} \right\rangle \quad (2.67)$$

şeklinde. Burada alt satırda verilen kuantum sayıları her grup için verilen etiketleri temsil etmektedir. J toplam açısal momentum olup M bunun izdüşümü ve α ise $O^{BF}(5)$ 'den $O^{BF}(3)$ 'e geçişte seçim kurallarında gerekli olan kuantum sayısıdır. Bu limitde seçim kuralları çerçevesinde bu kuantum sayıları alabileceği değerler şu şekildedir (35);

Üç limitde ortak olan $U^B(6) \times U^F(6) \supset U^{BF}(6)$ için

$$[N_1, N_2] = [N+1, 0] \quad \text{veya} \quad [N, 1] \quad (2.68)$$

dir. $U^{BF}(6) \supset U^{BF}(5)$ için (2.68) çerçevesinde $[N+1, 0]$ için

$$\{n_1, n_2\} = \{N+1, 0\}, \{N, 0\}, \dots, \{0, 0\} \quad (2.69)$$

ve $[N, 1]$ için ise

$$\begin{aligned} \{n_1, n_2\} = \{N, 0\}, \{N-1, 0\}, \dots, \{1, 0\}, \\ \{N, 1\}, \{N-1, 1\}, \dots, \{1, 1\} \end{aligned} \quad (2.70)$$

dir. $U^{BF}(5) \supset O^{BF}(5)$ geçişte iki duruma gereksinim vardır. Bunlardan birincisi olan $\{n, 0\}$ 'ye bağlı olarak

$$(v_1, v_2) = (n, 0), (n-2, 0), \dots, (1, 0) \quad \text{veya} \quad (0, 0) \quad (2.71)$$

değerlerini içerir ve $\{n, 1\}$ bağlı olarak ise

$$\begin{aligned} (v_1, v_2) = (n-1, 0), (n-3, 0), \dots, (2, 0) \quad \text{veya} \quad (1, 0) \\ (n, 1), (n-2, 0), \dots, (2, 1) \quad \text{veya} \quad (1, 1) \end{aligned} \quad (2.72)$$

değerlerini içerir. Son olarak, $O^{BF}(5)$ 'in etiketi olan açıl momentum için de iki durum vardır. Bunlardan birincisi $(v, 0)$ temsilcileri için

$$L = 2v', 2v'-2, 2v'-3, \dots, v'+1, v' \quad (2.73)$$

değerlerini içerir ve burada $v' = v, v-3, v-6, \dots$ 'dir. $(v, 1)$ ise

$$\begin{aligned}
L &= 2\nu + 1, 2\nu, \dots, 3, \\
\nu &, \nu - 1, \dots, 1 \quad (\nu > 0), \\
\nu + 2 &, \nu + 1, \dots, 5 \quad (\nu > 2), \\
\nu + 3 &, \nu, \dots, 7 \quad (\nu > 3), \\
&\dots
\end{aligned} \tag{2.74}$$

değerlerini içerecek şekilde değiştir.

Casimir işlemcileri cinsinden bu limitin hamiltonyeni

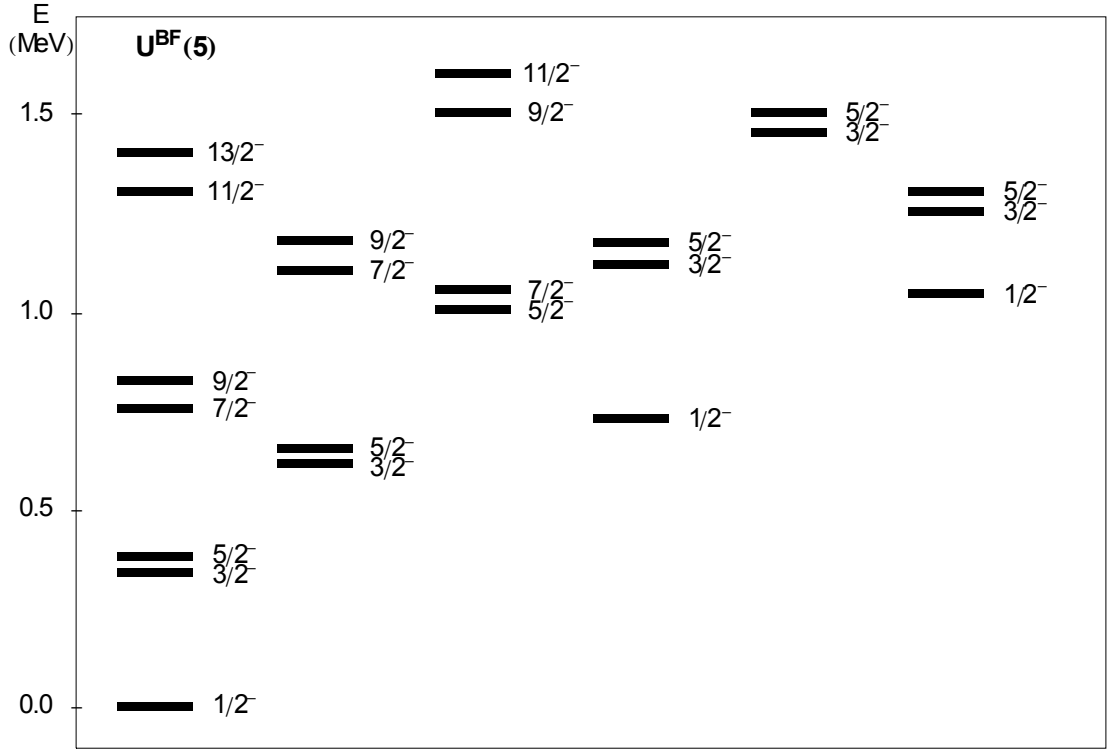
$$\begin{aligned}
H^{(I)} &= AC_2[U^{BF}(6)] + BC_1[U^{BF}(5)] + B'C_2[U^{BF}(5)] \\
&\quad + CC_2[O^{BF}(5)] + DC_2[O^{BF}(3)] + EC_2[Spin^{BF}(3)]
\end{aligned} \tag{2.75}$$

şeklinde olup enerji özdeğer denklemi

$$\begin{aligned}
E^{(I)} &= A[N_1(N_1 + 5) + N_2(N_2 + 3)] + B(n_1 + n_2) + B'[n_1(n_1 + 4) \\
&\quad + n_2(n_2 + 2)] + C[\nu_1(\nu_1 + 3) + \nu_2(\nu_2 + 1)] + DL(L + 1) + EJ(J + 1)
\end{aligned} \tag{2.76}$$

dir (35). A, B, B', C, D ve E katsayıları hamiltonyenin parametreleri elde edilerek tek-A'lı çekirdeklerin enerji spektrumları oluşturulur. Bu limit için örnek spektrum Şekil 2.12'de sunulmuştur.

$U(5)$ 'deki n_Δ kuantum sayısı yerine $U^{BF}(5)$ limitinde α kullanılmıştır ve $\alpha = 0, 1, 2, \dots$, değerlerini alır (35). Burada verilen kuantum sayıları incelen çekirdeğin bozon sayısına göre (2.68)-(2.74) denklemlerindeki seçim kuralları çerçevesinde elde edilir. Denklem (2.76) da verilen parametreler elde edilerek çekirdeğin enerji düzeyleri hesaplanabilir fakat bu hesaplama çift-çift çekirdeklerden küresel olanlar için ortaya konan $U(5)$ limitine göre daha karmaşıktır.



Şekil 2.12 $U^{BF}(5)$ için örnek spektrum (35)

Bozon sayısı dört ve tek fermiyonlu olan bir sistem göz önünde tutularak oluşturulan bu spektrum için $U^{BF}(6)$ nin (2.68) deki $[N+1]$ temsilcisi kullanılmıştır. Bu spektrumun elde edilmesi için

$$\begin{aligned}
 Y_i(A) : & \quad |N[N+1]\{n\}(n), \alpha = 0, L = 2n - i, J = L \pm 1/2\rangle, \\
 & \quad n = i, \dots, N+1 \\
 \beta_i(A) : & \quad |N[N+1]\{n\}(n-2), \alpha = 0, L = 2n - 4 - i, J = L \pm 1/2\rangle, \\
 & \quad n = i + 2, \dots, N+1 \\
 \Delta_i(A) : & \quad |N[N+1]\{n\}(n), \alpha = 1, L = 2n - 6 - i, J = L \pm 1/2\rangle, \\
 & \quad n = i + 3, \dots, N+1
 \end{aligned} \tag{2.77}$$

seçim kurallarının da göz önünde tutulması gerekir (35). Burada $i = 0, 1, 2, 3, \dots$ değerlerini alır.

2.4.2 SU^{BF}(3) Simetrisi

Dinamik simetritelerdeki SU(3) limitine benzerlik gösteren bu simetrinin (2.66)'da alt grupları sunulmuştur. Bu limitin grup zincirindeki kuantum sayıları ile

$$\left. \begin{array}{cccccc} U^{BF}(6) \supset SU^{BF}(3) \supset O^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(2) \\ \downarrow \quad \quad \downarrow \quad \quad \downarrow \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow \\ [N_1, N_2] \beta \quad (\lambda, \mu) \quad \kappa \quad L \quad \quad \quad J \quad \quad \quad M \end{array} \right\} \quad (2.78)$$

şeklinde etiketlenmektedir. Buradaki β ve κ kuantum sayıları, sırasıyla, $U^{BF}(6)$ 'dan $SU^{BF}(3)$ 'e ve $O^{BF}(3)$ 'dan $Spin(3)$ 'e geçişlerinde seçim kurallarında kullanılan etiketlerdir (35). Bu kuantum sayılarının seçim kuralları çerçevesinde alabileceği değerler şu şekildedir;

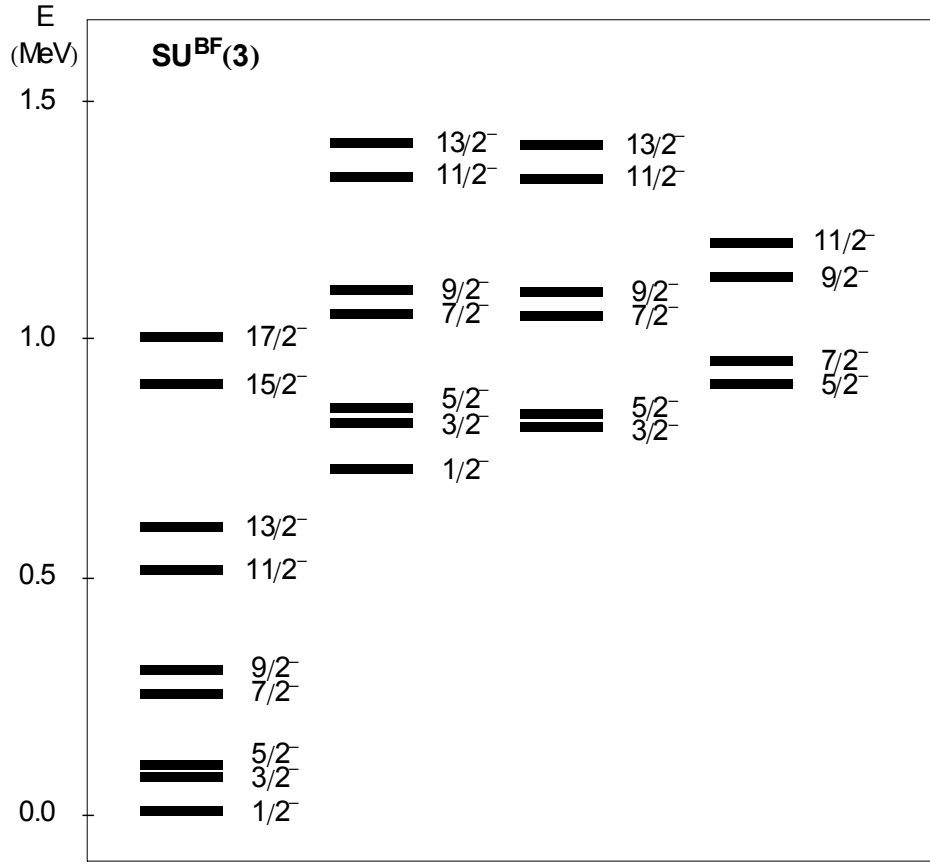
$U^B(6) \times U^F(6) \supset SU^{BF}(3)$ geçişinde (2.68)'de verilen $[N+1, 0]$ için

$$(\lambda, \mu) = (\rho, 0), (\rho-4, 2), (\rho-8, 4), \dots, \quad (2.79)$$

olup, $\rho = 2N+2, 2N-4, 2N-10, \dots$ dir ve $[N, 1]$ için ise

$$\begin{aligned} (\lambda, \mu) = & \quad (\rho, 1), \quad (\rho-2, 2), \\ & \quad \quad \rho > 0 \quad \quad \quad \rho > 3 \\ & (\rho-3, 1), (\rho-4, 3), (\rho-4, 0), (\rho-5, 2), (\rho-6, 4), \\ & \quad \rho > 3 \quad \rho > 4 \quad \quad \quad \rho > 7 \\ & (\rho-7, 3), (\rho-8, 5), (\rho-8, 2), (\rho-9, 4), (\rho-10, 6), \\ & \quad \rho > 7 \quad \rho > 8 \quad \quad \quad \rho > 11 \\ & \dots, \end{aligned} \quad (2.80)$$

dir ve burada $\rho = 2N, 2N-6, 2N-12, \dots$ dir ve ayrıca λ negatif olmayan tamsayılardır.



Şekil 2.13 $SU^{BF}(3)$ için örnek spektrum (35)

Dinamik simetriler kısmında $SU(3)$ için (2.32)-(2.36) denklemlerinde gerekli seçim kuralları üzerinde durulduğundan burada fazla ayrıntıya girilmeyecektir. Casimir işlemcileri cinsinden bu limitin hamiltonyeni

$$H^{(II)} = AC_2[U^{BF}(6)] + BC_2[SU^{BF}(3)] + DC_2[O^{BF}(3)] + EC_2[Spin^{BF}(3)] \quad (2.81)$$

şeklinde olup enerji özdeğer denklemi

$$E^{(II)} = A[N_1(N_1 + 5) + N_2(N_2 + 3)] + B(\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) + DL(L + 1) + EJ(J + 1) \quad (2.82)$$

dir (35). A, B, D ve E katsayıları hamiltonyenin parametreleridir ve bunlar elde edilerek çekirdeğin enerji düzeyleri hesaplanabilir. Bozon sayısı on altı ve fermiyon sayısı bir olan bir sistem göz önde tutularak $SU^{BF}(3)$ limiti için örnek spektrum Şekil 2.13'de sunulmuştur. Spektrumdaki farklı bandlar farklı $SU^{BF}(3)$ grubunun farklı indirgenemez temsilcilerine aittir. Ayrıca bu farklılık denklem (2.78)'de verilen κ kuantum sayısından da kaynaklanmaktadır.

2.4.3 $O^{BF}(6)$ Simetrisi

Önceki bölümlerde açıklanan dinamik simetrilere üçüncüsü olan ve gama karasız çekirdekler için ortaya konan $O(6)$ limitine benzerlik gösteren bu simetrinin (2.66)'da alt grup zinciri verilmişti. Bu zincirdeki grupların kuantum sayıları

$$\left. \begin{array}{ccccccc} U^{BF}(6) \supset O^{BF}(6) \supset O^{BF}(5) \supset O^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(3) \supset Spin^{BF}(2) \\ \downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow \downarrow \downarrow \quad \downarrow \\ [N_1, N_2] \quad \langle \sigma_1, \sigma_2 \rangle \quad (\tau_1, \tau_2) \gamma \quad L \quad J \quad M \end{array} \right\} \quad (2.83)$$

şeklinindedir. Burada alt satırda verilen kuantum sayıları her grup için verilen etiketleri temsil etmektedir. J toplam açısal momentum olup M bunun izdüşümü ve γ ise $O^{BF}(5)$ 'den $O^{BF}(3)$ 'e geçişte seçim kurallarında gerekli olan kuantum sayısıdır (35). Seçim kuralları çerçevesinde bunların alabileceği değerler şu şekildedir;

(2.68) çerçevesinde $U^{BF}(6) \supset O^{BF}(6)$ geçişinde $[N+1, 0]$ için

$$\langle \sigma_1, \sigma_2 \rangle = \langle N+1, 0 \rangle, \langle N-1, 0 \rangle, \dots, \langle 1, 0 \rangle \quad \text{veya} \quad \langle 0, 0 \rangle, \quad (2.84)$$

ve $[N,1]$ için ise

$$\begin{aligned} \langle \sigma_1, \sigma_2 \rangle = & \langle N-1,0 \rangle, \langle N-3,0 \rangle, \dots, \langle 2,0 \rangle \text{ veya } \langle 1,0 \rangle \\ & \langle N,1 \rangle, \langle N-2,1 \rangle, \dots, \langle 2,1 \rangle \text{ veya } \langle 1,1 \rangle \end{aligned} \quad (2.85)$$

dir. $O^{BF}(6) \supset SO^{BF}(5)$ geçişte iki duruma gereksinim vardır. Bunlardan birincisi olan $\langle \sigma, 0 \rangle$ 'ye bağlı olarak

$$(\tau_1, \tau_2) = (\sigma, 0), (\sigma-1, 0), \dots, (0, 0), \quad (2.86)$$

değerlerini içerir ve $\langle \sigma, 1 \rangle$ bağlı olarak ise

$$\begin{aligned} (\tau_1, \tau_2) = & (\sigma, 0), (\sigma-1, 0), \dots, (1, 0), \\ & (\sigma, 1), (\sigma-1, 1), \dots, (1, 1), \end{aligned} \quad (2.87)$$

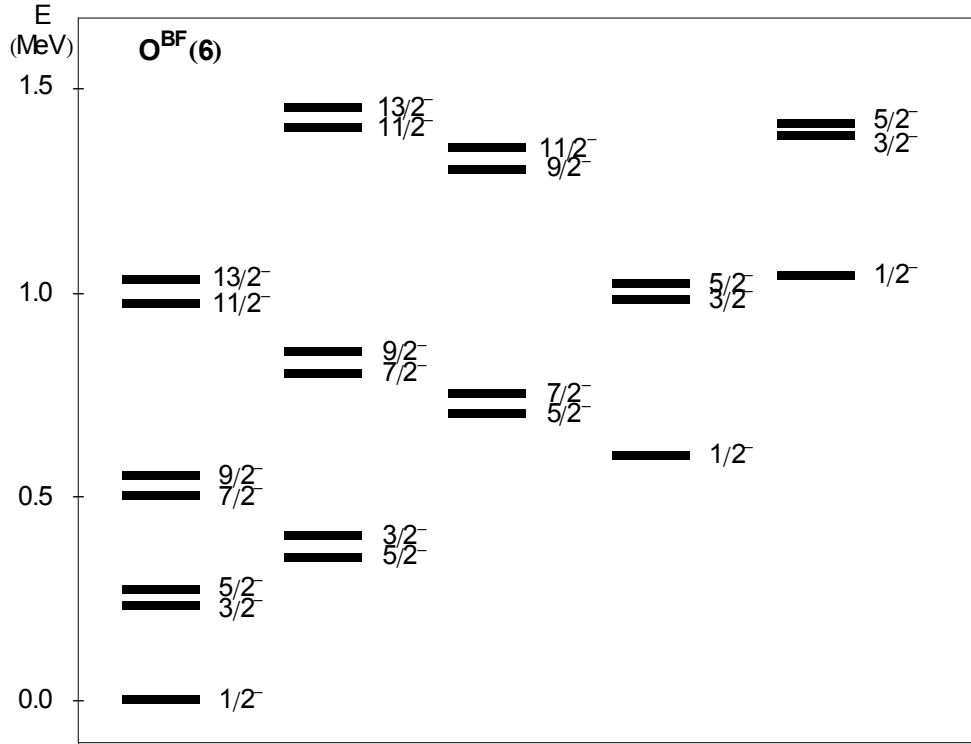
değerlerini içerir. Diğer kısımlar (2.73)-(2.74) numaralı seçim kuralları ile aynıdır. Casimir işlemcileri cinsinden bu limitin hamiltonyeni

$$\begin{aligned} H^{(III)} = & AC_2[U^{BF}(6)] + BC_2[O^{BF}(6)] + CC_2[O^{BF}(5)] \\ & + DC_2[O^{BF}(3)] + EC_2[Spin^{BF}(3)] \end{aligned} \quad (2.88)$$

şeklinde olup enerji özdeğer denklemi

$$\begin{aligned} E^{(III)} = & A[N_1(N_1+5) + N_2(N_2+3)] + B[\sigma_1(\sigma_1+4) + \sigma_2(\sigma_2+2)] \\ & + C[\tau_1(\tau_1+3) + \tau_2(\tau_2+1)] + DL(L+1) + EJ(J+1) \end{aligned} \quad (2.89)$$

dir (35). Diğerlerinde olduğu gibi hamiltonyenin parametreleri olan A, B, C, D ve E katsayıları elde edilerek tek-A'lı çekirdeklerin enerji spektrumları oluşturulur. Bozon sayısı altı olan ve tek fermiyona sahip bir sistem için bu limite örnek olarak Şekil 2.14'de bir spektrum sunulmuştur.



Şekil 2.14 $O^{BF}(6)$ için örnek spektrum (35)

$U(6/12)$ süpersimetri için mümkün olan $U^{BF}(5)$, $SU^{BF}(3)$ ve $O^{BF}(6)$ limitlerinin zincir yapıları, her limitin kuantum sayıları için ortaya konan seçim kuralları, hamiltonyenleri, enerji özdeğer denklemleri parametreleri ile birlikte örnek spektrumları ile birlikte verilmiştir. Bu konu ile ilgili çok daha ayrıntılı bilgilere (2.39) numaralı kaynaktan ulaşmak mümkündür.

2.5 Elektromanyetik Geçişler ve Momentler

Nükleer yapı çalışmalarında, deforme bölgede bulunan çekirdeklerin yapısal özelliklerinin incelenmesinde enerji spektrumlarının belirlenmesi kadar spektrumdaki elektromanyetik geçişlerin belirlenmesi de önemlidir. Etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde tek-A'lı çekirdeklerin elektromanyetik geçişleri ve momentlerin incelenmesi için çeşitli formülasyonlar ortaya konmuştur. İlk olarak Iachello ve S. Kuyucak yaptıkları çalışmalarında B(E2), B(M1) geçiş değerleri, E2/M1 karışım oranları, kuadropol momentleri ve manyetik momentleri için gerekli formülleri ortaya koymuşlardır (22). Bu şekilde deforme çekirdeklerin elektromanyetik geçişlerinin ve E2/M1 karışım oranları ve momentlerin etkileşen bozon fermiyon modeli ile hesaplanabileceğini göstermişlerdir. İlerleyen yıllarda deforme bölgede bulunan tek-A'lı çekirdeklerin nükleer yapı uygulamalarında bunlarla ilgili çeşitli çalışmalar yapılmıştır (24,25,30,33-35,40-44,50,51,55-59,62,63,66,67, 74,75,78,80,99,100,107). Ortaya konulan formülasyonlar etkileşen bozon fermiyon modelinin versiyonuna ve uygulanan süpersimetriye göre farklılık gösterebilmektedir.

Bu tez çalışmasında deforme bölge yer alan ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdeklerinin enerji düzeyleri arasında meydana gelen B(E2), B(M1) geçiş değerlerini, E2/M1 karışım oranlarını, kuadropol momentleri ve manyetik momentleri incelenecektir.

2.5.1 E2 Geçiş İşlemcileri ve B(E2) Geçiş Olasılıkları

Düzeyler arasında meydana gelen B(E2) geçiş olasılıklarının hesaplanmasında E2 işlemcisine gereksinim vardır. Bozon ve fermiyon kısımlarını içeren bu işlemcinin en genel hali şu şekildedir (50,69)

$$T(E2) = T_B(E2) + T_F(E2) \quad (2.90)$$

şeklindedir. Burada ilk terim bozon işlemcisi olup

$$T_B(E2) = e_B Q_B \quad (2.91)$$

şeklinde yazılır. Burada Q_B bozon kuadrupol işlemcisi olup e_B ise bozon etkin yüküdür. Denklem (2.90) de verilen ikinci terim ise fermiyon işlemcisi olup

$$T_F(E2) = e_F q_F \quad (2.92)$$

şeklindedir. Buradaki, q_F fermiyon kuadrupol işlemci olup, e_F ise fermiyon etkin yüküdür. T(E2) geçiş işlemcisinin belirlenmesinde önemli olan bozon etkin yük ve fermiyon etkin yük parametreleri hesaplamalarda genellikle eşit fakat zıt işaretlidir olacak şekilde $e_B = -e_F$ alınrlar (50).

Etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde süpersimetriler ile yapılan incelmelerde uygun bozon ve fermiyon etkin yüklerinin elde edilmesi ile E2

geçiş işlemcilerinin belirlenmesi ve Düzeyler arasında meydana gelen B(E2) geçiş olasılıklarının hesaplanması mümkündür. B(E2) geçiş olasılığı ile T(E2) işlemcisi arasındaki bağlantı

$$B(E2; J_i \rightarrow J_s) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_i \| T(E2) \| J_s \rangle \right|^2 \quad (2.93)$$

şeklindedir (22,44,62). Burada J_i ve J_s sırasıyla ilk ve son düzeyleri belirtmektedir.

2.5.2 M1 Geçiş İşlemcileri ve B(M1) Geçiş Olasılıkları

Düzeyler arasında meydana gelen B(M1) geçiş olasılıklarının hesaplanmasında da M1 işlemcilerine gereksinim vardır. Bozon ve fermiyon kısımlarını içeren bu işlemcilerinin en genel hali

$$T(M1) = T_B(M1) + T_F(M1) \quad (2.94)$$

şeklindedir (67,69). Burada ilk terim bozon işlemcisi

$$T_B(M1) = g_B L_B \quad (2.95)$$

dir. $L_B = \sqrt{10}(d^+ \times \tilde{d})^{(1)}$ bozon açısal momentum işlemcisidir ve g_B bozon g-faktörüdür. Denklem (2.94)'deki ikinci terim ise fermiyon işlemcisi olup

$$T_F(M1) = g_F j_F \quad (2.96)$$

şeklindedir. Buradaki, $j_F = -\sqrt{j(j+1)(2j+1)/3}(a^+ \times \tilde{a})^+$ fermiyon açısal momentum işlemci olup, g_F ise fermiyon g-faktörüdür. Uygun işlemcilerin seçilmesi ve uygun bozon ve fermiyon g-faktörlerinin elde edilmesi ile M1 geçişlerinin hesaplanması mümkündür. B(M1) ve T(M1) işlemcisi arasındaki bağlantı

$$B(M1; J_i \rightarrow J_s) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_i \| T(M1) \| J_s \rangle \right|^2 \quad (2.97)$$

şeklindedir (22,44,62).

2.5.3 $\delta^{(E2/M1)}$ karışım oranları

Düzeyler arasında meydana gelen E2/M1 karışım oranlarının en genel ifadesi,

$$\delta^{(E2/M1)} = 0.832 E_\gamma \Delta^{(E2/M1)} \quad (2.98)$$

şeklindedir ve buradaki $\Delta^{(E2/M1)}$

$$\Delta^{(E2/M1)} = \frac{\langle J_i \| T(E2) \| J_s \rangle}{\langle J_i \| T(M1) \| J_s \rangle} \quad (2.99)$$

dir (58). Buradan anlaşılacağı üzere, $\delta^{(E2/M1)}$ karışım oranları, sırasıyla (2.90) ve (2.94) denklemlerinde verilen $T(E2)$ ve $T(M1)$ işlemcilerine bağlıdır ve bunların belirlenmesi ile $\delta^{(E2/M1)}$ karışım oranları etkileşen bozon fermiyon modeli ile hesaplanabilir.

2.5.4 Kuadrupol momentler ve manyetik momentler

Kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri etkileşen bozon fermiyon modeli ile incelenebilmektedir (22). Düzeylerdeki kuadrupol momentlerin hesaplanmasında gereksinim duyulan $T(E2)$ işlemcisi ile $Q(J)$ arasında ki bağlantı,

$$Q(J) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)}} \langle J \| T(E2) \| J \rangle \quad (2.100)$$

şeklindedir (50). Manyetik momentlerin hesaplanmasında gereksinim duyulan $T(M1)$ işlemcisi ile $\mu(J)$ arasında ki bağlantı ise

$$\mu(J) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sqrt{\frac{J}{J+1}} \langle J \| T(M1) \| J \rangle \quad (2.101)$$

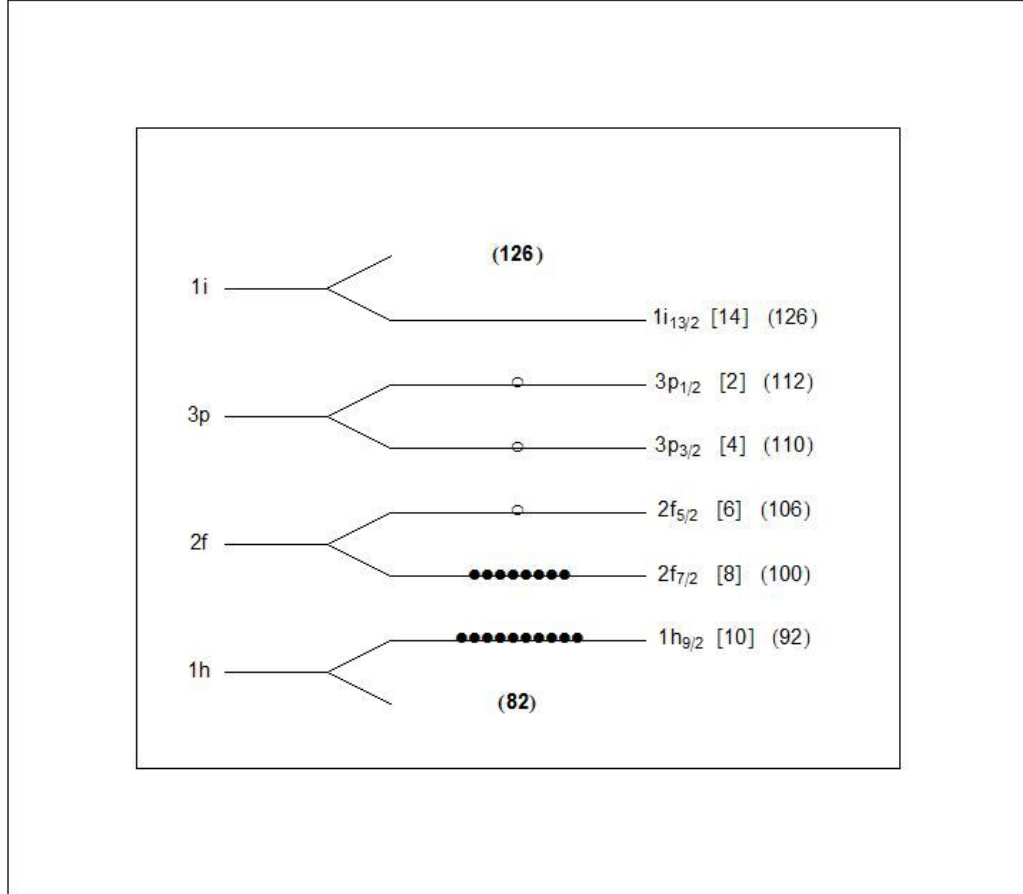
şeklindedir (50).

3. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

$150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesinde nötron sayısı $N=101$ izoton serisinde bulunan çift-tek ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdeklerinin yapısal özellikleri ilgili hesaplamalar yapılmıştır. Bu izoton zincirindeki çekirdeklerden sadece ^{171}Yb karalı olup diğerleri egzotik yani kararsız yapıda olan kısa ömürlü çekirdeklerdir. ^{167}Dy izotonun yapısı hakkında literatürde deneysel olarak çok az veri bulunmakta ve ^{165}Gd izotonun yapısal özellikleri hakkında herhangi bir deneysel veri bulunmamakta yani tamamen bilinmemektedir. Bu çalışmada deneysel verileri tam olarak bilinmeyen bu çekirdeklerin yapısal özellikleri etkileşen bozon fermiyon modeli ile belirlenmiştir.

