

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

**Sm VE Nd İZOTOPLARININ TOPLAM B(M1)
GÜCÜNÜNÜN DEFORMASYONA BAĞIMLILIĞI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ÖNDER ARIK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Mehmet BEKTAŞOĞLU

Ocak 2007

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Sm VE Nd İZOTOPLARININ TOPLAM B(M1)
GÜCÜNÜNÜN DEFORMASYONA BAĞIMLILIĞI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ÖNDER ARIK

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 25/ 01 /2006 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, bana her konuda yardımcı olan, bilgi ve tecrübesini esirgemeyen sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Mehmet BEKTAŞOĞLU'na ve birlikte çalışmaktan zevk aldığım sevgili arkadaşım Recep KOÇ'a sonsuz teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimimiz boyunca bizlere bilgi ve tecrübelerini en güzel şekilde aktaran SAÜ Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünün tüm öğretim üyelerine teşekkür ederim.

Bölümümüz Araştırma Görevlileri, Hakan YAKUT'a, Adil BAŞOĞLU'na, Filiz ERTUĞRAL'a, Sadık BAĞCI ve Betül KARAÇOBAN'a yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Ayrıca engin tecrübe ve bilgilerinden istifade ettiğim sayın hocalarım Prof. Dr. Recep AKKAYA ve Prof. Dr. Ali Ekber KULİEV'e teşekkür ederim.

Tüm yüksek lisans eğitimim süresince bana sabırla destek olan ve manevi desteğini esirgemeyen eşime teşekkür ederim.

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. Giriş.....	3
2.2. Sıvı Damlası Modeli.....	3
2.3. Nükleer Kabuk Model (Shell Model).....	6
2.4. Nillson Modeli.....	7
2.5. Kolektif Model.....	9
2.6. Bağımsız Kuazi-Parçacık Modeli.....	10
BÖLÜM 3.	
YAKLAŞIK İKİNCİ KUANTUMLAMA METODU.....	19
3.1. Giriş.....	19
3.2. Rastgele Faz Yöntemi(RPA).....	20
3.3. Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yöntemi(QRPA).....	22

BÖLÜM 4.	
MAYETİK DİPOL UYARILMALARI VE MAKAS MOD.....	24
4.1. Çift-Çift Çekirdeklerde M1 Makas Modu.....	24
4.2. Sm İzotoplarının Orbital Manyetik Gücünün δ^2 'ye Bağımlılığı.....	26
4.3. Nd İzotoplarının Orbital Manyetik Gücünün δ^2 'ye Bağımlılığı.....	32
BÖLÜM 5	
SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	36
KAYNAKLAR.....	37
EKLER	
Ek. A. Süperakışkan Model İle İlgili Ara İşlemler.....	40
Ek. B. Sm ve Nd İzotoplarına Ait Enerji ve Toplam B(M1) Değerleri...	47
ÖZGEÇMİŞ.....	49

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

a^+, a	: Parçacık yaratma, yoketme operatörleri
α^+, α	: Kuazi-parçacık yaratma, yoketme operatörleri
C_{ss}^+, C_{ss}	: Bozon yaratma, yoketme operatörleri
C_n	: MeV cinsinden Enerji Değeri (nötron için)
C_p	: MeV cinsinden Enerji Değeri (proton için)
E_y	: Yüzey enerjisi
E_c	: Coulomb enerjisi
E_b	: Toplam bağlanma enerjisi
E_ζ	: Çiftlenim enerjisi
$E(s)$: Tek parçacık enerjisi
$\varepsilon(s)$: Kuazi-parçacık enerjisi
G	: Çiftlenme etkileşmesi güç sabiti
I	: Çekirdeğin toplam açısal momentumu
K	: Toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenine izdüşümü
$M1$: Manyetik Dipol Geçiş
N_π	: Valans Proton Sayısı
N_ν	: Valans Nötron Sayısı
λ_n	: Kimyasal Potansiyel (nötron için)
λ_p	: Kimyasal Potansiyel (proton için)
Q^+, Q	: Fonon yaratma, yoketme operatörleri
μ_N	: Nükleer magneton
δ, β_2	: Deformasyon Parametresi
BCS	: Barden-Cooper-Shriffer
B(M1)	: Manyetik Dipol Geçiş Gücü
CRD	: Dev Dipol Rezonansı

