

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**NADİR TOPRAK ELEMENTLERİNİN Σ B(M1)
GÜCÜNÜN NÜKLEON SAYISINA BAĞIMLILIĞI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Recep KOÇ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Mehmet BEKTAŞOĞLU

Ocak 2007

**T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NADİR TOPRAK ELEMENTLERİNİN Σ B(M1)
GÜCÜNÜN NÜKLEON SAYISINA BAĞIMLILIĞI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Recep KOÇ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 25 / 1 /2007 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

**Yrd. Doç. Dr.
Mehmet BEKTAŞOĞLU
Jüri Başkanı**

**Prof. Dr.
Recep AKKAYA
Üye**

**Yrd. Doç. Dr.
Yalçın YILMAZ
Üye**

TEŞEKKÜR

Bu tezi hazırlamamda kendimi geliőtirmemde yardımcı olan, bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen, bana her konuda yardımcı olan sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Mahomet BEKTAŞOĞLU'na teőkükürü bir borç bilirim.

Yüksek Lisans süresince bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım SAÜ Fen Fakültesi Fizik Bölümünün tüm öğretim üyelerine teőkükür ederim.

Yüksek Lisans çalışmalarımnda yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. Hakan YAKUT'a, Arş. Gör. Adil BAŐOĐLU'na, Arş. Gör. Sadık BAĐCI'ya, Arş. Gör. Filiz ERTUĐRAL'a, Arş. Gör. Betül KARAÇOBAN'a ve tüm araştırma görevlilerine teőkükür ederim.

Ayrıca kendisinin engin tecrübe ve bilgilerinden istifade ettiğim Prof. Dr. Recep AKKAYA'ya ve Prof. Dr. A.Ekber KULİEV'e teőkükür ederim.

Çalışma arkadaşım ve sevgili dostum Önder ARIK'a teőkükür ederim.

Son olarak bana her türlü desteđi veren sevgili eşime çok teőkükür ederim.

Recep KOÇ

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
TABLOLAR LİSTESİ.....	viii
ÖZET.....	ix
SUMMARY.....	x
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
ÇEKİRDEK MODELLERİ.....	3
2.1. Tek Parçacık Kabuk Modeli.....	3
2.2. Sıvı Damlası Modeli.....	5
2.3. Fermi Gaz Modeli.....	9
2.4. Deforme Çekirdeklerin Nilsson Modeli.....	11
2.5. Kolektif Model.....	12
2.6. Bağımsız Kuazi-Parçacık Modeli.....	13
BÖLÜM 3.	
YAKLAŞIK İKİNCİ KUANTUMLAMA METODU.....	24

3.1. Giriş.....	24
3.2. Rastgele Faz Yöntemi (RPA).....	24
3.3. Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yöntemi (QRPA).....	27
BÖLÜM 4.	
MANYETİK DİPOL UYARILMALARI.....	29
4.1. Çift-Çift Deforme Çekirdeklere Makas Modun M1 Geçiş Gücü...	29
4.2. Toplam B(M1)'in Kütle No İle Değişimi.....	35
4.3. Toplam B(M1)'in Atom No İle Değişimi.....	37
4.4. Toplam B(M1)'in Nötron Sayısı İle Değişimi.....	39
BÖLÜM 5.	
ARA İŞLEMLER.....	41
BÖLÜM 6.	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	46
KAYNAKLAR.....	47
EKLER.....	50
Ek-A. Nadir Toprak Elementlerinin Enerji ve B(M1) Değerleri.....	50
ÖZGEÇMİŞ.....	58

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

$B(M1)$: İndirgenmiş geçiş gücü
$M1$: Manyetik dipol geçişlerini gösteren simge
I	: Çekirdeğin toplam açısal momentumu
K	: Top. açısal moment. nükleer simetri eksenine izdüşümü
ψ, φ	: RPA genlikleri
a^+, a	: Parçacık yaratma, yoketme operatörleri
α^+, α	: Kuazi-parçacık yaratma, yoketme operatörleri
Q^+, Q	: Fonon yaratma, yoketme operatörleri
$C_{ss'}^+, C_{ss'}$: Bozon yaratma, yoketme operatörleri
s	: Nötronlar için tek parçacık hallerin indisleri
r	: Protonlar için tek parçacık hallerin indisi
ss'	: Nötron sistemini temsil eden indisler
vv'	: Proton sistemini temsil eden indisler
κ	: Proton-nötron etkileşme sabiti
μ_N	: Nükleer magneton
$E(s)$: Tek parçacık enerjisi
$\varepsilon(s)$: Kuazi-parçacık enerjisi
E_h	: Hacim enerjisi
E_y	: Yüzey enerjisi
E_c	: Coulomb enerjisi

E_F	: Fermi enerjisi
P_F	: Fermi momentumu
G	: Çiftlenme etkileşmesi güç sabiti
μ	: Manyetik dipol momenti
BCS	: Barden-Cooper-Shriffer
RPA	: Rastgele Faz Yöntemi
QRPA	: Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yöntemi
NRF	: Nuclear Rezonans Floresans
TRM	: İki Rotor Model
TD	: Tamm-Dancoff
E_b	: Toplam bağlanma enerjisi
E_ζ	: Çiftlenim enerjisi

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1	Toplam açısal momentumun simetri eksenine izdüşümü K'nın gösterimi	12
Şekil 4.1	Makas Mod'un, nötron ve protonların ortak bir eksen etrafında birbirlerine karşı dönebildiklerinin temsili gösterimi.....	30
Şekil 4.2	Nd, Dy ve Gd izotoplarının B(M1)'lerinin enerjiye bağlı değişimleri.....	33
Şekil 4.3	Kütle numarasının Σ B(M1) ile olan ilişkisi, a) deney, b) teori...	36
Şekil 4.4	Atom numarasının Σ B(M1) ile olan ilişkisi, a) deney, b) teori..	38
Şekil 4.5	Nötron sayısının Σ B(M1) ile olan ilişkisi, a) deney, b) teori.....	40

TABLolar LİSTESİ

Tablo 4.1	Z=50-82 ve N=82-126 kabuğundaki çift-A'lı çekirdeklerin toplam M1 güçleri.....	34
Tablo 6.1	Nd izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri.....	50
Tablo 6.2	Sm izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri.....	51
Tablo 6.3	Gd izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri.....	52
Tablo 6.4	Dy izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri.....	53
Tablo 6.5	Er izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri.....	54
Tablo 6.6	Yb izotoplarının ve Hf çekirdeğinin enerji ve B(M1) değerleri....	55
Tablo 6.6	W izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri.....	56
Tablo 6.7	Çift-çift nadir toprak çekirdeklerinin (A= 142-186) genel özellikleri C_n ve C_p sırasıyla nötron ve protona için MeV cinsinden enerji değerleri, λ_n ve λ_p kimyasal potansiyeller[1] δ ve β_2 deformasyon parametreleridir [27].....	57

ÖZET

Anahtar kelimeler: Nadir Toprak elementler, Manyetik dipol geçişleri, makas mod, kuazi-parçacık

Bu tezde çekirdek modelleri, Yaklaşık İkinci Kuantumlama Metodu, Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) ve manyetik dipol uyarılmaları konusunda genel bilgi verildikten sonra çift-çift nadir toprak elementlerinin makas mod olarak adlandırılan 2.7-3.7 MeV aralığındaki toplam B(M1) güçlerinin nötron sayısı, kütle numarası ve proton sayısına göre değişimleri QRPA metodu kullanılarak teorik olarak incelenmiş, sonuçlar deneylerden elde edilen verilerle karşılaştırılmıştır.

Hesaplamalarda elde edilen enerji seviyelerinin sayısı, enerji değerleri ve B(M1) güçleri deney sonuçlarıyla birebir uyum içinde olmasa bile toplam B(M1) gücünün deney sonuçları ile genel olarak uyumlu olduğu gözlenmiştir. Özellikle nükleon sayısına bağlı olarak toplam B(M1) gücünün gösterdiği davranış, deney sonuçlarının gösterdiği davranış ile oldukça tutarlıdır.

DEPENDENCE OF THE TOTAL B(M1) STRENGTH ON THE NUCLEON NUMBER FOR THE RARE-EARTH NUCLEI

SUMMARY

Key words: Rare-Earth Nuclei, magnetic dipole transitions, scissors mode, quasi-particle

In this thesis, after giving brief information about the nuclear models, second quantization method, Quasi-Particle Random Phase Approximation (QRPA) and magnetic dipole excitations, the total B(M1) strengths are investigated in the scissors mode region (2.7-3.7 MeV) in terms of the neutron, proton and nucleons numbers for the rare-earth elements. Calculations are performed in the framework of the QRPA method and the results are compared with the experimental results.

Even though the number of the energy levels, energy values and the corresponding B(M1) strengths are not completely consistent with the experimental results, a general agreement is seen. Especially behaviour of the B(M1) with respect to the nucleon number is quite consistent with the experimental values.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Nükleer fiziğin gelişimi 3 periyoda bölünebilir. İlki (1896-1932) atomik çekirdek ile ilişkili en genel gerçeklerin keşfedildiği dönemdir. Bu dönemde 1896 yılında uranyum daha sonraları radyoaktif elementler radyum ve polonyum bulunmuştur. Ardından α, β, γ ışınları keşfedilmiştir. Nötronun keşfi ile başlayan ikinci dönem (1932-1949) modern nükleer fiziğin başlangıcı olarak düşünülebilir. Nötronun keşfi atomik çekirdeğin proton-nötron modelinin formülasyonuna götürmüştür. Yapay radyoaktivite ve pozitron β bozunmalarının keşfi yeni elementlerin sentezini sağlamıştır. Yüksek enerjili parçacık hızlandırıcılarının inşası ve yeni temel taneciklerin bulunması, nükleer fizikten (parçacık fiziği) yeni bir saha oluşmasına yol açmıştır. Nükleer yapı ve nükleer reaksiyon mekanizmasının incelenmesi nükleer fiziğin gelişiminin son dönemi olarak düşünülebilir. Teknolojideki gelişmelere paralel olarak deneysel nükleer fizikte büyük ölçekte data alınmaya başlanmış, böylelikle hafif, orta ve ağır çekirdeklerin taban ve uyarılmış durumlarının nükleer özellikleri ve kuantum karakteristikleri daha iyi anlaşılmaya başlanmıştır. Teorik kavramların geliştirilmesi taban ve uyarılmış nükleer durumların özelliklerini anlamaya yardımcı olmuştur.

Günümüzde nükleer yapı çalışmalarında iki eğilim bulunmaktadır. İlki çekirdeklerin taban durum özelliklerinin detaylı tanımlamasını yapmak ve bu tanımlamayı yüksek uyarılma enerjilerini kapsayacak şekilde genişletmektir. İkincisi ise daha ağır çekirdeklerin (süper ağır çekirdekler) tanımlamasını yapmaktır.

Çekirdek yapısını anlayabilmek için yapılacak çalışmalar bir veya birkaç çekirdekle sınırlı olamaz. Çift-çift çekirdeklerin (çift Z-çift N) karakteristik özellikleri, komşuları olan tek-çift veya çift-tek çekirdeklerden farklıdır. Deforme çekirdeklerin yapısı küresel çekirdeklerin yapısından oldukça farklıdır. Deforme çekirdeklerin kendi arasında da farklılıklar bulunur. Bu nedenle geniş çekirdek aralığında çalışmak gerekir.

Bu çalışmada deforme çift-çift nadir toprak elementleri ($142 \leq A \leq 186$) manyetik dipol uyarılmaları, makas mod olarak adlandırılan 2.7-3.7 enerji aralığında incelenmiş, toplam M1 gücünün nükleon sayısına bağımlılığı araştırılmıştır. Bu tezin ikinci bölümünde çekirdek modelleri özetlenmiş, üçüncü bölümde Yaklaşık İkinci Kuantumlama Metodundan bahsedilmiş, dördüncü bölümdeki manyetik dipol uyarılmaları ve makas mod hakkında verilen bilginin ardından sonraki bölümde teorik hesaplamalar deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

BÖLÜM 2. ÇEKİRDEK MODELLERİ

Atom çekirdeği birbiriyle kuvvetli bir şekilde etkileşen birçok parçacıktan oluşan bir sistem olduğundan, çekirdeğin bütün özelliklerini (kararlılık, taban ve uyarılmış durum spinleri v.b.) tek bir model ile açıklamak mümkün değildir. Bu nedenle çekirdek davranışlarını açıklamaya çalışan birden fazla model mevcuttur ve bu modellerin her biri çekirdeğin bir veya daha fazla özelliğini açıklamada yardımcı olur. Bu bölümde tek parçacık kabuk modeli, sıvı damlası modeli, Fermi gaz modeli, Nilsson modeli, kolektif model ve bağımsız kuazi-parçacık modelden bahsedilecektir.

2.1. Tek Parçacık Kabuk Modeli

Bir atomdaki elektronların, n harfi ile gösterilen ana kuantum sayısının aldığı değerlere göre farklı “kabuklar” da buldukları düşünülür. Aynı kuantum sayısına sahip olan elektronlar ortalama olarak çekirdekten aynı uzaklıktadırlar. En dıştaki doluluk derecesi, atomun davranışının bazı önemli taraflarını belirleyen etkendir. 2, 10, 18, 36, 54 ve 86 elektron içeren atomların bütün elektron tabakaları tamamen doludur. Bu tür elektron yapıları yüksek bağlanma enerjisine sahip olup, oldukça kararlıdırlar. Asal gazların kimyasal olarak aktif olmayışlarının nedeni budur.

Atomlardaki duruma benzer olarak 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 nötron ya da protona sahip olan çekirdeklerin, onlarla aynı kütle numarasına sahip diğer çekirdeklerden daha kararlı oldukları gözlenir ve bu tür çekirdekler doğada daha fazla oranda bulunurlar. Yukarıda verilen sayılar ‘sihirli sayılar’ olarak bilinir ve bu sayılarda

nükleona sahip çekirdeklerin doğada fazla bulunmalarının yanısıra çekirdek yapısındaki önemine işaret eden başka kanıtlar da vardır. Buna örnek olarak çekirdek yük dağılımlarının küresellikten ayrılma miktarının bir ölçüsü olan, çekirdek elektrik kuadrupol momentlerinin gözlenen değerleri verilebilir. Öyle ki sihirli N ve Z'ye sahip olan çekirdeklerin sıfır kuadrupol momentli, dolayısıyla da küresel oldukları gözlenmiştir.