İncelenmek üzere belirlenen çift-tek ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdeklerinin temel bantları için enerji düzeyleri $21/2$ 'ye kadar hesaplanmış olup enerji spektrumları oluşturulmuştur. Bu çekirdeklerin $B(E2)$ ve $B(M1)$ elektromanyetik geçiş olasılıkları, bu geçişlerin $E2/M1$ karışım oranları, kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri hesaplanmıştır. Yapılan bütün hesaplamalar deneysel sonuçlar ile karşılaştırılmıştır. Elde edilen parametreler ile deneysel verileri tam olarak bilinmeyen çekirdeklerin enerji düzeyleri, elektromanyetik geçişleri, bu geçişlerin karışım oranları, kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri için hesaplamalar yapılmıştır. Enerji spektrumları için yapılan hesaplamalar deneysel verilerle karşılaştırılarak şekiller ile sunulmuştur. Elektromanyetik geçişleri, bu geçişlerin karışım oranları, kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri için

yapılan hesaplamalar deneysel sonuçları da içerecek şekilde çizelgeler ve şekiller ile verilmiştir. Her bir çekirdek için yapılan hesaplamaların çıktı dosyaları EK’te sunulmuştur.



Şekil 3.1 82-126 sihirli sayıları arasında bulunan parçacıkların orbitallerde bulunma durumları, (boş noktalar N=101 nötron sayısı için arta kalan tek parçacığın bulunabileceği orbitallerin durumlarını belirlemektedir)

Serideki ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekler çift proton ve tek nötron sayısına sahiptirler. Tek olan nötronların sayısı 101’dir ve 82 ile 126 sihirli sayılarının oluşturduğu kabukların arasında yer almaktadır. Şekil 3.1 de görüldüğü gibi 100 tane nötron $1h_{9/2}$ ve $2f_{7/2}$ düzeylerini tamamen

doldurmaktadır ve geri kalan tek nötronun bulunabileceği düzeyler ise $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$ veya $3p_{1/2}$ 'dir. Bundan dolayı tek parçacığın bağlanma ihtimali olduğu orbitaller sadece açıl momentumun $j=1/2, 3/2$ ve $5/2$ olduğu durumlardır.

Etkileşen bozon fermiyon modelinin dinamik süpersimetrilerini tekrar kısaca hatırlanacak olursak; çift-tek çekirdeklerin oluşturduğu bozon fermiyon simetrisinin üst grubu $U(6/m)$ şeklinde ifade edilmektedir. Burada m , $m = \sum_j (2j+1)$ 'dir ve bu $U(6/m) \supset U^B(6) \times U^F(m)$ şeklinde bozonların ve fermiyonların oluşturduğu alt gruplara ayrılırlar. Yukarıda açıklandığı gibi $j=1/2, 3/2, 5/2$ olduğundan

$$\begin{aligned}
 m &= \sum_j (2j+1) \\
 m &= (2 \cdot 1/2 + 1) + (2 \cdot 3/2 + 1) + (2 \cdot 5/2 + 1) \\
 m &= 12
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

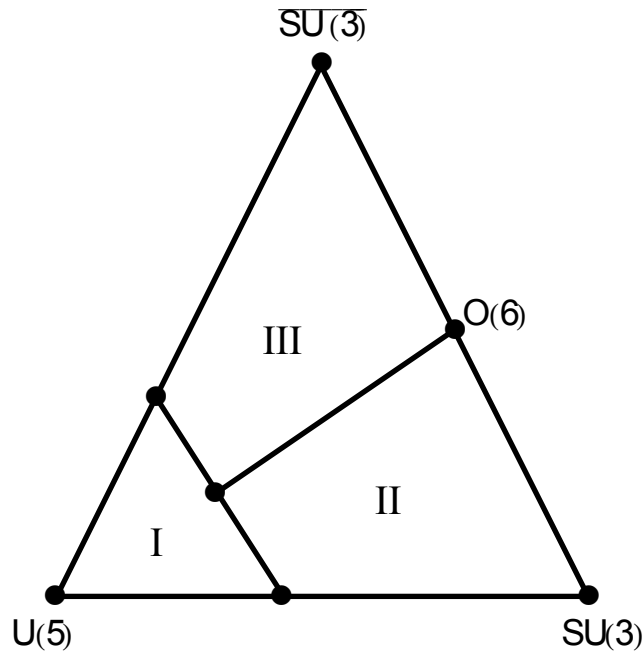
olarak elde edilir ve bundan dolayı $N=101$ izoton serisindeki çekirdekleri incelemek için etkileşen bozon fermiyon modelinin dinamik süpersimetri-lerden $U(6/12)$ simetrisini kullanmak gerekmektedir ve bunun grup-zincir yapısı alt gruplarıyla birlikte

$$\begin{aligned}
 U(6/m) &\supset U^B(6) \times U^F(m) \supset U^B(6) \times U^F(m/2) \times U^F(2) \\
 U(6/12) &\supset U^B(6) \times U^F(12) \supset U^B(6) \times U^F(6) \times U^F(2)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

şeklindedir (35). Bu süpersimetriye ait bilgiler önceki bölümlerde verildiğinden burada tekrar çok ayrıntıya girilmeyecektir.

3.1 Hamiltonyen ve Parametreleri

İncelenen herhangi bir çekirdek için yapılacak hesaplamalarda kullanılacak hamiltonyeni oluşturmak için dinamik simetri üçgeninde ki konumu belirlemek gerekir. Etkileşen bozon model için ortaya konan dinamik simetri üçgeni Şekil 3.2'de verilmiştir. Bu şekilde, sırasıyla, birinci bölge küresel çekirdeklerin, ikinci bölge prolate şekilde olan çekirdeklerin ve üçüncü bölge de oblate şekilde olan çekirdeklerin konumlarıdır. İkinci ve üçüncü bölgelerin arasında olan çizgi ise gama-karasız çekirdeklerin kısmıdır.



Şekil 3.2 Genişletilmiş simetri üçgeni (I-küresel şekli, II-prolate şekli ve III-oblate şekli belirtmektedir (94))

Tezde tek-A'lı çekirdekleri incelendiğinden, öncelikle bunların iztopları olan çift-çift çekirdeklerin Şekil 3.2'de verilen simetri üçgenin ki hangi limite yakın

olduğunu anlamak gerekir. Tek-A'lı çekirdeklerin özleri olan bu çift-çift çekirdeklerin hangi limit ile incelenmesinin uygun olacağını anlamak için her bir çekirdeğin temel bandlarındaki ilk uyarılmış 4^+ ve 2^+ enerjilerinin E_4^+/E_2^+ oranına bakmak gerekmektedir. U(5), SU(3) ve O(6) limitleri için bu oranların değerleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.

Çizelge 3.1 Dinamik simetriler için E_4^+/E_2^+ oranları (94)

	U(5)	SU(3)	O(6)
E_4^+/E_2^+	2,00	3,33	2,50

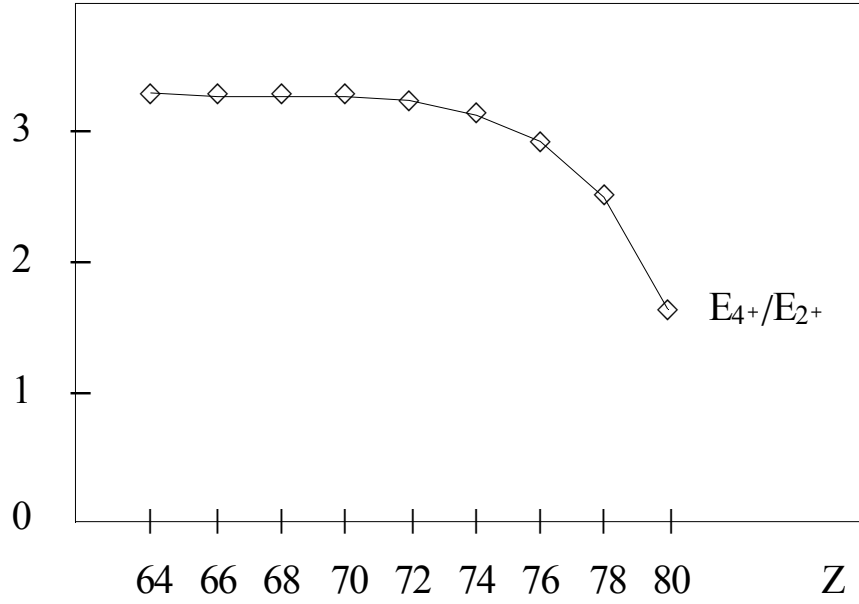
İncelenen tek-A'lı çekirdeklerin özlerini oluşturan ^{176}Os , ^{174}W , ^{172}Hf , ^{170}Yb , ^{168}Er , ^{166}Dy , ^{164}Gd izotopları, kararlılık grafiğinin N=100 izoton serisinde bulunmaktadır. Bu oranlar her izoton için hesaplanmış olup Çizelge 3.2'de sunulmuştur.

Çizelge 3.2 Çift-çift çekirdeklerin temel bandlarının E_4^+ ve E_2^+ enerji düzeyleri (keV) (110), E_4^+/E_2^+ oranları

	^{164}Gd	^{166}Dy	^{168}Er	^{170}Yb	^{172}Hf	^{174}W	^{176}Os	^{178}Pt	^{180}Hg
Z	64	66	68	70	72	74	76	78	80
E_2^+	73	77	80	84	95	113	135	170	434
E_4^+	242	254	264	277	309	356	396	427	707
E_4^+/E_2^+	3,315	3,299	3,3	3,298	3,253	3,15	2,933	2,512	1,629

Çizelge 3.2'deki çekirdeklerden sadece ^{180}Hg 'nin beta deformasyon parametresi 0,30 olup diğerlerinin değerleri 0,35'dir (111) (Potansiyel enerji yüzeylerinin şekilleri için, Bkz. EK). Bu değer bu çekirdeklerin prolate şekilde

olduğunu gösterir. Çizelge 3.2'de verilen E_4^+/E_2^+ oranlarına bakıldığında bu çekirdeklerin genişletilmiş simetri üçgeninde ikinci bölgede olması gerektiği anlaşılmakta ve deformasyon parametreleri bunu desteklemektedir. Her limit için Çizelge 3.1'de verilen değerler göz önünde tutulduğunda ise bu çekirdeklerin SU(3) limitinin yakınlarında olması gerektiği görülmektedir. Ayrıca, Çizelge 3.2'de verilen E_4^+/E_2^+ oranlarını proton sayısının fonksiyonu olarak Şekil 3.3'de çizilmiştir. N=100 zinciri hakkında tam fikir sahibi olabilmek için Z=82 sihirli sayısına kadar izoton seride bulunan bütün çekirdeklerin oranlarına bakılmıştır.

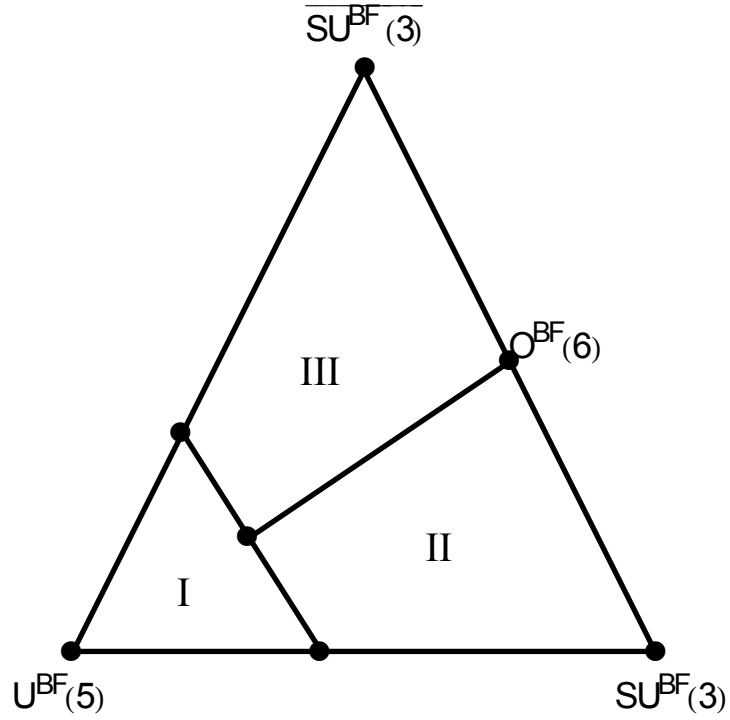


Şekil 3.3 İncelenen çekirdeklerin özlerini oluşturan çift-çift çekirdeklerin temel bandlarının E_4^+/E_2^+ oranlarının proton sayısına göre grafiği

Şekil 3.3'den anlaşılacağı üzere bu N=100 izoton zincirde, U(5)'den SU(3)'e yani küreselden prolate şekle bir kuantum yüzey geçişi vardır. Bu durumda, çekirdekler için oluşturulacak hamiltonyenin SU(3) limiti göz önünde tutularak hazırlanması gerekir. Tek-A'lı çekirdekler özlerini oluşturan çift-çift

çekirdeklerin bu durumu incelenen ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekleri için gerekli hamiltonyenin oluşturulmasında yardımcı olmaktadır.

Çift-çift çekirdeklere benzer şekilde, çift-tek çekirdekler için de Şekil 3.4'de ki gibi genişletilmiş simetri üçgeni oluşturulmuştur (87). Etkileşen bozon fermiyon model için ortaya konan bu üçgende; birinci bölge küresel şeklindeki çekirdeklerin, ikinci bölge prolate şeklindeki çekirdeklerin, üçüncü bölge oblate şeklindeki çekirdeklerin, ikinci bölge ile üçüncü bölgenin arasındaki çizgi de gama-karasız çekirdeklerin oluşturduğu kısımlardır.



Şekil 3.4 Tek-A'lı çekirdekleri için genişletilmiş süpersimetrik Casten üçgeni (I-küresel şekli, II-prolate şekli ve III-oblate şekli belirtmektedir (87))

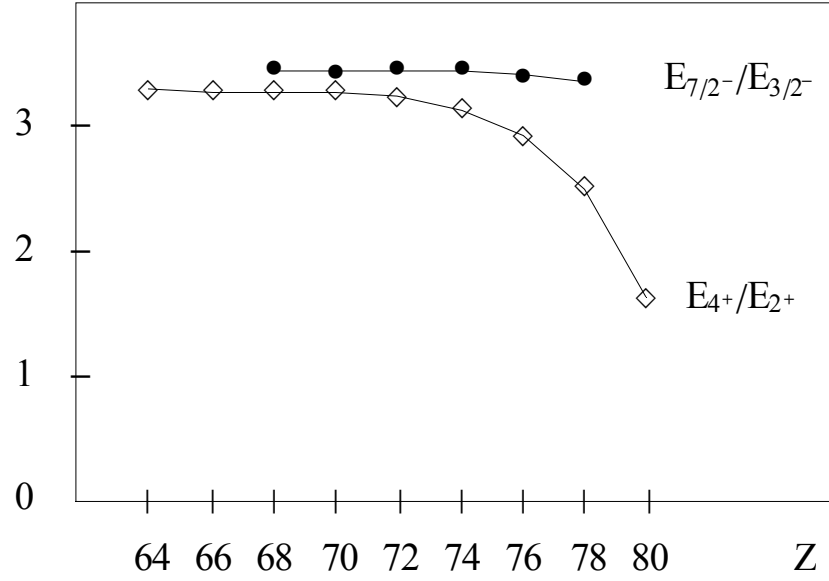
Çift-çift çekirdeklere benzer şekilde, çift-tek ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdeklerinin her birinin temel bandlarındaki $7/2^-$ ve $3/2^-$

enerjilerinin $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranına bakmak gerekmektedir. Çift-tek çekirdekler için bu oranların değerleri her çekirdek için hesaplanarak Çizelge 3.3'de verilmiştir.

Çizelge 3.3 İncelenen çekirdeklerin çift-tek çekirdeklerin temel bandlarının $E_{7/2^-}$ ve $E_{3/2^-}$ enerji düzeyleri (keV) (110), $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$.

	¹⁶⁵ Gd	¹⁶⁷ Dy	¹⁶⁹ Er	¹⁷¹ Yb	¹⁷³ Hf	¹⁷⁵ W	¹⁷⁷ Os	¹⁷⁹ Pt	¹⁸¹ Hg
Z	64	66	68	70	72	74	76	78	80
$E_{3/2^-}$			65	67	70	75	76	71	
$E_{7/2^-}$			224	231	242	260	259	241	
$E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$			3,47	3,46	3,47	3,46	3,43	3,39	

Çizelge 3.3'de verilen $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranlarını U(5), SU(3) ve O(6) limitleri için Çizelge 3.1'de verilen E_4^+/E_2^+ oranlarının değerleri ile karşılaştırarak üçgendeki konumlarını belirlemek mümkündür. Çizelge 3.3'de verilen ¹⁷⁷Os, ¹⁷⁵W, ¹⁷³Hf, ¹⁷¹Yb, ¹⁶⁹Er, ¹⁶⁷Dy, ¹⁶⁵Gd çekirdeklerinin beta deformasyon parametreleri bunların özlerini oluşturan ¹⁷⁶Os, ¹⁷⁴W, ¹⁷²Hf, ¹⁷⁰Yb, ¹⁶⁸Er, ¹⁶⁶Dy, ¹⁶⁴Gd çekirdekler gibi 0,35'dir (111) (Potansiyel enerji yüzey şekilleri için, Bkz. EK). $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranlarına bakıldığında ise bu çekirdeklerin de Şekil 3.4'de ki üçgende SU^{BF}(3) limitine yakın olması gerektiğini gösterir. Beta deformasyon parametresinin 0,35 olması çekirdeklerin prolate şekilde olduğuna işaret ettiğinden, çekirdeklerin genişletilmiş simetri üçgeninde SU^{BF}(3) limitine yakın olması gerekliliğini destekler.



Şekil 3.5 İncelenen çekirdeklerin özlerini oluşturan çift-tek ve çift-çift çekirdeklerin temel bandlarının E_{4^+}/E_{2^+} ve $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranlarının proton sayısına göre grafiği

Özler için Çizelge 3.2'de verilen E_{4^+}/E_{2^+} oranlarının ve Çizelge 3.3'de verilen tek-A'lı çekirdeklerin $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranlarının proton sayısının fonksiyonu olarak grafiği Şekil 3.5'de çizilmiştir. Burada da N=100 ve N=101 izoton zincirleri hakkında tam fikir sahibi olabilmek için Z=82 sihirli sayısına kadar izoton seride bulunan bütün çekirdeklerin oranlarına bakılmıştır. Proton sayısı Z=64 olan henüz deneysel verileri bilinmeyen ^{165}Gd çekirdeğinin enerji düzeyleri tamamen bilinmediğinden ve proton sayısı Z=66 olan egzotik ^{167}Dy çekirdeğinin ise $5/2^-$ düzeyi ne kadar olan değerleri bilindiğinden, bunların $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranları grafikte belirtilmemiştir. Bu grafikten de anlaşılacağı gibi, incelenen ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdeklerinin oranları özleri ile paralellik göstermektedir. N=101 izoton serisinde bulunan bu çekirdeklerin grup yapısı incelendiğinde, $\text{SU}^{\text{BF}}(3)$ simetrisine yakın olduğu anlaşılmaktadır. Bundan dolayı U(6/12) süpersimetrisin alt gruplarından

ikincisi olan $SU^{BF}(3)$ için ortaya konan ve denklem (2.81) verilen hamiltonyen tekrar yazılacak olursa

$$H = AC_2[U^{BF}(6)] + BC_2[SU^{BF}(3)] + DC_2[O^{BF}(3)] + EC_2[Spin^{BF}(3)] \quad (3.3)$$

şeklindedir ve ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekleri için uygun olan hamiltonyendir. $N=101$ izoton serisindeki bu çekirdekler için hamiltonyen belirlendikten sonra, buna ait olan A, B, D ve E parametreleri Çizelge 3.3'de sunulmuştur.

Çizelge 3.4 Hamiltonyen parametreleri (keV)

	^{177}Os	^{175}W	^{173}Hf	^{171}Yb	^{169}Er	^{167}Dy	^{165}Gd
N	101	101	101	101	101	101	101
Z	76	74	72	70	68	66	64
N^*	12	13	14	15	16	17	16
A	5,00	6,00	5,00	5,00	4,50	4,00	3,50
B	-4,00	-4,00	-4,00	-4,00	-4,00	-4,00	-4,00
D	11,50	12,0	10,90	10,30	10,20	9,20	9,00
E	1,00	1,00	1,10	1,35	1,30	1,25	1,20

N^* Bozon sayıları

Tek-A'lı çekirdeklerin enerji düzeylerinin hesaplamalarında linux işletim sisteminde çalışan ve fortran programlama dilinde Van Isacker ve Jolie tarafından yazılan IBFM bilgisayar kodu kullanılmıştır. Düşük bozonlu çekirdeklerin enerji düzeylerinin hesaplayabilen IBFM kodu geliştirilerek

yüksek bozonlu ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdeklerinin enerji düzeylerinin hesaplanması için kullanılması sağlanmıştır.

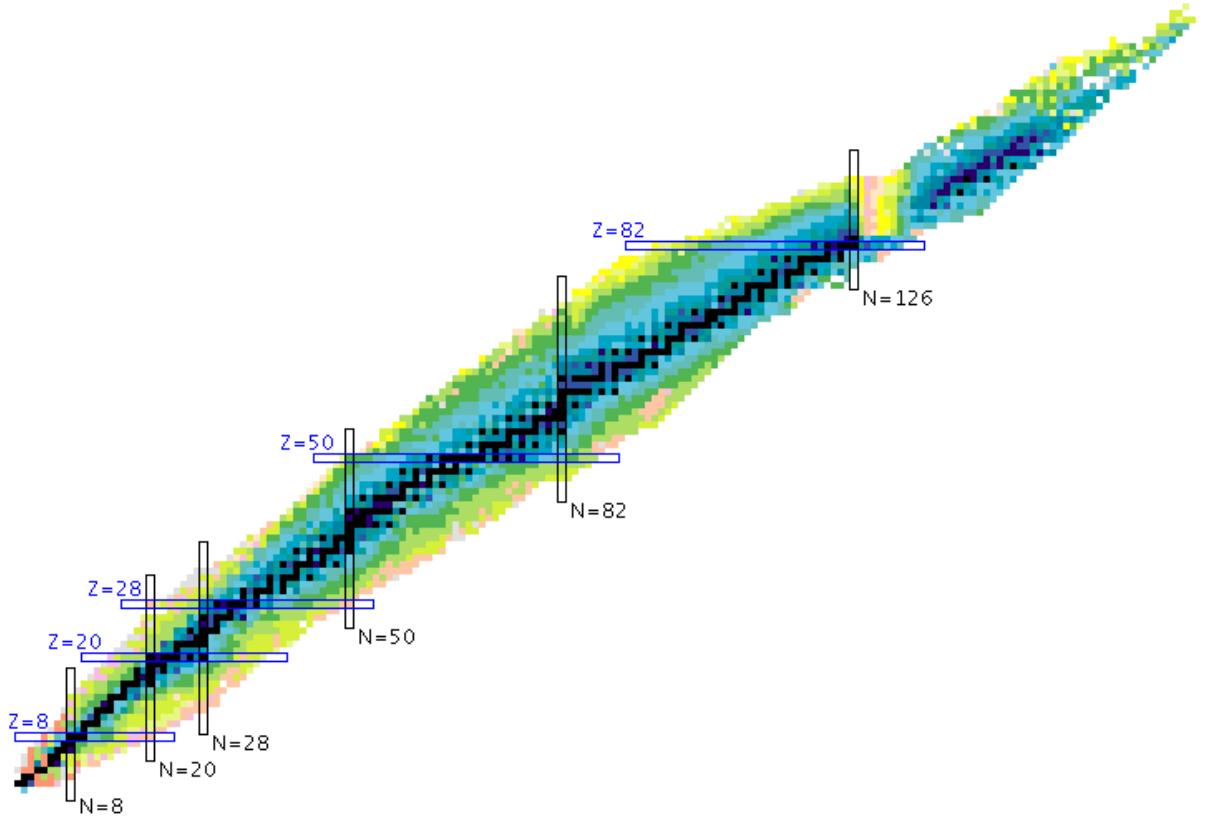
Denklem (3.3)'de verilen hamiltonyende, enerjilerin hesaplanmasında gerekli olan, katsayıların elde edilmesinde, Van Isacker ve arkadaşları tarafından U(6/12) süpersimetri için yaptıkları çalışmadan (35) faydalanılmıştır. $\text{SU}^{\text{BF}}(3)$ simetrisine uyan ve yüksek bozonlu (N=16) çekirdek için örnek spektrum sunulmuş ve uygun parametreler verilmiştir. Bu çalışmada incelenen ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekleri $\text{SU}^{\text{BF}}(3)$ simetrisine uyduğundan (35) numaralı kaynakta sunulan parametrelerden yola çıkılmıştır. Bu parametrelerde değişiklikler yapılarak, öncelikle onaltı bozonu olan ^{169}Er ve onbeş bozona sahip olan kararlı ^{171}Yb çekirdeklerinin enerjileri düzeyleri hesaplanmıştır. Deneysel verilere yakın sonuç elde edilinceye kadar parametreler sürekli değiştirilmiştir ve bilgisayar programı IBFM kod devamlı çalıştırılarak çıktı dosyalarındaki sonuçlar kontrol edilmiştir. Kontrolün kolay olması için bu işlem öncelikle düşük enerji düzeylerine kadar yani 9/2'ye kadar yapılmış olup daha sonra 21/2 düzeysine kadar genişletilmiştir. ^{171}Yb ve ^{169}Er çekirdek için deneysel sonuca en yakın sonuçları veren parametreler elde edildikten sonra benzer işlem diğer ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf çekirdeklerine uygulanmıştır. Son olarak ta, henüz enerji düzeyleri tam olarak bilinmeyen ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdeklerinin enerji düzeyleri için parametreler oluşturulmuştur. (^{167}Dy çekirdeğinin 1/2, 3/2, 5/2 düzeyleri deneysel olarak bilinmektedir).

Etkileşen bozon modeli ve etkileşen bozon fermiyon modeli ile yapılan hesaplamalarda önemli olan diğer parametre de (2.60) formülündeki

kuadrupol işlemcisindeki χ 'dir. Bu parametrenin değeri $-\sqrt{7}/2 \leq \chi \leq \sqrt{7}/2$ şeklinde değişir (94). Küresel ve gama kararsız çekirdekler için bu parametre $\chi = 0$ 'dır. Deforme olmuş çekirdeklerde bu parametrenin değeri sıfırdan farklı olup oblate çekirdekler için pozitif, prolate çekirdekler için negatif değerleri alınır (94). Çizelge 3.3'de verilen $E_{7/2^-}/E_{3/2^-}$ oranlarından ve Şekil 3.5'den anlaşılacağı üzere verilen ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekleri $\text{SU}^{\text{BF}}(3)$ simetrisine yakındır ve bundan dolayı hesaplamalar için bilgisayar kodunun girdi dosyasıyla $\chi = -\sqrt{7}/2$ olarak alınmıştır.

3.2 Çekirdeklerin Kararlılık Eğrisindeki Durumları

Bir çekirdeğin özellikleri hakkında bize ilk fikri bu çekirdeğin nükleon sayıları olan proton sayısı, nötron sayısı ve bunların toplamları olan kütle numarası verir. Bir çekirdeğin proton ve nötron sayıları, sihirli sayılara sahipse küreseldir, sihirli sayılara yakın ise küresel şekle yakındır. Eğer incelenen çekirdekler sihir sayılardan herhangi birine sahip değil ve bu sayıların oluşturduğu kabuklardan uzakta ise bunlar küresellikten uzaklaşabilir.



Şekil 3.6 Segre eğrisi (110)

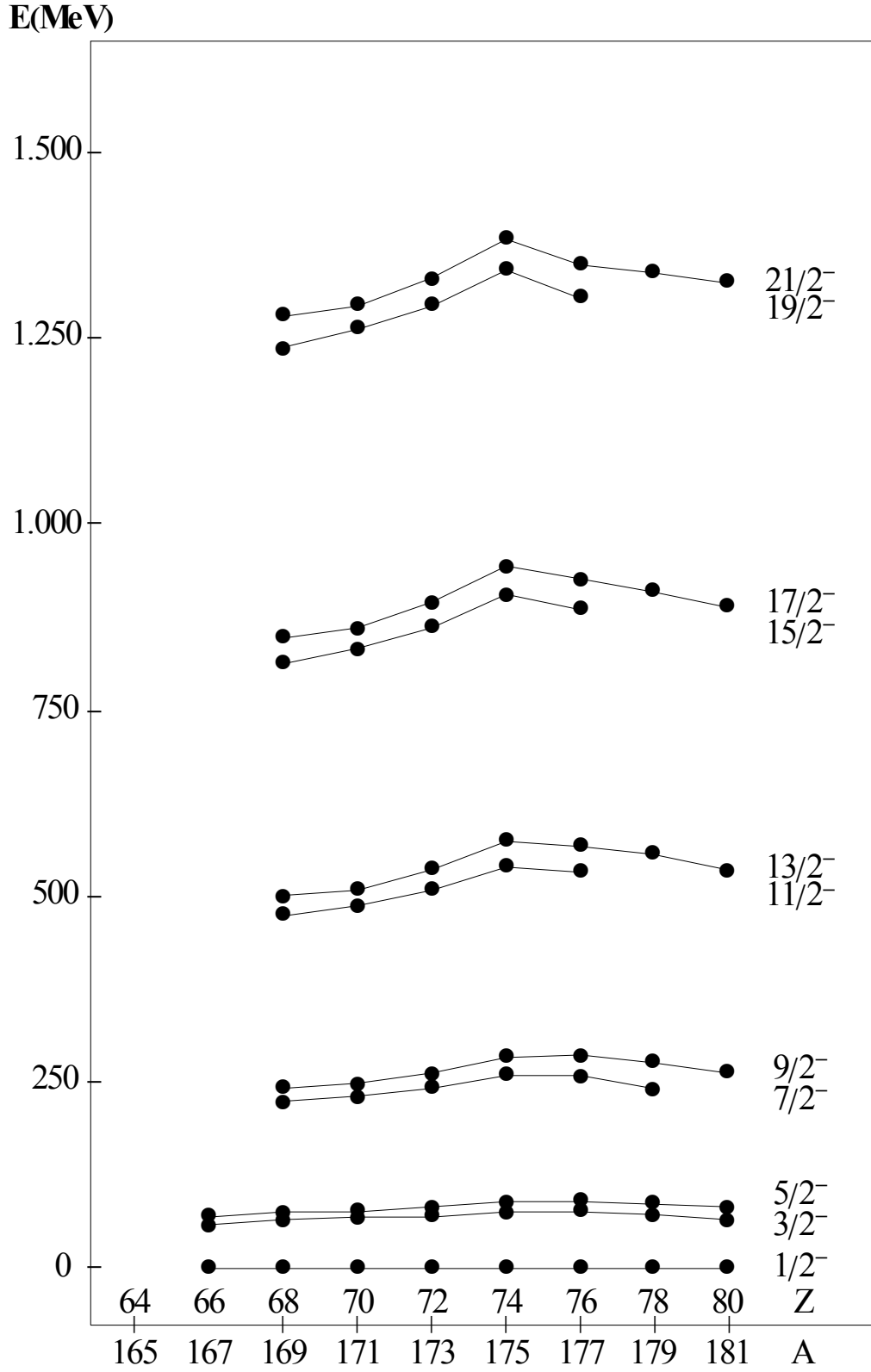
Çekirdeklerin proton ve nötron sayılarına göre oluşturulan kararlılık eğrisi Şekil 3.6'de sunulmuştur. Nötron ve proton sayılarına göre oluşturulan kararlılık eğrisinde; 8, 20, 28, 50, 82, 126 sihirli sayılarının oluşturduğu

kabuklara göre her çekirdeğin konumuna bakılarak, bunların küresel olup olmadığı hakkında fikir sahibi olmak mümkündür. Bu eğrinin ortasındaki siyah noktalar kararlı olan çekirdeklerin bulunduğu durumlardır. Siyah noktalar ile gösterilen kısımlardan gri bölgelere çekirdeklerin ömrü kısalmıştır ve egzotik çekirdeklerin oluşturduğu bölgelere doğru gidilir. Bu eğrinin sınır bölgeleri deneysel verileri az olan çekirdekler doldurmaktadır. Bütün çekirdekler laboratuvar ortamında oluşturulmadığında eğrinin dışında kalan bölgeler boştur.