NRF	: Nuclear Rezonans Floresans
RPA	: Rastgele Faz Yöntemi
QRPA	: Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yöntemi
TD	: Tamm-Dancoff
TRM	: İki Rotor Model

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	I'nın simetri eksenine üzerine izdüşümü K'nın gösterimi.....	8
Şekil 4.1.	Deforme çekirdeklerde Makas Modun şematik gösterimi	24
Şekil 4.2.	Samaryum izotopları için NRF Spektrumu.....	28
Şekil 4.3.	Sm izotopları için toplam B(M1)'in δ^2 bağımlılığı (deney).....	29
Şekil 4.4.	Sm izotoplarının makas mod bölgesindeki B(M1) geçişleri.....	30
Şekil 4.5.	Sm izotopları için toplam B(M1)'in δ^2 bağımlılığı (QRPA).....	31
Şekil 4.6.	Nd izotopları için toplam B(M1)'in δ^2 bağımlılığı (deney).....	33
Şekil 4.7.	Nd izotoplarının makas mod bölgesindeki B(M1) geçişleri.....	34
Şekil 4.8.	Nd izotopları için toplam B(M1)'in δ^2 bağımlılığı (QRPA).....	35

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 4.1.	Sm izotop zincirine ait bazı sabitler ve deneyden elde edilen toplam B(M1) gücü	28
Tablo 4.2.	Sm izotopları için 2.7–3.7 MeV enerji bölgesinde elde edilen toplam B(M1) değerleri ve kullanılan sabitler	29
Tablo 4.3.	Nd izotopları için deneysel toplam B(M1) değerleri ve sabitler tablosu.....	32
Tablo 4.4.	Nd izotopları için QRPA da toplam B(M1) değerleri ve sabitler tablosu.....	35
Tablo B.1.	Sm izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri.....	47
Tablo B.2	Nd izotoplarının enerji ve B(M1) değerleri.....	48

ÖZET

Anahtar kelimeler: Manyetik Dipol geçişleri, kuazi-parçacık, QRPA, Sm ve Nd izotopları, deformasyon parametresi, toplam B(M1) geçiş gücü, makas mod

Bu çalışmada öncelikle bilinen bazı çekirdek modellerinden bahsedilmiş ve hangi modelin hangi çekirdek olay veya olaylarını açıklayabildiği özetlenmiştir. Ayrıca manyetik dipol uyarılmaları ve Makas Mod (2.7–3.7 MeV) hakkında bilgi verilmiş, daha sonra küresellikten deformasyona geçiş bölgesinde yer alan Samaryum ve Neodyum izotop zincirlerinin Makas Mod bölgesindeki özelliklerini (özellikle toplam B(M1)'in deformasyon parametresinin karesiyle lineer değişimini ifade eden δ^2 yasasını) inceleyen deneysel çalışmalara yer verilmiştir. Bahsi geçen çekirdekler için Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde toplam B(M1) geçiş güçleri hesaplanmış ve δ^2 yasasının bu metot çerçevesinde geçerliliği araştırılmıştır. Ayrıca aynı izotoplar için M1 geçiş güçlerinin enerjiye bağımlılığı incelenmiştir.