İlk olarak 1948'de M. G. Mayer ve J. H. Jensen tarafından ortaya atılan çekirdeğin kabuk modeli, bir nükleonun diğer tüm nükleonların oluşturduğu bir kuvvet alanıyla etkileştiğini farz ederek, sihirli sayıların varlığını ve diğer bazı çekirdeksel özellikleri açıklamaya çalışır. Bu model sihirli sayılarda nötron veya protona sahip çekirdeklerdeki kararlılığı açıklayabilmektedir. Modelde tek parçacık kuantum seviyelerinin spin-yörünge etkileşmesi aracılığıyla önemli ölçüde ayrıldıkları farzedilir. Böylece örneğin bir proton veya nötronun sahip olacağı altı p durumları proton ve nötronun iç açısal momentumları ile yörüngesel açısal momentumlarının etkileşimleri sonucu, iki $P_{1/2}$ ve dört $P_{3/2}$ durumlarına bölünür. Burada harf, orbital açısal momentum kuantum sayısını ve alt indis toplam nükleer açısal momentumu temsil eder. Örneğin $P_{3/2}$ gösterimi orbital açısal momentum kuantum sayısının 1, nükleer spinin $3/2$ olduğunu ifade eder. Toplam mevcut durum sayısı $2j + 1 = 2(3/2) + 1 = 4$ olur. Aralarında önemli bir enerji aralığı bulunan seviyeler veya kabuklar gruplandırılır ve kapalı kabukları oluşturan toplam nükleon sayılarının sihirli sayıları verdiği görülür.

Kabuk model sihirli sayıları açıklamakta başarılı olduğu kadar, kararlı çekirdeklerin toplam nükleer açısal momentumlarını tahmin etmekte de oldukça başarılıdır. Bir çekirdeğin toplam açısal momentumuna katkı üç temel kaynaktan gelir. Bunlar sırasıyla proton ve nötronların $1/2 \hbar$ değerindeki açısal momentumları ve

nükleonların çekirdekdeki hareketlerinden ortaya çıkan orbital açısal momentumlarıdır. Toplam açısal momentum bu üç katkının vektörel toplamı ile elde edilir. Tüm çift-çift çekirdeklerin toplam açısal momentumları sıfırdır. Bu tür çekirdeklerin manyetik momentleri de sıfırdır. Çift-tek (çift Z, tek N) ve tek-çift çekirdeklerde (tek Z, çift N) eşleşmemiş nükleon çekirdeğin buçuklu spine sahip olmasını sağlar. Bu çekirdeklerin manyetik momentleri, nükleer magneton (Bir nükleer magneton, $\mu_N = e\hbar/2m_p$ ile verilir 5.05×10^{-27} J/T değerine sahiptir.) boyutundadır [1]. Tek-tek çekirdeklerde eşleşmemiş bir proton ve bir nötron kalır ve böylelikle çekirdeğin spini bir tamsayı olur. Pek çok çekirdeğin gözlenen spinlerinin bu tahminlerle tutarlı olduğu görülmektedir.

2.2. Sıvı Damlası Modeli

Küçük kütle no'lu çekirdekler ($A < 10$) göz önüne alınmazsa nükleon başına düşen bağlanma enerjisinin neredeyse sabit olduğu gözlenir. Bu nedenle toplam bağlanma enerjisi yaklaşık olarak A ile orantılıdır. Bağlanma enerjisinin, bağlı parçacıkların sayısı ile ilişkisi 1936'da N. Bohr tarafından önerilen 'sıvı damlası modelinde' anlamını kazanır. Bu modelde çekirdekte nükleonlar arasındaki bağlanma enerjisi bir sıvıdaki moleküllerin bağlanma enerjisine benzetilir. Kuvvetler çekici olduğundan bu enerji gerçekte negatiftir, ancak genellikle pozitif olarak yazılır. Çünkü bağlanma enerjisi pozitif bir büyüklük olarak düşünülür.

Nükleonların birbirleri üzerine uyguladıkları çekici kuvvetler, oldukça şiddetlidirler ancak, bu kuvvetlerin menzilleri çok küçük olduğundan çekirdek içinde her nükleon yalnız en yakın komşuları ile etkileşir. Bu çekme kuvveti davranışı, çekirdek kuvvetlerinin 'doyma özelliği' ne sahip olduğunu gösterir. İki proton arasındaki çekim kuvveti elektriksel itmeden yaklaşık 100 kat daha fazladır. Protonlarla

protonlar, protonlarla nötronlar ve nötronlarla nötronlar arasındaki çekirdek etkileşmelerinin özdeş oldukları gözlenmektedir.

Nükleon-nükleon etkileşimine ilişkin enerjinin aynı bir U değerinde olduğu kabul edilirse, her U dış kuvvetlere sebep olan potansiyel enerji olan bağ enerjisi, iki nükleon tarafından paylaşıldığı için, her bir nükleonun $1/2$ 'lik bağlanma enerjisine sahip olduğu söylenebilir. Bir çekirdekteki nükleonlar için farzedildiği gibi, aynı büyüklükte küreler topluluğu en küçük hacmi kaplayacak şekilde bir araya getirildiğinde, içerideki her küre 12 başka küreye dokunur. Dolayısıyla bir çekirdeğin iç kısmındaki her nükleonun bağlanma enerjisi $(12) \times (1/2)$ veya $6U$ 'dur. Bir çekirdekteki A tane nükleonun hepsi içte olsaydı, çekirdeğin bağlanma enerjisi

$$E_h = 6AU$$

$$E_h = a_1 A \quad (2.1)$$

olurdu. A ile orantılı olan E_h çekirdeğin 'hacim enerjisi' olarak adlandırılır ve a_1 'in deneysel değeri yaklaşık 16 MeV 'dir

Bir çekirdeğin yüzeyindeki bir nükleon, çekirdeğin iç kısmındakilere göre daha az sayıda nükleonla etkileşir ve dolayısıyla bağlanma enerjisi daha azdır. R yarıçaplı bir çekirdeğin yüzölçümü $4\pi R^2 = 4\pi R_0^2 A^{2/3}$ 'dir. Bu değer $A^{2/3}$ ile orantılı olup toplam bağlanma enerjisini

$$E_y = -a_2 A^{2/3} \quad (2.2)$$

kadar azalır. Negatif E_y enerjisi, bir çekirdeğin ‘yüzey enerjisi’ diye adlandırılır ve orantı sabiti a_2 ’nin değeri 17 MeV civarındadır ($R_0=1.0-1.4$ fm). E_y çok hafif çekirdeklerde önemlidir, çünkü bunlarda nükleonların daha büyük kesri yüzeydedir.

Bir çekirdekteki her proton çifti arasındaki elektriksel itme de bağlanma enerjisini azaltmaya katkıda bulunur. Bir çekirdeğin E_c ‘Coulomb enerjisi’, Z tane protonu, sonsuzdan çekirdek büyüklüğünde bir küresel topluluğa getirmek için yapılması gereken iştir. Birbirinden r uzaklığındaki bir çift protonun potansiyel enerjisi şöyledir:

$$V = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.3)$$

Burada $e = 1,602 \times 10^{-19}$ Coulomb, $k = 1/4\pi\epsilon_0 \approx 9 \times 10^9$ N m²/c² dir. Z protonu bulunan bir çekirdekte, $Z(Z-1)/2$ tane proton çifti olduğundan, Coulomb enerjisi

$$E_c = \frac{Z(Z-1)}{2} V = \frac{Z(Z-1)e^2}{8\pi\epsilon_0} \left(\left(\frac{1}{r} \right)_{\text{ort}} \right) \quad (2.4)$$

ile verilir. Burada $(1/r)_{\text{ort}}$, $1/r$ ’nin tüm proton çiftleri üzerinden ortalaması alınmış değerdir. Protonlar R yarıçaplı bir çekirdek içine düzgün olarak dağılmışlarsa, Coulomb enerjisi $1/R$ ve dolayısıyla $1/A^{1/3}$ ile orantılı olur ve aşağıdaki gibi verilir:

$$E_c = -a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \quad (2.5)$$

Coulomb enerjisi, çekirdek kararlığına karşıt bir etkiden dolayı ortaya çıktığı için negatiftir ve orantı sabiti $a_3 \approx 0.7 \text{ MeV}$ 'dir.

Bir çekirdeğin E_b toplam bağlanma enerjisi, hacim, yüzey ve Coulomb enerjilerinin toplamına eşit olmalıdır:

$$E_b = E_h + E_y + E_c = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}. \quad (2.6)$$

Nükleon başına düşen bağlanma enerjisi ise

$$\frac{E_b}{A} = a_1 - \frac{a_2}{A^{1/3}} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{4/3}} \quad (2.7)$$

şeklinde yazılır. Bu etkilere ilave olarak N ile Z arasındaki farktan doğan ve

$$E_a = - a_4 \left(\frac{(A-Z)^2}{A} \right) \quad (2.8)$$

şeklinde ifade edilen asimetri enerjisi de hesaba katılmalıdır. Çekirdeğin bağlanma enerjisini azaltacak olan bu terimde orantı sabiti yaklaşık 23 MeV'dir.

Ayrıca, çift-çift çekirdeklerin oldukça kararlı oldukları ve daha yüksek bağlanma enerjilerine sahip oldukları görülür. Örneğin ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$ gibi çekirdeklerin deneysel nükleon başına bağlanma enerjileri diğer hafif çekirdeklere kıyasla daha büyüktür.

$$E_\zeta = (\pm) \frac{a_5}{A^{3/4}} \quad (2.9)$$

ile verilen E_c çiftlenim enerjisi, çift-çift çekirdekler için pozitif, tek-çift ve çift-tek çekirdekler için 0, tek-tek çekirdekler için ise negatif olup, A ile $A^{3/4}$ şeklinde değişir. Orantı sabitinin değeri $a_5 \approx 33$ MeV'dir.

İlk kez C. F. Von Weizsäcker tarafından 1935'de elde edilen, Z atom sayılı ve A kütle sayılı bir çekirdeğin bağlanma enerjisini veren ifade en son şu şekli alır [2]:

$$E_b = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_4 \left(\frac{(A-2Z)^2}{A} \right) (\pm) \frac{a_5}{A^{3/4}}. \quad (2.10)$$

2.3. Fermi Gaz Modeli

Bu modelde çekirdeği oluşturan nötron ve protonlar nükleonların iki farklı sistemi olarak düşünülür. Nükleonların Pauli ilkesi ile konulan sınırlar içinde, bütün çekirdek hacmi içinde serbestçe hareket ettikleri farzedilir.

Her nükleonun etkileştiği potansiyel diğer nükleonların potansiyellerinin bir toplamıdır. Bu potansiyel çekirdek içinde sabit, çekirdek kenarlarında değişken olarak son bulan bir kuyu şeklinde düşünülebilir.

Bir V hacmi ve dp momentumu içindeki bir nükleonun sahip olabileceği durum sayıları

$$dn = \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} V \quad (2.11)$$

ile verilir. Sıfır sıcaklığındaki nükleer taban durumunda en düşük durumlar 'Fermi momentumu' (P_F) olarak adlandırılan bir maksimuma kadar doldurulurlar. Bu ifade

integre edildiğinde, böyle durumların sayısı

$$n = \frac{VP_F^3}{6\pi^2\hbar^3} \quad (2.12)$$

olarak elde edilir. Her durum aynı türde iki fermiyon içereceğinden

$$N = \frac{V(P_F^n)^3}{3\pi^2\hbar^3} \quad (2.13.a)$$

$$Z = \frac{V(P_F^p)^3}{3\pi^2\hbar^3} \quad (2.13.b)$$

bulunur. Burada P_F^n ve P_F^p sırasıyla nötron ve protonların Fermi momentumlarıdır.

$V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$ nükleer hacmi ve $R_0 = 1.21$ fm deneysel değeriyle birlikte nötron proton kuyularının aynı yarıçapa sahip oldukları farzedilirse $Z = N = A/2$ olan bir çekirdeğin Fermi momentumu için

$$P_F = P_F^n = P_F^p = \frac{\hbar}{R_0} \left(\left(\frac{9\pi}{8} \right) \right)^{1/3} \approx 250 \text{ MeV}/c$$

elde edilir. Bu, nükleonların çekirdek içinde serbestçe ve yüksek momentumlarla hareket ettiklerini gösterir. Hafif çekirdeklerde P_F 'nin biraz daha küçük değerlere sahip olduğu ve bu durumda Fermi gaz modelinin çok başarılı olmadığı görülür. İşgal edilmiş en yüksek durumun enerjisi Fermi enerjisi olarak adlandırılır ve

$$E_F = \frac{P_F^2}{2M} \approx 33 \text{ MeV} \quad (2.14)$$

şeklinde ifade edilir. Burada M nükleonun kütesidir. Kuyunun tepesiyle Fermi seviyesi arasındaki fark çoğu çekirdek için sabittir ve nükleon başına ortalama bağlanma enerjisi olan $B/A = 7-8$ MeV'e eşittir. Potansiyelin derinliği ve Fermi enerjisinin iyi bir yaklaşıklıkla kütle sayısı A 'dan bağımsız olduğu söylenebilir ve

$$V_0 = E_F + B \approx 40\text{MeV}$$

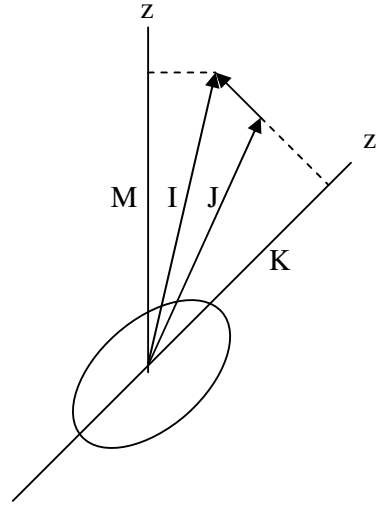
şeklinde yazılabilir. Metallerdeki serbest elektronun durumuna benzer olarak nükleer ortam içindeki nükleon gazının kinetik enerjisi potansiyel derinliği ile karşılaştırılabilir boyuttadır.

Genel olarak ağır çekirdeklere nötron fazlalığı bulunur. Bağlanma enerjisinin nötron fazlalığına bağlılığı da Fermi gaz modeli çerçevesinde hesaplanabilir. Bu modelde nükleon başına ortalama kinetik enerji 20 MeV bulunur [3].

2.4. Deforme Çekirdeklerin Nilsson Modeli

Kabuk modelde çekirdeklerin küresel görünümüne sahip olduğu ve parçacıkların küresel simetrik potansiyelde hareket ettiği farzedilir. Oysa sihirli sayılardan yeterince farklı nötron ve proton sayısına sahip çekirdeklerin aksel simetriye sahip elipsoit görünümünde oldukları görülür. Bu nedenle deforme çekirdeklerin enerji seviyeleri hesaplanmak istendiğinde nükleer potansiyelin elipsoit şeklinde olduğu göz ardı edilmemelidir. Bu tür çekirdeklere spin-yörünge kuvveti küresel simetrik potansiyeldeki kadar kuvvetlidir. Deforme çekirdeklerin tek parçacık durumları Nilsson Modeli yardımıyla bulunabilir.