İncelenen ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekler bu eğri üzerinde $N=101$ izoton serisinde bulunmaktadır. Bunlardan sadece ^{171}Yb çekirdeği kararlıdır. ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf ve ^{169}Er çekirdekleri kısa ömürlü olan egzotiktirler. ^{167}Dy hakkında çok az deneysel veri olup, ^{165}Gd için herhangi bir deneysel veri yoktur. Bu çekirdeklerin bulunduğu bölgeler ayrıntılı olarak verildiği Şekil 3.7'deki grafikte proton sayısı çift ve nötron sayısı tek olan çekirdeklere yer verilmiştir. İncelenen çekirdeklerin durumlarının kararlılık kuşağında daha iyi belirtilmesi amaçlanmıştır.

3.3 Çekirdeklerin Enerji Düzeyleri

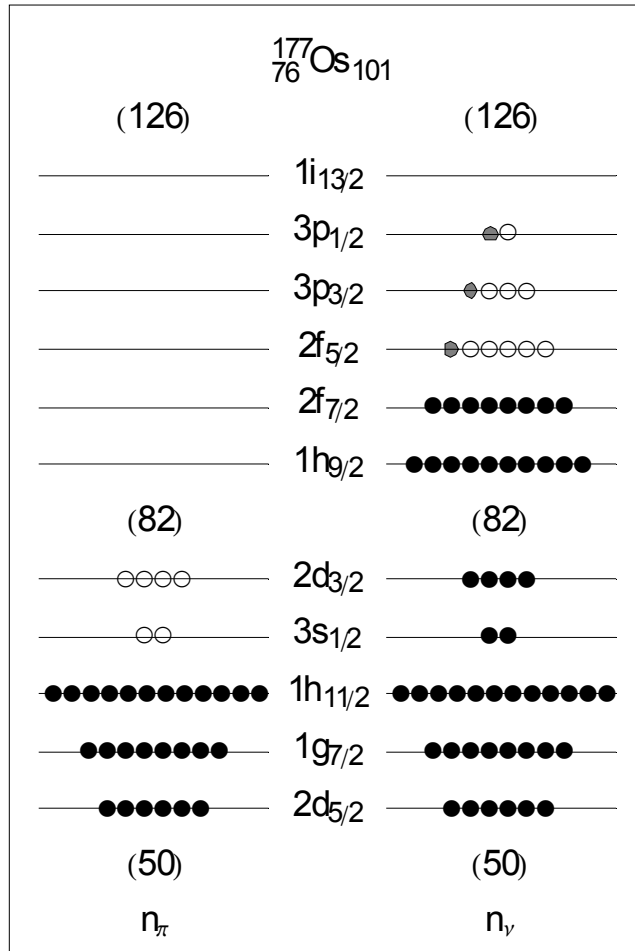
$150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesinde bulunan ortasında bulunan ağır kütleli; Gd, Dy, Er, Yb, Hf, W, Os ($64 \leq Z \leq 76$) çekirdeklerinden, nötron sayısı $N=101$ izoton serisinde bulunan, çift-tek ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdeklerinin incelenmesi bu çalışmada uygun bulunmuştur. Bu izoton serisinde dikkat çeken önemli husus, bunların temel bantlarının yani 0 enerji düzeylerinin $1/2$ ile başlamasıdır (Şekil 3.8). Şekilden anlaşıldığı üzere, diğer düzeyler; $(3/2-5/2)$, $(7/2-9/2)$, $(11/2-13/2)$, $(15/2-17/2)$, $(19/2-21/2)$ şeklinde çiftler oluşturmaktadır. Bu çiftleri oluşturan düzeylerin enerji değerleri birbirine yakındır ve bu durum $U(6/12)$ süpersimetrisinin alt gruplarından $SU^{BF}(3)$ limitinin tipik spektrumudur (35). $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesinin bütün izoton zincirleri incelenmiş olup bu zincir dışında hiçbir seride bu özelliği gösteren bir duruma rastlanmamıştır. Ayrıca bu zincirde dikkate değer diğer önemli hususta, burada bir tane kararlı çekirdek ve bir tane tamamen bilinmeyen çekirdek olması bunun yanında da bu zincirin uzun ömürlü çekirdekleri ve egzotik çekirdek olarak isimlendirilen kısa ömürlü çekirdekleri de içermesidir. Bu izoton serisinde yapılan herhangi bir çalışmaya rastlanmamış olması da göz önünde tutulduğunda, yapılan bu çalışma literatüre önemli katkı sağlanması amaçlandığından ve bahsedilen sebeplerden dolayı bunların incelenmesi uygun görülmüştür.



Şekil 3.8 N=101 serisindeki çekirdeklerin deneysel enerji düzeyleri (keV) (110)

3.3.1 ^{177}Os Çekirdeği ve Enerji Spektrumu

$N=101$ serisinde en başında olan ^{177}Os çekirdeğinin 76 tane protonu vardır ve $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesinde bulunmaktadır. Bu çekirdeğin yarılanma süresi 3 dk (110) olduğundan kararlı değildir. Seride 82 sihirli sayısının oluşturduğu kabuğa en yakın çekirdek te budur. Şekil 3.9'de bu çekirdek için kabuk yapısı verilmiştir ve burada proton ve nötronların doldurduğu spin-orbital durumları ayrı-ayrı gösterilmektedir.



Şekil 3.9 ^{177}Os çekirdeğinin kabuk yapısı (siyah noktalar dolu durumları, çemberler boşlukları (holleri) temsil etmektedir, n_π , n_ν sırasıyla proton ve nötron sayılarıdır)

Şekil 3.9'de verilen kabuk yapısına bakıldığında, protonlar 50 ve 82 sihirli sayılarının oluşturduğu kabuklar arasını doldurmaktadır, nötronlar ise bu aralığı tam olarak doldurduğundan 82 ve 126 kabukların oluşturduğu kabukların arasında ki bölgeyi doldurmaktadır. Çift protona ve tek nötronu sahip olan bu çekirdekte tek fermiyonu çift oluşturmayan fazlalık nötron temsil etmektedir. Şekil 3.1 ve Şekil 3.9'den anlaşılacağı üzere $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$ orbitalleri tam dolu olduğundan, tek nükleon $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$ veya $3p_{1/2}$ orbitallerin birinde bulunabilir. Nötron durumları incelenen bütün çekirdekler için aynıdır. Çünkü hepsi N=101 izoton serisinde bulunmaktadır. ^{177}Os çekirdeğinin çift oluşturmayan tek fermiyonun olduğu açıktır.

Bozon sayısını hesaplanmasında bunun özünü oluşturan çift-çift izotopu olan ve 100 tane nötronu olan ^{176}Os çekirdeği baz alınır. N=100 serisinde bulunmakta olan bu izotopun 76 tane protonu 50 – 82 arasında 26 tane fazlalık dolu proton ve 6 tane boşluk oluşturur (Şekil 3.9). Bundan dolayı 82'ye daha yakındır ve proton boşluklarının oluşturduğu çiftlerden yola çıkarak bozon sayısı şu şekilde hesaplanır;

$$N_{\pi} = (82 - 76) / 2 = 3$$

üç tane proton bozonu vardır. Proton sayısı üst kabuğa yakın olduğundan holler dikkate alınmıştır. Nötron sayısı 100 tane olduğundan 82 – 126 arasında 18 tane nötron bulunmakta ve dolu durumlar 82'ye daha yakın olduğundan, nötronların oluşturduğu çiftlerden dolayı,

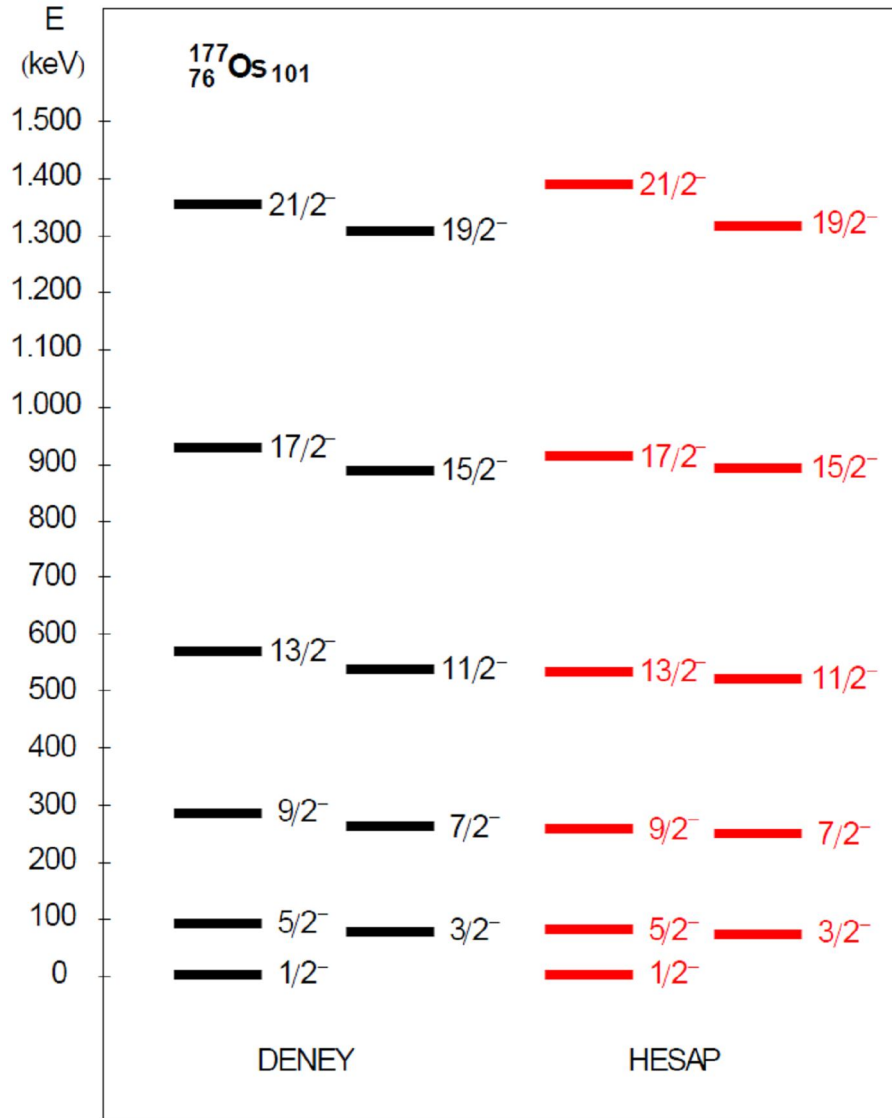
$$N_{\nu} = (100 - 82) / 2 = 9$$

dokuz tane nötron bozonu vardır. Böylece toplamda ^{176}Os

$$N = N_{\pi} + N_{\nu} = 3 + 9 = 12$$

on iki tane bozona sahiptir ve dolayısıyla ^{177}Os çekirdeğinin bozon sayısı

$N=12$ ve fermiyon sayısı $M=1$ 'dir.



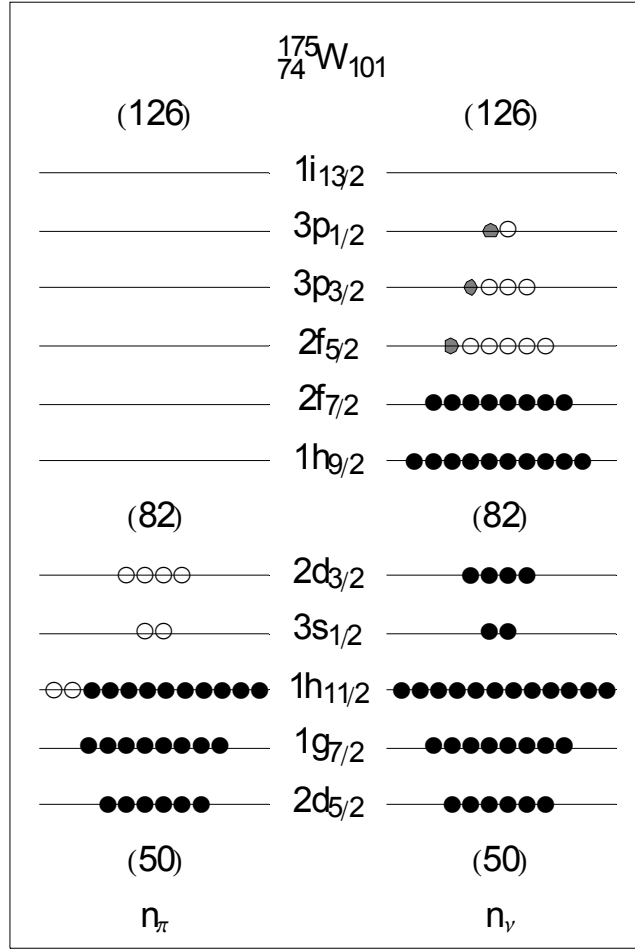
Şekil 3.10 ^{177}Os çekirdeği için oluşturulan enerji spektrumu (solda deneysel enerji düzeyleri (110) sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur)

Bu çekirdek için elde edilen deneysel veriler (110) yapılan Çizelge 3.4'de sunulan parametreler ile yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ile oluşturulan spektrum Şekil 3.10'de oluşturulmuştur. Şekilden anlaşılacağı üzere yapılan hesaplamalar ile deneysel veriler oldukça uyumludur ve bu çekirdek için elde edilen hamiltonyen parametrelerinin uyumlu olduğunu göstermektedir.

3.3.2 ^{175}W Çekirdeği ve Enerji Spektrumu

$N=101$ serisinde en başında olan ^{177}Os çekirdeğinin komşusu ve 74 protonu olan ^{175}W çekirdeği de deforme bölgede bulunmaktadır. Bu çekirdeğin yarılanma süresi 35,2 dk (110)'dır ve ^{177}Os 'ye göre daha uzun sürelidir fakat buda kararlı değildir.

Şekil 3.11'da bu çekirdek için kabuk yapısı verilmiştir ve burada anlaşıldığı üzere nötronlar doldurduğu durumlar Şekil 3.7 ile aynı olup iki proton sayısı eksiktir. Kabuk yapısına bakıldığında, protonlar 50 ve 82 sihirli sayılarının oluşturduğu kabuklar arasını doldurmaktadır, nötronlar ise ^{177}Os çekirdeğinde olduğu gibi bu aralığı tam olarak doldurduğundan 82 ve 126 kabukların oluşturduğu kabukların arasında ki bölgeyi doldurmaktadır. Tek nötrona sahip olan bu çekirdekte tek fermiyonu çift oluşturmayan fazlalık nötron temsil etmektedir. Bozon sayısını hesaplanmasında bunun özünü oluşturan çift-çift izotopu olan ve 100 tane nötronu olan ^{174}W çekirdeği baz alınır. $N=100$ serisinde bulunmakta olan bu izotopa göre, Şekil 3.11'den anlaşılacağı gibi, 74 tane protonu olduğundan 50 – 82 arasında 24 tane fazlalık dolu proton vardır ve 8 tane boşluk mevcuttur ve 82'ye yakındır.



Şekil 3.11 ${}^{175}\text{W}$ çekirdeğinin kabuk yapısı (n_π proton, n_ν nötron sayılarıdır)

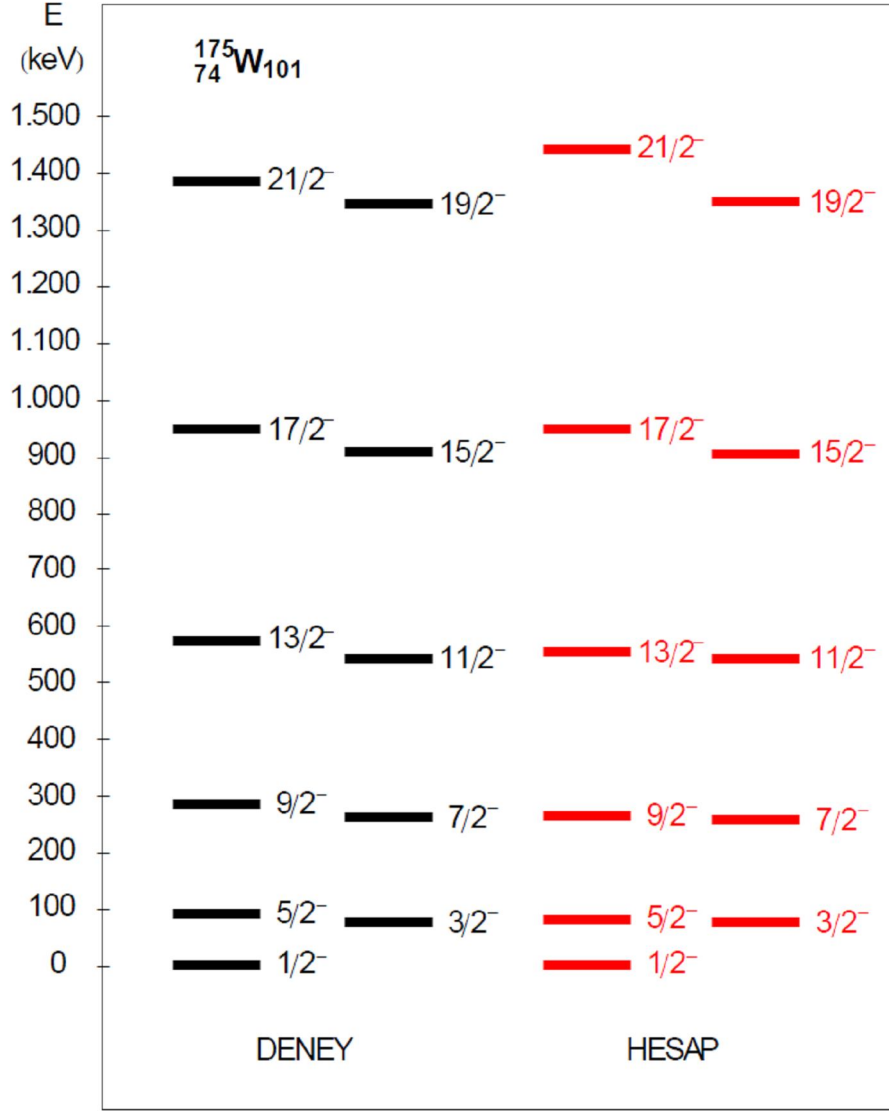
Protonların oluşturduğu çiftlerden yola çıkarak bozon sayısı, protonlar üst kabuğa yakın olduğundan holler dikkate alınarak, şu şekilde hesaplanır;

$$N_\pi = (82 - 74) / 2 = 4$$

dört tane proton bozonu vardır. Nötron sayısı diğer çekirdek ile aynı olduğundan, nötronların oluşturduğu çiftlerden dolayı dokuz tane nötron bozonu vardır ve ${}^{174}\text{W}$ çekirdeğinin

$$N = N_\pi + N_\nu = 4 + 9 = 13$$

toplamda on üç tane bozonu vardır ve dolayısıyla ^{175}W çekirdeğinin bozon sayısı $N=13$ ve fermiyon sayısı $M=1$ 'dir.



Şekil 3.12 ^{175}W çekirdeğinin enerji spektrumu (Solda deneysel enerji düzeyleri (110) sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur)

Çizelge 3.4'de sunulan hamiltonyen parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerin (110) karşılaştırılarak oluşturulan spektrum Şekil 3.12'da sunulmuştur. Şekilden

anlaşılacağı üzere yapılan hesaplamalar ile deneysel veriler oldukça uyumludur, dolayısıyla çekirdek için elde edilen hamiltonyen parametrelerinin uyumlu olduğunu göstermektedir.

3.3.3 ^{173}Hf Çekirdeği ve Enerji Spektrumu

$N=101$ izoton serisinin diğer çekirdeği olan ^{173}Hf 'ün 72 protonu vardır ve ^{175}W çekirdeğinin komşusudur. Deforme bölgede bulunan bu çekirdeğin yarılanma süresi 23 saat 6 dk (110)'dır. ^{177}Os ve ^{175}W 'e göre daha uzun süreli olmasına rağmen bu da kararlı değildir.

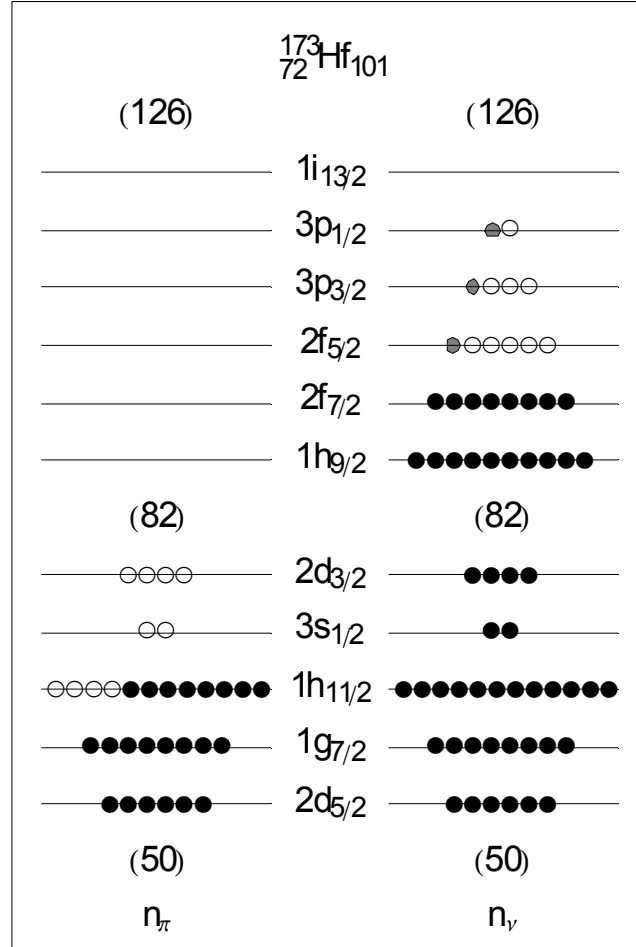
Şekil 3.13'da bu çekirdek için verilen kabuk yapısına bakıldığında, nötronlar önceki çekirdekler de olduğu gibi tek nötrona sahip olan bu çekirdekte tek fermiyonu çift oluşturmayan fazlalık nötron temsil etmektedir. Bozon sayısını hesaplanmasında bunun özünü oluşturan çift-çift izotopu olan ^{172}Hf çekirdeği baz alınır. Şekilden anlaşılacağı gibi, 72 tane protonu vardır ve 50–82 arasında 22 tane fazlalık dolu proton ve 10 tane boşluk mevcut olup 82'ye daha yakındır ve protonların oluşturduğu çiftlerden yola çıkarak bozon sayısı, protonlar üst kabuğa yakın olduğundan holler dikkate alınarak, şu şekilde hesaplanır;

$$N_{\pi} = (82 - 72) / 2 = 5$$

beş tane proton bozonu vardır. Nötron sayısı diğer çekirdek ile aynı olduğundan dokuz tane nötron bozonu vardır ve ^{172}Hf çekirdeğinin

$$N = N_{\pi} + N_{\nu} = 5 + 9 = 14$$

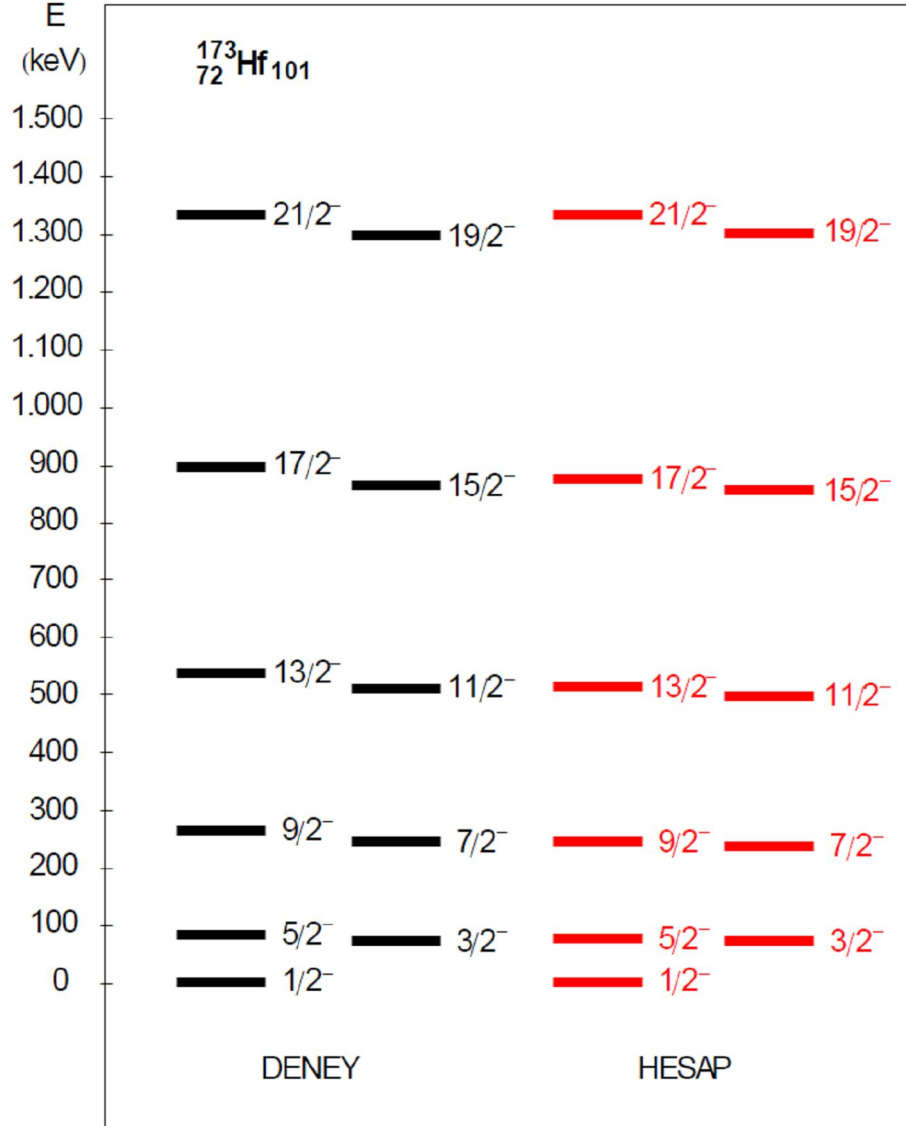
toplamda on dört tane bozonu vardır ve dolayısıyla ^{173}Hf çekirdeğinin bozon sayısı $N=14$ ve fermiyon sayısı $M=1$ 'dir.



Şekil 3.13 ^{173}Hf çekirdeğinin kabuk yapısı (n_{π} proton, n_{ν} nötron sayılarıdır)

Çizelge 3.4'de sunulan hamiltonyen parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ile deneysel verilerin (110) karşılaştırılarak oluşturulan spektrum Şekil 3.14'da sunulmuştur. Şekilden anlaşılacağı üzere yapılan hesaplamalar ile deneysel veriler oldukça

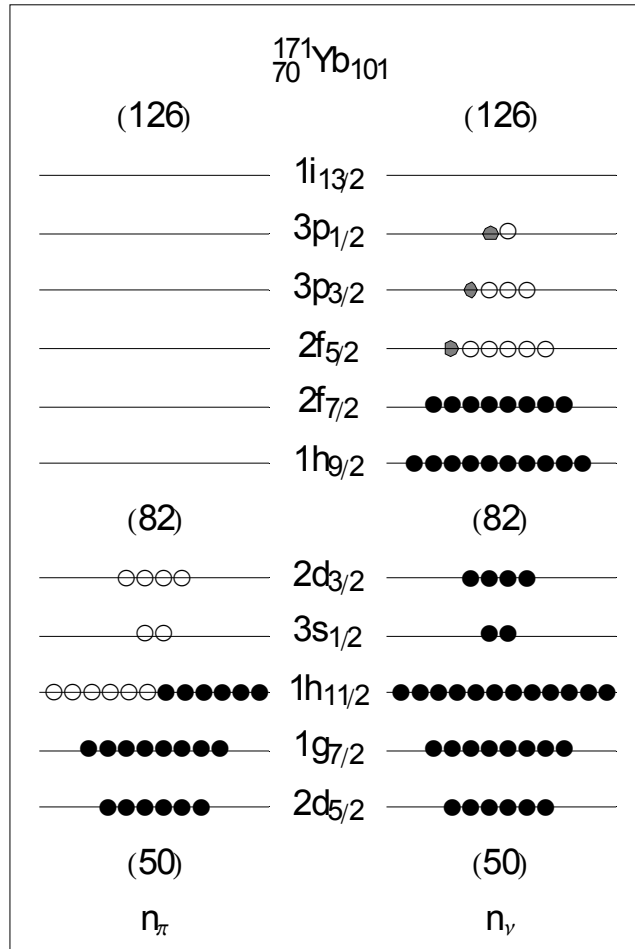
uyumludur, dolayısıyla çekirdek için de elde edilen hamiltonyen parametrelerinin uyumlu olduğunu göstermektedir.