DEFORMATION EDICTION OF Sm AND Nd IZOTOPS $\Sigma B(M1)$ STRENGTH

SUMMARY

Key words: Magnetic dipole transitions, quasi-particle, QRPA, Sm and Nd isotopes, deformation parameter, total B(M1) transition strength, Scissors Mode

In this work, first of all, some nuclear models are summarized and the phenomena that could be explained via each model are briefly discussed. Then some information on the magnetic dipole excitations, along with the so-called 'Scissors Mode' (2.7-3.7 MeV), is given, and the experimental works investigating the properties, especially the ' δ^2 law', which represents the linear dependence of the summed B(M1) on the square of the deformation parameter, of the Sm and Nd isotopes, which belong to the transition region from spherical to deformation. The summed B(M1) transition strengths for these nuclei are also calculated in the framework of the Quasi-Particle Random Phase Approximation (QRPA) and validity of the δ^2 law is investigated within this method. Dependence of the M1 transition strength on the Scissors Mode energies is searched, as well.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Bugünün bilim insanı atomun yapısını oldukça iyi bilmektedir. Atom, merkezinde oldukça yoğun bir yapı olan çekirdeğe sahip, esas etkileşimin elektromanyetik kuvvet aracılığıyla gerçekleştiği ve kuantum mekanik yasalarının hükmettiği bir sistemdir. Ancak atom çekirdeği söz konusu olduğunda bu kadar iddialı ifadeler kullanmak doğru olmaz. Çekirdekte, atomda olduğu gibi kuantum mekanik yasalar hüküm sürse de böyle bir sistem çok cisimden oluşan oldukça karmaşık bir yapıya sahiptir ve sistemdeki kuvvetleri tüm ayrıntıları ile ifade etmek mümkün değildir. Çekirdek sistemini her yönüyle detaylı bir şekilde açıklayabilecek nükleer bir teoriden yoksun olunması sebebiyle nükleer modeller kurulur. Kısaca ifade etmek gerekirse, bir nükleer model, çekirdeğin mümkün olduğu kadar fazla özelliğinin açıklanmasını sağlayacak şekilde çekirdeğe bakmanın bir yoludur. Bir modelin kullanılışlığı deneylerden elde edilecek sonuçlarla test edilip tasdik edildiği sürece artar. Modellerin nükleer fizikte bu derece önem taşıması sebebiyle bu çalışmanın bir bölümünde önemli bazı çekirdek modelleri özetlenmiş ve bu çalışmada kullanılan modelden bahsedilmiştir.

Doğada küresel çekirdeklerin yanı sıra deforme çekirdekler de yer alır. Nükleer kabuk modelde enerji düzeyleri, nükleer potansiyelin küresel olduğu varsayımına göre hesaplanır. Ancak bunun $150 \leq A \leq 190$ ve $A > 230$ bölgelerindeki çekirdekler için doğru olmadığı görülür. Bu bölgelerdeki çekirdekler için gerçek nükleer şekil dönen bir elipsoittir. Küresel olmayan bir potansiyel kullanıldığında, toplam açısal momentum iyi bir kuantum sayısı olmaktan çıkar. Bunun yerine toplam açısal momentumun nükleer simetri eksenine izdüşümü olan K önem taşır. Bu çalışmada I toplam açısal momentumu ve π pariteyi temsil etmek üzere küresellikten deformasyona geçiş bölgesinde yer alan çift-çift Samaryum ve Neodyum izotop zincirlerine ait $I^\pi K=1^+1$ seviyelerinin Makas Mod olarak adlandırılan 2.7-3.7 MeV aralığındaki enerjileri ve $M1$ manyetik dipol güçleri

incelenmiş, toplam M1 dipol gücünün deformasyona bağımlılığı yukarıda verilen her iki izotop zinciri için Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde araştırılmıştır.

Sm ve Nd izotop zincirlerinin toplam B(M1) güçlerinin deformasyon parametresinin karesine bağımlılığı deneysel olarak araştırılmış ve lineer bir bağıntı elde edilmiştir. Bu tezde hesaplamalardan elde edilen sonuçlar deney sonuçlarıyla karşılaştırılarak QRPA metodunun kullanılışlığı incelenmiştir.