Küresel çekirdeklerde tek-parçacık seviyeleri bu seviyelerin, enerji, parite, toplam açısal momentum j ve izdüşümü m ile karakterize edilir. Farklı m değerine sahip seviyeler dejeneredir, yani aynı enerjiye sahiptirler. Eksenel simetriye sahip deforme çekirdeklerde tek parçacık seviyeleri bu seviyelerin enerji, parite ve toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenine izdüşümü K ile karakterize edilir (Bkz. Şekil 2.1). Bu tür çekirdeklerde toplam açısal momentum j geçerli bir kuantum sayısı olmaktan çıkar. Toplam açısal momentumun dik eksen üzerindeki izdüşümü M ile gösterilmiştir [4].



Şekil 2.1. Toplam açısal momentumun simetri eksenine izdüşümü K 'nin gösterimi

2.5. Kolektif Model

Nilsson modeli kuadrupol momentlerini ve deforme olmuş çekirdeklerin spinlerini iyi açıklamasına rağmen, manyetik momentlerini, alçak enerjili uyarılma spektrumlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını açıklayamaz. Bu nedenle 'Rotasyon Modeli' de denilen ve kuvvetli deformasyona uğramış çekirdeklerin nükleonlarının kolektif hareketlerini incelemeye çalışan 'Kolektif Model' geliştirilmiştir. Bu modele göre bütün nükleonlar ortak bir dönme eksenine etrafında dönerek çekirdek spinine katkıda bulunurlar. Bu model için Hamilton operatörü

$$H = H_{i\check{c}} + H_{rot} \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $H_{i\check{c}}$, iç hareketlere ve H_{rot} ise rotasyon hareketlerine ait Hamilton operatörüdür. Çekirdeğin bir rotasyon elipsoidi gibi deforme olduğu varsayılırsa

$$H_{rot} = \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2}{2\theta} R_i^2 \quad (2.16)$$

yazılabilir. Burada $R_i = R_1, R_2, R_3$ kolektif rotasyonun açısal momentum operatörü ve θ ise sistemin eylemsizlik momentidir. Buradan rotasyon enerjisi için

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\theta} I(I+1) \quad (I= 0, 2, 4, \dots) \quad (2.17)$$

bulunur. Burada I sistemin toplam açısal momentum kuantum sayısıdır. Eğer rotasyon hareketi yapan çekirdeğin bir iç açısal momentumu varsa rotasyon enerjisi

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\theta} [I(I+1) - K^2] \quad (2.18)$$

şeklindedir. K , toplam açısal momentum vektörü I 'nın simetri eksenini üzerindeki izdüşümünü göstermektedir.

2.6. Bağımsız Kuazi-Parçacık Modeli

Süperakışkan teorisinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ilk defa 1957 yılında Bogolyubov tarafından yapılmış ve Barden, Cooper ve Schrieffer tarafından

süperiletkenlik olayını açıklamak için kullanılmış [28]. BCS teorisi olarak literatüre geçen bu teori mikroskobik bir teoridir. Bu teorinin ana teması, kristal örgü titreşimleri (fononlar) ile iletkenlik elektronları arasındaki etkileşmelerin ortamda Cooper çiftleri olarak bilenen bağlı durumlar oluşturmasıdır. Elektronların aynı yüke sahip olmasından dolayı birbirlerini itmeleri gerekirken, çekici bir etkileşmenin oluşması ters gelebilir. Fakat bir örgü noktası civarından geçen elektronun anlık olarak sebep olduğu örgü bozuklukları iki elektron arasından çekici bir etkileşmeye neden olabilir. Örgü bozulmasına neden olan elektronun 10^{-13} s gibi uzun bir zamanda geçtiğini göz önünde bulundurduğumuzda ağır hareket eden iyon, elektron tepki zamanından 1000 kat daha uzunca bir zaman hareket edecektir. Sonuç olarak o bölge 10^{-16} ve 10^{-13} s arasında pozitif yüklü olacaktır. Normal bir iletkende akıma karşı gösterilen elektriksel direnç, serbest elektronların kristal örgü iyonlarının termik hareketleri sebebiyle saçılmaya uğraması sonucu oluşur. BCS teorisi, bir süperiletkenin akıma karşı sıfır direnç göstermesini açıklar. Halbuki çekirdekte iki nükleon arasındaki çekim kuvveti güçlü olduğundan böyle bir alışveriş mekanizmasına gerek yoktur. Süperiletkenlik özelliğinin çekirdeğe uygulanmasıyla ortaya çıkan bu model süperakışkan modeli olarak isimlendirilir ve teori [6,7,8] referanslarında verilmektedir. Bu modelin temel denklemleri farklı yoldan türetebilir. Burada varyasyon prensibine dayanan bir metot kullanılacaktır.

Nükleonların etkileşimlerini tasvir eden Hamiltoniyen

$$H = H_{\text{ort}} + H_{\text{çift}} \quad (2.19)$$

ile verilir. Burada H_{ort} ortalama Hamiltoniyen ve $H_{\text{çift}}$ çiftlenim Hamiltoniyen'ini temsil etmektedir.

Küresel çekirdek için ortalama alan olarak spin-yörünge osilatör potansiyeli veya Wood-Saxon potansiyeli kullanılırken deforme çekirdekler için Nilsson veya deforme Wood-Saxon potansiyeli geçerlidir. Çiftlenme korelasyonlarını ele alan metot çok geneldir ve bu korelasyonlar ortalama alanın simetri özelliklerine veya kesin biçimine bağlı değildir. Dolayısıyla temel denklemler genel biçimde türetilecek ve daha sonra küresel veya deforme çekirdeklere uygun gelen özel bir formu elde etmek için bu denklemler düzenlenecektir. Çiftlenme korelasyonları çalışmalarında $\sigma = \pm 1$ özdeğerine sahip kuantum sayısını, kuantum sayılarının tüm setinden ayırmak gerekir. σ kuantum sayısı açısal momentum nükleer simetri eksenine izdüşümünün işaretini verebilir. $q\sigma$ ortalama alanın tek parçacık seviyelerini göstermektedir. $E(q)$, seviyelere karşılık gelen enerjilerdir. Nötron durumları $s\sigma$ ile proton durumlarını ise $r\sigma$ ile gösterilsin.

Süperakışkan nötron-proton korelasyonları, orta ve ağır çekirdeklere oluşmaktadır. Nötron ve protonlar için ortalama alan potansiyelleri ayrı ayrı yazılır ve Schrödinger denklemlerinden her ikisi için de ayrı ayrı çözüm elde edilir. Bu nedenle bağımsız kuazi-parçacık modelinden nötron ve proton sistemleri ayrı ayrı ele alınır ve (2.19) eşitliği ile verilen Hamiltoniyen nötron ve proton kısımlarına aşağıdaki gibi bölünebilir:

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (2.20)$$

Çiftlenim korelasyonlarına sebep olan kuvvetler, kısa menzilli kuvvetlerdir ve bu nedenle yaklaşık $\delta(r - r')$ kuvveti şeklinde yazılabilir. Bu çiftlenim kuvvetlerinin momentum temsilinde sabit olduğu ve matris elemanlarının farklı tek parçacık durumları için yaklaşık olarak aynı olduğu anlamına gelir. Buna göre $G(q_+, q_-, q'_-, q'_+)$ 'nın q ve q' 'den bağımsız olduğu farz edilir. $(G(q_+, q_-, q'_-, q'_+) = G)$

Bu durumda çiftlenim etkileşimi iki parametre ile temsil edilir. G_N nötron sistemini, G_Z proton sistemini temsil eder. (2.20) yeniden yazılırsa

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} \{E_0(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s'+}^+ a_{s-}^+ a_{s'} a_{s'+} \quad (2.21.a)$$

$$H_0(p) = \sum_{r\sigma} \{E_0(r) - \lambda_p\} a_{r\sigma}^+ a_{r\sigma} - G_Z \sum_{ss'} a_{r'+}^+ a_{r-}^+ a_{r'} a_{r'+} \quad (2.21.b)$$

olur. Burada $E_0(s)$ ve $E_0(p)$ renormalize olmamış tek parçacık enerjileridir.

Çiftlenme korelasyonlarını tasvir etmede kullanılan matematiksel yaklaşımlar parçacık sayısının korunmamasına yol açar. Bu etkiyi yok etmek için parçacık sayısının ortalama olarak korunduğu, yani

$$N = \sum_{s\sigma} \langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle \quad (2.22.a)$$

$$Z = \sum_{r\sigma} \langle | a_{r\sigma}^+ a_{r\sigma} | \rangle \quad (2.22.b)$$

olduğu düşünülecektir. Yukarıdaki eşitliklerin sağlanabilmesi için Lagrange çarpanlarına ihtiyaç duyulur. λ_n ve λ_p Lagrange çarpanları genellikle kimyasal potansiyeller olarak isimlendirilir. Hamiltoniyen'e $-\lambda_n N$ ve $-\lambda_p Z$ terimlerinin en başta eklenmesi uygundur. Bu, tek parçacık enerjilerinin sıfır enerjiden değil Fermi düzey enerjisine yakın enerji değerlerinden itibaren sayıldığını gösterir. (2.22) ifadelerinde $a_{s\sigma}^+$ operatörü parçacık oluşturma, $a_{s\sigma}$ operatörü parçacık yok etme operatörüdür. Bu operatörler aşağıdaki anti komütasyon kurallarına uyar:

$$a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ = \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'},$$

$$a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} = 0, \quad (2.23)$$

$$a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ + a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ = 0.$$

$a_{s\sigma}^+$ ve $a_{s\sigma}$ operatörlerinin lineer kanonik dönüşümü, parçacık operatörlerinin yerine kuazi-parçacık operatörlerini yazmak için kullanılır. Böyle bir kanonik dönüşüm

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s,-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+ \quad (2.24)$$

$$a_{s\sigma}^+ = u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}$$

ifadeleriyle verilebilir. Yeni operatörler $a_{s\sigma}^+$ ve $\alpha_{s'\sigma'}$ (2.23)'de verilen bağıntıları sağlar. Yani bu operatörler

$$\eta = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (2.25)$$

eşitliğinin tüm reel u_s ve v_s fonksiyonları için sağlanması durumunda birer fermiyonu temsil ederler. (2.25) ifadesi (2.24) ifadesinin ters dönüşümünü, yani

$$\alpha_{s\sigma} = u_s a_{s,-\sigma} + \sigma v_s a_{s\sigma}^+ \quad (2.26)$$

bağıntısını elde etmek için kullanılabilir.

Çift sayılı nötronları içeren bir sistemin taban durumu, kuazi-parçacık vakum olarak adlandırılır. Bu vakuma karşılık gelen dalga fonksiyonu, bütün nötron durumları için geçerli olan

$$\alpha_{s\sigma} \Psi_0 = 0, \quad \Psi_0^* \alpha_{s\sigma}^+ = 0 \quad (2.27)$$

denklemlerinden belirlenir.

Şimdi, ψ_0 durumunda $H_0(n)$ Hamiltoniye'nin beklenen değeri bulunabilir.

$\langle | a_{s+}^+ a_s^+ a_{s-} a_{s'+} | \rangle$ ve $\langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle$ ifadeleri (2.27) denklemi ve (2.23)'deki kurallar kullanıldığında aşağıdaki biçimde elde edilir:

$$\begin{aligned} H_0(n) &= \sum_{s\sigma} \{ E_0(s) - \lambda_n \} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s+}^+ a_s^+ a_{s-} a_{s'+} \\ \langle | H_0(n) | \rangle_0 &= \sum_{s\sigma} \{ E_0(s) - \lambda_n \} \langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle - G_N \sum_{s,s'} \langle | a_{s+}^+ a_s^+ a_{s-} a_{s'+} | \rangle \\ &= 2 \sum_{s\sigma} \{ E_0(s) - \lambda_n \} v_s^2 - G_N \sum_{ss'} (u_s u_{s'} v_s v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'}) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Ortalama alan potansiyelinin deneysel olarak bulunduğu göz önüne alınmalıdır. Dolayısıyla nükleer Hamiltoniye'ne farklı terimlerden katkı gelir. Renormalize tek parçacık enerjileri

$$E(s) = E_0(s) - G_N \frac{v_s^2}{2} \quad (2.29)$$

ile verilir. (2.28) ifadesindeki son terim, $-G_N \sum_s v_s^4$ nükleer ortalama alanın

çiftlenim korelasyonlarının karakteriyle çiftlenimi tanımlar. Yukarıdaki renormalizasyon kullanılırsa çiftlenim korelasyonlarının genel bir yaklaşıklıkla ortalama alanın tek parçacık seviyeleri üzerine etkisi olmadığı söylenebilir ve Hamiltoniyen'in ortalama değeri

$$\langle H_0(n) \rangle = \sum_s 2\{E(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \left(\left(\sum_s u_s v_s \right)^2 \right) \quad (2.30)$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

(2.30) daki u_s ve v_s fonksiyonları bu eşitliğin minimum olma koşulundan yararlanılarak belirlenebilir. μ_s Lagrange çarpanı (2.25) ifadesindeki şartın geçerliliğini sağlamlaştırmaktadır. Bu durumda δu_s ve δv_s varyasyonları birbirinden bağımsız hale gelir ve varyasyon her ikisi için de ayrı ayrı uygulanır. Eğer

$$\delta \left\{ \langle H_0(n) \rangle_0 + \sum_s \mu_s \eta_s \right\} = 0 \quad (2.31)$$

ise enerji bir maksimum veya minimuma sahiptir. (2.31) ifadesi

$$\delta \left\{ \langle H_0(n) \rangle_0 + \sum_s \mu_s (u_s^2 + v_s^2 - 1) \right\} = 0$$

şeklinde yazılır ve δu_s ve δv_s 'e göre ayrı ayrı varyasyon yapılırsa

$$4\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - G_N (u_s^2 - v_s^2) \sum_s u_s v_s = 0 \quad (1)$$

$$-2G_N v_s \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} + 2\mu_s u_s = 0 \quad (2)$$

elde edilir. 1. denklem u_s ile, 2. denklem v_s ile çarpılıp taraf tarafa çıkarma yapılır ve sonuç ikiye bölünürse

$$2\{E(s) - \lambda_n\} u_s v_s - G_N (u_s^2 - v_s^2) \sum_{s'} u_{s'} v_{s'} = 0 \quad (2.32)$$

olur. (2.22) ifadelerinden yararlanılarak

$$N = \sum_{s\sigma} \langle a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} \rangle = \sum_{s\sigma} v_s^2 \delta_{\sigma\sigma'} = \sum_s v_s^2 \sum_{\sigma} \delta_{\sigma\sigma'} = 2 \sum_s v_s^2 \quad (2.33)$$

şeklinde elde edilen parçacık sayısı ile (2.32) ifadesi desteklenmelidir. $2v_s^2$ niceliği s seviyesi üzerindeki parçacık yoğunluğu, $2u_s^2 = 2(1 - v_s^2)$ niceliği ise deşik yoğunluğudur.