Şekil 3.14 ^{173}Hf çekirdeğinin enerji spektrumu (Solda deneysel enerji düzeyleri (110) sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur)

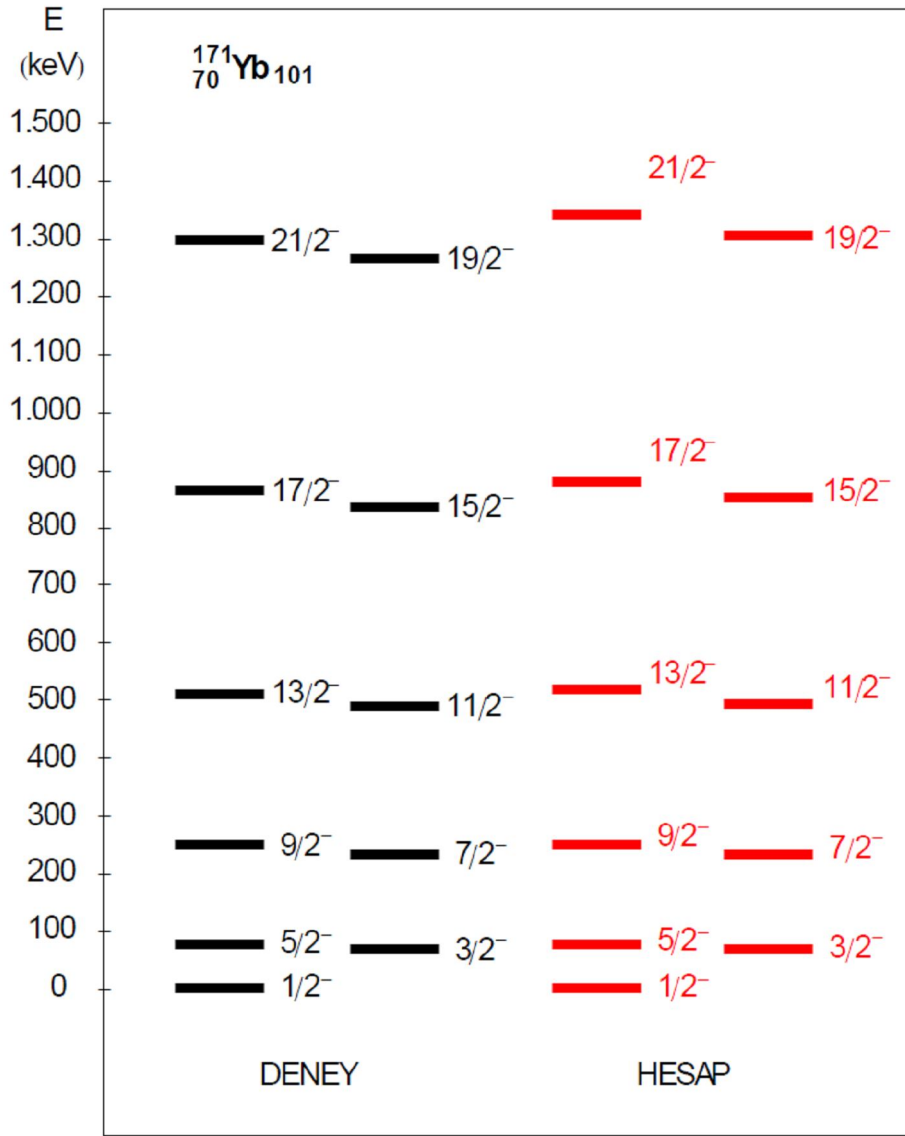
3.3.4 ^{171}Yb Çekirdeği ve Enerji Spektrumu

Seride incelenen çekirdeklerin ortasında bulunan ^{171}Yb çekirdeğinin 70 protonu vardır ve diğerleri gibi bu da deformedir. İncelenen çekirdeklerden en önemli farkı ise sadece bunun kararlı olmasıdır (110). Şekil 3.15'de bu çekirdek için kabuk yapısı verilmiştir.



Şekil 3.15 ^{171}Yb çekirdeğinin kabuk yapısı (n_π proton, n_ν nötron sayılarıdır)

Kabuk yapısına bakıldığında, tek nötrona sahip olduğundan tek fermiyonu fazlalık nötron temsil eden bu çekirdeğin bozon sayısının hesaplanmasında bunun özünü oluşturan çift-çift izotopu ^{170}Yb çekirdeği baz alınır.



Şekil 3.16 ^{171}Yb çekirdeğinin enerji spektrumu (Solda deneysel enerji düzeyleri (110) sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur)

Şekil 3.15'den anlaşılacağı üzere bu çekirdeğin 70 tane protonu vardır ve bu proton sayısı 50–82 arasında 22 tane fazlalık dolu proton ve 12 tane boşluk mevcut olup 82 üst kabuğuna daha yakın olduğundan, proton hollerinin oluşturduğu çiftlerden bozon sayısı şu şekilde hesaplanır;

$$N_{\pi} = (82 - 70) / 2 = 6$$

altı tane proton bozonu vardır. Nötronlardan kaynaklanan dokuz tane nötron bozonu vardır ve toplamda ^{170}Yb çekirdeğinin

$$N = N_{\pi} + N_{\nu} = 6 + 9 = 15$$

on beş tane bozonu vardır ve dolayısıyla ^{171}Yb çekirdeğinin bozon sayısı $N=15$ ve fermiyon sayısı $M=1$ 'dir.

Kararlı ^{171}Yb çekirdeği için Çizelge 3.4'deki hamiltonyen parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ile deneysel verileri (110) ile oluşturulan spektrum Şekil 3.16'da sunulmuştur. Deney ile hesapların karşılaştırıldığı bu şekilden anlaşılacağı üzere yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ile deneysel veriler oldukça uyumludur. Bundan dolayı bu çekirdek için elde edilen hamiltonyen parametrelerinin uyumlu olduğunu söylemek mümkündür.

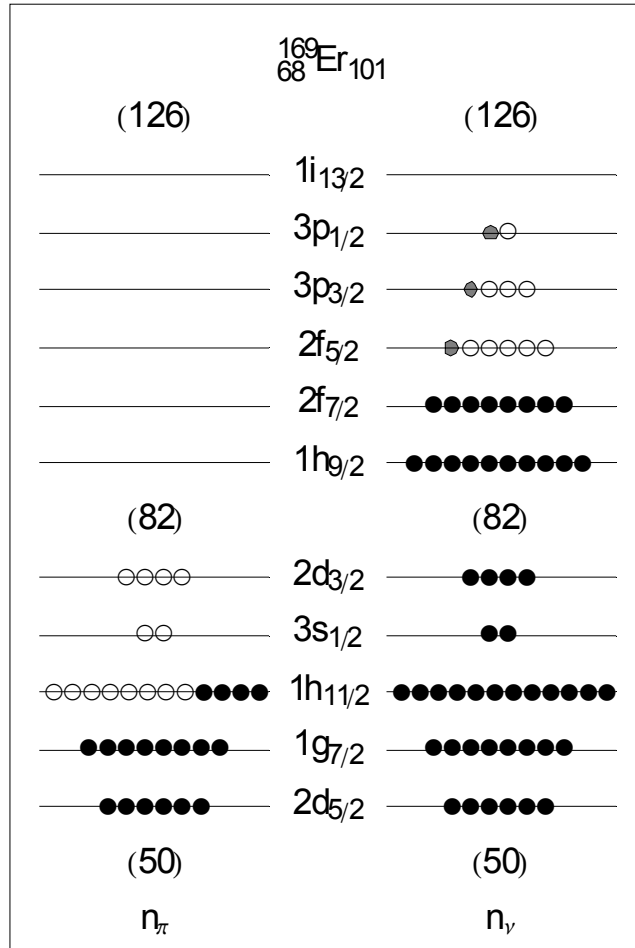
3.3.5 ^{169}Er Çekirdeği ve Enerji Spektrumu

^{171}Yb çekirdeğinin komşusu olan 68 protonlu ^{169}Er çekirdeğinin yarılanma süresi 9,4 dk (110)'dır. Diğerleri gibi deforme olan bu çekirdek ^{171}Yb 'nini aksine kararlı olmayıp ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf gibi egzotiktir. Şekil 3.17'de bu çekirdek için verilen kabuk yapısından anlaşılacağı üzere bundan da tek fermiyonu fazlalık nötron temsil etmektedir. Bu çekirdeğin bozon sayısının hesaplanmasında bunun özünü oluşturan çift-çift izotopu ^{168}Er çekirdeği baz alınır ve 68 tane protonu olduğundan, şekilden anlaşılacağı gibi, 50–82 arasında 18 tane dolu durum ve 14 tane boşluk mevcut olup 82 üst kabuğuna

daha yakın olduğundan, proton hollerinin oluşturduğu çiftlerden bozon sayısı şu şekilde hesaplanır;

$$N_{\pi} = (82 - 68) / 2 = 7$$

yedi tane proton bozonu vardır.

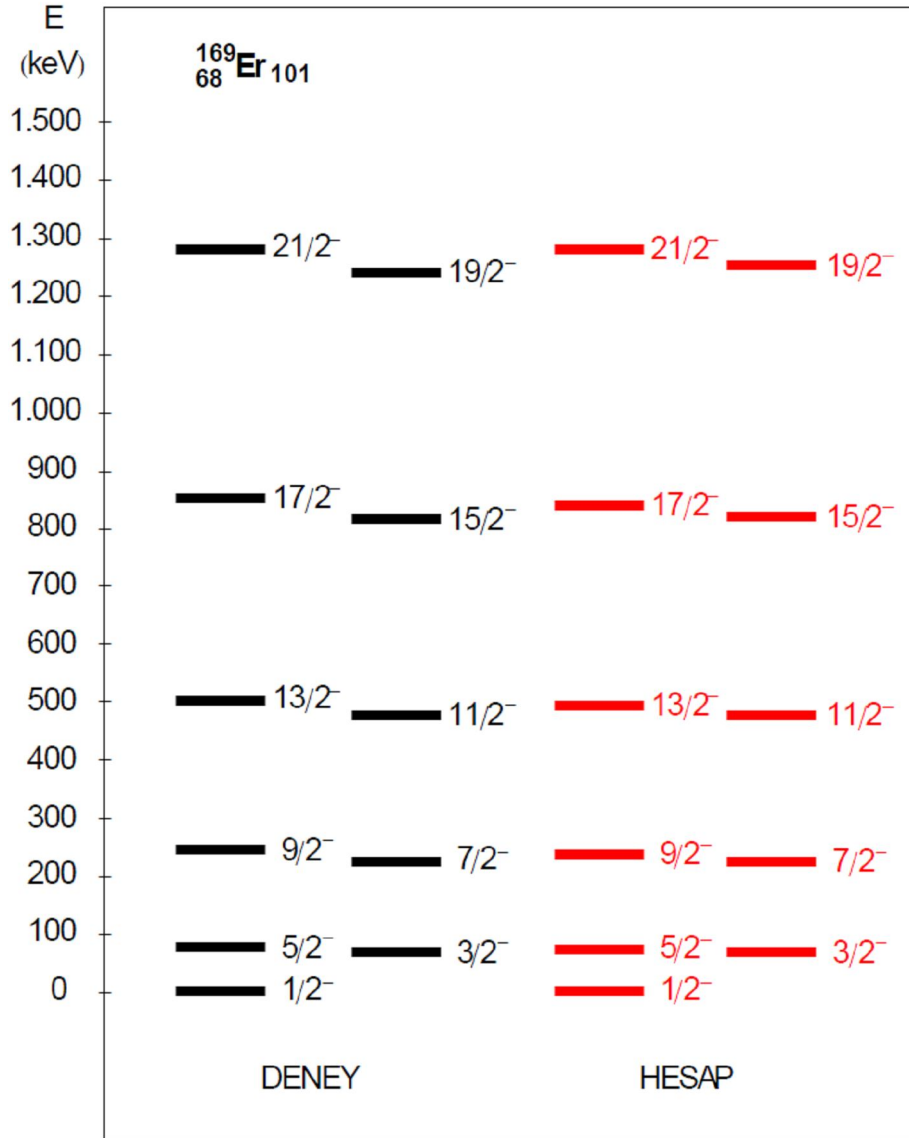


Şekil 3.17 ${}^{169}\text{Er}$ çekirdeğinin kabuk yapısı (n_{π} proton, n_{ν} nötron sayılarıdır)

Nötronlardan kaynaklanan dokuz tane nötron bozonu vardır ve toplamda ${}^{168}\text{Er}$ çekirdeğinin

$$N = N_{\pi} + N_{\nu} = 7 + 9 = 16$$

on altı tane bozonu vardır ve dolayısıyla ^{169}Er çekirdeğinin bozon sayısı $N=16$ ve fermiyon sayısı $M=1$ 'dir.



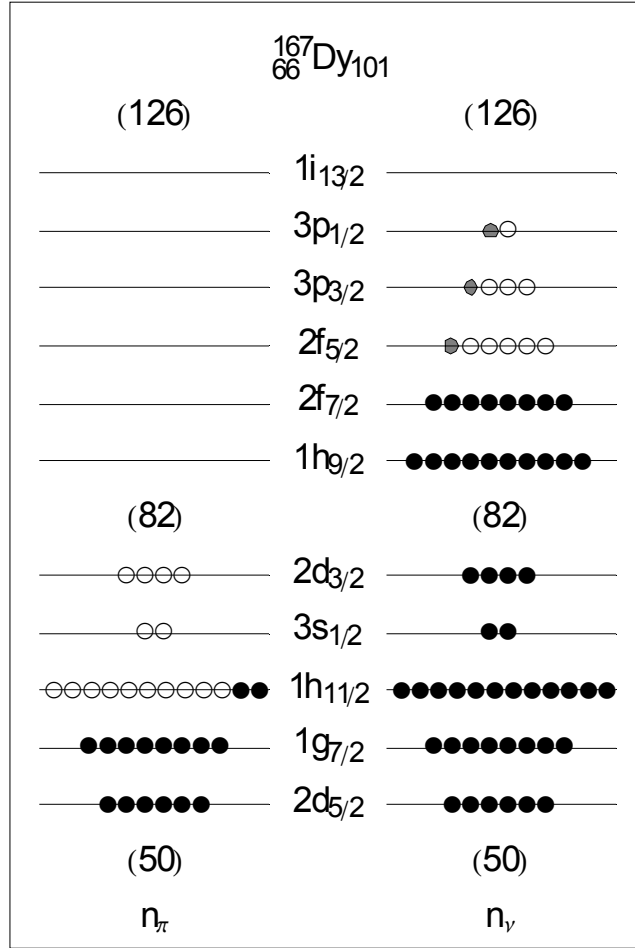
Şekil 3.18 ^{169}Er çekirdeğinin enerji spektrumu (Solda deneysel enerji düzeyleri (110) sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur)

Çizelge 3.4'de bu çekirdek için sunulan hamiltonyen parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ile deneysel verileri

(110) ile oluşturulan spektrum Şekil 3.18'da sunulmuştur. Bu şekilden anlaşılacağı üzere yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ile deneysel veriler oldukça uyumludur.

3.3.6 ^{167}Dy Çekirdeği ve Enerji Spektrumu

66 protona sahip olan ^{167}Dy çekirdeğinin yarılanma süresi 6,2 dk (110)'dir ve diğerleri gibi deforme ve egzotik olan bu çekirdeğin Şekil 3.19'de kabuk yapısı verilmiştir.



Şekil 3.19 ^{167}Dy çekirdeğinin kabuk yapısı (n_{π} proton, n_{ν} nötron sayılarıdır)

Bozon sayısının hesaplanmasında ^{167}Dy çekirdeğinin özünü oluşturan çift-çift izotopu ^{168}Er çekirdeği baz alınır ve 66 tane protonu olduğundan, 50–82 arasında 16 tane dolu durum ve 16 tane boşluk mevcut olup, 82 üst kabuğu ve 50 alt kabuğunun ortasındadır. Her ikisine de mesafesi aynı olduğundan, dolu durumdaki protonların ya da hollerinin oluşturduğu çiftlerin her ikisinden yola çıkılarak bozon sayısının hesaplanması mümkündür. Her iki duruma göre

$$N_{\pi} = (82 - 66) / 2 = 8 \quad N_{\nu} = (66 - 50) / 2 = 8$$

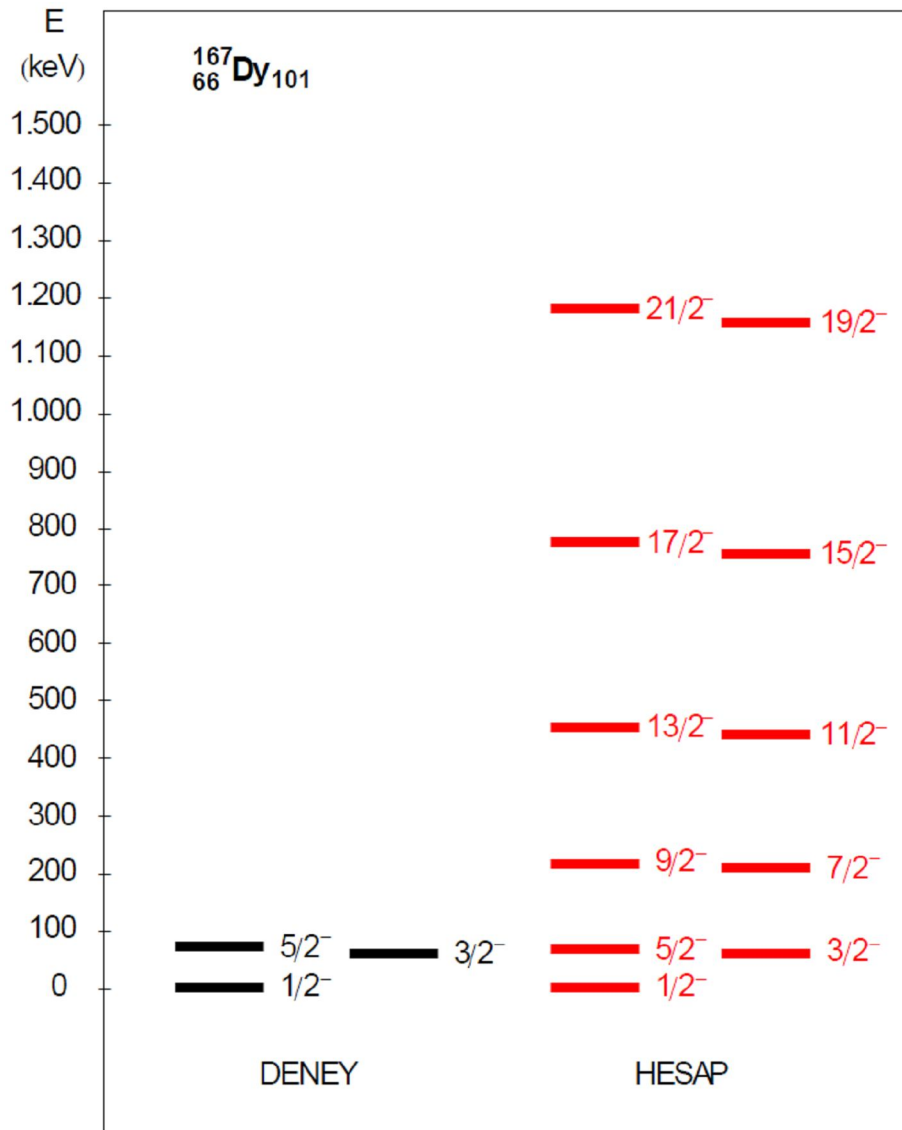
şeklinde hesap yapıldığında, proton bozonlarının sekiz olduğu görülür. Nötronlardan kaynaklanan dokuz tane nötron bozonu da eklendiğinde, toplamda ^{166}Dy çekirdeğinin

$$N = N_{\pi} + N_{\nu} = 8 + 9 = 17$$

on yedi tane bozonu vardır ve dolayısıyla ^{167}Dy çekirdeğinin bozon sayısı $N=17$ ve fermiyon sayısı $M=1$ 'dir.

Kararlı olmayan ^{167}Dy çekirdeğinin deneysel enerji düzeylerinin tamamı bilinmemektedir. Şekil 3.20'de görüldüğü gibi taban enerji düzeyi dışında sadece $3/2$ ve $5/2$ düzeylerinin deneysel verileri vardır ve diğer düzeyler ile ilgili herhangi bir sonuç yoktur. Bundan önceki çekirdeklerin temel bandaki $21/2$ düzeyi ne kadar bütün düzeylerin deneysel enerji verileri bilinmektedir. Bunlar için elde edilen hamiltonyen parametrelerinin uygunluğu göz önünde tutularak ve bu parametrelerin değişimine bakarak tam olarak bilinmeyen bu çekirdek içinde uygun parametreleri seçmek mümkündür. Bu şekilde elde

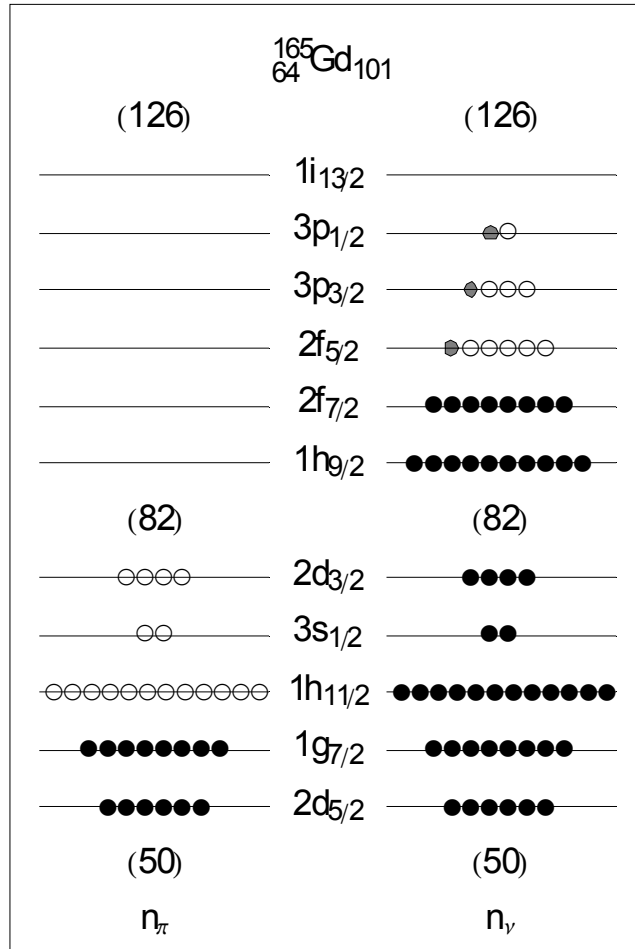
edilen Çizelge 3.4'ki hamiltonyen parametreleri kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ve elde edilen deneysel verileri (110) ile oluşturulan spektrum Şekil 3.20'da sunulmuştur. 5/2 düzeyi ne kadar deneysel veriler yapılan hesapların karşılaştırıldığı bunların birbiri ile oldukça uyumludur. Bu çekirdek için üretilen bu hamiltonyen parametreleri kullanılarak 21/2 düzeyi ne kadar olan diğer düzeyleri de hesaplamak mümkündür.



Şekil 3.20 ¹⁶⁷Dy çekirdeğinin enerji spektrumu (Solda deneysel enerji düzeyleri (110) sağda hesaplanan sonuçlar (keV) sunulmuştur)

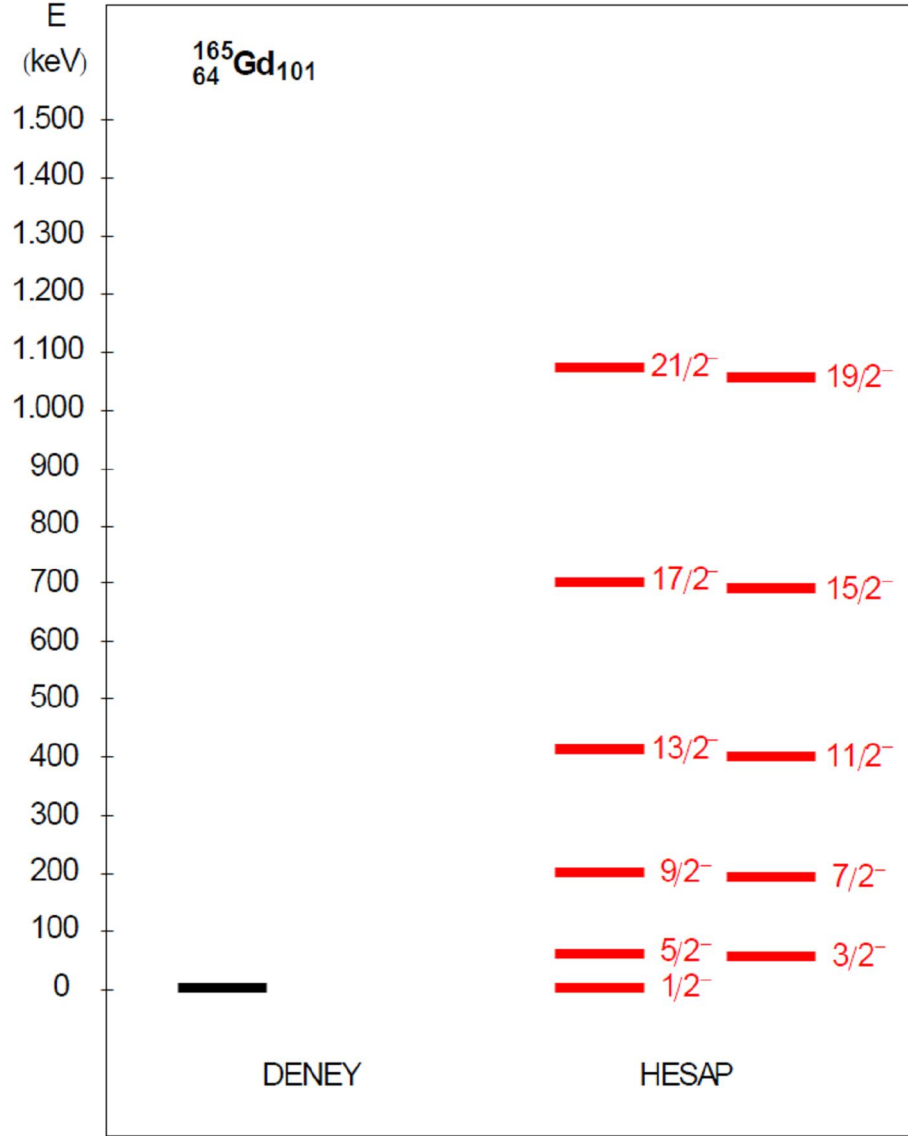
3.3.7 ^{165}Gd Çekirdeği ve Enerji Spektrumu

$N=101$ serisinin son üyesi olan ^{165}Gd çekirdeğinin 64 protonu vardır ve yarılanma süresi 10,3 sn (110)'dir ve diğerleri karşılaştırıldığında en kısa ömre sahip olan budur. Serideki diğer çekirdekler gibi deforme bölgede bulunan bu çekirdeğin diğerlerinden en önemli farkı herhangi bir deneysel verinin elimizde bulunmamasıdır. Yani bu çekirdek tamamen bilinmemektedir. Kabuk yapısı Şekil 3.21'de verilen bu çekirdeğin protonlarının doldurduğu durumlara bakıldığında, protonlar $1g_{7/2}$ yörüngesini tamamen doldurmaktadır ve diğerlerinin aksine $1h_{11/2}$ 'de hiç proton yoktur.



Şekil 3.21 ^{165}Gd çekirdeğinin kabuk yapısı (n_π proton, n_ν nötron sayılarıdır)

Önceki çekirdeklerin protonları 50–82 arasındaki bölgenin yarısından fazlasını doldururken (^{167}Dy çekirdeğinin tam yarıya kadar dolu), bu çekirdek, şekilden de anlaşılacağı üzere, yarıdan azını doldurmaktadır.



Şekil 3.22 ^{165}Gd çekirdeği için oluşturulan edilen enerji spektrumu (keV)

^{165}Gd çekirdeğinin bozon sayısının hesaplanmasında, bunun özünü oluşturan çift-çift ^{164}Gd izotopu baz alındığında, 64 tane protonu olduğundan, 50–82 arasında 14 tane dolu durum ve 18 tane boşluk mevcuttur. 50 sihirli sayısının

oluşturduğu alt kabuğa daha yakın olması nedeniyle hollerinin değil proton çiftlerinin oluşturduğu bozon sayıları,

$$N_{\pi} = (64 - 50) / 2 = 7$$

şeklinde hesaplanır. Yedi tane proton bozonuna dokuz tane nötron bozonu da eklendiğinde, toplamda ^{164}Gd çekirdeğinin

$$N = N_{\pi} + N_{\nu} = 7 + 9 = 16$$

on altı tane bozonu vardır ve dolayısıyla ^{165}Gd çekirdeğinin bozon sayısı $N=16$ ve fermiyon sayısı $M=1$ 'dir.

^{165}Gd çekirdeğinin deneysel enerji düzeyleri, Şekil 3.18'de görüldüğü gibi bilinmemektedir (110). Bundan önceki çekirdekler için elde edilen hamiltonyen parametrelerinin uygunluğu göz önünde tutularak bu çekirdek için elde edilen parametreler (Çizelge 3.4) kullanılarak yapılan hesaplamalarda elde edilen sonuçlar ile oluşturulan spektrum Şekil 3.22'de sunulmuştur. Üretilen parametreler kullanılarak $21/2$ düzeyi ne kadar olan düzeyler hesaplanarak bu çekirdeğin temel enerji bandı oluşturuldu.

Serideki deneysel enerji düzeyleri bilinen ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb ve ^{169}Er çekirdeklerinin her biri için, enerji düzeyleri hesaplanarak, enerji spektrumları oluşturulmuştur. Şekillerden anlaşılacağı üzere hesaplamalar ile deneysel veriler oldukça uyumludur. Bilinenlerden yola çıkarak elde edilen parametreler ile deneysel düzeylerinin tamamı bilinmeyen ^{167}Dy ve hiçbir deneysel düzeyi bilinmeyen ^{165}Gd çekirdeklerinin düzeyleri de hesaplanarak enerji spektrumları oluşturulmuştur.

3.4 Elektromanyetik Geçişler ve Momentler

Nükleer yapı çalışmalarında, deforme bölgede bulunan çekirdeklerin yapısal özelliklerinin incelenmesinde enerji düzeylerinin belirlenmesi kadar elektromanyetik geçişlerin belirlenmesi de önemlidir. Etkileşen bozon fermiyon modeli ile deforme çekirdeklerin elektromanyetik geçişlerinin hesaplanması mümkündür. Bu çalışmada deforme bölge de ve N=101 serisindeki ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdeklerinin enerji düzeyleri arasında meydana gelen elektromanyetik geçişlerinin B(E2), B(M1) olasılıkları ve E2/M1 karışım oranlarının hesaplanmasında çeşitli işlemciler gereksinim vardır. Bunların yanında kuadrupol momentler ve manyetik momentlerde deforme nükleer yapı çalışmalarında incelenmektedir ve bunların hesaplanmasında da işlemciler gereksinim duyulmaktadır.

Tek-A'lı çekirdeklerin elektromanyetik geçişlerinin, E2/M1 karışım oranlarının, kuadrupol momentlerinin ve manyetik momentlerinin hesaplamalarında linux işletim sisteminde çalışan ve fortran programlama dilinde P. Van İsacker ve Jolie tarafından yazılan IBFMT bilgisayar kodu kullanılmıştır. Enerji düzeylerinin hesaplamasında kullanılan IBFM kodunda olduğu gibi, yüksek bozonlu çekirdeklerin elektromanyetik geçişlerinin, E2/M1 karışım oranlarının, kuadrupol momentlerin ve manyetik momentlerin hesaplanabilmesi için IBFMT kodu da benzer şekilde geliştirilmiştir. Bu şekilde ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdeklerinin elektromanyetik geçişleri, E2/M1 karışım oranları, kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri hesaplanmıştır.

3.4.1 E2 Geçiş İşlemcileri ve B(E2) Geçiş Olasılıkları

İkinci bölümde, başlık 2.5.1'de belirtildiği gibi Düzeyler arasında meydana gelen B(E2) geçiş olasılıklarının hesaplanmasında E2 işlemcisine gereksinim vardır. 2.5.1 kısmında verilen (2.90)-(2.93) denklemlerini burada tekrar belirtmekte fayda vardır. E2 işlemcisinin bozon ve fermiyon kısımlarını içeren en genel hali

$$T(E2) = T_B(E2) + T_F(E2) \quad (3.4)$$

şekildedir (50,69). Burada ilk terim bozon işlemcisi

$$T_B(E2) = e_B Q_B \quad (3.5)$$

dir. Q_B bozon kuadrupol işlemcisidir ve e_B bozon etkin yüküdür. Denklem (3.4)'deki ikinci terim ise fermiyon işlemcisi olup

$$T_F(E2) = e_F q_F \quad (3.6)$$

şeklindedir. Buradaki, q_F fermiyon kuadrupol işlemci olup, e_F ise fermiyon etkin yüklerdir. Bu parametreler arasında $e_B = -e_F$ şeklinde bağlantı vardır⁽⁵⁴⁾ yani bunlar eşit fakat zıt işaretli olmalıdırlar.

Düzeyler arasında meydana B(E2) geçiş olasılığı ile T(E2) işlemcisi arasındaki bağlantı (22,44,62)

$$B(E2; J_i \rightarrow J_s) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_i \| T(E2) \| J_s \rangle \right|^2 \quad (3.7)$$

şeklindedir. Burada J_i ve J_s sırasıyla ilk ve son düzeyleri belirtmektedir.