BÖLÜM 2. ÇEKİRDEK MODELLERİ

2.1 Giriş

1911 yılında Rutherford'un atom çekirdeğini keşfinden sonra, çekirdeğin yapısı hakkında çeşitli modeller türetilmeye başlanmıştır. Çekirdek, nötron ve proton adlı, belli bir kütle, yüke ve spine sahip parçacıklardan oluşur. Bu büyüklükler ve parçacıkların kendi aralarındaki etkileşimi çekirdeğin genel özelliklerini oluşturur (uyarılma, taban durumu, spin, kararlılık v.b). Bu özelliklerin açıklanabilmesi amacıyla çeşitli modeller türetilmiştir. Modeller, çekirdeğe ait bir veya daha fazla özelliği açıklamaya çalışmıştır. Bu bölümde, sıvı damlası modeli, nükleer kabuk modeli(Shell Model), bağımsız parçacık modeli, Nilsson modeli, kolektif model ve bağımsız kuazi-parçacık modelden bahsedilecektir.

2.2. Sıvı Damlası Modeli

Çekirdek içinde nükleonlar, etraflarındaki diğer nükleonlar ile kuvvetli etkileşimler yaparlar. 3 fm civarında bir uzaklığa kadar, iki proton arasındaki çekirdek çekimi, aralarındaki elektriksel itmeden yaklaşık 100 kat daha fazladır. Protonlarla protonlar, protonlarla nötronlar ve nötronlarla nötronlar arasındaki çekirdek etkileşimlerinin özdeş oldukları gözlenmektedir.

Sıvı damlası modeli ilk defa Bohr (1936) tarafından çekirdeklerin bölünmesi ile ilgili teoriler içinde kullanılmıştır. Bu nedenle, sıvı damlası modeli Bohr ve Wheeler'in sıvı damlası modeli olarak da isimlendirilmektedir. Bu modele göre, çekirdek bölünmeleri şu iki basamak halinde meydana gelir:

1. Yüksek seviyede uyarılmış (A,Z) ile sembolize edilen bileşik çekirdek, bu basamakta termik titreşim yapan bir sıvı damlasına benzetilebilir.

2. Bu basamakta enerjinin yeterli bir kısmı bileşik çekirdeği bölünmeye zorlayacak şekilde potansiyel enerjiye dönüşür ve çekirdek parçalanması gerçekleşir. Nükleonlar arasındaki dengelenmemiş kuvvetler nedeni ile bu bileşik çekirdek yaklaşık 10^{-15} sn sonra, iki parçalı simetrik olmayan bir şekil alabilir.

Sıvı damlası modelinde, bağlanma enerjisi üzerinde beş temel etki vardır. Bu etkiler aşağıda verilmiştir.

a. Hacim Etkisi:

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

ile verilen bu ifadeye göre, çekirdeğin bağlanma enerjisi A (nükleon sayısı) ve çekirdek hacmi ile orantılıdır. Burada U nükleon-nükleon bağına ilişkin bir enerji değeri ve orantı sabiti $a_1 \cong 16 \text{ MeV}$ 'dir.

b. Yüzey Etkisi:

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

ile verilir. Bu etki negatiftir ve dolayısıyla bağlanma enerjisini azaltır. Bunun sebebi nükleonların bir kısmının yüzeye yakın yerlerde bulunması ve bu nükleonların daha az sayıda nükleon ile komşu olmalarıdır. Orantı sabiti $a_2 \cong 17 \text{ MeV}$ civarındadır. E_y çok hafif çekirdeklerde önemlidir, çünkü bunlarda nükleonların daha büyük kesri yüzeydedir.

c. Coulomb İtme Etkisi:

Çekirdek içindeki protonlar aynı elektrik yüküne sahip olmalarından dolayı aralarında bir itme kuvveti vardır. Bu etki bağlanma enerjisini azaltıcı etki oluşturur. Her parçacık çifti başına potansiyel enerji, ke^2/r ($k \cong$ Coulomb sabiti) olarak verilir. Z adet protonu sonsuzdan çekirdek hacmine taşımak için yapılan iş, toplam Coulomb enerjisi karşılığıdır. Bu enerji proton çifti sayısı ile doğru, çekirdek yarıçapı ile ters orantılıdır. Proton çifti sayısı $Z(Z-1)$, çekirdek yarıçapı $A^{1/3}$ olmak üzere:

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

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

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

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 $a_3 \cong 0.7 \text{ MeV}$ 'dir.