(2.32) denkleminin iki çözümü vardır. İlk çözüm $u_s v_s = 0$ 'dır. Bu sıradan bir çözüm olup bağımsız parçacıklara karşılık gelir. Bu durumda u_s ve v_s fonksiyonları basamak fonksiyonu şeklinde olur. Yani

$$u_s = 1 - \theta_F(s) \quad (2.34.a)$$

$$v_s = \theta_F(s) \quad (2.34.b)$$

dir. Burada $E(s) < \lambda_n$ ise $\theta_F(s) = 1$, $E(s) > \lambda_n$ ise $\theta_F(s) = 0$ 'dır. Bu çözüme karşılık gelen dalga fonksiyonu

$$\Psi_0^0 = \prod_{s(F)} a_{s+}^+ a_{s-}^+ \Psi_{00} \quad (2.35)$$

şeklindedir. Burada

$$a_{s\sigma} \Psi_{00} = 0 \quad (2.36)$$

olup $s < F$, $E(s) < \lambda_n$ olduğu anlamına gelir. Başka bir ifadeyle Fermi seviyesine kadar olan tüm seviyeler dolu, diğerleri boştur.

İkinci çözüm

$$C_n = G_N \sum_s u_s v_s \quad (2.37)$$

korelasyon fonksiyonuyla karakterize edilir.

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\epsilon(s)} \right) \right\} \quad (2.38.a)$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\epsilon(s)} \right) \right\} \quad (2.38.b)$$

formunda aranır. (2.37) ve (2.38) ifadeleri (2.32) eşitliğinde yerine yazılırsa

$$u_s v_s = \frac{1}{2} \frac{C_n}{\epsilon(s)} \quad (2.39)$$

elde edilir. Öte yandan (2.38)'den

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{\epsilon(s)^2 - \{E(s) - \lambda_n\}^2}{\epsilon(s)^2} \quad (2.40)$$

bulunur. Bu eşitlik (2.39)'in karesiyle kıyaslanırsa

$$\epsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}^2} \quad (2.41)$$

elde edilir.

(2.37) ve (2.30) denklemlerinden yararlanılarak taban durum enerjisi

$$\epsilon_0^n = \sum_s 2E(s)v_s^2 - \frac{C_n^2}{G_N} \quad (2.42)$$

şeklinde elde edilir. C_n 'nin sıfır olması nükleonlar arasında etkileşmenin olmadığını gösterir. Bu durum bağımsız parçacıklar durumudur ve tek parçacık hareketin enerji seviyeleri elde edilmiş olur. C_n 'nin sıfırdan farklı olması nükleonlar arasında etkileşmeyi gösterir ve bu durum süperakışkan duruma karşılık gelir.

Spin-titreşim 1^+ seviyelerinin en karakteristik niceliği çekirdek taban durumundan uyarılmalarının M1 geçiş matris elemanlarıdır.

$$M_i = \langle \psi_i | \vec{\mu} | \psi_0 \rangle \quad (2.43)$$

burada manyetik dipol operatörü

$$\vec{\mu} = \sum_{\tau,i} [(g_s^\tau - g_l^\tau)] \mathcal{J}_i^\tau + g_l^\tau \mathcal{J}_i^\tau \quad (2.44)$$

ile ifade edilir. Burada \mathcal{J} toplam açısal momentum operatörüdür. g_s^τ ve g_l^τ sırasıyla nükleonların spin ve yörüngesel jiromanyetik oranlarıdır. Taban durumundan 1^+ durumuna uyarılmanın en karakteristik büyüklüğü indirgenmiş $B(M1)$ geçiş olasılığı olup, (2.43) ve (2.44) ifadelerinden yararlanılarak

$$B(M1,0 \rightarrow 1^+) = \frac{3}{16\pi} \left[\sum_{\text{nötron}} \mu_{ss'}^n L_{ss'} g_{ss'} + \sum_{\text{proton}} \mu_{vv'}^p L_{vv'} g_{vv'} \right]^2 \quad (2.45)$$

şeklinde elde edilir. Burada $\mu_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'}$ ve $L_{ss'} = u_s v_{s'} + u_{s'} v_s$ Bogolyubov kuazi-parçacık dönüşüm parametreleridir. ss' ve vv' nötron ve proton sistemlerinin indislerdir. $g_{ss'} = \psi_{ss'} + \phi_{ss'}$ olarak ifade edilirse ψ ve ϕ RPA genlikleridir.

BÖLÜM 3. YAKLAŞIK İKİNCİ KUANTUMLAMA METODU

3.1. Giriş

Yaklaşık ikinci kuantumlama metodu ilk olarak Bogolyubov [9] tarafından önerilmiş, daha sonra [10] referansında geliştirilmiş ve elektron gaz probleminin çözümüne uygulanmıştır [11]. Bu metot çok parçacıklı sistemlerin çözümlerinde sıklıkla kullanılır. Bu metodun başlıca iki türü vardır. Bunlar Tamm-Dancoff (TD) ve Rastgele Faz Yaklaşımı (RPA) metotlarıdır.

TD metodu ilk olarak Tamm tarafından kuantum alan teorisinde formalize edilmiştir [12]. Daha sonra bu metot bağımsız olarak Dancoff [13] tarafından geliştirilmiştir. Metodun matematiksel temeli Fock [14] tarafından geliştirilmiştir. TD metodu hafif, orta ve ağır çekirdeklerle yapılan çalışmalarda yaygın olarak kullanılmaktadır.

TD metodu sadece uyarılmış hallerin kuazi-parçacık etkileşimini hesaba katar, etkileşme taban durumunu içermez. Bu yüzden çift-çift çekirdeğin taban durumu kuazi-parçacık vakumudur. TD metodunun bu eksikliği, tüm durumlarda kuazi-parçacık etkileşimini içine alan RPA metodu ile giderilmiştir.

3.2. Rastgele Faz Yöntemi (RPA)

Bu metotta C_{ss} ve C_{ss}^+ ile gösterilen kuazi-parçacık çifti operatörleri kullanılacaktır. Bu operatörler

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s',\rho} \alpha_{s,-\rho} \quad (3.1)$$

$$C_{ss'}^+ = -C_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s',\rho}^+ \quad (3.2)$$

şeklinde yazılabilir. (3.1) ve (3.2) operatörleri aşağıdaki komütasyon bağıntılarına uyarlar:

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{st'} \delta_{s't} + \sum_{\substack{s'',\rho'' \\ s''',\rho'''}} F(\delta).(s, s'; t, t'; s'', s''') \alpha_{s'',\rho''}^+ \alpha_{s''',\rho'''} \quad (3.3)$$

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = [C_{tt'}^+, C_{ss'}^+] = 0. \quad (3.4)$$

Burada $F(\delta)$ *Kronecker δ fonksiyonlarını* içine alan bir ifadedir.

Kuazi-parçacık etkileşimi çift-çift çekirdeklerde taban hale etki eder. Taban halin dalga fonksiyonu kuazi-parçacık vakumuna eşit değildir. Dalga fonksiyonu kuazi-parçacıkların sayısı farklı olduğu için küçük bileşenleri de içine alır.

$C_{ss'}$ operatörü bozon komütasyon bağıntıları ile tanımlanmış olur. Bu metoda “kuazi-bozon” yaklaşımı da denir. (3.3) ifadesi yerine,

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{st'} \delta_{s't} \quad (3.5)$$

ifadesi de yazılabilir.

Fonon operatörleri de

$$Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'} - \phi_{ss'}^i C_{ss'}^+ \}, \quad (3.6)$$

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'}^+ - \phi_{ss'}^i C_{ss'} \} \quad (3.7)$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki (s,s') indisleri belli seçim kuralları ile birbirlerine bağlı tek parçacık hallerinin çiftlerini göstermektedir. $i = 1, 2, 3, \dots$ indisi de bir fononlu hallerin dizisini ifade eder. Doğal olarak (s,s') çiftlerinin sayısı ve i hallerinin sayısı eşittir. Bu yüzden, $\psi_{ss'}^i$ ve $\phi_{ss'}^i$ matrisleri kare matrislerdir. Bir çift-çift çekirdeğin taban hali bir fonon vakumu olarak, tüm i 'ler için geçerli olmak üzere

$$Q|\psi\rangle = 0 \quad (3.8)$$

şartı ile tanımlanır. O halde uyarılmış haller bir fononlu haller için $Q_i^+ \psi$, iki fononlu haller için $Q_i^+ Q_i^+ \psi$ şeklindedir. Taban ve uyarılmış hallere uygun gelen dalga fonksiyonlarının ortanormalliği, fonon operatörlerinin

$$[Q_i, Q_j^+] = \delta_{ij}, \quad (3.9)$$

$$[Q_i, Q_j] = [Q_i^+, Q_j^+] = 0 \quad (3.10)$$

ile verilen bozon komütasyon bağıntılarına uyması ile sağlanır.

(3.9), (3.10), (3.3) ve (3.5) şartlarının bir araya gelmesinden $\psi_{ss'}^i$ ve $\phi_{ss'}^i$

bilinmeyen matrisler için

$$\sum_{ss'} (\psi_{ss'}^i, \psi_{ss'}^j - \varphi_{ss'}^i, \varphi_{ss'}^j) = 2\delta_{ij}, \quad (3.11)$$

$$\sum_{ss'} (\psi_{ss'}^i, \varphi_{ss'}^j - \psi_{ss'}^j, \varphi_{ss'}^i) = 0, \quad (3.12)$$

$$\sum_{ss'} (\psi_{ss'}^i, \psi_{tt'}^i - \varphi_{ss'}^i, \varphi_{tt'}^i) = \delta_{st} \delta_{s't'} + \delta_{st'} \delta_{s't} \quad (3.13)$$

olması gerekir. Bu bağıntılardan yararlanarak $C(s,s')$ ve $C^+(s,s')$ operatörleri fonon operatörleri cinsinden, ters dönüşüm yapılarak

$$C_{ss'} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i Q_i - \varphi_{ss'}^i Q_i^+ \}, \quad (3.14)$$

$$C_{ss'}^+ = \sqrt{2} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i Q_i^+ - \varphi_{ss'}^i Q_i \} \quad (3.15)$$

şeklinde ifade edilir [15].

3.3. Kuazi-parçacık Rastgele Faz Yöntemi (QRPA)

Kapalı kabuklar tam olarak dolmamış, eşleme etkileşiminin kuvvetli olduğu çekirdekler için RPA yaklaşımının kuazi-parçacık versiyonu olan ve QRPA ile temsil edilen bir yaklaşım kullanılır. Bu yaklaşım, deforme çekirdeklere gözlenen, makas mod uyarılmaları kadar, düşük enerjili çok kutupluluk titreşimleri ve dev rezonansları da açıklamada başarılı olan bir yaklaşımdır.

Çift-çift deforme çekirdeklere iki kuazi-parçacığın birleştiği farz edilirse paritesi, açısal momentumu ve K izdüşümü olan seviyelerin yoğunlukları artacaktır. Çekirdek

180^0 döndürülürse simetride bir değişiklik olmaz. Eğer spin $I=1$ ise $K=1, -1, 0$ değerlerini alır ve burada simetri ekseni için yozlaşma olacağından $K=1, 0$ değerlerini alacaktır. İki kuazi-parçacık (kuazi-parçacığın spini $1/2$ ve katlarıdır) birleşirse spini 1 olan parçacık üretir veya yok eder. Kuazi-parçacık boş veya dolu kabuklar arasında olabilir. Spini 1 olan parçacıklar Bose-Einstein istatistiğine uyduklarından dolayı bu yaklaşıma Kuazi-Bozon Yaklaşımı (QBA) yaklaşımı denmiştir [15].

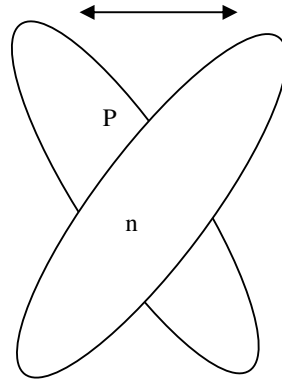
BÖLÜM 4. MANYETİK DİPOL UYARILMALARI

4.1. Çift-Çift Deforme Çekirdeklerde Makas Modun M1 Geçiş Gücü

1953 yılında Darmstadt Lineer Elektron Hızlandırıcısı (DALINAC)'nda kuvvetlice deforme olmuş nadir toprak çekirdeği ^{156}Gd üzerinde yapılan yüksek çözünürlüklü elektron saçılma deneylerinde $\cong 3$ MeV uyarılma enerjisinde yeni, oldukça kolektif izovektör manyetik dipol uyarılması keşfedilmiştir [16]. Bu keşfin rapor edilmesinin hemen ardından ^{156}Gd ve komşu izotoplar $^{158,160}\text{Gd}$ için Stuttgart Dynamitron'daki ilk Nuclear Rezonans Floresans (NRF) deneyinde kuvvetli M1 uyarılmaları doğrulandı [17].

Nötronların protonlara göre hareketiyle yakından ilişkili olan bu mod ilk olarak Lo Iudice ve Palumbo [18] tarafından 'İki Rotor Model' (TRM)'de tahmin edilir. Burada nötron ve protonların katı, deforme cisimler oldukları ve ortak bir eksen etrafında birbirlerine karşı dönebildikleri farzedilir (Şekil 4.1). Bahsi geçen modun bu geometrik ve makroskobik temsili bugün 'Makas Mod' olarak bilinir ve manyetik dipol uyarılmasının baskın orbital karakterini açık şekilde gösterir.