Çizelge 3.5 B(E2) geçiş değerleri ($10^2 e^2 \cdot b^2$)

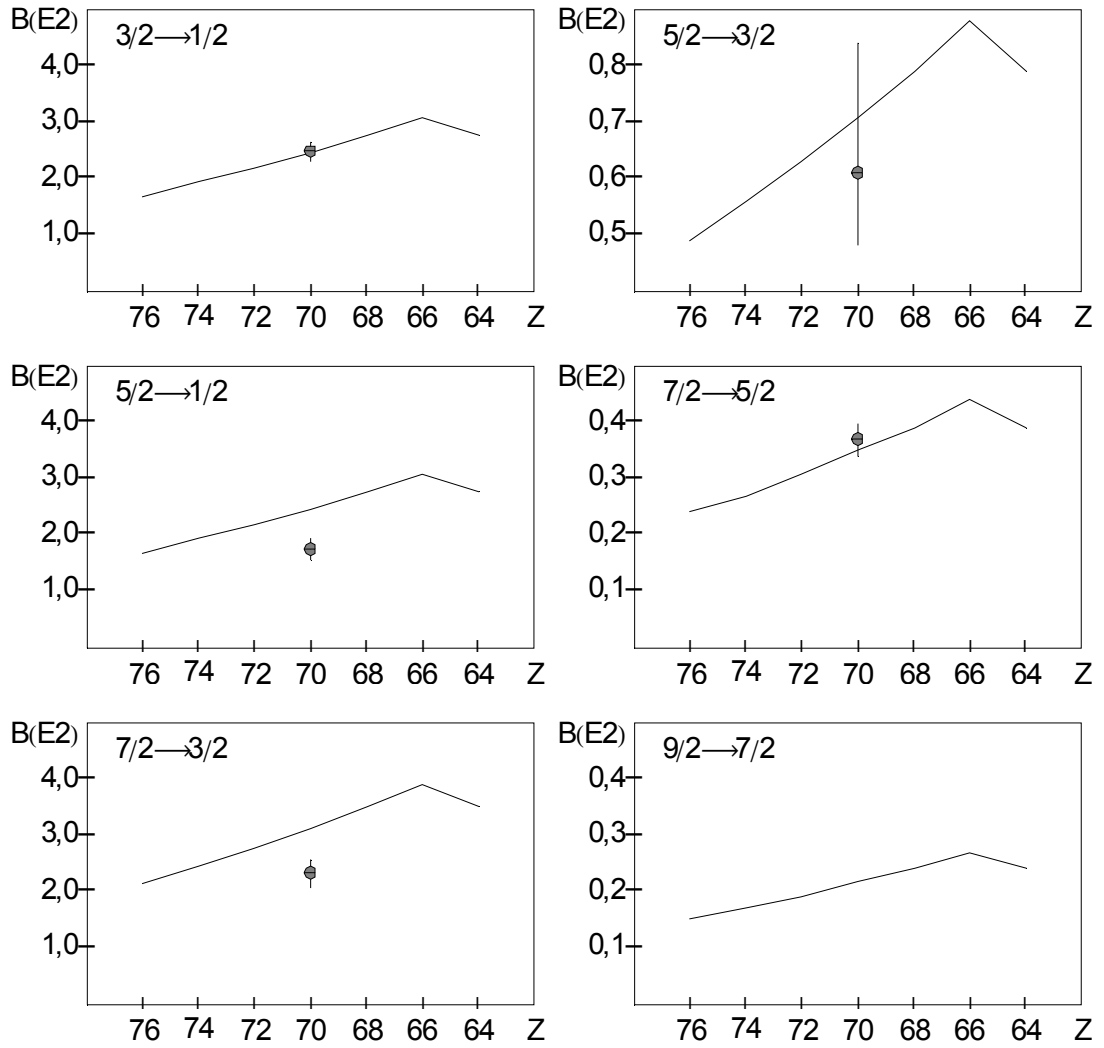
	¹⁷⁷ Os	¹⁷⁵ W	¹⁷³ Hf	¹⁷¹ Yb		¹⁶⁹ Er	¹⁶⁷ Dy	¹⁶⁵ Gd
$J_i \rightarrow J_s$	Hesap	Hesap	Hesap	Deney (110)	Hesap	Hesap	Hesap	Hesap
$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	1,68	1,93	2,19	2,47 (0,18)	2,47	2,76	3,07	2,76
$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	0,49	0,56	0,63	0,61 (0,23)	0,71	0,79	0,88	0,79
$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	1,68	1,93	2,19	1,74 (0,20)	2,47	2,76	3,07	2,76
$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	0,24	0,27	0,31	0,37 (0,03)	0,35	0,39	0,44	0,39
$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	2,14	2,45	2,79	2,33 (0,25)	3,14	3,52	3,92	3,52
$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	0,15	0,17	0,19	-	0,22	0,24	0,27	0,24
$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	2,37	2,72	3,10	3,10 (0,10)	3,49	3,92	4,36	3,91
$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	0,09	0,11	0,12	0,16 (0,21)	0,14	0,16	0,18	0,16
$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2,46	2,83	3,22	3,52 (0,04)	3,65	4,09	4,56	4,09
$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	0,07	0,08	0,10	-	0,11	0,12	0,13	0,12
$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2,55	2,94	3,35	3,65 (0,08)	3,79	4,25	4,74	4,25
$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	0,01	0,06	0,07	(0,18)	0,07	0,08	0,09	0,08

Etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde süpersimetriler ile yapılan hesaplamalarda, uygun işlemcilerin seçilmesiyle deneysel sonuçlardan yola çıkarak uygun bozon ve fermiyon etkin yüklerinin elde edilebilir. Bu şekilde E2 geçişlerinin hesaplanması mümkündür. IBFMT bilgisayar kodu ile yapılan simülasyon çalışmalarında T(E2) işlemcisi ve B(E2) geçiş olasılığı ayrı ayrı hesaplanabilmektedir.

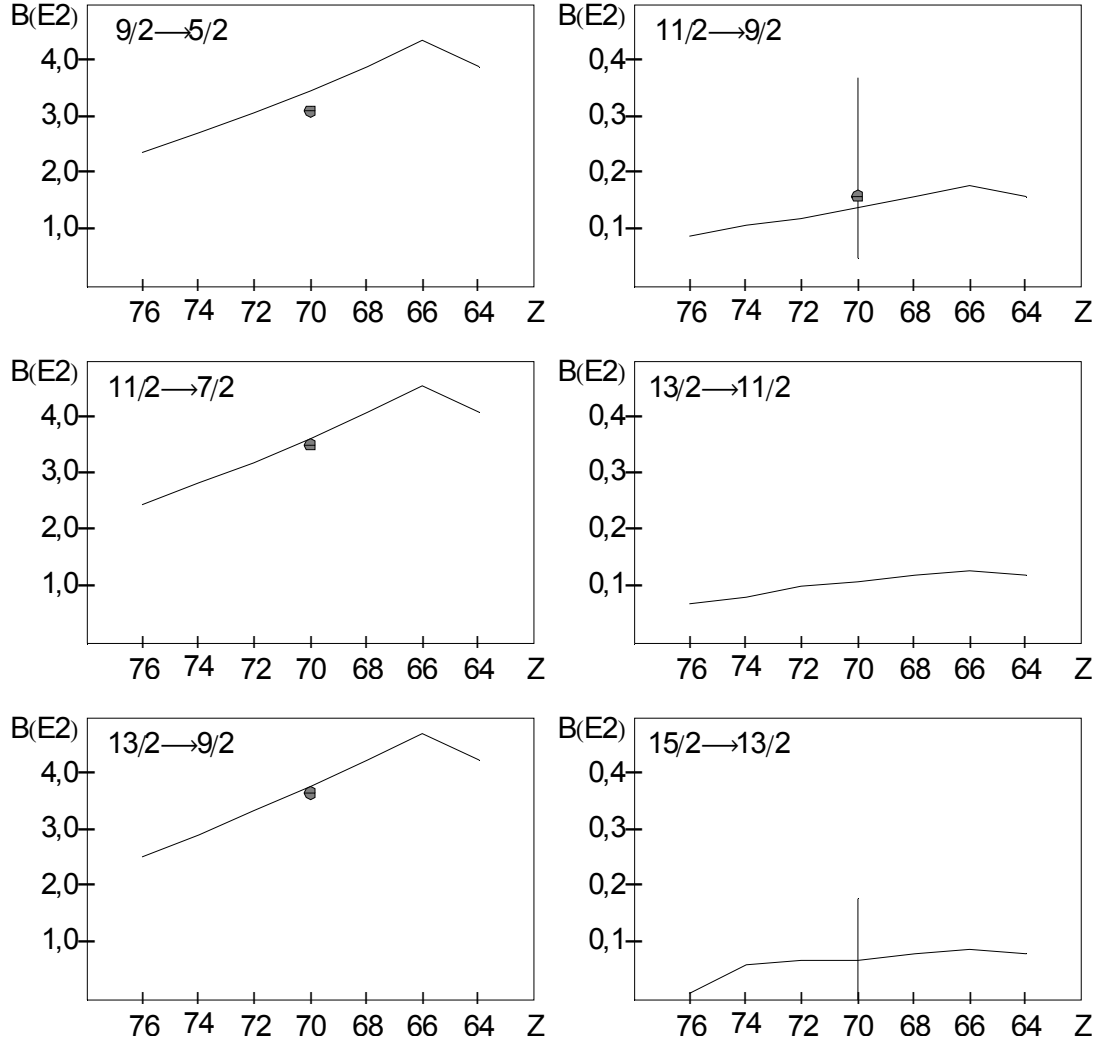
İncelenen çekirdekler prolate şekilde ve $SU^{BF}(3)$ simetrisine yakın olduğundan, hesaplamalarda ve dolayısıyla bilgisayar kodunun girdi dosyasıyla $\chi = -\sqrt{7}/2$ olarak alınmıştır. Uygun parametrelerin seçilmesi ile düzeyler arasında meydana gelen B(E2)'lerin hesaplamaları Çizelge 3.5'de verilmiştir. İncelenen çekirdeklerden sadece ^{171}Yb çekirdeği kararlı olup bu çekirdeğin B(E2) geçiş değerlerinin deneysel sonuçları bilinmektedir (110). Bu çekirdeğin hata payları deneysel verilerinin altlarında parantez içinde sunulmuştur. N=101'deki diğer ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekleri kararlı değildir ve bunların deneysel B(E2) değerleri henüz bilinmemektedir.

^{171}Yb çekirdeğinin deneysel (110) B(E2) geçiş değerlerinden yola çıkarak $e_B = -e_F = 0,1433eb$ parametresi elde edilmiştir. Tek-A'lı çekirdeklerinin E2 geçiş olasılıklarının etkileşen bozon modeli ile yapılan çalışmalarında (50,54,69) etkin bozon yükünü belirten bu parametre değere yakın değerler almaktadır. Elde edilen $e_B = -e_F = 0,1433eb$ parametreleri kullanılarak ^{171}Yb çekirdeğinin Çizelge 3.5'de ki B(E2) geçiş değerleri IBFMT kodu ile bilgisayar

ortamında hesaplanmıştır. Ayrıca aynı parametre ile N=101 serisindeki ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdeklerinin B(E2) geçişleri de hesaplanarak deneysel sonuçlarının henüz olmamasına rağmen belirlenmiştir. Elde edilen değerlerin proton sayısına göre konumları Şekil 3.23'de verilen grafiklerde sunulmuştur.



Şekil 3.23 N=101 serisindeki çekirdeklerin B(E2) geçiş değerlerinin proton sayısına göre grafikleri (devamı diğer sayfada)



Şekil 3.23 N=101 serisindeki çekirdeklerin B(E2) geçiş değerlerinin proton sayısına göre grafiklerinin devamı

Çizelgede sunulan deneysel veriler nokta ile ve parantez içinde verilen hata payları ise grafiklerde düşey çizgiler ile belirtilmiştir. Çizelge 3.5 ve Şekil 3.23 incelendiğinde, ^{171}Yb çekirdeğinin deneysel verilerinden (110) yola çıkarak üretilen parametre ile hesaplanan sonuçların, $B(E2: 5/2 \rightarrow 1/2)$, $B(E2: 7/2 \rightarrow 3/2)$ geçiş değerleri hariç, deneysel veriler ile uyumlu olduğu anlaşılmaktadır ve bu iki deneyin tekrarlanması yararlı olacaktır. $B(E2: 15/2 \rightarrow 13/2)$ geçiş değerinin sadece hata payı vardır ve bu deneyin

de tekrarlanmasında yarar olduğu anlaşılmaktadır. Diğer sonuçlar uyumlu olduğu için aynı parametre ile serideki diğer ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdeklerinin B(E2) geçişleri ve ayrıca ^{171}Yb çekirdeğinin bilinmeyen bazı B(E2) değerleri de hesaplanmıştır. Şekil 3.23' deki grafiklerin tamamında Z=66'da bir tepe meydana gelmiştir. Bütün grafiklerdeki bu en büyük değer ^{167}Dy çekirdeğine karşı gelmektedir ve bunun nedeni, bu çekirdeğin bozon sayısının diğerlerinden büyük olmasıdır.

3.4.2 M1 Geçiş İşlemcileri ve B(M1) Geçiş Olasılıkları

Düzeyler arasında meydana gelen B(M1) geçiş olasılıklarının hesaplanmasında da M1 işlemcilerine gereksinim vardır. Bozon ve fermiyon kısımlarını içeren bu işlemcilerinin en genel hali

$$T(M1) = T_B(M1) + T_F(M1) \quad (3.8)$$

şeklindedir (67,69). Burada ilk terim bozon işlemcisi

$$T_B(M1) = g_B L_B \quad (3.9)$$

dir. $L_B = \sqrt{10}(d^+ \times \tilde{d})^{(1)}$ bozon açısal momentum işlemcisidir ve g_B bozon g-faktörüdür. Denklem (3.8)'deki ikinci terim ise fermiyon işlemcisi olup

$$T_F(M1) = g_F j_F \quad (3.10)$$

şeklindedir. Buradaki, $j_F = -\sqrt{j(j+1)(2j+1)/3}(a^+ \times \tilde{a})^+$ fermiyon açısal momentum işlemci olup, g_F ise fermiyon g-faktörüdür. Uygun işlemcilerin seçilmesi ve uygun bozon ve fermiyon g-faktörlerinin elde edilmesi ile M1 geçişlerinin hesaplanması mümkündür. B(M1) ve T(M1) işlemcisi arasındaki bağlantı

$$B(M1; J_i \rightarrow J_s) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_i \| T(M1) \| J_s \rangle \right|^2 \quad (3.11)$$

şeklindedir (22,44,62).

Etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde süpersimetriler ile yapılan hesaplamalarda, uygun işlemcilerin seçilmesiyle deneysel sonuçlardan yola çıkarak uygun bozon ve fermiyon etkin yüklerinin elde edilebilir. Bu şekilde M1 geçişlerinin hesaplanması mümkündür. IBFMT bilgisayar kodu ile yapılan simülasyon çalışmasında T(M1) işlemcisi ve B(M1) geçiş olasılığı ayrı ayrı hesaplanabilmektedir.

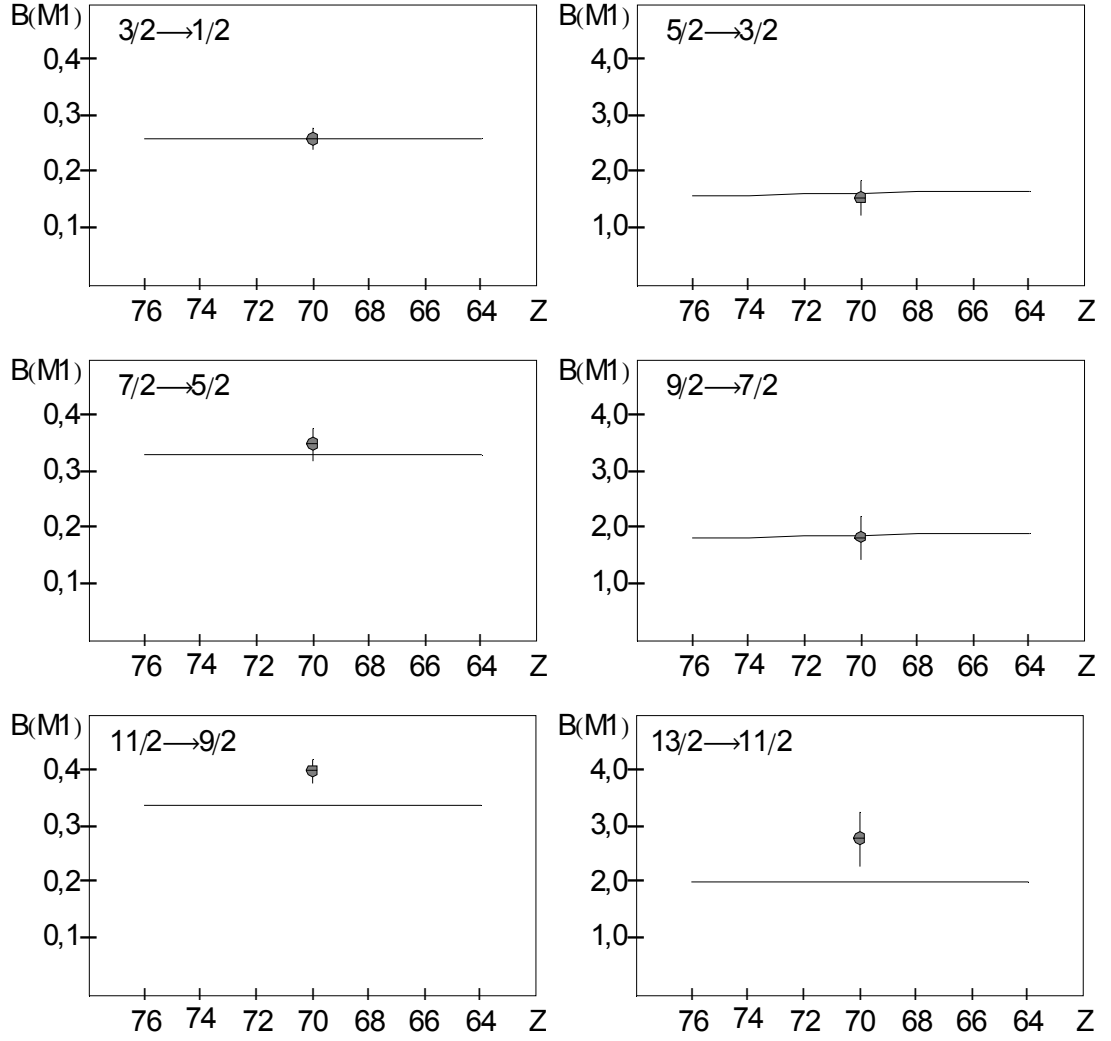
Sadece ^{171}Yb çekirdeğinin deneysel M1 geçiş olasılıkları yani B(M1) değerleri bilinmektedir (110). Deneysel sonuçları bilinen ^{171}Yb çekirdeğinden yola çıkarak elde edilen parametre $g_B = g_F = 0,44 \text{ nm}$ şeklindedir. ^{171}Yb çekirdeğinin B(M1) geçişleri hesaplanmıştır ve aynı parametreler kullanılarak serisindeki ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdeklerinin henüz deneysel olarak bilinmeyen geçişlerinin B(M1) değerleri hesaplanmıştır.

Uygun parametrelerin seçilmesi ile düzeyler arasında meydana gelen B(M1)'lerin hesaplamaları Çizelge 3.6'da verilmiştir.

Çizelge 3.6 B(M1) geçiş olasılıkları (10^{-2} nm²)

	¹⁷⁷ Os	¹⁷⁵ W	¹⁷³ Hf	¹⁷¹ Yb	¹⁷¹ Yb	¹⁶⁹ Er	¹⁶⁷ Dy	¹⁶⁵ Gd
$J_i \rightarrow J_s$	Hesap	Hesap	Hesap	Deney (110)	Hesap	Hesap	Hesap	Hesap
$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	0,26	0,26	0,26	0.25 (0.02)	0,26	0,26	0,26	0,26
$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	1,59	1,61	1,64	1.56 (0.33)	1,65	1,67	1,69	1,67
$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	0,33	0,33	0,33	0.35 (0.03)	0,33	0,33	0,33	0,33
$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1,83	1,85	1,87	1.84 (0.39)	1,88	1,90	1,91	1,90
$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	0,34	0,34	0,34	0.40 (0.02)	0,34	0,34	0,34	0,34
$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2,03	2,02	2,02	2.79 (0.50)	2,03	2,03	2,04	2,03

Hesaplanan B(M1) değerlerinin proton sayısına göre grafikleri Şekil 3.24'de verilmiştir. Çizelge 3.6'da sunulan deneysel veriler ve parantez içinde verilen hata payları Şekil 3.24'de, sırasıyla, nokta ve düşey çizgiler ile belirtilmiştir.



Şekil 3.24 N=101 serisindeki çekirdeklerin B(M1) geçiş değerlerinin proton sayısına göre grafikleri

Çizelge 3.6 ve Şekil 3.24'den anlaşılacağı üzere, ^{171}Yb çekirdeği için hesaplanan B(M1) geçiş değerlerinin deneysel veriler ile uyumlu olduğu görülmektedir. ^{171}Yb çekirdeğinin deneysel verilerinden yola çıkarak üretilen parametre ile ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdeklerinin henüz deneysel olarak bilinmeyen B(M1) geçiş değerleri için hesaplamalar yapılmıştır. Şekil 3.24'de görüldüğü gibi ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy , ^{165}Gd çekirdekler için hesaplanan B(M1) geçiş olasılık değerleri önemli bir değişim göstermemektedir.

3.4.3 $\delta^{(E2/M1)}$ karışım oranları

Düzeyler arasında meydana gelen E2/M1 karışım oranlarının en genel ifadesi,

$$\delta^{(E2/M1)} = 0.832 E_\gamma \overline{\Delta^{(E2/M1)}} \quad (3.12)$$

şeklindedir ve buradaki $\Delta^{(E2/M1)}$

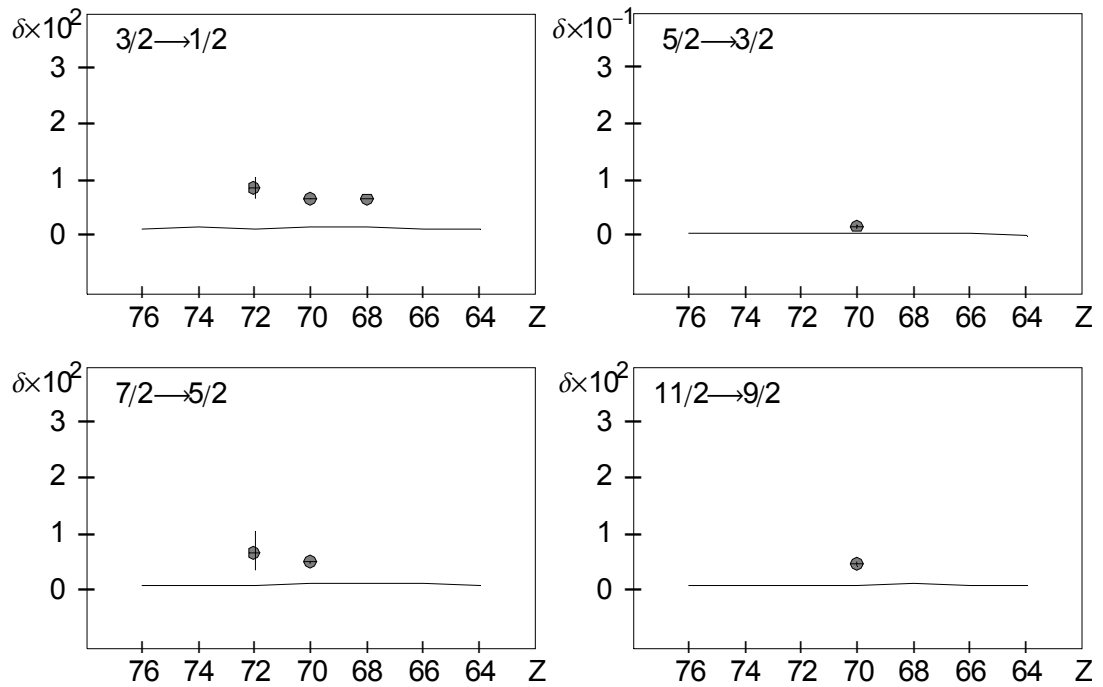
$$\Delta^{(E2/M1)} = \frac{\langle J_i \| T(E2) \| J_s \rangle}{\langle J_i \| T(M1) \| J_s \rangle} \quad (3.13)$$

şeklindedir (58).

Çizelge 3.7 $\delta^{(E2/M1)}$ karışım oranları (keV eb/nm)

	$J_i \rightarrow J_s$	$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$
^{177}Os	Hesap	16,1	0,7	11,3	10,9
^{175}W	Hesap	17,1	0,7	12,9	12,1
^{173}Hf	Deney (110)	88 (20)	-	69 (+40-30)	-
	Hesap	16,9	0,6	13,0	12,4
^{171}Yb	Deney (110)	69,3 (7)	1,9 (+3-4)	52,1 (16)	50 (4)
	Hesap	17,2	0,7	13,2	12,6
^{169}Er	Deney (110)	67	-	-	-
	Hesap	17,6	0,6	13,6	13,2
^{167}Dy	Hesap	16,5	0,8	13,2	12,9
^{165}Gd	Hesap	15,8	0,3	12,2	11,9

Denklem (3.13)'den anlaşılacağı üzere, $\delta^{(E2/M1)}$ karışım oranları, sırasıyla, (3.4) ve (3.8) denklemlerinde verilen $T(E2)$ ve $T(M1)$ işlemcilerine bağlıdır. B(E2) ve B(M1) geçişleri için elde edilen parametrelerin kullanılmasıyla IBFMT kodu ile hesaplanan $T(E2)$ ve $T(M1)$ işlemciler denklem (3.13)'de yerine konarak, öncelikle $\Delta^{(E2/M1)}$ elde edilir ve (3.12)'den $\delta^{(E2/M1)}$ karışım oranları her çekirdek için bulunur. Hesaplanan sonuçlar Çizelge 3.7'de verilmiştir. E2/M1 karışım oranlarının proton sayısına göre grafikleri Şekil 3.25'de verilmiştir. Çizelgede sunulan deneysel (110) veriler nokta ile ve parantez içinde verilen hata payları ise grafiklerde düşey çizgiler ile belirtilmiştir.



Şekil 3.25 N=101 serisindeki çekirdeklerin E2/M1 karışım oranlarının proton sayısına göre grafikleri

3.4.4 Kuadrupol Momentler

Düzeylelerdeki kuadrupol momentlerin hesaplanmasında da T(E2) işlemcisine gereksinim vardır. $Q(J)$ ile $T(E2)$ arasında ki bağlantı,

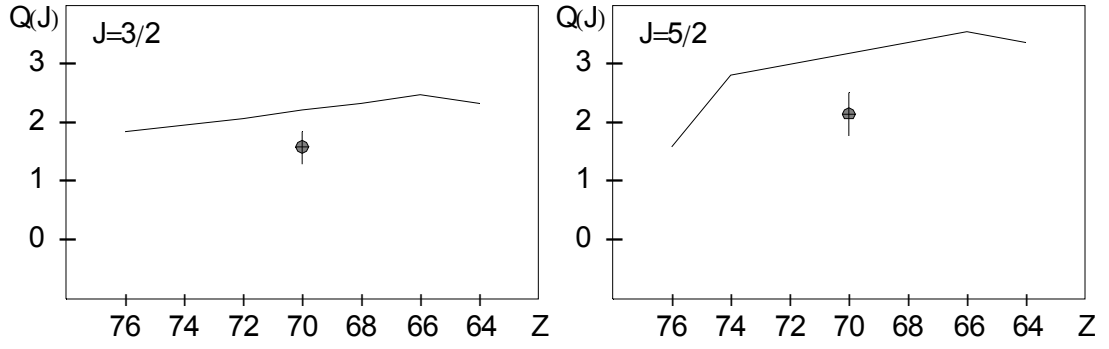
$$Q(J) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+3)}} \langle J || T(E2) || J \rangle \quad (3.14)$$

şeklindedir (22). Sadece ^{171}Yb çekirdeğinin deneysel (110) kuadrupol momentleri bilinmektedir. IBFM kodunda hesaplanan T(E2) işlemcisi ve denklem (3.14)'de yerine konarak her çekirdek için kuadrupol momentleri elde edilir. Sonuçlar Çizelge 3.8'de sunulmuştur.

Çizelge 3.8 Kuadrupol Momentler (eb)

	^{177}Os	^{175}W	^{173}Hf	^{171}Yb		^{169}Er	^{167}Dy	^{165}Gd
$Q(J)$	Hesap	Hesap	Hesap	Deney (110)	Hesap	Hesap	Hesap	Hesap
$\frac{3}{2}$	1,85	1,98	2,10	1,59 (27)	2,23	2,36	2,49	2,36
$\frac{5}{2}$	1,60	2,82	3,01	2,16 (37)	3,19	3,37	3,56	3,37

Şekil 3.26'de ^{171}Yb çekirdeği için yapılan hesaplamalar ile ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdekleri için yapılan hesaplamalar sunulmuştur.



Şekil 3.26 N=101 serisindeki çekirdeklerin kuadrupol momentlerinin proton sayısına göre grafikleri

3.4.5 Manyetik Momentler

Manyetik momentlerin hesaplanmasında T(M1) işlemcisine gereksinim vardır ve bunlar arasında ki bağlantı (22),

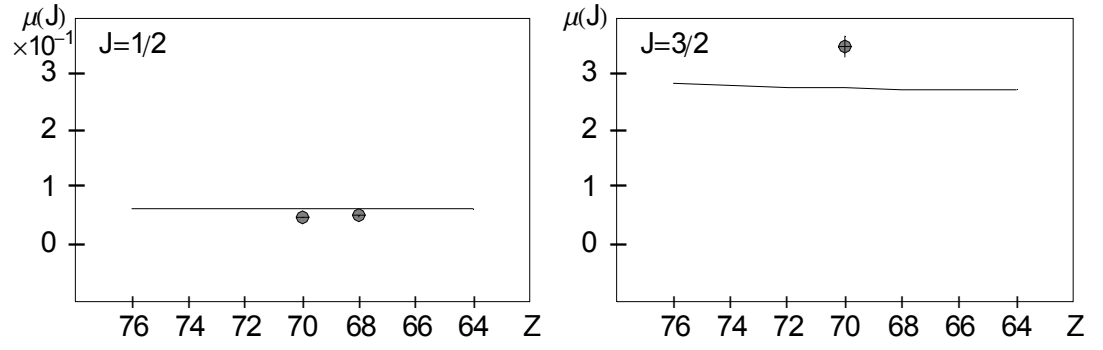
$$\mu(J) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sqrt{\frac{J}{J+1}} \langle J \| T(M1) \| J \rangle \quad (3.14)$$

şeklindedir.

Çizelge 3.9 Manyetik Momentler (nm)

	¹⁷⁷ Os	¹⁷⁵ W	¹⁷³ Hf	¹⁷¹ Yb		¹⁶⁹ Er		¹⁶⁷ Dy	¹⁶⁵ Gd
$\mu(J)$	Hesap	Hesap	Hesap	Deney (110)	Hesap	Deney (110)	Hesap	Hesap	Hesap
$\frac{1}{2}$	0,650	0,651	0,652	0,490 (10)	0,653	0,515 (25)	0,654	0,655	0,654
$\frac{3}{2}$	0,284	0,281	0,279	0,350 (20)	0,277		0,275	0,273	0,275

Denklem (3.14)'deki T(M1) işlemcisi IBFM kodunda hesaplanmakta ve denklem de yerine konularak manyetik momentler elde edilmektedir. ^{171}Yb ve ^{169}Er çekirdekleri için bilinen deneysel (110) manyetik momentleri ve bütün çekirdekler için yapılan hesaplamalar Çizelge 3.9'da ve Şekil 3.27'de sunulmuştur.