ç. Asimetri Etkisi:

Bu modelde bağlanma enerjisine bir etki de ağır çekirdeklerdeki nötron fazlalığından kaynaklanan asimetri etkisidir. Bu etki bağlanma enerjisini azaltıcı yöndedir ve değeri:

$$E_a = - a_4 \frac{(A - Z)^2}{A} \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada a_4 orantı sabitinin değeri yaklaşık 23 MeV 'dir.

d. Çiftlenme Enerjisi Etkisi:

Proton ve nötron sayılarının çift-çift oluşu çekirdekte kararlılığı artırır. Bu durum yüksek değerli bağlanma enerjisini oluşturur. Dolayısıyla bu etki bağlanma enerjisini etkiler. E_c çiftlenme enerjisi çift-çift çekirdekler için pozitif, tek-çift ve çift-tek çekirdekler için 0, tek-tek çekirdekler için negatif olur. A ile $A^{-3/4}$ şeklinde değişir.

$$E_{\zeta} = (\pm) \frac{a_5}{A^{3/4}} \quad (2.7)$$

ile bulunur ve orantı sabiti $a_5 \cong 33 \text{ MeV}$ '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 [1]:

$$E_b = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_4 \left(\frac{(A-2Z)^2}{A} \right) (\pm) \frac{a_5}{A^{3/4}} \quad (2.8)$$

2.3. Nükleer Kabuk Model(Shell Model)

Pauli dışarlama ilkesine göre bir atomda iki elektron hiçbir zaman aynı kuantum durumunda bulunamaz. Elektronlar bu ilkeye dayanarak çekirdek etrafındaki kabuklara yerleştirilir. En dıştaki kabukların doluluk derecesi, atomun davranışının bazı önemli tarafını belirleyen etkidir. Örneğin; 2, 10, 18, 36, 54 ve 86 elektron içeren atomların bütün elektron tabakaları tamamen doludur. Bu tür elektron yapıları yüksek bağlanma enerjilerine sahip olup, çok kararlıdırlar.

Bu durum atomun çekirdeğine de genelleştirilmiştir. Proton ve nötronlar buçuklu spine sahip parçacıklardır. Dolayısıyla Pauli prensibine uyarlar. 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 nötron ya da protona sahip olan çekirdekler, onlarla aynı kütle numarasına sahip diğer çekirdeklere göre daha bol olarak doğada bulunur. Bu da, yapılarının daha kararlı olduğuna işaret eder.

Sihirli sayılar diye bilinen 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 sayılarının çekirdek yapısındaki önemine işaret eden başka kanıtlar da vardır. Buna bir örnek, çekirdek yük dağılımlarının küresellikten ayrılma miktarının bir ölçüsü olan, çekirdek elektrik kuadrupol momentlerinin gözlenen değerleridir. Sihirli N ve Z'ye sahip olan çekirdeklerin; sıfır kuadrupol momentli, dolayısıyla da küresel, diğer çekirdeklerin ise elipsoit şekilde oldukları gözlenmiştir.

Kabuk model, bir nükleonun diğer tüm nükleonların oluşturduğu bir kuvvet alanıyla etkileştiğini farz ederek, sihirli sayıların varlığını ve 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 çekirdek açısal momentumlarını da açıklayabilir. Çift-çift çekirdeklerde, bütün proton ve nötronlar, birbirlerinin spin ve yörünge açısal momentumlarını yok edecek şekilde çekirdeklerde çiftlenmelidirler. Dolayısıyla, çift-çift çekirdeklerin çekirdek açısal momentumları sıfır olmalıdır. 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 momenti, nükleer magneton (Bir nükleer magneton, $\mu_N = e\hbar/2m_p$ ile verilir 5.05×10^{-27} J/T değerine sahiptir.) boyutundadır [2]. 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. Kabuk model, ilk olarak 1948'de M. G. Mayer ve J. H. Jensen tarafından ortaya atılan çekirdek modelidir.