Bu ilginç düşük enerjili M1 uyarılmalarının karakteristikleri aşağıdaki şekilde özetlenebilir:



Şekil 4.1 Makas Mod'un, nötron ve protonların ortak bir eksen etrafında birbirlerine karşı dönebildiklerinin temsili gösterimi

- i) Ortalama uyarılma enerjisi kuadrupol deforme çekirdeklerde $E_x \approx 66\delta A^{1/3} \text{ MeV}$ (δ =deformasyon parametresi, A =kütle no) ile verilir ve bu deforme nadir toprak çekirdeklerinde yaklaşık olarak 3 MeV'e karşılık gelir.
- ii) Toplam $B(M1)^\uparrow$ gücü orta kabuk nadir toprak çekirdeklerinde $3\mu_N^2$ düzeyindedir. Bu gösterimde \uparrow uyarılmayı temsil eder.
- iii) (p, p') reaksiyonlarında hiç gözlenmez veya çok zayıftır.

Bu yeni düşük-seviyeli orbital uyarılmalar TR Modelinin yanı sıra etkileşen nötron-proton bozon modelinde de tahmin edilmiştir [19]. Makas modun deneysel gözleminden bu yana bu modun güç sistematiğini, uyarılma enerjilerini ve parçalanmalarını açıklayabilmek için bir çok teorik çalışma gerçekleştirilmiştir. Bunların arasında makas durumlarının mikroskobik yapısını açıklamaya çalışan çeşitli Rastgele Faz Yaklaşım (RPA) hesaplamaları da bulunmaktadır [20]. Bu çalışmalarda çoğunlukla deforme nadir toprak elementlerindeki makas modu araştırılmıştır. Bununla birlikte diğer kuvvetli deforme çekirdekler olan aktinidler için de orbital ve spin M1 güç dağılımlarının mikroskobik çalışmaları yapılmıştır [21].

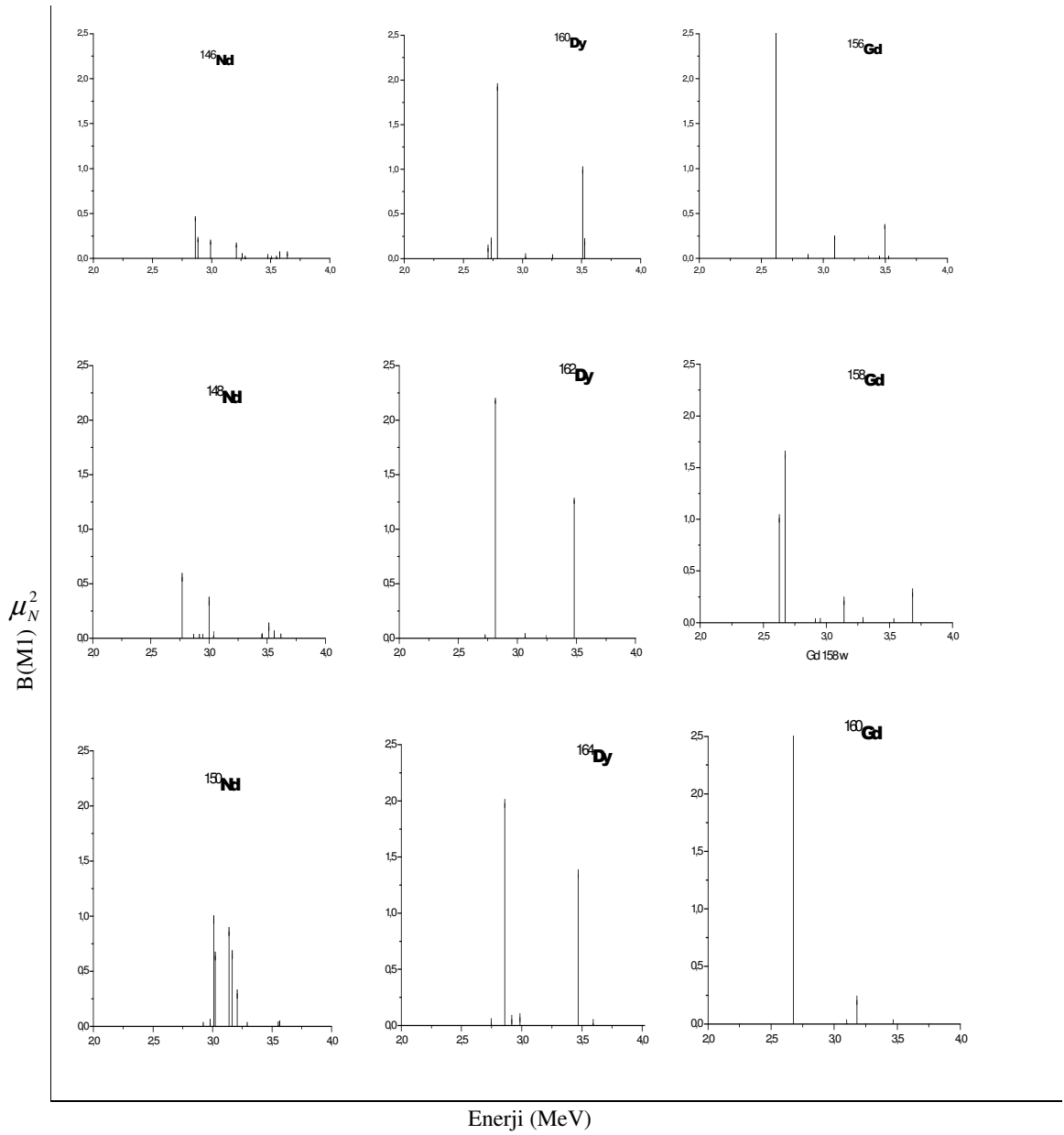
Polarizasyon ölçümlerini içeren sistematik NRF deneyleri ilk olarak parite atamalarını tamamıyla modelden bağımsız bir şekilde yapılabilir kılmış ve bu da M1 orbital gücünün detaylı araştırmasına olanak sağlamıştır. Örnek olarak kararlı çift-çift Dy, Gd ve Nd izotopları üzerine yapılan foton saçılma deneyleri sonuçlarına bakıldığında [22] iyi deforme olmuş Dy ve Gd izotoplarında (özellikle Dy çekirdekleri) gücün 3 MeV civarındaki dar bir bölgede yoğunlaştığı görülür. Bu çekirdeklerde ortalama uyarılma enerjisi orbital makas mod için beklenildiği gibi $E_x = 66 \delta A^{1/3} \text{ MeV}$ kuralı ile uyumludur. Öte yandan Nd izotopları arasında yalnız deforme ^{150}Nd çekirdeği için 3 MeV civarında bir yoğunlaşma gözlenir. $^{146,148}\text{Nd}$ geçiş çekirdeklerinde taban durumuna baskın şekilde bozunan seviyeler 2 ile 4 MeV arasına dağılırlar.

Bu çalışmada çift-çift nadir toprak elementleri için kolektif $I^\pi K = 1^+1$ seviyelerinin makas mod M1 gücü ve enerjileri kuazi-parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı kullanılarak (QRPA) hesaplanmış ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılabilmeleri için $B(M1)$ 'in enerji ile değişimi yukarıda sözü edilen çekirdekler için Şekil 4.2'de verilmiştir.

Çift-çift Dy- izotopları $^{160,162,164}\text{Dy}$ 1988'de Stuttgart'da yüksek çözünürlüklü foton saçılma deneylerinde çalışılmış, pozitif pariteler $K=1$ 'dan ve ^{164}Dy 'nin (e, e') verileri ile karşılaştırmadan elde edilmiştir [23]. Sonraki $^{162,164}\text{Dy}$ lineer polarizasyon ölçümlerini de içeren deneyler bu parite tayinini onaylamışlardır [24]. Bu deneylerden elde edilen güçlerin de önceki NRF verileri ile uyum içinde olduğu görülmüştür. ^{162}Dy ve ^{164}Dy çekirdekleri izoskalar ve izovektör kuvvetlerinin katılımı ile kuazi-parçacık Hamiltoniyen'in rotasyonel invaryantlığının restore edildiği Rotasyonel-Invaryant QRPA modeli çerçevesinde teorik olarak da

incelenmiş [25], M1 parçalanmalarının QRPA'dakine kıyasla daha fazla olduğu gözlenmiştir.

Deneysel sonuçlar ile birlikte teorik sonuçlar da makas mod için nadir toprak elementlerinin toplam $B(M1)$ gücünün 3 MeV etrafında birkaç seviyeye parçalandığını gösterir. Bu nedenle $\Sigma B(M1) \uparrow$ gücünün sistematığı araştırılmak istenirse deneysel olarak gözlenen seviyelerden hangilerinin makas mod olarak kabul edileceğine dair bir kriter belirlemek gerekir. Bu çalışmada [22, 24, 26] referansında verilen enerji aralıkları baz alınmış, sadece Gd çekirdekleri için bu enerji aralığı biraz daraltılmış veya genişletilmiştir. Tablo 4.1'de her çekirdek için deneysel ve QRPA çerçevesinde elde edilen $\Sigma B(M1)$ değerleri, enerji aralığı ile birlikte verilmiştir. [26] referansında verilen enerji aralığından farklı aralıkların seçildiği çekirdekler * ile gösterilmiştir. Gd izotopları için makas mod aralığı 2.5-3.7 MeV, ^{152}Sm çekirdeği için 2.8-3.8 MeV, ^{154}Sm çekirdeği için ise 2.8-3.7 MeV olarak seçilmiştir. Hesaplamalarda etkileşim sabiti κ (kappa) $40/A$ MeV alınmıştır.



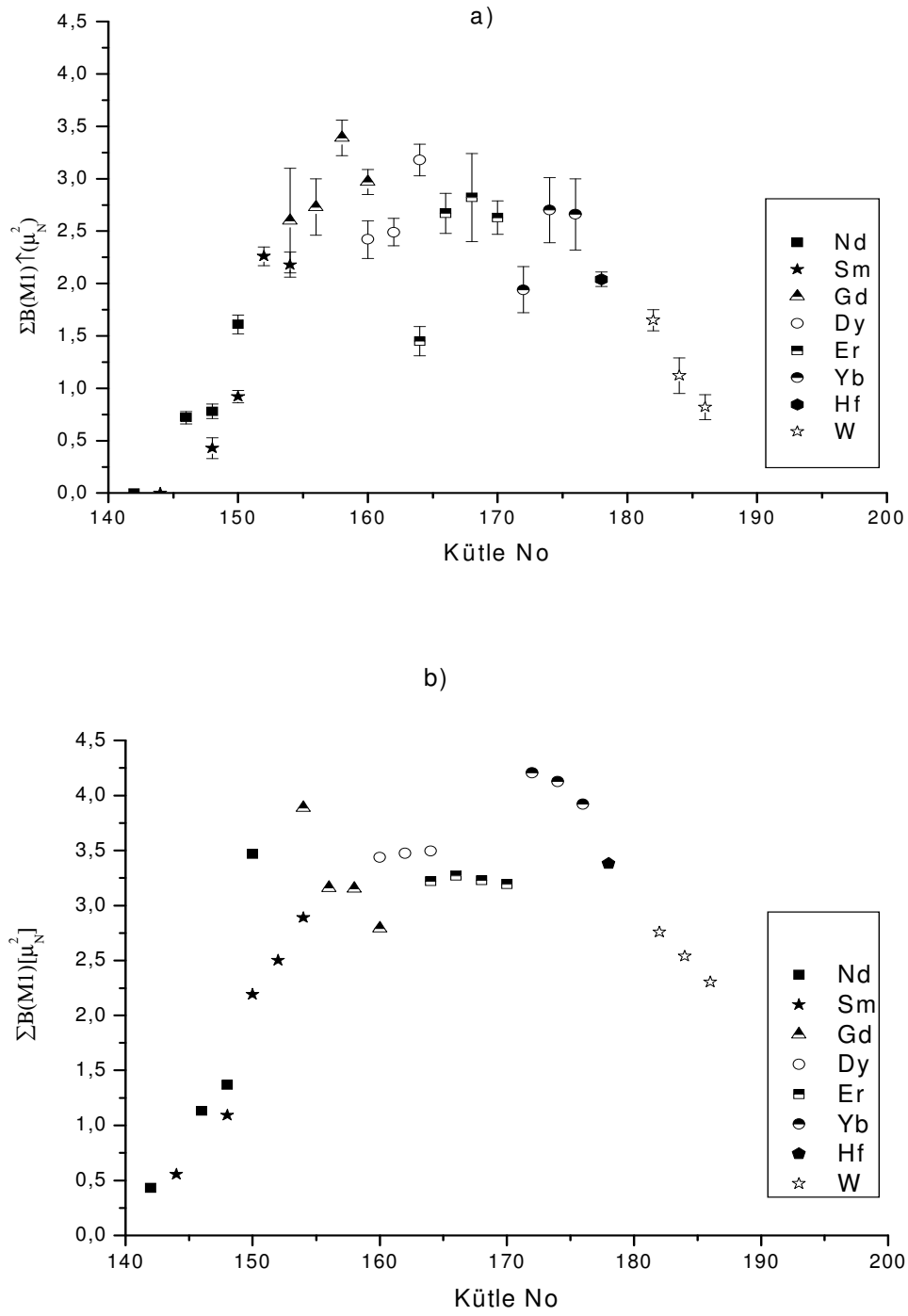
Şekil 4.2. Nd, Dy ve Gd izotoplarının $B(M1)$ 'lerinin enerjiye bağlı değişimleri

Tablo 4.1. Z=50-82 ve N=82-126 kabuğundaki çift-A'lı çekirdeklerin toplam M1 gücü

Çekirdek	$\sum B(M1) \uparrow [\mu_N^2]$ (deney)	$\sum B(M1) [\mu_N^2]$ (teori)	E[MeV]
¹⁴² Nd	0.00(00)	0.432	2.7 - 3.7
¹⁴⁶ Nd	0.72(06)	1.133	2.7 - 3.7
¹⁴⁸ Nd	0.78(07)	1.369	2.7 - 3.7
¹⁵⁰ Nd	1.61(09)	3.467	2.7 - 3.7
¹⁴⁴ Sm	0.00(00)	0.556	2.7 - 3.7
¹⁴⁸ Sm	0.43(12)	1.092	2.7 - 3.7
¹⁵⁰ Sm	0.92(06)	2.192	2.7 - 3.7
¹⁵² Sm	2.26(09)	2.502	2.7 - 3.7 *
¹⁵⁴ Sm	2.18(12)	4.783	2.7 - 3.7 *
¹⁵⁴ Gd	2.60(50)	3.886	2.7 - 3.7 *
¹⁵⁶ Gd	2.73(27)	3.161	2.7 - 3.7 *
¹⁵⁸ Gd	3.39(17)	3.151	2.7 - 3.7 *
¹⁶⁰ Gd	2.97(12)	2.791	2.7 - 3.7 *
¹⁶⁰ Dy	2.42(18)	3.436	2.7 - 3.7
¹⁶² Dy	2.49(13)	3.472	2.7 - 3.7
¹⁶⁴ Dy	3.18(15)	3.494	2.7 - 3.7
¹⁶⁴ Er	1.45(14)	3.221	2.4 - 3.7
¹⁶⁶ Er	2.67(19)	3.268	2.4 - 3.7
¹⁶⁸ Er	2.82(42)	3.227	2.4 - 3.7
¹⁷⁰ Er	2.63(16)	3.194	2.4 - 3.7
¹⁷² Yb	1.94(22)	2.874	2.4 - 3.7
¹⁷⁴ Yb	2.70(31)	4.122	2.4 - 3.7
¹⁷⁶ Yb	2.66(34)	3.921	2.4 - 3.7
¹⁷⁸ Hf	2.04(07)	3.382	2.4 - 3.7
¹⁸² W	1.65(10)	2.758	2.4 - 3.7
¹⁸⁴ W	1.12(17)	2.538	2.4 - 3.7
¹⁸⁶ W	0.82(12)	2.096	2.4 - 3.5