Şekil 3.26 N=101 serisindeki çekirdeklerin manyetik momentlerinin proton sayısına göre grafikleri

4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

$150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesinde bulunan ve $N=101$ izoton serisini oluşturan çift-tek ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdekleri etkileşen bozon fermiyon modeli çerçevesinde $U(6/12)$ süpersimetri ile ayrıntılı olarak incelenmiştir. Deforme olmuş olan bu çekirdekler, prolata şekle sahip oldukları tespit edildikten sonra bu şekildeki çekirdeklerin incelenmesinde kullanılan $SU^{BF}(3)$ limitinin hamiltonyeni oluşturulmuştur ve deneysel verilerden yola çıkarak hamiltonyen parametreleri elde edilmiştir. Öncelikle, zincirdeki kararlı ve uzun ömürlü çekirdeklerden yola çıkarak bu işlem yapılarak enerji düzeyleri hesaplanmış olup deneysel veriler ile uyumu sağlandıktan sonra kısa ömürlü egzotik çekirdekler içinde bu işlem tekrarlanmıştır ve deneysel sonuçları tam olarak bilinmeyen çekirdeklerin enerji düzeyleri hesaplanmış ve enerji spektrumları oluşturulmuştur. Bu çekirdeklerin enerji düzeyleri hesaplandıktan sonra, düzeyler arasında meydana gelen elektromanyetik geçişleri yani $B(E2)$, $B(M1)$ değerleri ve $E2/M1$ karışım oranları ve ayrıca kuadrupol momentleri ve manyetik momentleri hesaplanmıştır. Benzer şekilde bunların hesaplanması için gerekli parametreler, bilinen deneysel verilerden yola çıkarak elde edilmiştir ve aynı parametre ile bilinmeyen verilerde hesaplanmıştır.

Günümüze kadar yapılan çalışmalara bakıldığında (Çizelge 3.10), genelde çekirdeklerin izotop serileri incelenmiştir. Yani proton sayısı aynı, nötron sayısı farklı olan çekirdekler üzerine çalışmalar yapılmıştır.

Çizelge 3.10 Tek-A'lı çekirdekler için yapılan çalışmalar (devamı diğer sayfada)

YIL	Kişiler	Çekirdek	
1979	Iachello ve Scholten (13)	¹⁴⁹⁻¹⁵⁵ Eu	IBFM
1980	Iachello ve Scholten (14)	¹⁹¹ Au	IBFM
	Iachello (15)	¹⁹¹ Ir	SUSY
	Kaup vd. (16)	⁷⁹⁻⁸³ Rb	IBFM
	Iachello (17)	¹⁴⁹⁻¹⁵⁵ Eu, ¹⁹¹ Ir	IBFM
	Casten (18)	¹⁰⁹ Pd, ^{81,83} Rb ¹⁴⁷⁻¹⁵⁵ Eu	IBFM
	Iachello (19)	⁷⁹ Rb, ¹⁴⁷ Eu, ¹⁹¹ Au	IBFM
	Scholten (19)	¹⁰¹ Rh, ¹⁹¹ Pt, ¹⁴⁷⁻¹⁵⁵ Eu	IBFM
	Kaup vd. (19)	^{81,83} Rb, ⁹⁷ Tc, ¹⁰⁷ Ag	IBFM
	Lo Bianco (19)	¹⁴⁷⁻¹⁵³ Eu	IBFM
	Casten (19)	¹⁰⁵ Pd, ¹⁰⁹ Pd,	IBFM
	Wood (19)	¹⁸⁵⁻¹⁹⁵ Au	IBFM
	Iachello (19)	^{191,193} Ir	SUSY
	Cizewski (19)	^{191,193} Ir	SUSY
1981	Balantekin vd. (20)	¹⁹¹ Ir	SUSY
	Balantekin vd. (21)	^{191,193} Ir, ¹⁹³ Au	SUSY
	Iachello ve S. Kuyucak (22)	^{191,193} Ir,	SUSY
	Kaup vd. (23)	⁹⁷ Tc, ¹⁰¹ Rh, ^{105,107} Ag	IBFM
1982	Bijker ve Dieperink (24)	¹⁸⁵⁻¹⁹¹ Ir, ¹⁸⁵⁻¹⁹³ Pt, ¹⁸⁵⁻¹⁹⁵ Au	IBFM
	Scholten ve Blasi (25)	¹⁴⁷⁻¹⁵⁵ Eu	IBFM
1983	Scholten ve Ozzello (26)	¹⁴⁷⁻¹⁵³ Pm	IBFM
	Balantekin vd. (27)	¹⁹⁵ Pt	SUSY
	Sun vd. (28)	¹⁹⁵ Pt	SUSY
	Sun vd. (29)	¹⁹³⁻¹⁹⁹ Hg	SUSY
1984	Vergnes (30)	¹⁹¹ Ir, ¹⁹⁵ Pt	SUSY
	Cizewski (30)	¹⁹⁵⁻²⁰³ Au, ¹⁹³⁻¹⁹⁷ Ir,	SUSY
	Vallieres (30)	¹⁹⁵⁻²⁰³ Au, ¹⁹⁵⁻¹⁹⁹ Pt	SUSY
	Warner (30)	¹⁸⁵ W	SUSY
	Bruce ve Warner (30)	¹⁸⁵ W	SUSY
	Semmes vd. (30)	¹⁸⁷⁻¹⁹⁷ Hg	IBFM
	Casten (31)	¹⁹⁵ Pt	SUSY
	Feng vd. (32)	¹⁹⁵ Pt, ¹⁹⁹ Pt	SUSY
	Scholten ve Ozzello (33)	¹⁴⁷⁻¹⁵³ Pm	IBFM
	Bijker ve Kota (34)	¹⁰³ Rh, ⁶³ Cu	IBFM
	Van Isacker vd. (35)	¹⁹⁵ Pt, ¹⁹³⁻¹⁹⁹ Hg	SUSY
	Vallieres vd. (36)	¹⁹⁷ Pt	SUSY
	Alonso vd. (38)	¹¹⁷⁻¹³¹ Xe ¹¹⁹⁻¹³³ Cs	IBFM
	Warner ve Bruce (39)	¹⁸⁵ W	SUSY
	Van Isacker vd. (40)	¹⁰¹⁻¹⁰⁹ Rh	SUSY

Çizelge 3.10 Tek-A'lı çekirdekler için yapılan çalışmalar (devamı)

1985	Morrison ve Jarvis (41)	^{195,197} Hg	SUSY
	Jolie vd. (42)	¹⁰¹⁻¹⁰⁹ Rh	IBFM
	Bucurescu vd. (43)	⁹⁷⁻¹⁰⁷ Rh	IBFM
	Bijker ve Iachello (44)	¹⁹⁵ Pt	IBFM
	Sun vd. (45)	¹⁹⁵⁻¹⁹⁹ Pt	SUSY
	Vergnes vd. (46)	¹⁹³⁻¹⁹⁹ Hg	SUSY
	Bijker ve Scholten (47)	¹⁹⁵ Pt	SUSY
	Van Isacker vd. (48)	¹⁹⁷ Pt, ¹⁹⁷ Au	SUSY
	Warner vd. (49)	¹⁸⁵ W, ¹⁹⁵ Pt, ^{189,191} Os	SUSY
	Bruce vd. (50)	¹⁹⁵ Pt	SUSY
	Iachello (51)	^{191,193} Ir, ¹⁹⁵ Pt	SUSY
1986	Mauthofer vd. (53)	¹⁹⁵ Pt	SUSY
	Arias vd. (55)	¹⁸⁵⁻¹⁹⁵ Ir	IBFM
1987	Bruce vd. (56)	^{185,187} W	SUSY
	Jolie vd. (57)	¹³¹⁻¹³⁵ Ba, ¹²⁷⁻¹³¹ Xe, ¹²³⁻¹²⁹ Te	SUSY
	Arias vd. (58)	⁹⁷⁻¹⁰⁵ Tc, ⁹⁹⁻¹⁰⁵ Ru, ⁹⁹⁻¹⁰⁵ Rh, ¹⁰¹⁻¹⁰⁷ Pd	IBFM
	Alonso vd. (59)	¹¹⁹⁻¹³⁵ Ba ¹¹⁹⁻¹³⁷ La	IBFM
	Frank vd. (60)	¹⁰³⁻¹⁰⁹ Rh	SUSY
1988	Bijker ve Kota (62)	¹⁸⁵ W, ¹⁶⁹ Tm	IBFM
1989	Yoshida vd. (66)	¹⁷³ Yb, ¹⁵⁷ Ho, ¹⁶⁵ Lu, ¹⁶³ Dy	IBFM
	Van Isacker ve Frank (67)	¹⁶⁹ Tm	SUSY
1991	Frank vd. (69)	¹⁶⁶ Er, ¹⁶⁵ Ho	IBFM
1992	Bruce vd. (70)	¹⁸⁹ Os	IBFM
1996	Schlegel vd. (74)	¹⁶⁷ Er	IBFM
1997	Yoshida vd. (75)	^{125,127} Xe, ¹²⁵⁻¹²⁹ Cs	IBFM
1999	Van Isacker (78)	^{195,197} Pt	SUSY
2000	Bezakova vd. (80)	^{191,193} Ir	SUSY
	Metz vd. (82)	¹⁹⁵ Pt	SUSY
2004	Jolie vd. (87)	^{191,193} Os, ^{195,197} Pt, ¹⁹⁹ Hg	SUSY
2008	Al-Khudair vd. (99)	^{151,153} Ho, ^{151,153} Dy	IBFM
	Lee vd. (100)	^{171,172} Yb	SUSY
2009	Bijker vd. (105)	¹⁹³ Os, ¹⁹⁴ Ir	SUSY
	Barea vd. (106)	^{192,193} Os ^{193,194} Ir	SUSY
	Bernards vd. (107)	¹⁹⁸ Hg	SUSY
2010	Bu çalışmada	¹⁷⁷ Os, ¹⁷⁵ W, ¹⁷³ Hf, ¹⁷¹ Yb, ¹⁶⁹ Er, ¹⁶⁷ Dy, ¹⁶⁵ Gd	SUSY

Bu çalışmada ise nötron sayısı aynı proton sayısı farklı olan çekirdekler incelenmiştir. Bu serisinde dikkat çeken önemli husus, bunların temel bantlarının 0-düzeylerinin 1/2 ile başlaması ve hepsinin eksi pariteli olmasıdır. Segre eğrisinin bu deforme bölgesinin bütün izoton zincirleri incelenmiş olup

bu zincir dışında hiçbir izoton zincirinde bu duruma rastlanmamıştır. Ayrıca son yıllarda egzotik çekirdekler üzerine yapılan çalışmalar önem kazanmıştır (102,103). Bu çalışmada incelenen N=101 serisinde kararlı ve uzun ömürlü çekirdeklerin yanında kısa ömürlü egzotik çekirdekleri de içermektedir.

Tek-A'lı çekirdekler de izoton zincirinin incelenmesi bakımından ilk olarak yapılan bu çalışmanın literatüre önemli bir katkısı olmakta ve ayrıca bu çalışma ileride yapılacak bilimsel çalışmalara da kapı açmaktadır. Bunu takip eden çalışmalarda, N=101 izotop serisinin bir alt serisi olan N=100 zincirinde bulunan ve bu çalışmada incelenen çift-tek ^{177}Os , ^{175}W , ^{173}Hf , ^{171}Yb , ^{169}Er , ^{167}Dy ve ^{165}Gd çekirdeklerinin özlerini oluşturan çift-çift ^{176}Os , ^{174}W , ^{172}Hf , ^{170}Yb , ^{168}Er , ^{166}Dy ve ^{164}Gd çekirdekler üzerine çalışma yapılabilir. Bu çift-çift çekirdeklerin enerji düzeyleri ve elektromanyetik geçişleri incelenebileceği gibi bunların geometrileri üzerine çalışmalar yapmak ta mümkündür. Özleri oluşturan bu çekirdeklerin potansiyel enerji yüzeyleri hesaplanarak deformasyon parametreleri belirlenebilir ve bu şekilde çift-tek çekirdeklerin geometrik yapıları hakkında da fikir yürütülebilir. Bu ve benzeri çalışmaları diğer izoton serilerine uygulayarak, orta ve ağır kütleli çekirdeklerin nükleer yapıları incelenebilir.

KAYNAKLAR

- (1) Feshbach, H. ve Iachello, F., The interacting boson model structure of ^{16}O . Phys. Lett., 45B, 1, 7–11, 1973.
- (2) Feshbach, H. ve Iachello, F., 1974 The interacting boson model. Ann. Phys., 84, 211–231, 1974.
- (3) Iachello, F. ve Arima, A., Boson symmetries in vibrational nuclei. Phys. Lett., 53B. 4, 309–312, 1974.
- (4) Arima, A. ve Iachello, F., Elementary excitations in vibrational nuclei. Phys. Lett., 57B. 1, 39–43, 1975.
- (5) Arima, A. ve Iachello, F., Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group. Phys. Rev. Lett., 35. 16, 1069–1072, 1975.
- (6) Arima, A. ve Iachello, F., Interacting boson model of collective states I. The vibrational limit. Ann. Phys., 99, 253–317, 1976.
- (7) Arima, A. ve Iachello, F., Extension of the interacting boson model to odd–A nuclei. Phys. Rev. C., 14. 2, 761–763, 1976.
- (8) Arima, A., Otsuka, T., Iachello, F. ve Talmi, I., Collective nuclear states as symmetric couplings of proton and neutron excitations. Phys. Lett., 66B. 3, 205–208, 1977.
- (9) Arima, A. ve Iachello, F., Two–nucleon transfer reactions in the SU(6) boson model. Phys. Rev. C., 16. 5, 2085–2089, 1977.
- (10) Arima, A. ve Iachello, F., Interacting boson model of collective nuclear states II. the rotational limit. Ann. Phys., 111, 201–238, 1978.

- (11) Scholten, O., Iachello, F. ve Arima, A., Interacting boson model of collective nuclear states III. the transition from SU(5) to SU(3). *Ann. Phys.*, 115, 325–366, 1978.
- (12) Arima, A. ve Iachello, F., Interacting boson model of collective nuclear states IV. the O(6) limit. *Ann. Phys.*, 123, 468–492, 1979.
- (13) Iachello, F. ve Scholten, O., The interacting boson fermion model of collective states in odd-A nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 43.10, 679–682, 1979.
- (14) Iachello, F. ve Scholten, O., New coupling scheme in the interacting boson–fermion model O(6) spectra in odd-A nuclei. *Phys. Lett.*, 91B. 2, 189–191, 1980.
- (15) Iachello, F., Dynamical supersymmetries in nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 44.12, 772–775, 1980.
- (16) Kaup, U., Gelberg, A., Von Brentano, P. ve Scholten, O., Band structure of odd-A rubidium isotopes in the interacting boson fermion model. *Phys. Rev. C.* 22.4, 1738–1743, 1980.
- (17) Iachello, F., The interacting boson–fermion model. *Nucl. Phys.* A347, 51–65, 1980.
- (18) Casten, R.F., Survey of experimental tests of the IBA model. *Nucl. Phys.* A347, 173–204, 1980.
- (19) Iachello, F., *Interacting bose–fermi systems in nuclei*. Plenum Press, New York, 1981.
- (20) Balantekin, A.B., Bars, I. ve Iachello, F., U(6/4) dynamical supersymmetry in nuclei. *Phys. Rev. Lett.* 47.1, 19–23, 1981.

- (21) Balantekin, A.B., Bars, I. ve Iachello, F., U(6/4) supersymmetry in nuclei. Nucl. Phys. A370, 284–316, 1981.
- (22) Iachello, F. ve Kuyucak, S., Interacting boson–fermion model of collective states I. the spin(6) limit. Ann. Phys., 136, 19–61, 1981.
- (23) Kaup, U., Vorwerk, R., Hippe, D., Cshuh, H. W., Von Brentano, P. ve Scholten, O., A test of the interacting boson fermion model and its microscopic basis in transitional Tc and Ag nuclei. Phys. Lett., 106B. 6, 439–442, 1981.
- (24) Bijker, R. ve Dieperink, A.E.L., Description of odd–A nuclei in the Pt region in the interacting boson–fermion model. Nucl. Phys. A379, 221–238, 1982.
- (25) Scholten, O. ve Blasi, N., Description of the Europium isotopes in the interacting boson–fermion model. Nucl. Phys. A380, 509–528, 1982.
- (26) Scholten, O. ve Ozzello, T., An interacting boson–fermion model calculation for the odd–mass promethium isotopes. Phys. Lett., 125B. 2,3, 106–108, 1983.
- (27) Balantekin A.B., Bars, I. Bijker, R. ve Iachello, F., New class of supersymmetry in nuclei. Phys. Rev. C. 27.4, 1761–1764, 1983.
- (28) Sun, H.Z., Frank, A. ve Van Isacker, P., Comment on “nuclear structure of ^{195}Pt ”. Phys. Rev. C. 27.5, 2430–2431, 1983.
- (29) Sun, H.Z., Frank, A. ve Van Isacker, P., U(6/12) supersymmetries in nuclei. Phys. Lett., 124B. 5, 275–280, 1983.
- (30) Scholten, O., Interacting Boson–Boson ve Boson–Fermion Systems, World scientific, Singapore, 1984.

- (31) Casten, R.F., The role of finite boson number and axial asymmetry in IBA-1; Evidence for multi- j supersymmetries in odd nuclei. Nucl. Phys. A421, 27c–47c, 1984.
- (32) Feng, D.H., Sun, H.Z., Valliepes, M., Gilmore, R., Frank, A. ve Van Isacker, P., Dynamical supersymmetry and collective nuclear structure physics. Nucl. Phys. A421, 167c–188c, 1984.
- (33) Scholten, O. ve Ozzello, T., The promethium isotopes in the interacting boson–fermion model. Nucl. Phys. A424, 221–238, 1984.
- (34) Bijker, R. ve Kota, V.K.B., Interacting boson–fermion model of collective states II. boson–fermion symmetries connected with the U(5) limit. Ann. Phys., 156, 110–141, 1984.
- (35) Van Isacker, P., Frank, A. ve Sun, H.Z., The U(6/12) supersymmetric limit of the interacting boson–fermion model. Ann. Phys., 157, 183–231, 1984.
- (36) Vallieres, M., Sun, H.Z., Feng, D.H., Gilmore, R. ve Casten, R.F., Structure of alternative supersymmetry schemes in nuclei. Phys. Lett., 135B. 5,6, 339–343, 1984.
- (37) Scholten, O. ve Warner, D.D., An interpretation of Casimir operators of the U(6/12) group. Phys. Lett., 142B. 5,6, 313–318, 1984.
- (38) Alonso, C.E., Arias, J.M., Bijker, R. ve Iachello, F., A calculation of low-lying collective states in odd–even nuclei. Phys. Lett., 144B. 3,4, 141–144, 1984.
- (39) Warner, D.D. ve Bruce, A.M., Nilsson model and the U(6/12) symmetry scheme. Phys. Rev. C. 30.3, 1006–1075, 1984.

- (40) Van Isacker, P., Jolie, J., Heyde, K., Waroquier, M., Moreau, J. ve Scholten, O., The $U(5) \rightarrow O(6)$ transition in the $U(6/12)$ supersymmetry scheme and its application to the odd- A Rh isotopes. *Phys. Lett.*, 149B. 1,3,4, 26–30, 1984.
- (41) I. Morrison ve Jarvis, P.D., Bose–Fermi $U(6/2j+1)$ supersymmetries and high spin anomalies. *Nucl. Phys. A435*, 461–476, 1985.
- (42) Jolie, J., Van Isacker, P., Heyde, K., Moreau, J., Van Landeghem, G., Waroquier, M. ve Scholten, O., Multilevel description of the Rh isotopes in the interacting boson–fermion model. *Nucl. Phys. A438*, 15–28, 1985.
- (43) Bucurescu, D., Cata, G., Cutoiu, D., Constantinescu, G., Ivascu, M. ve Zamfir, N.V., IBFA description of high–spin positive–parity states in Rh isotopes. *Nucl. Phys. A443*, 217–236, 1985.
- (44) Bijker, R. ve Iachello, F., Interacting boson–fermion model of collective states III. the $SO(6) \otimes U(2)$ limit. *Ann. Phys.*, 161, 360–398, 1985.
- (45) Sun, H.Z., Feng, D.H., Valliepes, M., Gilmore, R., Van Isacker, P. ve Frank, A., Spectroscopy of the platinum isotopes and the dynamical supersymmetry $U(6/12)$. *Phys. Rev. C.31.5*, 1899–1908, 1985.
- (46) Vergnes, M., Grafeuille, S., Rotbard, G., Berrier–Rosin, G., Vernotte, J., Maison, J.M., Fortier, S., Tamisier, R., Van Isacker, P. ve Jolie, J., Transfer in the light Hg isotopes and the $U(6/12)$ models. *Phys. Rev. C.31.6*, 2071–2075, 1985.
- (47) Bijker, R. ve Scholten, O., Relation between the interacting boson–fermion approximation model and dynamical boson–fermion symmetries. *Phys. Rev. C.32.2*, 591–601, 1985.

- (48) Van Isacker, P., Jolie, J., Heyde, K. ve Frank, A., Extension of supersymmetry in nuclear structure. Phys. Rev. Lett., 54. 7, 653–656, 1985.
- (49) Warner, D.D., Van Isacker, P., Jolie, J. ve Bruce, A.M., Consistent–Q formalism in odd–A nuclei. Phys. Rev. Lett., 54. 13, 1365–1368, 1985.
- (50) Bruce, A.M., Gelletly, W., Lukasiak, J., Phillips, W.R. ve Warner, D.D., Electric quadrupole transition rates in ^{195}Pt and the O(6) boson–fermion symmetry. Phys. Lett., 165B. 1,2,3, 43–48, 1985.
- (51) Iachello, F., Supersymmetry in nuclear physics. Physica 15D, 85–98, 1985.
- (52) Scholten, O., Brant, S. ve Paar, V., A microscopic approach to the $U(6/4) \supset \text{spin}(6)$ hamiltonian of the interacting boson–fermion model. Phys. Lett. B.171. 4, 335–338, 1986.
- (53) Mauthofer, A., Stelzer, K., Gerl, J., Elze, T.W, Happ, T., Eckert, G., Faestermann, T., Frank, A. ve Van Isacker, P., New supersymmetry classification of nuclear levels in ^{195}Pt . Phys. Rev. C.34.5, 1958–1961, 1986.
- (54) Frank, A., Pittel, S., Warner, D.D. ve J. Engel, The pseudo–L scheme in strongly deformed bose–fermi systems and its relation to the Nilsson model. Phys. Lett. B.182. 3,4, 233–238, 1986.
- (55) Arias, J.M., Alonso, C.E. ve Lozano, M., Test of the proton–neutron interacting boson–fermion model in the region around $A=190$. Phys. Rev. C.34.5, 1482–1495, 1986

- (56) Bruce, A.M., Hicks, D. ve Warner, D.D., Average resonance capture studies of $^{185,187}\text{W}$ the Nilsson model and the SU(3) bose–fermi symmetry scheme. Nucl. Phys. A465, 221–239, 1987.
- (57) Jolie, J., Heyde, K., Van Isacker, P. ve Frank, A., A U(6/20) supersymmetry for the A congruent with 130 mass region. Nucl. Phys. A466, 1–28, 1987.
- (58) Arias, J.M., Alonso, C.E. ve Lozano, M., Odd–even nuclei in the A~100 nuclear region. Nucl. Phys. A466, 295–316, 1987.
- (59) Alonso, C.E., Arias, J.M., ve Lozano, M., Nuclear structure studies of the odd–mass Ba and La isotopes with the IBFA–2 model. J. Phys. G: Nucl. Phys. 13, 1269–1282, 1987.
- (60) Frank, A., Van Isacker, P. ve Warner, D.D., Supersymmetry in transitional nuclei and its application to the Ru and Rh isotopes. Phys. Lett. B.197.4, 474–478, 1987.
- (61) Iachello, F. ve Arima, A., The interacting boson model, Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- (62) Bijker, R. ve Kota, V.K.B., Interacting Boson–Fermion model of collective states III. the SU(3) \otimes U(2) limit. Ann. Phys., 187, 148–197, 1988.
- (63) Yoshida, N., Sagawa, H., Otsuka, T. ve Arima, A., Signature dependence of electromagnetic transitions and the interacting boson–fermion model. Phys. Lett. B.215.1, 15–18, 1988.
- (64) Bonatsos, D., Interacting boson models nuclear structure, Clarendon Press, Oxford, 1988.

- (65) Iachello, F., The role of dynamic symmetries and supersymmetries in nuclear physics. *Ann. Phys.*, 192, 133–145, 1989.
- (66) Yoshida, N., Sagawa, H., Otsuka, T. ve Arima, A., Signature property of odd- A nuclei in the interacting boson-fermion model. *Nucl. Phys. A503*, 90–112, 1989.
- (67) Van Isacker, P. ve Frank, A., Scissors states in deformed odd-mass nuclei. *Phys. Lett. B225*, 1–4, 1989.
- (68) Iachello, F. ve Van Isacker, P., The interacting boson-fermion model, Cambridge University Press, Cambridge, 1991.
- (69) Frank, A., Arias, J.M. ve Van Isacker, P., Search for scissors states in odd-mass nuclei. *Nucl. Phys. A531*, 125–142, 1991.
- (70) Bruce, A.M., Gelletly, W., Colvin, G.G., Van Isacker, P. ve Warner, D.D., Neutron capture studies of ^{189}Os . *Nucl. Phys. A542*, 1–31, 1992.
- (71) Gelberg, A., Lieberz, D., Von Brentano, P., Ragnarsson, I., Semmes, P.B. ve Wiedenhover, I., Triaxial deformation of odd- A Xe and Ba nuclides. *Nucl. Phys. A557*, 439c–448c, 1993.
- (72) Casten, R.F. (Editör), Lipas, P.O., Warner, D.D., Otsuka, T., Heyde, K. ve Draayer, J.P. Algebraic approaches to nuclear structure: interacting boson and fermion models, Harwood Academic Publishers, USA, 1993.
- (73) Shirley, V.S., Nuclear data sheets for $A=173$. *Nuclear Data Sheets*, 75, 377–487, 1995.
- (74) Schlegel, C., Von Neumann-Cosel, P., Richter, A. ve Van Isacker, P., Unexpected properties of the scissors mode in the odd-mass nucleus ^{167}Er . *Phys. Lett. B.375*, 21–25, 1996.

- (75) Yoshida, N., Gelberg, A., Otsuka, T., I. Wiedenhover, Sagawa, H. ve P. Von Brentano, IBFM2 description of odd Xe and Cs isotopes. Nucl. Phys. A619, 65–87, 1997.
- (76) Devi, Y.D., Arima, A. ve Yoshida, N., Nuclear shell model and interacting boson fermion approximation. Phys. Lett. B.418, 13–19, 1998.
- (77) Jolos, R.V., Von Brentano, P., Gelberg, A., Kim, K.H. ve Otsuka, T., Supersymmetric operator for the U(6/4) dynamical symmetry. Phys. Lett. B.430, 1–8, 1998.
- (78) Van Isacker, P., Dynamical symmetries in the structure of nuclei. Rep. Prog. Phys. 62, 1661–1717, 1999.
- (79) Casten, R.F., Nuclear structure from a simple perspective. Oxford University Press, Oxford, UK, 1999.
- (80) Bezakova, E., Stuchbery, A.E., Bolotin, H.H., Seale, W.A., Kuyucak, S. ve Van Isacker, P., Electromagnetic properties of low–excitation states in ^{191}Ir and ^{193}Ir and supersymmetry schemes. Nucl. Phys. A669, 241–265, 2000.
- (81) Yoshida, N., Devi, Y.D. ve Arima, A., Microscopic derivation of interacting boson–fermion model hamiltonian and its application to singly magic nuclei. Phys. Rev. C.62, 64309, 1–7, 2000.
- (82) Metz, A., Eisermann, Y., Gollwitzer, A., Hertenberger, R., Valnion, B.D., Graw, G. ve Jolie, J., One neutron transfer reaction spectroscopy of ^{195}Pt as a detailed test of the U(6/12) supersymmetry. Phys. Rev. C.61, 64313, 1–11, 2000.

- (83) Baglin, C.M., Nuclear data sheets for A=171. Nuclear Data Sheets, 96, 399–610, 2002.
- (84) Pfeifer, W., An introduction to the interacting boson model of the atomic nucleus, part II. Nuc. Th. nucl–th. arXiv:nucl–th/0209042v3, 2002,
- (85) Pfeifer, W., An introduction to the interacting boson model of the atomic nucleus, part II. Nuc.Th. arXiv:nucl–th/0209039v5, 2003.
- (86) Kondev, F.G., Nuclear data sheets for A=177. Nuclear Data Sheets 98, 801–1095, 2003.
- (87) Jolie, J., Heinze, S., Van Isacker, P. ve Casten, R.F., Shape phase transitions in odd–mass nuclei using a supersymmetric approach. Phys. Rev. C.65, 11305R., 1–4, 2004.
- (88) Basunia, M.S., Nuclear data sheets for A=175. Nuclear Data Sheets, 102, 719–900, 2004.
- (89) M. Büyükata, Bazı çift–çift selenyum izotoplarının çekirdek yapısı ve elektromanyetik geçişlerinin kutupsal karışımlarının incelenmesi, Yüksek lisans tezi, Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2005.
- (90) Iachello, F., Dynamic supersymmetries of differential equations with applications to nuclear spectroscopy. Phys. Rev. Let., 95, 52503, 1–4, 2005.
- (91) Iachello, F., Symmetry in nuclei and beyond. Nucl. Phys. A751, 329c–342c, 2005.
- (92) Barea, J., Alonso, C.E., Arias, J.M. ve Jolie, J., One nucleon transfer operator and nuclear supersymmetry. Phys. Rev. C.71, 14314, 1–7, 2005.

- (93) Alonso, C.E., Arias, J.M., Fortunato, L. ve Vitturi, A., Phase transitions in the interacting boson fermion model: The gamma-unstable case. Phys. Rev. C.71, 61302R, 1–4, 2005.
- (94) Casten, R.F., Shape phase transitions and critical-point phenomena in atomic nuclei. Nature Phys., 2, 811–820, 2006
- (95) Iachello, F., Lie algebras and applications – Lecture notes in physics, Springer, 2006.
- (96) Alonso, C.E., Arias, J.M. ve Vitturi, A., Critical-point symmetries in boson-fermion systems: The case of shape transitions. Phys. Rev. Lett., 98, 52501, 1–4, 2007.
- (97) Alonso, C.E., Arias, J.M. ve Vitturi, A., Shape phase transition in odd nuclei in a multi-j model: The $U^B(6) \times U^F(12)$ case. Phys. Rev. C.75, 64316, 1–15, 2007.
- (98) M. Büyükata ve İ. Uluer, Investigation of some even-even selenium isotopes within the interacting boson model-2. Cent. Eur. Jour. Phys. 63., 518, 2008.
- (99) Al Khudair, F.H., Long, G.L. ve Sun, Y., Negative-parity states and beta decays in odd Ho and Dy nuclei with $A=151,153$. Phys. Rev. C.77, 34303, 1–11, 2008.
- (100) Lee, S.Y., Lee, J.H. ve Rho, T.I., $U(6/12)$ dynamical supersymmetry in $^{171,172}\text{Yb}$. J. Korean Phys. Soc., 532., 533–537, 2008.
- (101) Frank, A., Jolie, J. ve Van Isacker, P., Symmetries in atomic nuclei: from isospin to supersymmetry, Springer, 2008.