2.4. Nilsson Modeli

Nükleer dönme hareketi sadece denge şekli küresel olmayan çekirdeklerde gözlenebilir. Bu çekirdekler, küreselden önemli ölçüde sapmalara sahip olabilirler. Nötron ve proton sayısı sihirli sayılardan uzaklaştıkça çekirdeğin küresel simetrisi bozulur. Yeterince uzak bölgedeki çekirdekler bir eksene göre simetrik elipsoidal

Kuadrupol momentlerini ve deforme olmuş çekirdeklerin spinlerini iyi açıklayan Nilsson modeli, manyetik momentlerini, alçak enerjili uyarılma spektrumlarını ve elektromanyetik geçiş olasılıklarını açıklayamaz. Bu nedenle kuvvetli deformasyona uğramış çekirdeklerin nükleonlarının kolektif hareketlerini incelemeye çalışan 'Kolektif Model' geliştirilmiştir [4]. Bu modele Rotasyon Modeli de denir. Bu modele göre, bütün nükleonlar ortak bir dönme eksenini etrafında dönerek çekirdek spinine katkıda bulunurlar. Bu model için Hamilton operatörü;

$$H = H_{iç} + H_{rot} \quad (2.9)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $H_{iç}$, iç hareketlere ait Hamilton operatörü ve H_{rot} ise rotasyon hareketine ait Hamilton operatörüdür. Çekirdeğin bir rotasyon elipsoidi gibi deforme olduğu varsayılırsa;

$$H_{rot} = \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2}{2\theta} R_i^2 \quad (2.10)$$

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

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\theta} I(I+1) \quad (I= 0, 2, 4, \dots) \quad (2.11)$$

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

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\theta} [I(I+1) - K^2] \quad (2.12)$$

şeklinde [5]. K toplam açısal momentum vektörünün simetri eksenini üzerindeki izdüşümüdür.

Kolektif model çift-çift deforme olmuş çekirdekler için kullanışlı bir modeldir.

2.6. Bağımsız Kuazi-Parçacık Modeli

1957 de Bardeen, Cooper ve Schrieffer tarafından ortaya atılan mikroskobik teori süperiletkenliğin değişik özelliklerinin anlaşılmasında etkili olmuştur. Teori BCS teorisi olarak literatüre geçmiştir. Bu teorinin ana teması, aralarında bir tür çekici etkileşme bulunan iki elektronun ‘Cooper çiftleri’ olarak bilinen bağlı durumlar oluşturmasıdır. Elektronların aynı yüke sahip olmalarından dolayı birbirlerini itmesi yerine çekici etkileşme oluşturmaları ters olabilir. Ancak bir örgü noktası civarından geçen elektronun anlık olarak neden olduğu örgü bozuklukları, iki elektron arasında net bir çekici etkileşme elde edilmesine neden olmaktadır. 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. Cooper çiftini oluşturan neden, iki elektron arasındaki çekici bir elektron-örgü-elektron etkileşmesidir. Cooper çifti toplam momentumu ve spini sıfır olan bir sistem oluşturur.

Süperakışkan teorisinin çekirdeğe uygulanması ile ortaya çıkan model Süperakışkan model olarak isimlendirilir [6–8]. Teorinin kuantum mekaniği ve matematiksel analizi ilk defa 1957 yılında Bogolyubov tarafından yapılmıştır. Çekirdekte bulunan nükleonların arasındaki çekim kuvvetinin etkisiyle oluşan parçacık sistemi kuazi-parçacık olarak isimlendirilmiştir.