4.2 . Toplam B(M1)'in Kütle No İle Değişimi

DeneySEL gözlenen makas mod seviyeleri üzerinden alınan toplam manyetik dipol gücü, B(M1) değerlerinin deformasyon bağımlılığını göstermektedir (Şekil 4.2). Çift A'lı çekirdeklerde makas modun M1 gücü düşük seviyeli E2 uyarılma gücü ile uyumludur ve deformasyon parametresi kuadratik bir bağımlılık gösterir (' δ^2 kanunu'). Bu korelasyon sebebiyle kabuk ortası yakınında nükleer deformasyonun doymaya uğraması (satürasyon) toplam M1 gücünün de aynı bölgede satüre olacağını gösterir. N=82-126 nötron kabuğundaki kararlı çift-A'lı nadir toprak çekirdeklerinde makas moda karşılık gelen M1 gücünün ortalama satürasyon değeri $B(M1) \uparrow = 2.6\mu_N^2$ 'dir [26]. A=170 de orta kabuğun hemen üzerinde toplam M1 gücü kabuk kapanışına doğru hızlı bir şekilde azalır. QRPA çerçevesinde aynı çekirdek ele alınarak yapılan hesaplamalar benzer davranışı ortaya koymaktadır. Sonuçlar göstermiştir ki deneyde olduğu gibi Sm ve Nd çekirdeklerinde B(M1), A ile artış göstermekte A yaklaşık olarak 150'den sonra yaklaşık $3\mu_N^2$ civarında bir satürasyon değerinde ulaşmaktadır, A > 175'den itibaren düşüş göstermektedir. Ancak bu düşüş deneydeki kadar keskin değildir. Deneydeki ^{164}Er satürasyondan uzaklaşmaktadır.

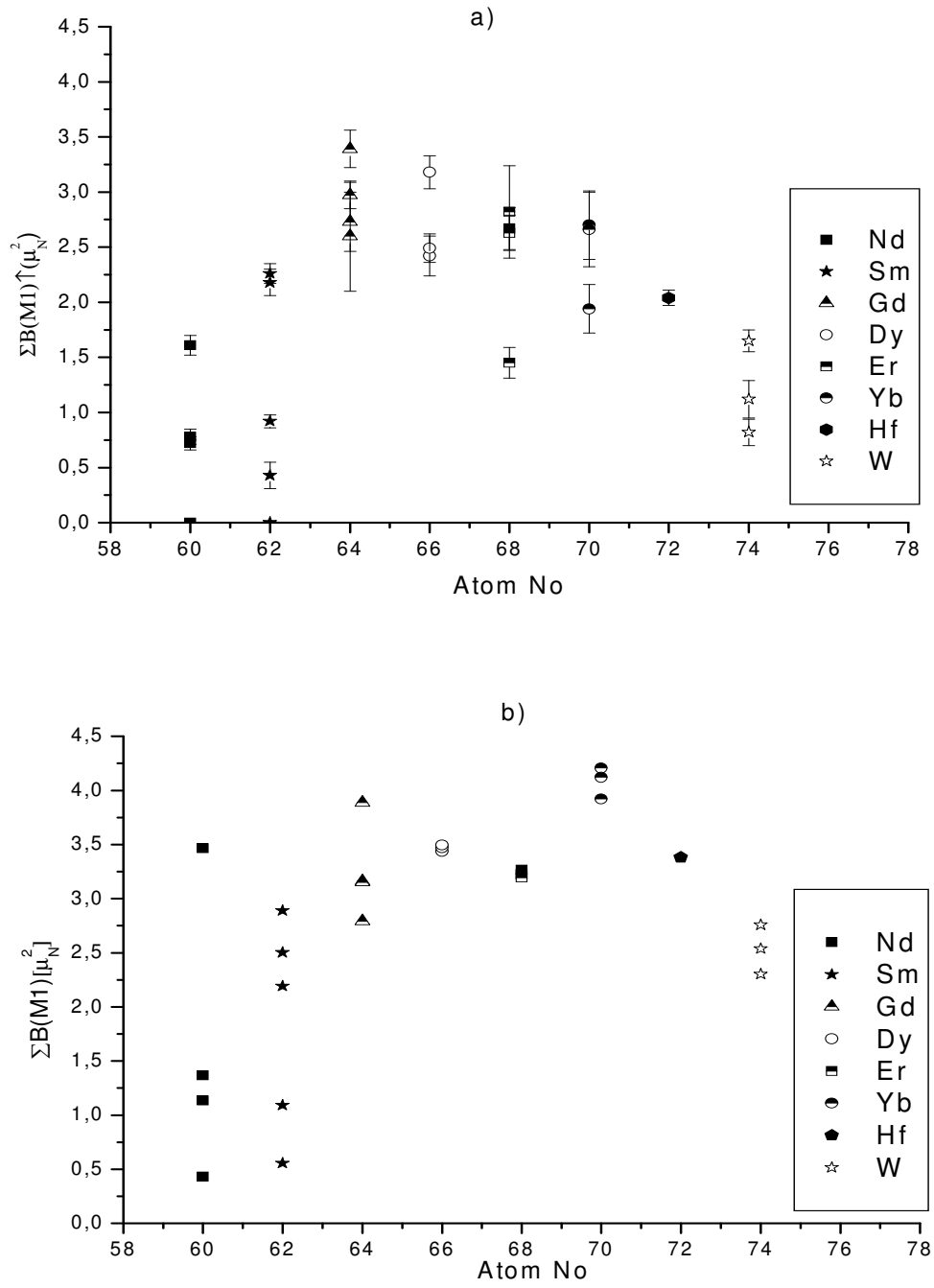


Şekil 4.3. Kütle numarasının $\Sigma B(M1)$ ile olan ilişkisi, a) deney, b) QRPA

4.3. Toplam B(M1)'in Atom No İle Değişimi

Atom no- $\Sigma B(M1)$ arasında deneysel grafikte Sm ve Nd izotopları zincirinde $\Sigma B(M1)$ için artan A'ya göre bir artış gözlenmekte, Gd çekirdeğinden itibaren $\approx 2.6 \mu_N^2$ miktarınca bir doyum değerine varılmakta, Hf çekirdeğinden itibaren $\Sigma B(M1)$ azalmaktadır (Şekil 4.3.a). ^{164}Er çekirdeği kütle no olan değişimdeki gibi $\approx 2.6 \mu_N^2$ civarında satürasyon değerinden uzaklaşmaktadır.

QRPA çerçevesinde yapılan hesaplamalar sonucu $\Sigma B(M1)$ 'in Z'ye göre artış gösterdiği ve satürasyon bölgesinde deneysel sonuçlara benzer davranışlar sergilediği görülmüştür (Şekil 4.4.b). Satürasyon değeri deneyden biraz farklı olarak $\approx 2.6 \mu_N^2$ civarında bir değere sahip olmaktadır. Hf çekirdeğinden itibaren yine kütle no ile olan ilişkide olduğu gibi QRPA hesaplamaları deney sonuçlarına göre Z ile daha yavaş azalan $\Sigma B(M1)$ görünümü vermekte ve deney sonuçlarının aksine $\Sigma B(M1)$ sıfır değerine daha yavaş yaklaşmaktadır.



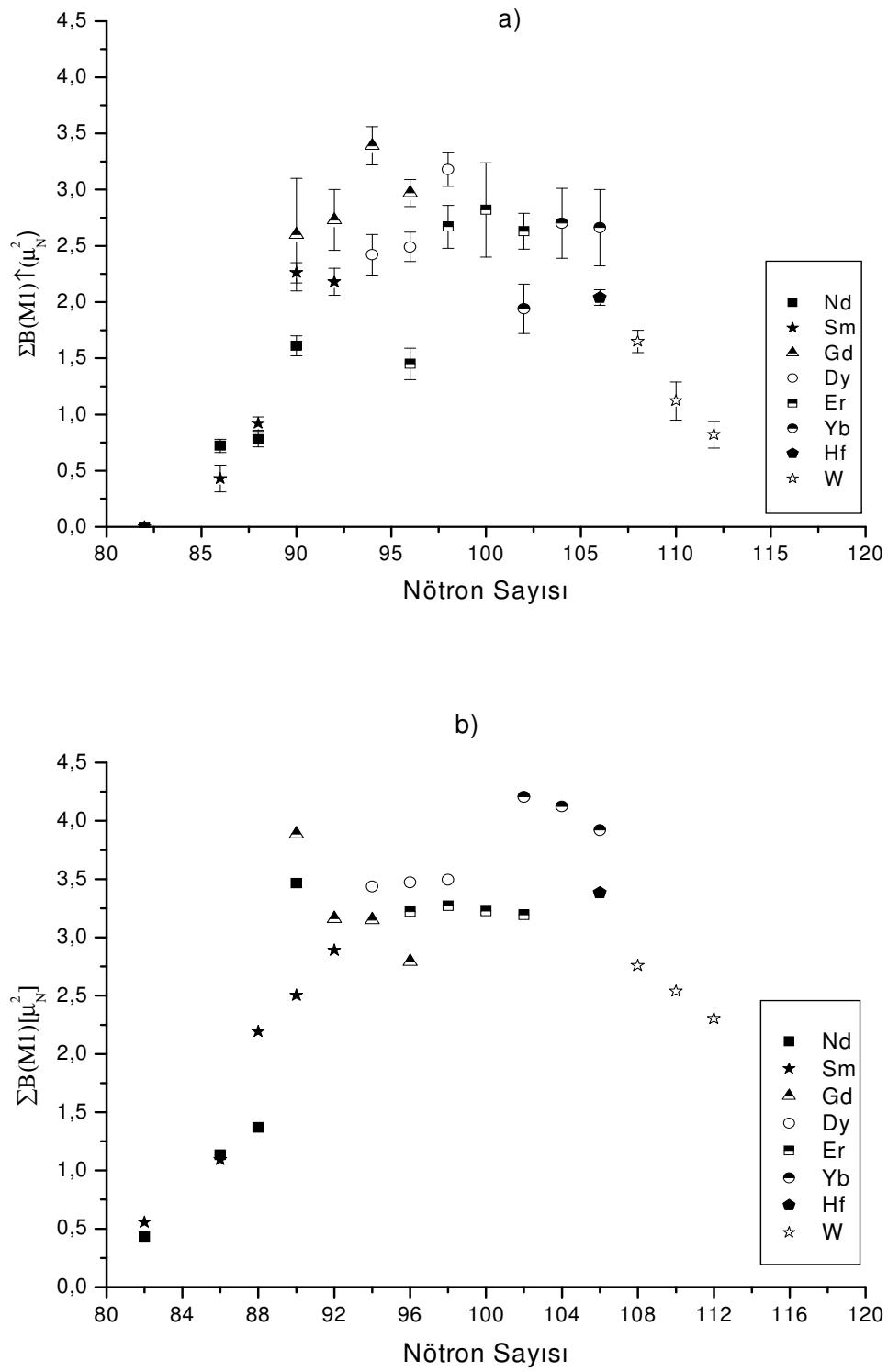
Şekil 4.4. Atom numarasının $\Sigma B(M1)$ ile olan ilişkisi, a) deney, b) QRPA

4.4. Toplam $B(M1)$ 'in Nötron Sayısı İle Değişimi

Nötron sayısı- $\Sigma B(M1)$ arasında deneysel grafikte Nd çekirdeğinden başlayarak $\Sigma B(M1)$ için artan nötron sayısına göre bir artış gözlenmektedir. Gd çekirdeğinden itibaren yaklaşık olarak $2.6\mu_N^2$ değerinde bir satürasyona uğramaktadır. Hf çekirdeğinden itibaren $\Sigma B(M1)$ düşmekte ve hızlı bir şekilde sıfır değerine doğru azalmaktadır. (Şekil 4.5.a). ^{164}Er çekirdeği, atom numarasındaki değişim gibi satürasyon değerinden uzaklaşmaktadır.

Teorik olarak yapılan QRPA yaklaşımından elde edilen sonuçlar çerçevesinde $\Sigma B(M1)$ 'in nötron sayısına göre artış gösterdiği ve satürasyon bölgesinde deneysel sonuçlara benzer davranışlar sergilediği görülmüştür (Şekil 4.5.b). ^{92}Gd izotopundan itibaren başlayan satürasyon değeri, deneyden biraz farklı olarak $3\mu_N^2$ civarında bir değere sahip olmaktadır. Yb izotopları zincirinden başlayan $\Sigma B(M1)$ 'deki azalma miktarı diğer çekirdekleri takiben devam etmektedir. Fakat bu azalma miktarı deney sonuçlarından biraz farklı olarak sıfır değerine daha yavaş yaklaşmaktadır.

Sonuç olarak, QRPA yaklaşımında $\Sigma B(M1)$ değerlerinin büyük çıkmasına rağmen deneyle uyum içerisindedir.



Şekil 4.5. Nötron sayısının $\Sigma B(M1)$ ile olan ilişkisi, a) deney, b) QRPA

BÖLÜM 5. ARA İŞLEMLER

u_s^2 ve v_s^2 ifadelerinin çıkarılışı:

$$4\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s - G_N(u_s^2 - v_s^2)\sum_{s'} u_{s'} v_{s'} = 0 \quad (5.1)$$

$$C_n = G_N \sum_s u_s v_s \quad (5.2)$$

ifadeleri kullanıldığında

$$2\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2)C_N = 0$$

$2\{E(s) - \lambda_n\}u_s v_s - (u_s^2 - v_s^2)C_N$ ifadesinde her iki tarafın karesini alalım.