- (102) Nomura, K., Shimizu, N. ve Otsuka, T., Mean-field derivation of the interacting boson model hamiltonian and exotic nuclei. Phys. Rev. Let. 101, 142501, 1–4, 2008.
- (103) Büyükata, M., Van Isacker, P. ve Uluer, İ., AIP, Con. Pro., 1072, 223, 2008.
- (104) Baglin, C.M., Nuclear data sheets for A=169. Nuclear Data Sheets, 109, 2033–2256, 2008.
- (105) Bijker, R., Barea, J., Frank, A., Graw, G., Hertenberg, R., Jolie, J. ve Wirth, H.F., New supersymmetric quartet of nuclei: $^{192,193}\text{Os}-^{193,194}\text{Ir}$. AIP Conf. Proc. 1090, 28, 2009.
- (106) Barea, J., Bijker, R., Frank, A., Graw, G., Hertenberg, R., Wirth, H.F., Christen, S., Jolie, J., Tonev, D., Balodis, M., Berzins, J., Kramere, N. ve Von Egidy, T., New supersymmetric quartet of nuclei in the A~190 mass region. Phys. Rev. C.79, 031304R., 1–5, 2009.
- (107) Bernards, C., Heinze, S., Jolie, J., Fransen, C., Linnemann, A., Two-fermion-four-boson description of ^{198}Hg within the $U(6/12)\otimes U(6/4)$ extended. Phys. Rev. C.79, 54307, 1–10, 2009.
- (108) Alonso, C.E., Arias, J.M., Fortunato, L. ve Vitturi, A., $U^{BF}(5)$ to $SU^{BF}(3)$ shape phase transition in odd nuclei for $j=1/2, 3/2,$ and $5/2$ orbits. Phys. Rev. C.79, 14306, 1–6, 2009.
- (109) Cejnar, P. ve Jolie, J., Quantum phase transitions in the interacting boson model. Prog. Part. Nucl. Phys. 62, 210–256, 2009.
- (110) Anonim, Nuclear Data Center; www.nndc.gov, (Erişim tarihi: 10.04.2009)
- (111) Anonim, Physique nucleaire, <http://www-phynu.cea.fr>, (Erişim tarihi: 03.07.2009)

EKLER

EK.1 : Bazı Yararlı Tanımlar

1. Simetri

Etkileşen bozon modelinin grup teori üzerine kurulmuş olan bir yaklaşım olduğu belirtilmişti. Dolayısıyla modelde önemli bir yere sahip olan dinamik simetrisi hakkında kısa bir bilgi aşağıda sunulmuştur. Grup teoride bir n pozitif tamsayı olmak üzere $\{1,2,3,\dots,n\}$ kümesinin bütün pertürbasyonları bileşke işlemine göre n . dereceli ve $n!$ elman sayısına sahip simetrik gruptur ve S_n ile gösterilir. Lie grubunda simetri için şu şart vardır; G grubunun elemanları olan g_i işlemcileri ile H hamiltonyeni yer değiştirebilmelidir, yani $\forall g_i \in G: [H, g_i] = 0$ olmalıdır (78). Bozonların veya fermiyonların oluşturduğu sistemlerde dinamik simetrisi şu şekilde tanımlanabilir,

- (i) bozonların ve fermiyonların birleştirilmiş sisteminin durumları grup-teoriksel etiketlerin bütün setleri ile eş zamanlı olarak sınıflandırılabilirler;
- (ii) bu durumlar H hamiltonyeni ile ayrılmıştır fakat karıştırılmamıştır;
- (iii) grup-teoriksel etiketlerin bütün setlerinin terimlerindeki sistemin özdeğerleri için bazı ifadeleri bozonik ve fermiyonik spektrumları açıklamaktadır.

2. Bozon İşlemcileri

Çekirdeklerin spektrumlarını anlamak için ortaya konan etkileşen bozon modeli bozon işlemcilerinin kullanıldığı Lie cebirsel bir metottur. b_α ($\alpha = 1, \dots, n$) bozon işlemcilerinin bir kümesi olmak üzere,

$$[b_\alpha, b_{\alpha'}^+] = \delta_{\alpha\alpha'} \quad [b_\alpha, b_{\alpha'}] = [b_\alpha^+, b_{\alpha'}^+] = 0$$

şartını sağlamalıdır. Burada b_α eksiltici işlemcisi ve bunun hermitsel eşleniği olan b_α^+ ise arttırıcı işlemciler olarak isimlendirilmektedir. Arttırıcı ve eksiltici işlemcilerin ikili çarpanları cinsinden alarak $u(n)$ birimsel cebri (veya $U(n)$ birimsel grubu) şu şekilde oluşturulabilir,

$$g = G_{\alpha\beta} = b_\alpha^+ b_\beta \quad \alpha, \beta = 1, \dots, n .$$

Böylece n^2 elemanlı cebir

$$[G_{\alpha\beta}, G_{\gamma\delta}] = \delta_{\beta\gamma} G_{\alpha\delta} - \delta_{\alpha\delta} G_{\gamma\beta}$$

şeklinde yazılır (61). $u(n)$ 'nin temsilcileri için bir temel durum

$$B : \frac{1}{N} \underbrace{b_\alpha^+ b_{\alpha'}^+ \dots}_{N \text{ defa}} |0\rangle \equiv |N\rangle$$

dir. Burada $|0\rangle$, $b_\alpha |0\rangle = 0$, gibi bir vakum durumunu belirtir ve N normalizasyon katsayısıdır. Bir önceki ifade de temel durumlar tamamen simetrik indirgenemez temsilcilerden oluşur ve bunlar

$$[N] \equiv \underbrace{\square \square \dots \square}_N$$

şeklinde Young tablosu ile gösterilir (95).

2. Fermiyon İşlecileri

Etkileşen bozon modelinde çift-çift çekirdeklerde kullanılan ve açısai momentum sayıları $l=0,1,2,\dots$ şeklinde tamsayılara sahip olan işleciler bozon işlecilerini temsil etmekte, bu modelde s-bozonu $l=0$ ve d-bozonu $l=2$ durumuna karşılık gelmektedir. Tek parçacıklı sistemlerde açısai momentum sayıları $j=1/2,3/2,5/2,\dots$ yarım-katlı durumlar ise fermiyon işlecilerine karşılık gelmekte olup etkileşen bozon fermiyon modelde a_j işlecisi ile gösterilmektedir. Bozon işlecilerinin aksine fermiyon işlecilerinde değış-tokuş özelliğı olmadığından işlemlerde $\{ \}$ veya $[]_+$ parantezleri kullanılmaktadır. Bundan dolayı verilen X ve Y işlecileri için,

$$\{X, Y\} = XY + YX$$

şeklindedir. Etkileşen bozon fermiyon modelde fermiyon arttırıcı işlecisi a_i^+ ile eksiltici işlecisi a_i ile gösterilmek üzere,

$$\{a_i, a_i^+\} = \delta_{ii}, \quad \{a_i, a_{i'}\} = \{a_i^+, a_{i'}^+\} = 0$$

şartını sağlamalıdır. Fermiyon arttırıcı ve eksiltici işlecilerinin ikili çarpımlarından Lie cebri, bozon işlecilerinde olduğu gibi,

$$g = A_{ik} = a_i^+ a_k \quad (i, k = 1, 2, \dots, n)$$

yazılabilir. A_{ik} 'nın elemanları, $u(n)$ 'nin değiştirme özelliğinden dolayı

$$[A_{ik}, A_{st}] = A_{it} \delta_{ks} - A_{sk} \delta_{it}$$

şartını sağlamalıdır (68). Yükseltici işlemcilerinin $|0\rangle$ vakum üzerine etki ettirilerek bir temel durum kurulabilir. F ile belirtilen bu durum

$$F : \frac{1}{N} a_i^+ a_i^+ \dots |0\rangle$$

şeklinindedir. Burada, bozon işlemcilerinin aksine, fermiyon işlemcilerinin $|0\rangle$ üzerine etki ettirilmesiyle oluşturulan $u(n)$ 'nin indirgenemez temsilcileri tamamen antisimetrik temsilcilerdir. Bunlar Young tablosu ile

$$\left. \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \vdots \\ \square \end{array} \right\} N_F$$

şeklinde gösterilir. $u(n)$ için, Young tablo n -tane elemana sahiptir. Tamamı antisimetrik temsilciler N_F tane 1 elemanına ve $n - N_F$ tane 0 elemanına sahiptir

$$\{N_F\} \equiv \left[\underbrace{1, 1, \dots, 1}_{N_F}, 0, \dots, 0 \right]_n$$

Kısaca bu işlemciler için $\{N_F\}$ gösterimi kullanılır (95). $[0,0,\dots,0] \equiv [0]$ olduğundan sıfırlar gösterimde yazılmazlar. F durumu genellikle Fermi-Dirac durumu olarak ta isimlendirilir.

4. Fermiyon Operatörünün Belirlenmesi ve Tanımlanması

Bozonların genellikle açısal momentum değerleri 0 ve 2 olduğu gibi fermiyonların açısal momentum değerleri de tek parçacık sisteminin belirli orbitallerine bağlıdır. Bu nedenle fermiyon yükselten işlemcileri $a_{j\mu}^+$ ($\mu=-j,-j+1,\dots,-1/2,+1/2,\dots,j-1,j$) ile temsil edilir ve eksilten işlemciler de $a_{j\mu}$ ile gösterilir. Bu durumda küresel tensör işlemcileri

$$\tilde{a}_{j,\mu} = (-1)^{j-\mu} a_{j,-\mu}$$

kullanılarak eksilten işlemcilerden elde edilir. Fermiyon işlemcilerinin anti-komütatörle ilişkileri

$$\{a_{j\mu}, a_{j'\mu'}^+\} = \delta_{jj'} \delta_{\mu\mu'}$$

şeklinde yazılabilir. Bozonlar da olduğu gibi,

$$A_{\kappa}^k(jj') = [a_j^+ \otimes \tilde{a}_{j'}]_{\kappa}^k$$

şeklinde işlemci tanımlanabilir (64). Bu işlemcilerin komütatörleri kendilerinin içinde Lie cebirinde uyumludur, bu cebir $U(m)_-$ m boyutta birimsel geçişli gruptur ve burada m,

$$m = \sum_j (2j+1)$$

şeklindedir. Bu cebir üst işaretlemeyi kullanarak $U^F(m)$ şeklinde gösterilir. Bütün orbitallerdeki mevcut tek parçacıkları buradaki m gösterimi özetlemektedir.


```

C*****
SUBROUTINE UB6(F2D01)
C
C A = 1/2,3/2,5/2,7/2 particle coupled to a (1/5) or (0/6) case
C
CHARACTER*1 VN
CHARACTER*20 CHAR
LOGICAL ODDN,ODDP,SCHMIDT
INTEGER PARTIY
COMMON/PA/EB(2),EF(2,5)
COMMON/SP/M,NSP,NSP(1),NSP(2),ODDN,ODDP
COMMON/M1/SCHMIDT,GSN,GRP,QUENCHL,PARTIY
C
READ(5,1)VN
1 FORMAT(I1)
READ(5,2)CHAR,T1SU,F2
2 FORMAT(A,20,2F9.0)
READ(5,3)CHAR,T1O,F3
READ(5,4)CHAR,T2SU,F4
READ(5,5)CHAR,T2F5
IF(VN.EQ.'Y')THEN
IF(SCHMIDT)THEN
T1O=F3-0.
T2SU=F2-0.
ENDIF
WRITE(6,12)T1O,F3,T1SU,F2,T2SU,F4,T2F5
12 FORMAT('==== LB(6) X UF(20) =====')
! Coefficients in front of fermion generators:
ZM1 = SUF(2) * F8 4
346X,M1 = (O(3) * F8 4
446X,T2 = SUF(4) * F8 4
546X,T2 = SUF(4) * F8 4
IF(M.EQ.0)RETURN
IF(NSP.NE.4.OR.NSP(1).NE.1.OR.NSP(2).NE.3.OR.NSP(3).NE.5
1)FORMAT('Inconsistent SP orbitals')
STOP
ENDIF
C
C Convert to standard parameters
C
DO21 IX=1,4

```

```

IX=JSP(IX)
EF(IX,IX)=EF(IX,IX)
1=SQRT(FLOAT(IX**IX-2)/(IX-1)/12)*T1O,F3,T1SU,F2,DO21 IX=IX,4
JY=JSP(JY)
FAC=SQRT(FLOAT(IX-1)/(JY-1))
EF(JX,JY)=EF(IX,JY)
1=SQRT(5)*FAC*WCOEF2(DX,2,4,3,JY,3)*T1SU,F2
21 EF(2,IX,JY)=EF(2,IX,JY)+FAC*(WCOEF2(DX,4,4,3,JY,3)*T2SU,F4
1
-WCOEF2(DX,4,4,3,JY,4)*T2F5)
ENDIF
RETURN
12 FORMAT('==== LB(6) X UF(20) =====')
! Coefficients in front of fermion generators:
ZM1 = (O(3) * F8 4
346X,M1 = (O(3) * F8 4
446X,T2 = SUF(4) * F8 4
546X,T2 = SUF(4) * F8 4
IF(M.EQ.0)RETURN
IF(NSP.NE.4.OR.NSP(1).NE.1.OR.NSP(2).NE.3.OR.NSP(3).NE.5
1)FORMAT('Inconsistent SP orbitals')
STOP
ENDIF
C
C Convert to standard parameters
C
DO21 IX=1,4
IX=JSP(IX)
EF(IX,IX)=EF(IX,IX)
1=SQRT(FLOAT(IX**IX-2)/(IX-1)/12)*T1O,F3,T1SU,F2
DO21 IY=IX,4
JY=JSP(JY)
FAC=SQRT(FLOAT(IX-1)/(JY-1))
EF(JX,JY)=EF(IX,JY)
1=SQRT(10)*FAC*WCOEF2(DX,2,3,4,IX,4)*T1O,F3,T1SU,F2
21 EF(2,IX,JY)=EF(2,IX,JY)+FAC*(WCOEF2(DX,4,4,3,JY,3)*T2SU,F4
1
-WCOEF2(DX,4,4,3,JY,3)*T2F5)
ENDIF
RETURN
END

```

* IBFM ve IBFM kodları Van Isacker ve Jolie tarafından yazılmıştır.

(Bu çalışmada, bu bilgisayar kodlarının boyutları yüksek bozon sayılarına sahip çekirdeklere uygulanacak şekilde geliştirilmiştir.)

c) Bilgisayar Çıktı Dosyalar

177 Os Çekirdeği

```

1          ===== UB (6) X UF (12) PARAMETERS =====

UB (6) : C1= 0.0000                                UF (12) : @@@
          C2= 0.0000

                                                    UF (6) X UF (2) :

@@@

UB (5) : C1= 0.0000                                UF (5) : @@@
          C2= 0.0000                                UBF (6) : C1= 0.0000
SUB (3) : C2= 0.0000                                C2= 0.0050                                SUF (3) : @@@
OB (6) : C2= 0.0000                                OF (6) : @@@

UB (5) : C1= 0.0000                                UBF (5) : C1= 0.0000
          C2= 0.0000                                C2= 0.0000                                OF (5) : @@@
SUB (3) : C2=-0.0040                                SUBF (3) : C2=-0.0040
OB (6) : C2= 0.0000                                OBF (6) : C2= 0.0000

OB (3) : C2= 0.0000                                OBF (5) : C2= 0.0000                                OF (3) : @@@
          OBF (3) : C2= 0.0115                                SUF (2) :

@@@

Spin (3) : C2= 0.0010

CHI in Q(boson) equals -1.3229; CHI in Q(fermion) equals -1.3229

Calculation performed for 12 bosons and one neutron with negative
parity
Perturbation of SP energies: 0.0000 0.0000 0.0000

```

Energies for L= 1/2 (dimension = 91)
0.000 0.205 0.470 0.600 0.757 0.793 0.974 1.045

Energies for L= 3/2 (dimension = 169)
0.072 0.208 0.254 0.542 0.542 0.672 0.672 0.760

Energies for L= 5/2 (dimension = 235)
0.077 0.259 0.328 0.547 0.547 0.616 0.677 0.677

Energies for L= 7/2 (dimension = 277)
0.245 0.335 0.427 0.623 0.715 0.715 0.753 0.845

Energies for L= 9/2 (dimension = 310)
0.254 0.436 0.551 0.724 0.724 0.839 0.854 0.854

Energies for L=11/2 (dimension = 323)
0.518 0.562 0.700 0.850 0.980 0.988 0.988 1.114

Energies for L=13/2 (dimension = 330)
0.531 0.713 0.874 1.001 1.001 1.131 1.131 1.162

Energies for L=15/2 (dimension = 321)
0.889 0.891 1.073 1.177 1.307 1.361 1.361 1.441

Energies for L=17/2 (dimension = 309)
0.908 1.090 1.297 1.378 1.378 1.508 1.508 1.585

Energies for L=19/2 (dimension = 285)
1.316 1.364 1.546 1.604 1.734 1.834 1.834 1.868

Energies for L=21/2 (dimension = 261)
1.385 1.567 1.820 1.855 1.855 1.985 1.985 2.108

1==== UB(6) X UF(12) =====

Coefficients in front of fermion generators: M1 - OF(3): 0.7500
M1 - SUF(2): 0.1950
E2 - UF(5): -1.3229
E2 - OF(6): -0.1433

**** Boson parameters ****

(d+d) (1): 0.4249
(s+d +d+s) (2): 0.1433
(d+d) (2): -0.1896

**** Fermion parameters ****

k	j	(aj+ a1/2) (k)	(aj+ a3/2) (k)	(aj+ a5/2) (k)	(aj+ a
1	1/2	0.0674	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000		0.0000	0.9407	0.2425	0.0000
0.0000					

	0.0000	-0.2425	1.3061	0.0000
0.0000	0.0000	-0.1282	-0.1570	0.0000
0.0000				
	0.1282	-0.9899	0.6481	0.0000
0.0000	-0.1570	-0.6481	-1.2961	

BE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= 1.6829
 RE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= 2.5945
 BE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.4852
 RE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= -1.7061
 BE2[5/2(1)--> 1/2(1)]= 1.6829
 BE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.2372
 RE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= -1.3776
 BE2[7/2(1)--> 3/2(1)]= 2.1350
 BE2[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.1494
 BE2[9/2(1)--> 5/2(1)]= 2.3722
 BE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.0944
 RE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= -1.0645
 BE2[11/2(1)--> 7/2(1)]= 2.4551
 BE2[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.0742
 BE2[13/2(1)--> 9/2(1)]= 2.5496
 BE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0080
 RE2[15/2(1)-->13/2(1)]= -0.3567
 BE2[15/2(1)-->11/2(1)]= 0.0002
 BE2[17/2(1)-->15/2(1)]= 0.0411
 BE2[17/2(1)-->13/2(1)]= 2.5733
 BE2[19/2(1)-->17/2(1)]= 0.0135
 BE2[19/2(1)-->15/2(1)]= 3.2808
 BE2[21/2(1)-->19/2(1)]= 0.0646
 BE2[21/2(1)-->17/2(1)]= 2.5147
 Q[3/2(1)]= -1.8477
 RE2[3/2(1)--> 3/2(2)]= -0.0928
 RE2[3/2(2)--> 3/2(1)]= -0.0928
 Q[3/2(2)]= 1.6040
 Q[5/2(1)]= -2.6396
 RE2[5/2(1)--> 5/2(2)]= -0.2032
 RE2[5/2(2)--> 5/2(1)]= -0.2032
 Q[5/2(2)]= -2.3656
 BM1[3/2(1)--> 1/2(1)]= 0.0026
 RM1[3/2(1)--> 1/2(1)]= 0.1016
 BM1[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.0159
 RM1[5/2(1)--> 3/2(1)]= -0.3090
 BM1[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.0033
 RM1[7/2(1)--> 5/2(1)]= -0.1618
 BM1[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.0183
 RM1[9/2(1)--> 7/2(1)]= -0.2016
 BM1[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.0034
 RM1[11/2(1)--> 9/2(1)]= -0.2016
 BM1[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.0202
 RM1[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.0293
 RM1[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.6843
 BM1[17/2(1)-->15/2(1)]= 0.0260
 G[1/2(1)]= 0.6497
 G[3/2(1)]= 0.2841
 G[5/2(1)]= 0.3602
 G[7/2(1)]= 0.2858
 G[9/2(1)]= 0.3336
 G[11/2(1)]= 0.2902
 G[13/2(1)]= 0.3241

Energies for L=13/2 (dimension = 401)
0.552 0.720 0.888 1.032 1.032 1.200 1.200 1.200

Energies for L=15/2 (dimension = 396)
0.903 0.927 1.095 1.215 1.383 1.407 1.407 1.503

Energies for L=17/2 (dimension = 387)
0.944 1.112 1.328 1.424 1.424 1.592 1.592 1.640

Energies for L=19/2 (dimension = 364)
1.347 1.419 1.587 1.659 1.827 1.899 1.899 1.947

Energies for L=21/2 (dimension = 340)
1.440 1.608 1.872 1.920 1.920 2.088 2.088 2.184

1==== UB(6) X UF(12) =====

Coefficients in front of fermion generators: M1 - OF(3): 0.7500
M1 - SUF(2): 0.1950
E2 - UF(5): -1.3229
E2 - OF(6): -0.1433

**** Boson parameters ****

(d+d) (1): 0.4249
(s+d +d+s) (2): 0.1433
(d+d) (2): -0.1896

**** Fermion parameters ****

k	j	(aj+ a1/2) (k)	(aj+ a3/2) (k)	(aj+ a5/2) (k)	(aj+ a
1	1/2	0.0674	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000		0.0000	0.9407	0.2425	0.0000
0.0000		0.0000	-0.2425	1.3061	0.0000
0.0000		0.0000	-0.1282	-0.1570	0.0000
0.0000		0.1282	-0.9899	0.6481	0.0000
0.0000		-0.1570	-0.6481	-1.2961	

BE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= 1.9281
RE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= -2.7771
BE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.5550
RE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= -1.8248
BE2[5/2(1)--> 1/2(1)]= 1.9281
BE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.2723
RE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= -1.4759
BE2[7/2(1)--> 3/2(1)]= 2.4505
BE2[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.1703
BE2[9/2(1)--> 5/2(1)]= 2.7227
BE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.1087
RE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= -1.1423
BE2[11/2(1)--> 7/2(1)]= 2.8272
BE2[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.0842
BE2[13/2(1)--> 9/2(1)]= 2.9359
BE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0064

OBF(6): C2= 0.0000
 OB(3): C2= 0.0000 OBF(5): C2= 0.0000 OF(3): @@@
 OBF(3): C2= 0.0109 SUF(2):
 @@@
 Spin(3): C2= 0.0011

CHI in Q(boson) equals -1.3229; CHI in Q(fermion) equals -1.3229

Calculation performed for 14 bosons and one neutron with negative parity

Perturbation of SP energies: 0.0000 0.0000 0.0000

Energies for L= 1/2 (dimension = 120)
 0.000 0.232 0.546 0.696 0.880 0.916 1.146 1.216

Energies for L= 3/2 (dimension = 225)
 0.069 0.235 0.279 0.615 0.615 0.765 0.765 0.883

Energies for L= 5/2 (dimension = 316)
 0.074 0.284 0.350 0.620 0.620 0.686 0.770 0.770

Energies for L= 7/2 (dimension = 379)
 0.235 0.357 0.444 0.693 0.780 0.781 0.843 0.930

Energies for L= 9/2 (dimension = 431)
 0.244 0.454 0.563 0.790 0.790 0.899 0.940 0.940

Energies for L=11/2 (dimension = 459)
 0.496 0.575 0.706 0.911 1.042 1.042 1.061 1.192

Energies for L=13/2 (dimension = 479)
 0.511 0.721 0.873 1.057 1.057 1.207 1.207 1.209

Energies for L=15/2 (dimension = 479)
 0.854 0.890 1.064 1.226 1.376 1.400 1.400 1.538

Energies for L=17/2 (dimension = 474)
 0.873 1.083 1.279 1.419 1.419 1.569 1.569 1.615

Energies for L=19/2 (dimension = 453)
 1.300 1.308 1.518 1.636 1.786 1.854 1.854 1.948

Energies for L=21/2 (dimension = 430)
 1.331 1.541 1.781 1.877 1.877 2.027 2.027 2.117

1==== UB(6) X UF(12) =====

Coefficients in front of fermion generators: M1 - OF(3): 0.7500
 M1 - SUF(2): 0.1950
 E2 - UF(5): -1.3229
 E2 - OF(6): -0.1433

**** Boson parameters ****

(d+d) (1): 0.4249
 (s+d +d+s) (2): 0.1433
 (d+d) (2): -0.1896

**** Fermion parameters ****

k	j	(aj+ a1/2) (k)	(aj+ a3/2) (k)	(aj+ a5/2) (k)	(aj+ a
1	1/2	0.0674	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000		0.0000	0.9407	0.2425	0.0000
0.0000		0.0000	-0.2425	1.3061	0.0000
0.0000		0.0000	-0.1282	-0.1570	0.0000
0.0000		0.1282	-0.9899	0.6481	0.0000
0.0000		-0.1570	-0.6481	-1.2961	

BE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= 2.1898
 RE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= -2.9596
 BE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.6295
 RE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= -1.9435
 BE2[5/2(1)--> 1/2(1)]= 2.1898
 BE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.3097
 RE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= -1.5739
 BE2[7/2(1)--> 3/2(1)]= 2.7870
 BE2[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.1928
 BE2[9/2(1)--> 5/2(1)]= 3.0966
 BE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.1240
 RE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= -1.2198
 BE2[11/2(1)--> 7/2(1)]= 3.2240
 BE2[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.0950
 BE2[13/2(1)--> 9/2(1)]= 3.3480
 BE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0656
 RE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 1.0243
 BE2[15/2(1)-->11/2(1)]= 3.3444
 BE2[17/2(1)-->15/2(1)]= 0.0573
 BE2[17/2(1)-->13/2(1)]= 3.4099
 BE2[19/2(1)-->17/2(1)]= 0.0093
 BE2[19/2(1)-->15/2(1)]= 0.0001
 BE2[21/2(1)-->19/2(1)]= 0.0501
 BE2[21/2(1)-->17/2(1)]= 3.3752
 Q[3/2(1)]= -2.1048
 RE2[3/2(1)--> 3/2(2)]= 0.0924
 RE2[3/2(2)--> 3/2(1)]= 0.0924
 Q[3/2(2)]= 1.7325
 Q[5/2(1)]= -3.0068
 RE2[5/2(1)--> 5/2(2)]= -0.1841
 RE2[5/2(2)--> 5/2(1)]= -0.1841
 Q[5/2(2)]= -2.5402
 BM1[3/2(1)--> 1/2(1)]= 0.0026
 RM1[3/2(1)--> 1/2(1)]= -0.1015
 BM1[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.0164
 RM1[5/2(1)--> 3/2(1)]= -0.3133
 BM1[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.0033
 RM1[7/2(1)--> 5/2(1)]= -0.1619
 BM1[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.0187
 BM1[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.0034

Energies for L= 5/2 (dimension = 361)
0.073 0.521 0.582 1.241 1.241 1.302 1.561 1.561

Energies for L= 7/2 (dimension = 436)
0.226 0.592 0.674 1.312 1.394 1.394 1.632 1.714

Energies for L= 9/2 (dimension = 499)
0.238 0.686 0.789 1.406 1.406 1.509 1.726 1.726

Energies for L=11/2 (dimension = 536)
0.480 0.804 0.928 1.524 1.648 1.648 1.844 1.968

Energies for L=13/2 (dimension = 564)
0.497 0.945 1.090 1.665 1.665 1.810 1.985 1.985

Energies for L=15/2 (dimension = 570)
0.827 1.110 1.275 1.830 1.995 1.995 2.150 2.315

Energies for L=17/2 (dimension = 570)
0.850 1.298 1.483 2.018 2.018 2.203 2.338 2.338

Energies for L=19/2 (dimension = 552)
1.267 1.509 1.715 2.229 2.435 2.435 2.549 2.755

Energies for L=21/2 (dimension = 531)
1.295 1.743 1.970 2.463 2.463 2.690 2.783 2.783

1==== UB(6) X UF(12) =====

Coefficients in front of fermion generators: M1 - OF(3): 0.7500
M1 - SUF(2): 0.1950
E2 - UF(5): -1.3229
E2 - OF(6): -0.1433

**** Boson parameters ****

(d+d) (1): 0.4249
(s+d +d+s) (2): 0.1433
(d+d) (2): -0.1896

**** Fermion parameters ****

k	j	(aj+ a1/2)(k)	(aj+ a3/2)(k)	(aj+ a5/2)(k)	(aj+ a
1	1/2	0.0674	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000		0.0000	0.9407	0.2425	0.0000
0.0000		0.0000	-0.2425	1.3061	0.0000
0.0000		0.0000	-0.1282	-0.1570	0.0000
0.0000		0.1282	-0.9899	0.6481	0.0000
0.0000		-0.1570	-0.6481	-1.2961	

BE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= 2.4678
RE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= -3.1418
BE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.7088
RE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= -2.0622

BE2[5/2(1)--> 1/2(1)]= 2.4678
 BE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.3494
 RE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= -1.6719
 BE2[7/2(1)--> 3/2(1)]= 3.1445
 BE2[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.2166
 BE2[9/2(1)--> 5/2(1)]= 3.4939
 BE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.1402
 RE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 1.2971
 BE2[11/2(1)--> 7/2(1)]= 3.6456
 BE2[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.1064
 BE2[13/2(1)--> 9/2(1)]= 3.7858
 BE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0744
 RE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 1.0910
 BE2[15/2(1)-->11/2(1)]= 3.7942
 BE2[17/2(1)-->15/2(1)]= 0.0640
 BE2[17/2(1)-->13/2(1)]= 3.8686
 BE2[19/2(1)-->17/2(1)]= 0.0453
 BE2[19/2(1)-->15/2(1)]= 3.8015
 BE2[21/2(1)-->19/2(1)]= 0.0432
 BE2[21/2(1)-->17/2(1)]= 3.8468
 Q[3/2(1)]= -2.2334
 RE2[3/2(1)--> 3/2(2)]= -0.0922
 RE2[3/2(2)--> 3/2(1)]= -0.0922
 Q[3/2(2)]= 1.7967
 Q[5/2(1)]= -3.1905
 RE2[5/2(1)--> 5/2(2)]= -0.1764
 RE2[5/2(2)--> 5/2(1)]= -0.1764
 Q[5/2(2)]= -2.6282
 BM1[3/2(1)--> 1/2(1)]= 0.0026
 RM1[3/2(1)--> 1/2(1)]= -0.1014
 BM1[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.0165
 RM1[5/2(1)--> 3/2(1)]= -0.3151
 BM1[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.0033
 RM1[7/2(1)--> 5/2(1)]= -0.1619
 BM1[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.0188
 BM1[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.0034
 RM1[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.2025
 BM1[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.0203
 BM1[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0034
 RM1[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.2341
 BM1[17/2(1)-->15/2(1)]= 0.0217
 G[1/2(1)]= 0.6533
 G[3/2(1)]= 0.2765
 G[5/2(1)]= 0.3564
 G[7/2(1)]= 0.2790
 G[9/2(1)]= 0.3290
 G[11/2(1)]= 0.2838
 G[13/2(1)]= 0.3192
 G[15/2(1)]= 0.2870
 G[17/2(1)]= 0.3142
 G[19/2(1)]= 0.2891
 G[21/2(1)]= 0.3112