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2 u_s^2 v_s^2 = C_N^2 \quad \{u_s^2 + v_s^2\}'dir$$

$$4\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2 u_s^2 v_s^2 = (u_s^2 + v_s^2)C_N^2$$

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\{E(s) - \lambda_n\}^2 + C_N^2}, \quad \varepsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}} \text{ olarak seçilirse}$$

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{C_N^2}{\varepsilon(s)^2}$$

$$u_s v_s = \frac{1}{2} \frac{C_n}{\varepsilon(s)} \quad \text{bulunur.}$$

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{C_n^2}{\varepsilon(s)^2} \quad \text{den,} \quad v_s^2 \text{ çekilirse}$$

$$v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{C_n^2}{u_s^2 \varepsilon(s)^2} \quad \{ u_s^2 + v_s^2 = 1 \}' \text{ dan}$$

$$u_s^2 + \frac{1}{4} \frac{C_n^2}{u_s^2 \varepsilon(s)^2} = 1$$

$$u_s^4 + \frac{1}{4} \frac{C_n^2}{u_s^2 \varepsilon(s)^2} = u_s^2 \quad u_s^2 = t \quad \text{dersek;}$$

$$t^2 - t + \frac{1}{4} \frac{C_n^2}{\varepsilon(s)^2} = 0 \quad \frac{1}{4} \frac{C_n^2}{\varepsilon(s)^2} = k \quad \text{dersek;}$$

$$t^2 - t + k = 0$$

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4k}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1-4 \cdot \frac{1}{4} \frac{C_n^2}{\varepsilon_s^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - \frac{C_n^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\varepsilon(s)^2 - C_n^2}{\varepsilon(s)^2}}}{2}$$

$$t_{1,2} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)^2}}}{2} = t_{1,2} = \frac{1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)}}{2} =$$

$$u_s^2 = \frac{1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)}}{2} = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right]$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right] \quad \text{çözümleri elde edilir.}$$

Şimdi bu çözümlerden hangisinin geçerli olacağını tayin edelim. Bilindiği gibi parçacıkların seviyelerde bulunma olasılıkları toplamı 1'dir. Burada iki durum oluşmaktadır.

1) $u_s^2 = 0$ ise $v_s^2 = 1$ olmalıdır. Yani tek parçacık enerjisi Fermi enerji düzeyinin altında olduğunu gösterir. Bu durumda Fermi enerji düzeyine kadar bulunan bütün haller doludur. Diğer durumlar boştur.

2) $u_s^2 = 1$ ise $v_s^2 = 0$ olmalıdır. Yani tek parçacık enerjisi Fermi enerji düzeyinin üstündedir. O zaman Fermi enerji düzeyinin üstündeki seviyeler parçacıklar tarafından doldurulmaz, tamamen boş bırakılır.

u_s^2 ve v_s^2 için bu iki durumu sağlayan ifadeler aşağıdaki gibi olur:

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right]$$

$$v_s^2 = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{\{E(s) - \lambda_n\}}{\varepsilon(s)} \right]$$

$C_{ss'} = \sqrt{2} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i Q_i - \varphi_{ss'}^i Q_i^+ \}$ ve $C_{ss'}^+ = \sqrt{2} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i Q_i^+ - \varphi_{ss'}^i Q_i \}$ ifadelerinin çıkarılışı:

$$Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'} - \varphi_{ss'}^i C_{ss'}^+ \} \quad (5.3)$$

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'}^+ - \varphi_{ss'}^i C_{ss'} \} \quad (5.4)$$

(5.3) ifadesi $\sum_{ss'} \psi_{ss'}^i$ ile, (5.4) ifadesi $\sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i$ ile çarpılıp, her iki ifade taraf tarafa

toplanırsa

$$\sum_{ss'} \psi_{ss'}^i Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sum_{ss'} \psi_{ss'}^i \psi_{ss'}^i C_{ss'}^+ - \sum_{ss'} \psi_{ss'}^i \varphi_{ss'}^i C_{ss'} \right)$$

$$\sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i \psi_{ss'}^i C_{ss'} - \sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i \varphi_{ss'}^i C_{ss'}^+ \right) \quad (5.5)$$

$$\sum_{ss'} (\psi_{ss'}^i Q_i^+ + \varphi_{ss'}^i Q_i) = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\psi_{ss'}^{i^2} - \varphi_{ss'}^{i^2}) C_{ss'}^+]$$

$\sum_{\mu} (\psi_{\mu}^2 - \varphi_{\mu}^2) = 1$ olduğunu göz önüne alarak (5.5) ifadesi şu şekilde yazılır:

$$\sum_{ss'} (\psi_{ss'}^i Q_i^+ + \varphi_{ss'}^i Q_i) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} C_{ss'}^+$$

$C_{ss'}^+$ ifadesi yalnız bırakılırsa

$$C_{ss'}^+ = \sqrt{2}(\psi_{ss'}^i Q_i^+ + \varphi_{ss'}^i Q_i)$$

ifadesi elde edilir.

$C_{ss'}$ ifadesini bulmak için (5.3) terimi $\sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i$ ile, (5.4) ifadesi $\sum_{ss'} \psi_{ss'}^i$ ifadeleri ile

çarpılıp, taraf tarafa toplandığında

$$C_{ss'} = \sqrt{2}(\psi_{ss'}^i Q_i + \varphi_{ss'}^i Q_i^+)$$

ifadesi elde edilmiş olur.

BÖLÜM 6. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu çalışmada çift-çift nadir toprak elementlerinin ($A=142-186$) QRPA çerçevesinde makas mod bölgesinde ($2.7-3.7$ MeV) $I^{\pi}K = 1^{+}1$ seviyelerinin enerjileri ve M1 geçiş güçleri incelenmiş, hesaplama sonuçları deney verileriyle karşılaştırılmıştır. $\Sigma B(M1)$ değerlerinin nükleon sayısına göre değişimine bakıldığında, artan nükleon sayısına bağlı olarak toplam B(M1) değerleri de artış göstermekte olduğu, $2.6 \mu_N^2$ dolaylarında saturasyon değerine varıldığı, Hf çekirdeğiyle beraber sıfıra doğru azalmakta olduğu deney sonuçlarından görülmektedir. Hesaplamalar da benzer bir davranış sergilemekte, ancak saturasyon değeri $3\mu_N^2$ dolaylarında olup $\Sigma B(M1)$ 'in Hf çekirdeğinden sonra sıfıra gidişi deneye göre daha yavaş gerçekleşmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Soloviev V. G., Theory of Complex Nuclei, Pergoman Pres, New York, 1976.
- [2] Serway A. R., For Scientists & Engineers with Modern Physics, Chicago, 1992.
- [3] Povh B., Rith K., Scholz C., Zetsche F., Particles and Nuclei, Springer 1995.
- [4] Nilsson S. G., Danske K., Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd, No. 29, 1955.
- [5] Jelley N. A., Fundamentals of Nuclei Physics, Cabridge Unv. Press, 1990.
- [6] Soloviev V. G., Effect of Pairing Superfluid Correlations on the Properties of Atomic Nuclei, Atomic dat, Moscow, (1963); Selected Topics in Nuclear Theory, P.233 IAEA, Vienna, 1963.
- [7] Bohr A. and Mottelson B., Nuclear Structure, Vol.1, Benjamin, New York and Amsterdam, 1969.
- [8] Lane A. M., Nuclear Theory, Benjamin, New York and Amsterdam, 1964.
- [9] Bogolyubov N. N., Lectures on Quantum Statictics, Sovetskaya Shkola, Kiev, 1949, (translation, Gordon & Breach, New York, 1967).
- [10] Anderson P. W., Phys. Rev. 112, 1900, 1958.
- [11] Bohm D. and Pines D., Phys. Rev. 92, 609 (1953); Sawada K., Phys, Rev, 106, 372, 1957.
- [12] Tamm I. E., J. Phys. (USSR) 9, 449, 1945.
- [13] Dancoff S. M., Phys. Rev, 78, 382, 1950.
- [14] Fock V. A., Sov. Phys. 6, 425, 1934.
- [15] Ring P. and Shuck P., The Nuclear Many Body Problem, Sprenger-Verlay, Berlin, 1980.
- [16] Richter A., Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Physics, Florence (Italy), (Blasi

- P. and Ricci R.A., eds), Tipografica Compositoni, Bologna, Vol.2, pp. 189-217, 1983.
- [17] Berg U. E. P. et al. Phys. Lett. 149B, 59-63, 1984.
- [18] Lo Iudice N. and Palumbo F., Phys. Rev. Lett. 41, 1532-1534, 1978.
- [19] Iachello F., Nucl. Phys. A 358, 89c-112c (1981); Dieperink A.E.L., Prog. Part. Nucl. Phys. 9, 121-146, 1983.
- [20] Faessler A. and Nojarov R., Prog. Part. Nucl. Phys. 19, 167-195, 1987; Nojarov R., Bochnacki Z. and Faessler A., Phys. A124, 289-298, 1986.
- [21] Faessler A., Tien Khoa Dao, Grigorescu M. and Nojarov R., Phys. Rev. Lett. 65, 2978-2981, 1990; De Castor C., Hyde K. and Richter A., Nucl. Phys. A542, 375-409, 1992.
- [22] Wesselborg C., et al., Phys. Lett. 207 B, 22-26 (1988); Pitz H. H. et al., Nucl. Phys. A492; 411-425 (1989); Pitz H. H. et al., Nucl. Phys. A509, 587-604, 1990.
- [23] Bohle D. et al., Phys. Lett. 195B, 326-330, 1987.
- [24] Margraf J. et al., Phys. Rev. C52, 2429-2443, 1995.
- [25] Bektasoglu M. and Yakut H., Acta Phys. Pol. B37-2705, 2006.
- [26] Pietralla N. et al., Phys. Rev. C52, R 2317-2321, 1995; Margraf J. et al., Phys. Rev. C 1474-1477, 1993; Metzger F.R., Phys. Rev. C14, 939-943, 1978; Ziegler W. et al., A564, 366-382, 1993; Hartmann U., Bohle D., Humbert F. and Richter A., Nucl. Phys. A499, 93-99, 1989; Pitz H.H., et al., Nucl. Phys. A492, 411-425, 1989; Friedrichs H. et al., Nucl. Phys. A567, 266-280, 1994; Lindenstruth S., PhD Thesis, Giessen: Hänsel-Hohenhausen, Egelsbach-Frankfurt-Washington, ISBN 3-8267-1035-5, 1994; Zilges A. et al., Nucl. Phys. A507, 399-412, 1990; Herzberg R.D. et al., Proceedings on the 8th. Int. Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Toples, Fribourg, Switzerland, 20-24 Sept., 1993.

- [27] Raman S. et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 35 No. 1
January, 1987.

EKLER

Ek-A Nadir Toprak Elementlerinin Enerji ve B(M1) Değerleri

Tablo 6.1. Nd izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri

¹⁴² Nd			¹⁴⁶ Nd		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
0.000	2.015	0.000	1.997	0.134	0.134
2.191	0.401	0.401	2.083	0.000	0.134
2.202	0.076	0.477	2.152	0.001	0.135
2.252	0.278	0.756	2.269	0.280	0.415
2.433	0.023	0.778	2.394	0.673	1.088
2.513	0.101	0.879	2.504	0.002	1.091
2.684	0.000	0.879	2.539	0.003	1.094
2.699	0.050	0.930	2.577	0.031	1.125
2.744	0.000	0.930	2.628	0.280	1.405
2.748	0.004	0.934	2.863	0.443	1.848
3.147	0.180	1.114	2.886	0.209	2.057
3.197	0.065	1.179	2.991	0.180	2.237
3.244	0.008	1.187	3.210	0.148	2.385
3.377	0.001	1.188	3.259	0.030	2.415
3.600	0.174	1.362	3.285	0.000	2.415
3.900	0.033	1.395	3.473	0.021	2.436
3.965	0.027	1.422	3.503	0.001	2.437
			3.549	0.000	2.438
			3.576	0.051	2.489
			3.639	0.050	2.538
			3.673	0.000	2.538
			3.702	0.027	2.566
			3.852	0.351	2.917
			3.882	0.006	2.923
			3.950	0.016	2.939
$\Sigma B(M1)=0,432 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1)=1,133 \mu_N^2$		
¹⁴⁸ Nd			¹⁵⁰ Nd		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
1.992	0.245	0.245	2.160	1.599	1.599
2.139	0.764	1.010	2.396	0.304	1.903
2.592	1.153	2.162	2.428	0.010	1.914
2.768	0.558	2.721	2.647	0.002	1.916
2.866	0.000	2.721	2.921	0.000	1.916
2.918	0.000	2.721	2.982	0.029	1.945
2.944	0.000	2.721	3.010	0.968	2.913
3.000	0.341	3.062	3.024	0.638	3.551
3.039	0.025	3.087	3.139	0.860	4.412
3.447	0.000	3.087	3.167	0.652	5.064
3.460	0.004	3.092	3.207	0.295	5.359
3.515	0.105	3.197	3.291	0.000	5.359
3.560	0.033	3.230	3.553	0.008	5.367
3.618	0.001	3.231	3.564	0.016	5.383
3.680	0.300	3.531	3.740	0.013	5.396
3.766	0.192	3.723	3.895	0.005	5.401
3.822	0.000	3.724	3.945	0.016	5.417
3.919	0.207	3.930			
3.975	0.022	3.953			
$\Sigma B(M1)=1,369 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1)=3,467 \mu_N^2$		