¹⁶⁹Er Cekirdegi

1 ===== UB(6) X UF(12) PARAMETERS =====

UB(6) : C1= 0.0000
 C2= 0.0000

UF(12) : @@@

```

UF(6) X UF(2) :
@@@
UB(5) : C1= 0.0000
C2= 0.0000
SUB(3) : C2= 0.0000
OB(6) : C2= 0.0000
UBF(6) : C1= 0.0000
C2= 0.0045
SUF(3) : @@@
OF(6) : @@@
UBF(5) : C1= 0.0000
C2= 0.0000
OB(5) : C2= 0.0000
SUBF(3) : C2=-0.0040
OBF(6) : C2= 0.0000
OF(5) : @@@
OB(3) : C2= 0.0000
OBF(5) : C2= 0.0000
OF(3) : @@@
OBF(3) : C2= 0.0102
SUF(2) :
@@@

```

Spin(3) : C2= 0.0013

CHI in Q(boson) equals -1.3229; CHI in Q(fermion) equals -1.3229

Calculation performed for 16 bosons and one neutron with negative parity

Perturbation of SP energies: 0.0000 0.0000 0.0000

Energies for L= 1/2 (dimension = 153)
0.000 0.275 0.639 0.792 1.019 1.055 1.335 1.403

Energies for L= 3/2 (dimension = 289)
0.065 0.279 0.320 0.704 0.704 0.857 0.857 1.023

Energies for L= 5/2 (dimension = 409)
0.072 0.327 0.388 0.711 0.711 0.772 0.864 0.864

Energies for L= 7/2 (dimension = 497)
0.223 0.397 0.478 0.781 0.863 0.862 0.934 1.015

Energies for L= 9/2 (dimension = 572)
0.235 0.490 0.592 0.874 0.874 0.976 1.027 1.027

Energies for L=11/2 (dimension = 619)
0.474 0.606 0.729 0.990 1.113 1.113 1.143 1.266

Energies for L=13/2 (dimension = 656)
0.491 0.746 0.889 1.130 1.130 1.273 1.283 1.283

Energies for L=15/2 (dimension = 669)
0.816 0.908 1.071 1.292 1.445 1.455 1.455 1.608

Energies for L=17/2 (dimension = 675)
0.838 1.093 1.277 1.477 1.477 1.630 1.630 1.661

Energies for L=19/2 (dimension = 661)
1.251 1.302 1.506 1.686 1.839 1.890 1.890 2.043

Energies for L=21/2 (dimension = 643)

1.278 1.533 1.757 1.917 1.917 2.070 2.070 2.141

1==== UB(6) X UF(12) =====

Coefficients in front of fermion generators: M1 - OF(3): 0.7500
M1 - SUF(2): 0.1950
E2 - UF(5): -1.3229
E2 - OF(6): -0.1433

**** Boson parameters ****

(d+d) (1): 0.4249
(s+d +d+s) (2): 0.1433
(d+d) (2): -0.1896

**** Fermion parameters ****

k	j	(aj+ a1/2) (k)	(aj+ a3/2) (k)	(aj+ a5/2) (k)	(aj+ a
1	1/2	0.0674	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000		0.0000	0.9407	0.2425	0.0000
0.0000					
	0.0000		-0.2425	1.3061	0.0000
0.0000		0.0000	-0.1282	-0.1570	0.0000
0.0000					
	0.1282		-0.9899	0.6481	0.0000
0.0000		-0.1570	-0.6481	-1.2961	

BE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= 2.7622
RE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= -3.3240
BE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.7928
RE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= -2.1810
BE2[5/2(1)--> 1/2(1)]= 2.7622
BE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.3915
RE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= -1.7697
BE2[7/2(1)--> 3/2(1)]= 3.5232
BE2[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.2420
BE2[9/2(1)--> 5/2(1)]= 3.9147
BE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.1574
RE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 1.3743
BE2[11/2(1)--> 7/2(1)]= 4.0920
BE2[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.1186
BE2[13/2(1)--> 9/2(1)]= 4.2494
BE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0837
RE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 1.1575
BE2[15/2(1)-->11/2(1)]= 4.2705
BE2[17/2(1)-->15/2(1)]= 0.0711
BE2[17/2(1)-->13/2(1)]= 4.3542
BE2[19/2(1)-->17/2(1)]= 0.0511
BE2[19/2(1)-->15/2(1)]= 4.2949
BE2[21/2(1)-->19/2(1)]= 0.0478
BE2[21/2(1)-->17/2(1)]= 4.3460
Q[3/2(1)]= -2.3619
RE2[3/2(1)--> 3/2(2)]= 0.0921
RE2[3/2(2)--> 3/2(1)]= 0.0921
Q[3/2(2)]= 1.8610

Calculation performed for 17 bosons and one neutron with negative parity

Perturbation of SP energies: 0.0000 0.0000 0.0000

Energies for L= 1/2 (dimension = 171)

0.000 0.306 0.696 0.840 1.098 1.134 1.440 1.506

Energies for L= 3/2 (dimension = 324)

0.059 0.310 0.347 0.755 0.755 0.899 0.899 1.102

Energies for L= 5/2 (dimension = 460)

0.065 0.353 0.408 0.761 0.761 0.816 0.905 0.905

Energies for L= 7/2 (dimension = 562)

0.203 0.417 0.491 0.825 0.899 0.899 0.969 1.043

Energies for L= 9/2 (dimension = 650)

0.214 0.502 0.594 0.910 0.910 1.002 1.054 1.054

Energies for L=11/2 (dimension = 708)

0.430 0.608 0.718 1.016 1.126 1.126 1.160 1.270

Energies for L=13/2 (dimension = 755)

0.446 0.734 0.863 1.142 1.142 1.271 1.286 1.286

Energies for L=15/2 (dimension = 776)

0.741 0.882 1.029 1.290 1.434 1.437 1.437 1.581

Energies for L=17/2 (dimension = 789)

0.762 1.050 1.216 1.458 1.458 1.602 1.602 1.624

Energies for L=19/2 (dimension = 780)

1.136 1.240 1.424 1.648 1.792 1.832 1.832 1.976

Energies for L=21/2 (dimension = 766)

1.162 1.450 1.652 1.858 1.858 2.002 2.002 2.060

1==== UB(6) X UF(12) =====

Coefficients in front of fermion generators: M1 - OF(3): 0.7500

M1 - SUF(2): 0.1950

E2 - UF(5): -1.3229

E2 - OF(6): -0.1433

**** Boson parameters ****

(d+d) (1): 0.4249

(s+d +d+s) (2): 0.1433

(d+d) (2): -0.1896

**** Fermion parameters ****

k	j	(aj+ a1/2) (k)	(aj+ a3/2) (k)	(aj+ a5/2) (k)	(aj+ a
1	1/2	0.0674	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000		0.0000	0.9407	0.2425	0.0000
0.0000					

	0.0000	-0.2425	1.3061	0.0000
0.0000	0.0000	-0.1282	-0.1570	0.0000
0.0000				
	0.1282	-0.9899	0.6481	0.0000
0.0000	-0.1570	-0.6481	-1.2961	

BE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= 3.0730
 RE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= -3.5060
 BE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.8814
 RE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= -2.2997
 BE2[5/2(1)--> 1/2(1)]= 3.0730
 BE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.4359
 RE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= -1.8674
 BE2[7/2(1)--> 3/2(1)]= 3.9229
 BE2[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.2687
 BE2[9/2(1)--> 5/2(1)]= 4.3588
 BE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.1755
 RE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= -1.4512
 BE2[11/2(1)--> 7/2(1)]= 4.5633
 BE2[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.1315
 BE2[13/2(1)--> 9/2(1)]= 4.7388
 BE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0936
 RE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 1.2237
 BE2[15/2(1)-->11/2(1)]= 4.7732
 BE2[17/2(1)-->15/2(1)]= 0.0786
 BE2[17/2(1)-->13/2(1)]= 4.8668
 BE2[19/2(1)-->17/2(1)]= 0.0573
 BE2[19/2(1)-->15/2(1)]= 4.8156
 BE2[21/2(1)-->19/2(1)]= 0.0527
 BE2[21/2(1)-->17/2(1)]= 4.8729
 Q[3/2(1)]= -2.4905
 RE2[3/2(1)--> 3/2(2)]= -0.0920
 RE2[3/2(2)--> 3/2(1)]= -0.0920
 Q[3/2(2)]= 1.9252
 Q[5/2(1)]= -3.5579
 RE2[5/2(1)--> 5/2(2)]= 0.1637
 RE2[5/2(2)--> 5/2(1)]= 0.1637
 Q[5/2(2)]= -2.8054
 BM1[3/2(1)--> 1/2(1)]= 0.0026
 RM1[3/2(1)--> 1/2(1)]= -0.1013
 BM1[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.0169
 RM1[5/2(1)--> 3/2(1)]= -0.3180
 BM1[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.0033
 RM1[7/2(1)--> 5/2(1)]= -0.1619
 BM1[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.0191
 BM1[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.0034
 RM1[11/2(1)--> 9/2(1)]= -0.2029
 BM1[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.0204
 BM1[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0035
 RM1[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.2351
 BM1[17/2(1)-->15/2(1)]= 0.0216
 G[1/2(1)]= 0.6551
 G[3/2(1)]= 0.2728
 G[5/2(1)]= 0.3546
 G[7/2(1)]= 0.2758
 G[9/2(1)]= 0.3267
 G[11/2(1)]= 0.2808
 G[13/2(1)]= 0.3168

Energies for L=13/2 (dimension = 656)
0.436 0.725 0.851 1.109 1.109 1.228 1.228 1.235

Energies for L=15/2 (dimension = 669)
0.724 0.869 1.013 1.253 1.372 1.397 1.397 1.516

Energies for L=17/2 (dimension = 675)
0.744 1.033 1.195 1.417 1.417 1.536 1.536 1.579

Energies for L=19/2 (dimension = 661)
1.109 1.218 1.398 1.602 1.721 1.782 1.782 1.901

Energies for L=21/2 (dimension = 643)
1.134 1.423 1.621 1.807 1.807 1.926 1.926 2.005

1==== UB(6) X UF(12) =====

Coefficients in front of fermion generators: M1 - OF(3): 0.7500
M1 - SUF(2): 0.1950
E2 - UF(5): -1.3229
E2 - OF(6): -0.1433

**** Boson parameters ****

(d+d) (1): 0.4249
(s+d +d+s) (2): 0.1433
(d+d) (2): -0.1896

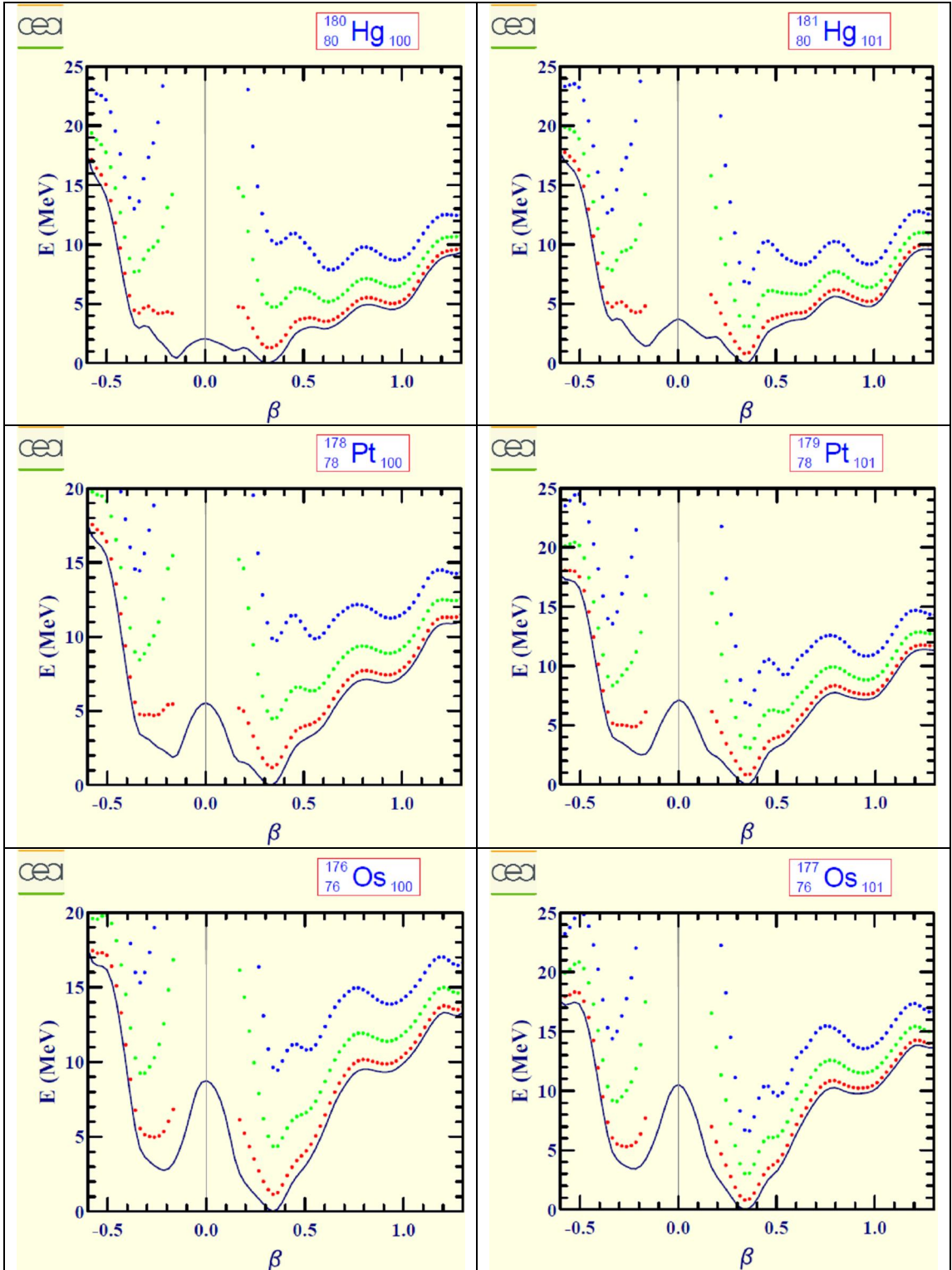
**** Fermion parameters ****

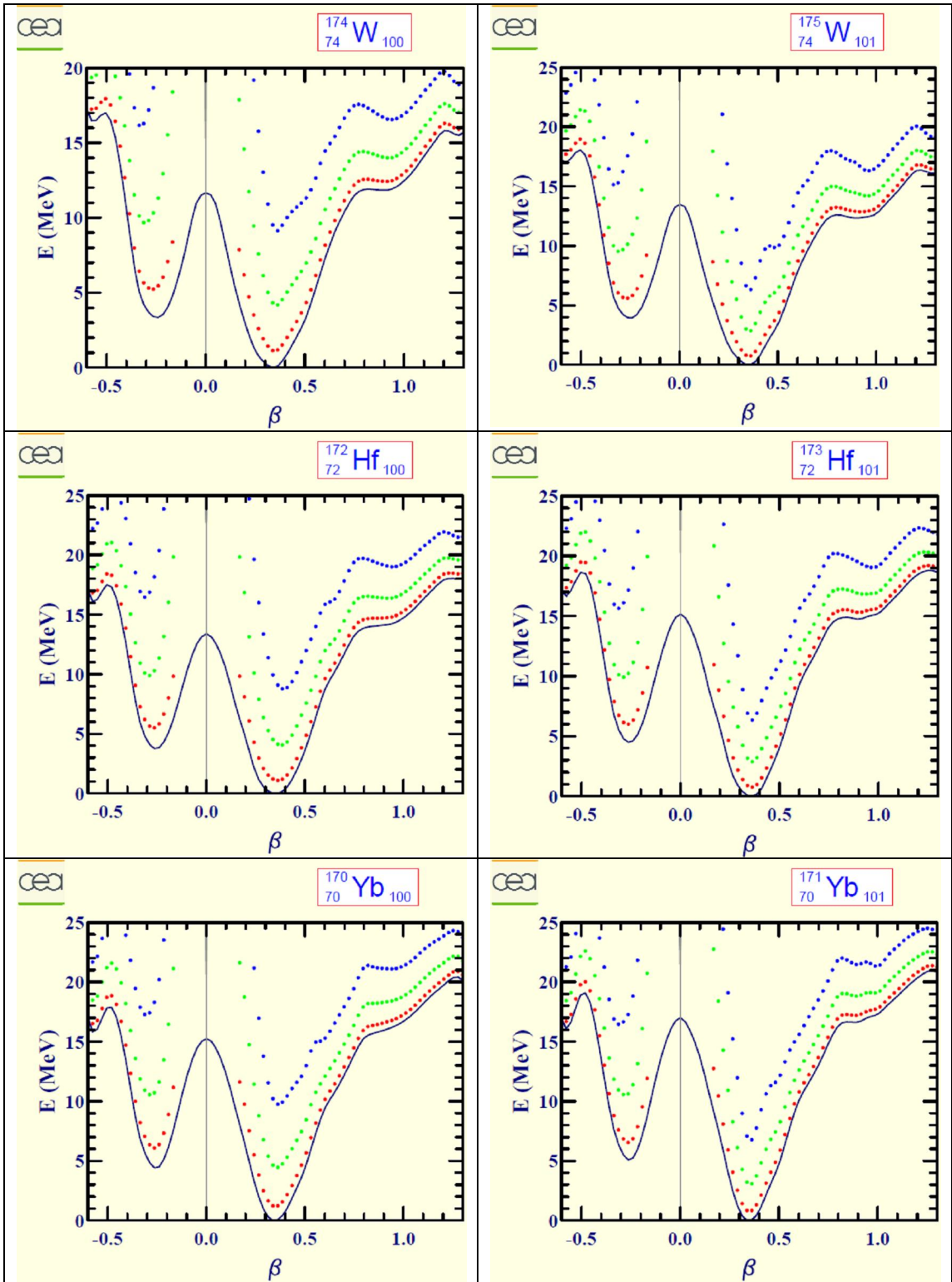
k	j	(aj+ a1/2) (k)	(aj+ a3/2) (k)	(aj+ a5/2) (k)	(aj+ a
1	1/2	0.0674	0.0000	0.0000	0.0000
0.0000		0.0000	0.9407	0.2425	0.0000
0.0000		0.0000	-0.2425	1.3061	0.0000
0.0000		0.0000	-0.1282	-0.1570	0.0000
0.0000		0.1282	-0.9899	0.6481	0.0000
0.0000		-0.1570	-0.6481	-1.2961	

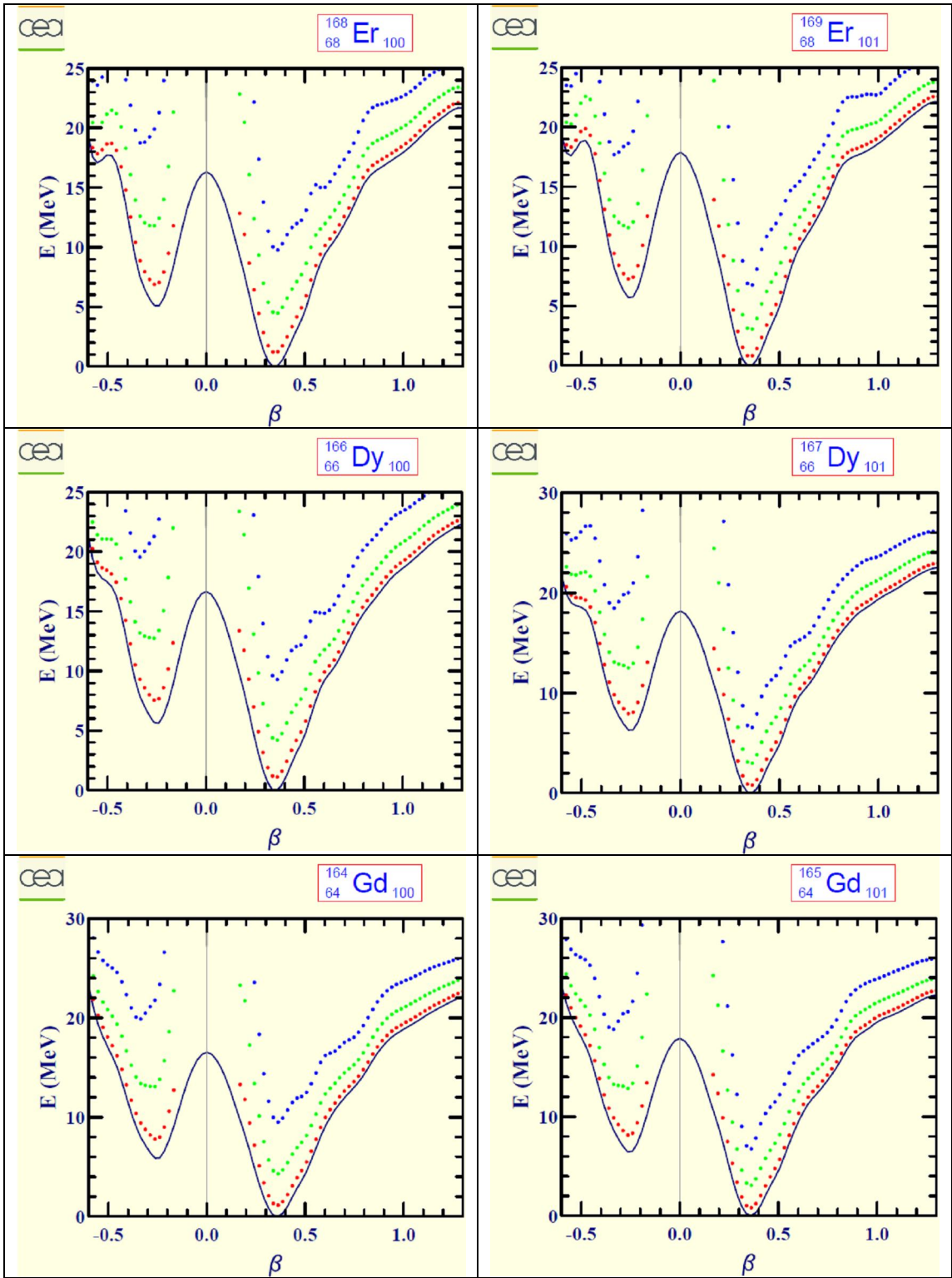
BE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= 2.7622
RE2[3/2(1)--> 1/2(1)]= -3.3240
BE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= 0.7928
RE2[5/2(1)--> 3/2(1)]= -2.1810
BE2[5/2(1)--> 1/2(1)]= 2.7622
BE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= 0.3915
RE2[7/2(1)--> 5/2(1)]= -1.7697
BE2[7/2(1)--> 3/2(1)]= 3.5232
BE2[9/2(1)--> 7/2(1)]= 0.2420
BE2[9/2(1)--> 5/2(1)]= 3.9146
BE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= 0.1574
RE2[11/2(1)--> 9/2(1)]= -1.3743
BE2[11/2(1)--> 7/2(1)]= 4.0920
BE2[13/2(1)-->11/2(1)]= 0.1186
BE2[13/2(1)--> 9/2(1)]= 4.2494
BE2[15/2(1)-->13/2(1)]= 0.0837

RE2 [15/2(1)-->13/2(1)] = -1.1575
 BE2 [15/2(1)-->11/2(1)] = 4.2705
 BE2 [17/2(1)-->15/2(1)] = 0.0711
 BE2 [17/2(1)-->13/2(1)] = 4.3542
 BE2 [19/2(1)-->17/2(1)] = 0.0511
 BE2 [19/2(1)-->15/2(1)] = 4.2949
 BE2 [21/2(1)-->19/2(1)] = 0.0478
 BE2 [21/2(1)-->17/2(1)] = 4.3460
 Q [3/2(1)] = -2.3619
 RE2 [3/2(1)--> 3/2(2)] = -0.0921
 RE2 [3/2(2)--> 3/2(1)] = -0.0921
 Q [3/2(2)] = 1.8610
 Q [5/2(1)] = -3.3742
 RE2 [5/2(1)--> 5/2(2)] = -0.1697
 RE2 [5/2(2)--> 5/2(1)] = -0.1697
 Q [5/2(2)] = -2.7166
 BM1 [3/2(1)--> 1/2(1)] = 0.0026
 RM1 [3/2(1)--> 1/2(1)] = -0.1014
 BM1 [5/2(1)--> 3/2(1)] = 0.0167
 RM1 [5/2(1)--> 3/2(1)] = -0.3166
 BM1 [7/2(1)--> 5/2(1)] = 0.0033
 RM1 [7/2(1)--> 5/2(1)] = -0.1619
 BM1 [9/2(1)--> 7/2(1)] = 0.0190
 RM1 [9/2(1)--> 7/2(1)] = -0.2027
 BM1 [11/2(1)--> 9/2(1)] = 0.0034
 RM1 [11/2(1)--> 9/2(1)] = -0.2027
 BM1 [13/2(1)-->11/2(1)] = 0.0203
 RM1 [13/2(1)-->11/2(1)] = 0.0034
 RM1 [15/2(1)-->13/2(1)] = -0.2347
 BM1 [17/2(1)-->15/2(1)] = 0.0217
 G [1/2(1)] = 0.6542
 G [3/2(1)] = 0.2746
 G [5/2(1)] = 0.3555
 G [7/2(1)] = 0.2773
 G [9/2(1)] = 0.3278
 G [11/2(1)] = 0.2822
 G [13/2(1)] = 0.3179
 G [15/2(1)] = 0.2854
 G [17/2(1)] = 0.3129
 G [19/2(1)] = 0.2875
 G [21/2(1)] = 0.3099

EK.3 : Potansiyel Enerji Yüzeyleri (111)







ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Mahmut BÖYÜKATA
Doğum Tarihi : 03/01/1982
Yabancı Dil : İngilizce

Eğitim Durumu

Lisans : Kırıkkale Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi,
Fizik Bölümü (1999–2001),
Ankara Üniversitesi, Fen Fakültesi,
Fizik Bölümü (2001–2003)
Yüksek Lisans : Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü,
Fizik Bölümü (2003–2005)
Doktora : Kırıkkale Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü,
Fizik Bölümü (2005–2010)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl/Yıllar:

1. Araştırma Görevlisi, Kırıkkale Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, Mayıs 2003-...
2. Araştırmacı, GANIL-Grand Accelérateur National d Ions Lourds, Caen, Fransa, Şubat-Haziran 2008
3. Araştırmacı, University of Padova, Department of Physics "Galileo Galilei", Padova, İtalya, Nisan–Ağustos 2009

Yayınları (SCI)

1. M. Büyükata, İ. Uluer, "Investigation of some even-even selenium isotopes within the interacting boson model-2" Cent. Eur. Jour. of Phy., Vol: 6 (3) p. 518-523 (2008)
2. M. Büyükata, Van Isacker, İ. Uluer, "Description of Exotic Nuclei with the Interacting Boson model", AIP Conf. Proc. 1072, 223 (2008).
3. M. Büyükata, İ. Uluer, "Investigation of A ~100 mass region up to exotic with interacting boson model", AIP Conf. Proc. (Gönderildi).

Bildiriler

1. İ. Uluer, M. Büyükata, “ ^{74}Se çekirdeğinin bazı geçiş olasılıkları”, II. Nükleer yapı özellikleri çalıştayı, Anadolu Üniversitesi, 07–09 Kasım 2005
2. M. Büyükata, D.Olgun, İ.Uluer, S.İnan, N.Türkan “Some nuclear structure properties of $^{70,72,74}\text{Se}$ selenium isotopes” World year of physics 2005-Turkish physical society 23rd. international physics congress, Bodrum, Mugla, Turkey, September 13-16, 2005,
3. İ. Uluer, M. Büyükata, “Some electromagnetic transition probabilities and energy levels of ^{76}Se isotope”, The fourth eurasian conference nuclear science its application. Baku, Azerbaijan, 31 October – 03 November 2006,
4. İ. Uluer, M. Büyükata, “IBM-II modeli ile ^{78}Se izotopunun bazı enerji Düzeylerinin ve geçiş olasılıklarının hesaplanması”, III. nükleer yapı özellikleri çalıştayı, Dumlupınar Üniversitesi, 15–17 Kasım 2006
5. İ. Uluer, M. Büyükata, “ ^{80}Se izotopunun bazı enerji Düzeylerinin ve geçiş olasılıklarının incelenmesi”, IV. Nükleer yapı özellikleri çalıştayı, Gazi Üniversitesi, 30–31 Ekim 2007
6. M. Büyükata, Van Isacker, İ. Uluer, "Description of exotic nuclei with the interacting boson model", Conference of nuclear physics and astrophysics: from stable beams to exotic nuclei, cappadocia, June 2008,
7. M. Büyükata, Van Isacker, İ. Uluer, "Investigation of some even-even molybdenum isotopes from stable to exotic region with interacting boson model", Turkish physical society 25th international physics conference, Bodrum, 25 - 29 August 2008,
8. M. Büyükata, Van Isacker, İ. Uluer, "Determination of the geometry of some even-even zirconium isotopes", The Fifth eurasian conference nuclear science and its applications, TAEK, Ankara, 14-17 October 2008,
9. M. Büyükata, İ. Uluer, “Investigation of odd-even ^{155}Gd nuclei with interacting boson-fermion model”, Turkish Physical society 25th international physics conference, Bodrum, 24–27 Eylül 2009,
10. M. Büyükata, İ. Uluer, “Investigation of $A\sim 100$ mass region up to exotic with interacting boson model”, International Summer school on nuclear physics “Basic concepts in nuclear physics: theory, experiments and applications”, La Rabida, Huelva, Spain, 04-10 July 2009, (Poster)

Katıldığı Bilimsel Etkinlikler

1. I.Linux ve özgür yazılım şenliği, Ankara Üniversitesi, Ankara, 16–19 Mayıs 2002
2. II. Ulusal parçacık hızlandırıcıları ve uygulamaları kongresi (UPHUK-II), ATO, Ankara, 07–09 Haziran 2004
3. Türk fizik derneği I. ulusal parçacık hızlandırıcıları yaz okulu, Ankara Üniversitesi Fen-Mühendislik Fakülteleri, Ankara, 04–09 Temmuz 2005
4. İkinci nükleer yapı özellikleri çalıştay, Eskişehir Anadolu Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü, 07–09 Kasım, 2005
5. Summer school III on nuclear collective dynamics, Feza Gürsey Institute, İstanbul, 12-16 June 2006
6. Üçüncü nükleer yapı özellikleri, Kütahya Dumlupınar Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, 15-17 Kasım 2006
7. Dördüncü nükleer yapı özellikleri, Gazi Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 30-31 Ekim 2007
8. International Conference of Nuclear Physics and Astrophysics: From Stable Beams to Exotic Nuclei, Cappadocia, 25-30 June 2008
9. Summer School IV on Nuclear Collective Dynamics, 30 June-04 July, 2008, Feza Gürsey Institute, İstanbul
10. Türk Fizik Derneği 25. Uluslararası Fizik Kongresi - Turkish Physical Society 25th International Physics Conference, Bodrum, 25–29 Ağustos 2008
11. IV. uluslararası avrasya nükleer bilimler ve uygulamaları konferansı - The fifth eurasian conference nuclear science and its applications, TAEK, 14–17 October 2008
12. The european nuclear physics conference, Ruhr-University, Bochum, Germany, 16–20 March 2009
13. International Summer School on Nuclear Physics “Basic concepts in Nuclear Physics: theory, experiments and applications”, La Rabida, Huelva, Spain, 04-10 July 2009

Araştırma Alanları :

- Nükleer Yapı,
- Kararlı ve Egzotik Çekirdekler
- Grup Teori, Lie Cebri ve Bunların Nükleer Fizikte Uygulamaları
- Etkileşen bozon modeli – 1 ve 2,
- Etkileşen bozon fermiyon modeli – 1 ve – 2
- Dinamik Simetriler
- Süpersimetriler

Burslar ve ödüller:

1. TUBİTAK-BİDEB, Yurt Dışı Araştırma Bursu, 2008
2. TUBİTAK-ULAKBİM, Yayın Teşvik Ödülü, 2008
2. ERASMUS, Yurt Dışı Öğrenim Bursu, 2009