Tablo 6.2. Sm izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri

¹⁴⁴ Sm			¹⁴⁸ Sm					
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)			
2.239	0.282	0.282	2.072	0.107	0.107			
2.307	0.031	0.313	2.078	0.001	0.108			
2.350	0.162	0.475	2.116	0.001	0.109			
2.401	0.000	0.476	2.193	0.333	0.442			
2.506	0.026	0.502	2.222	0.000	0.442			
2.512	0.167	0.669	2.431	0.000	0.442			
2.912	0.059	0.728	2.472	0.002	0.444			
3.018	0.286	1.014	2.517	0.000	0.445			
3.113	0.027	1.041	2.601	0.683	1.127			
3.197	0.002	1.043	2.621	0.176	1.303			
3.316	0.000	1.043	2.693	0.063	1.366			
3.577	0.040	1.083	2.700	0.517	1.884			
3.669	0.142	1.225	2.987	0.335	2.219			
3.909	0.005	1.230	3.127	0.029	2.249			
3.967	0.029	1.259	3.178	0.091	2.340			
			3.508	0.044	2.384			
			3.531	0.006	2.390			
			3.543	0.032	2.422			
			3.601	0.000	2.422			
			3.642	0.000	2.422			
			3.650	0.003	2.426			
			3.761	0.088	2.514			
			3.859	0.001	2.515			
			3.884	0.309	2.824			
$\Sigma B(M1)=0,556 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1)=1,092 \mu_N^2$					
¹⁵⁰ Sm			¹⁵² Sm			¹⁵⁴ Sm		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.151	0.679	0.679	2.370	0.000	0.000	2.395	0.000	0.000
2.229	0.192	0.871	2.542	0.938	0.938	2.444	0.000	0.000
2.431	0.000	0.871	2.634	0.000	0.938	2.528	0.000	0.000
2.679	0.535	1.406	2.718	1.816	2.754	2.738	1.894	1.894
2.808	0.002	1.407	2.885	0.008	2.763	2.816	0.961	2.855
2.833	0.187	1.594	3.047	0.003	2.766	2.889	0.288	3.143
2.835	0.443	2.037	3.126	0.002	2.767	3.347	0.002	3.144
2.867	0.001	2.038	3.200	0.002	2.769	3.436	0.001	3.145
2.934	0.011	2.050	3.332	1.395	4.165	3.480	0.024	3.169
3.089	0.364	2.414	3.418	0.120	4.284	3.512	1.102	4.271
3.197	0.949	3.363	3.572	0.923	5.207	3.528	0.512	4.783
3.198	0.114	3.477	3.599	0.030	5.237			
3.215	0.053	3.530	3.688	0.002	5.239	3.762	1.049	5.832
3.365	0.010	3.539	3.706	0.017	5.256	3.809	0.022	5.854
3.479	0.014	3.554	3.895	0.018	5.274	3.857	0.020	5.874
3.505	0.024	3.578				3.996	0.057	5.931
3.562	0.020	3.598						
3.832	0.168	3.766						
3.919	0.000	3.766						
3.934	0.000	3.766						
$\Sigma B(M1)=2,192 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1)=2,502 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1)=2,889 \mu_N^2$		

Tablo 6.3. Gd izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri

¹⁵⁴ Gd			¹⁵⁶ Gd		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.364	0.000	0.000	2.355	0.000	0.000
2.549	2.252	2.252	2.452	0.002	0.002
2.584	0.023	2.275	2.491	0.003	0.005
2.874	0.000	2.275	2.619	2.530	2.534
2.997	0.157	2.432	2.877	0.022	2.556
3.101	0.004	2.436	3.091	0.228	2.784
3.120	0.487	2.923	3.361	0.005	2.790
3.159	0.013	2.936	3.453	0.000	2.790
3.215	0.105	3.040	3.495	0.354	3.143
3.680	0.842	3.883	3.525	0.003	3.147
3.734	0.004	3.886	3.535	0.019	3.166
3.773	0.076	3.963	3.805	0.929	4.095
3.950	0.039	4.002	3.868	0.106	4.201
$\Sigma B(M1)=3,886 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1)=3,161 \mu_N^2$		
¹⁵⁸ Gd			¹⁶⁰ Gd		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.243	0.000	0.000	2.314	0.000	0.000
2.385	0.000	0.000	2.502	0.004	0.004
			2.541	0.012	0.016
2.626	1.008	1.008	2.574	0.051	0.067
2.673	1.623	2.631	2.677	2.584	2.651
2.912	0.001	2.632	3.100	0.000	2.651
2.952	0.004	2.636	3.181	0.206	2.858
3.139	0.210	2.846	3.469	0.001	2.858
3.292	0.012	2.858	3.792	0.014	2.872
3.535	0.003	2.861	3.802	0.206	3.077
3.684	0.290	3.151	3.861	0.551	3.628
3.811	0.003	3.154	3.862	0.542	4.170
3.848	0.983	4.137	3.960	0.037	4.207
3.909	0.105	4.242			
$\Sigma B(M1)=3,151 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1)=2,791 \mu_N^2$		

Tablo 6.4. Dy izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri

¹⁶⁰ Dy			¹⁶² Dy			¹⁶⁴ Dy		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.231	0.000	0.000	2.332	0.000	0.000	2.307	0.000	0.000
2.341	0.000	0.000	2.448	0.000	0.000	2.534	0.003	0.003
2.612	0.042	0.042	2.504	0.003	0.003	2.695	0.001	0.004
2.710	0.116	0.157	2.562	0.006	0.009			
2.737	0.195	0.352	2.728	0.008	0.017	2.746	0.024	0.028
2.789	1.922	2.274	2.814	2.178	2.196	2.860	1.977	2.005
3.026	0.018	2.292	3.066	0.023	2.218	2.916	0.054	2.058
3.254	0.007	2.299	3.240	0.001	2.219	2.985	0.069	2.127
3.509	0.993	3.292	3.482	1.261	3.480	3.470	1.352	3.479
3.526	0.187	3.479	3.807	0.001	3.482	3.594	0.017	3.495
3.766	0.003	3.481	3.826	0.005	3.487	3.698	0.003	3.498
3.907	0.008	3.489	3.956	0.006	3.493	3.863	0.000	3.498
$\Sigma B(M1)=3,436 \mu^2_N$			$\Sigma B(M1)=3,472 \mu^2_N$			$\Sigma B(M1)=3,494 \mu^2_N$		

Tablo 6.5. Er izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri

¹⁶⁴ Er			¹⁶⁶ Er		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.359	0.000	0.000	2.302	0.001	0.001
2.386	0.000	0.000	2.533	0.001	0.002
2.505	0.000	0.000	2.736	0.166	0.168
2.589	0.002	0.003	2.751	0.010	0.178
2.751	0.170	0.173	2.828	0.006	0.184
3.049	0.052	0.224	2.976	0.000	0.184
3.095	1.591	1.816	3.115	2.244	2.428
3.104	0.501	2.316	3.498	0.707	3.135
3.411	0.900	3.216	3.517	0.134	3.269
3.706	0.005	3.221	3.742	0.002	3.271
3.865	0.000	3.221	3.882	0.000	3.271
3.865	0.000	3.221			
3.919	1.143	4.364			
3.983	0.049	4.413			
$\Sigma B(M1) = 3,221 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1) = 3,268 \mu_N^2$		
¹⁶⁸ Er			¹⁷⁰ Er		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.259	0.001	0.001	2.263	0.000	0.000
2.709	0.145	0.146	2.479	0.000	0.000
2.814	0.025	0.170	2.612	0.002	0.002
2.868	0.000	0.170	2.726	0.172	0.174
2.934	0.000	0.170	3.046	2.220	2.394
2.958	0.001	0.171	3.139	0.016	2.410
3.076	2.261	2.432	3.272	0.000	2.410
3.321	0.011	2.443	3.288	0.015	2.425
3.420	0.000	2.443	3.375	0.004	2.429
3.516	0.674	3.118	3.509	0.005	2.434
3.539	0.110	3.228	3.550	0.754	3.188
			3.624	0.007	3.194
3.964	0.124	3.351	3.704	0.019	3.213
3.977	1.030	4.382	3.965	1.183	4.396
$\Sigma B(M1) = 3,227 \mu_N^2$			$\Sigma B(M1) = 3,194 \mu_N^2$		

Tablo 6.6. Yb izotoplarının ve Hf çekirdeğinin enerji ve B(M1) değerleri

¹⁷² Yb			¹⁷⁴ Yb		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.152	0.000	0.000	1.842	0.000	0.000
			2.244	0.001	0.001
2.486	0.000	0.000	2.765	2.365	2.366
2.553	0.000	0.000	2.870	0.223	2.590
2.786	2.397	2.398	3.068	0.076	2.665
2.892	0.384	2.781	3.113	0.001	2.666
3.135	0.005	2.786	3.138	0.009	2.675
3.247	0.004	2.790	3.165	0.084	2.759
3.291	0.007	2.797	3.306	0.015	2.774
3.373	0.003	2.800	3.502	0.005	2.779
3.488	0.027	2.826	3.601	0.000	2.779
3.587	0.017	2.844	3.670	1.343	4.123
3.607	0.000	2.844			
3.679	0.031	2.874	3.946	0.003	4.126
3.714	1.332	4.206	3.970	0.142	4.268
			3.977	0.139	4.407
3.868	0.196	4.402			
3.874	0.138	4.540			
ΣB(M1)= 4.206 μ_N^2			ΣB(M1)= 4,122 μ_N^2		
¹⁷⁶ Yb			¹⁷⁸ Hf		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.056	0.000	0.000	2.125	0.003	0.003
2.255	0.001	0.001	2.130	0.001	0.003
			2.677	0.000	0.003
2.698	2.223	2.224	2.841	1.151	1.154
2.826	0.000	2.224	2.870	0.140	1.294
2.843	0.039	2.263	2.945	0.182	1.476
2.960	0.177	2.440	3.015	0.013	1.489
3.042	0.060	2.500	3.183	0.007	1.496
3.074	0.093	2.593	3.311	0.000	1.496
3.353	0.010	2.603	3.435	0.587	2.083
3.536	1.273	3.876	3.456	0.033	2.116
3.581	0.045	3.921	3.468	0.492	2.607
			3.487	0.762	3.370
3.756	0.002	3.924	3.597	0.015	3.385
3.771	0.018	3.941			
3.892	0.689	4.630	3.926	0.030	3.414
3.900	0.283	4.913	3.959	0.582	3.997
ΣB(M1)= 3,921 μ_N^2			ΣB(M1)= 3,382 μ_N^2		

Tablo 6.7. W izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri

¹⁸² W			¹⁸⁴ W			¹⁸⁶ W		
Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)	Enerji	B(M1)	ΣB(M1)
2.298	0.001	0.001	1.878	0.000	0.000	1.823	0.000	0.000
			2.219	0.002	0.002	2.010	0.000	0.000
2.461	0.001	0.002	2.630	0.001	0.003	2.186	0.001	0.002
2.640	0.000	0.002	2.675	1.102	1.105			
2.791	1.103	1.105	2.858	0.000	1.105	2.589	1.084	1.086
2.854	0.000	1.105	2.888	0.000	1.105	2.894	0.000	1.086
2.941	0.013	1.119	2.955	0.002	1.107	2.930	0.188	1.274
2.956	0.000	1.119	2.966	0.598	1.705	2.934	0.404	1.678
3.003	0.016	1.135	3.035	0.034	1.738	3.047	0.000	1.678
3.025	0.644	1.779	3.080	0.046	1.785	3.172	0.000	1.679
3.063	0.130	1.909	3.212	0.001	1.786	3.179	0.000	1.679
3.483	0.485	2.394	3.409	0.442	2.228	3.233	0.002	1.681
3.610	0.355	2.749	3.552	0.312	2.540	3.245	0.000	1.681
3.656	0.010	2.759				3.264	0.000	1.681
			3.716	0.087	2.626	3.350	0.417	2.098
3.745	0.004	2.763	3.792	0.498	3.124			
3.854	0.072	2.835	3.823	0.490	3.614	3.505	0.207	2.305
3.913	0.731	3.566	3.895	0.000	3.615	3.600	0.064	2.369
3.932	0.349	3.915	3.993	0.004	3.618	3.622	0.003	2.372
						3.659	0.001	2.373
						3.667	0.001	2.374
						3.703	0.430	2.804
						3.741	0.462	3.266
						3.873	0.325	3.591
ΣB(M1)= 2,758 μ^2_N			ΣB(M1)= 2,538 μ^2_N			ΣB(M1)= 2,096 μ^2_N		

Tablo 6.8 Çift-çift nadir toprak çekirdeklerinin ($A= 142-186$) genel özellikleri C_n ve C_p sırasıyla nötron ve protona için MeV cinsinden enerji değerleri, λ_n ve λ_p kimyasal potansiyeller [1], δ ve β_2 deformasyon parametreleridir [27]

çekirdek	proton	nötron	C_n	C_p	λ_n	$-\lambda_p$	β_2	δ
¹⁴² Nd	60	82	0.80	0.97	6.098	5.588	0.0926	0.091
¹⁴⁶ Nd	60	86	1.01	„	6.468	„	0.1524	0.131
¹⁴⁸ Nd	60	88	1.16	„	6.502	„	0.2036	0.176
¹⁵⁰ Nd	60	90	1.15	„	6.400	„	0.2848	0.247
¹⁴⁴ Sm	62	82	0.80	1.03	6.098	5.655	0.0881	0.076
¹⁴⁸ Sm	62	86	1.01	„	6.468	„	0.1423	0.123
¹⁵⁰ Sm	62	88	1.16	„	6.502	„	0.1931	0.167
¹⁵² Sm	62	90	1.15	„	6.400	„	0.3055	0.265
¹⁵⁴ Sm	62	92	1.12	„	6.443	„	0.3410	0.296
¹⁵⁴ Gd	64	90	1.15	1.04	6.400	5.720	0.3104	0.270
¹⁵⁶ Gd	64	92	1.12	„	6.443	„	0.3378	0.294
¹⁵⁸ Gd	64	94	1.07	„	6.488	„	0.3484	0.303
¹⁶⁰ Gd	64	96	1.01	„	6.537	„	0.3534	0.308
¹⁶⁰ Dy	66	94	1.07	1.03	6.488	5.788	0.3365	0.293
¹⁶² Dy	66	96	1.01	„	6.537	„	0.3407	0.297
¹⁶⁴ Dy	66	98	0.95	„	6.591	„	0.3481	0.304
¹⁶⁴ Er	68	96	1.01	1.09	6.537	5.857	0.3333	0.291
¹⁶⁶ Er	68	98	0.95	„	6.591	„	0.3420	0.299
¹⁶⁸ Er	68	100	0.88	„	6.647	„	0.3381	0.295
¹⁷⁰ Er	68	102	0.86	„	6.704	„	0.3363	0.294
¹⁷² Yb	70	102	0.86	0.98	6.704	5.925	0.332	0.289
¹⁷⁴ Yb	70	104	0.82	„	6.764	„	0.3250	0.284
¹⁷⁶ Yb	70	106	0.81	„	6.827	„	0.3078	0.269
¹⁷⁸ Hf	72	106	0.81	0.99	6.827	5.985	0.2803	0.245
¹⁸² W	74	108	0.82	1.14	6.894	6.040	0.2494	0.218
¹⁸⁴ W	74	110	0.94	„	6.952	„	0.2347	0.206
¹⁸⁶ W	74	112	1.03	„	6.997	„	0.2238	0.196

ÖZGEÇMİŞ

1967 yılında Trabzon'un Of ilçesinde doğdu. İlköğretimi Salih Alptekin Okulu'nda, ortaöğretimi Ayrancı Lisesi'nde tamamladı. 1993 yılında Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldu. 1996 yılından beri Milli Eğitim Bakanlığı'nda öğretmen olarak çalışmaktadır. Evli ve iki çocuk babasıdır.

Recep KOÇ