Nükleonlar arası etkileşimlerini içine alan Hamiltoniyen

$$H_0 = H_{\text{ort}} + H_{\text{çift}} \quad (2.13)$$

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 türetilmiş ve daha sonra küresel veya deforme çekirdeklere uygun gelen özel bir formu elde etmek için bu denklemler düzenlenmiştir.

Çiftlenme korelasyonları işlemlerinde $\sigma = \pm 1$ özdeğerine sahip kuantum sayısını, açısal momentumun nükleer simetri eksenine izdüşümünün işaretini temsil eder. $q\sigma$ 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 çekirdeklerde 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 (2.13) eşitliği ile verilen Hamiltoniyen nötron ve proton kısımlarına aşağıdaki gibi bölünebilir:

$$H_0 = H_0(n) + H_0(p) \quad (2.14)$$

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 farzedilir (Yani $G(q+,q-,q'-,q'+) = G$). Bu durumda çiftlenim etkileşimi iki parametre ile temsil edilir. G_N nötron sistemini, G_p proton sistemini temsil eder. (2.14) yeniden yazılırsa

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} \{ E_0(s) - \lambda_n \} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{s,s'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+}$$

(2.15)

$$H_0(p) = \sum_{r\sigma} \{ E_0(r) - \lambda p \} a_{r\sigma}^+ a_{r\sigma} - G_Z \sum_{s,s'} a_{s'}^+ a_{s'} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma}$$

olur. Burada $E_0(s)$ ve $E_0(r)$ 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

$$N = \sum_{s\sigma} \langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle (\text{nötron}); \quad Z = \sum_{\gamma\sigma} \langle | a_{\gamma\sigma}^+ a_{\gamma\sigma} | \rangle (\text{proton}) \quad (2.16)$$

olduğu düşünülecektir. Yukarıdaki eşitliklerin sağlanabilmesi için kimyasal potansiyele ihtiyaç duyulur. λ_n ve λ_p kimyasal potansiyeller olarak isimlendirilir. Hamiltoniyene $-\lambda_n N$ 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. (2.16) ifadesinde $a_{s\sigma}^+$ operatörü parçacık oluşturma, $a_{s\sigma}$ operatörü parçacık yok etme operatörüdür. Bu operatörler aşağıdaki anti komütasyon kurallarına uyar:

$$\begin{aligned} a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma}^+ &= \delta_{ss'} \delta_{\sigma\sigma'}, \\ a_{s\sigma} a_{s'\sigma'} + a_{s'\sigma'} a_{s\sigma} &= 0, \\ a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma}^+ + a_{s\sigma}^+ a_{s'\sigma'}^+ &= 0. \end{aligned} \quad (2.17)$$

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

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

(2.18)

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

ifadeleriyle verilebilir. Yeni operatörler $a_{s\sigma}^+$ ve $\alpha_{s,\sigma}$ (2.17)'de verilen bağıntıları sağlar. Yani bu operatörler

$$\eta = u_s^2 + v_s^2 - 1 = 0 \quad (2.19)$$

eşitliğinin tüm reel u_s ve v_s fonksiyonları için sağlanması durumunda birer fermiyonu temsil ederler. (2.18) ifadesi (2.19) ifadesinin ters dönüşümünü, yani

$$\alpha_{s\sigma} = u_s a_{s,-\sigma} + \sigma V_s a_{s\sigma}^+ \quad (2.20)$$

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

$$\alpha_{s\sigma} \Psi_0 = 0, \quad \Psi_0^* \alpha_{s\sigma}^+ = 0 \quad (2.21)$$

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 (2.21) denklemi ve (2.17)'deki kurallar kullanıldığında aşağıdaki biçimde elde edilir:

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} \{ E_0(s) - \lambda_n \} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{ss'} a_{s_+}^+ a_{s_-}^+ a_{s'_-} a_{s'_+}$$

$$\begin{aligned}
\langle | H_0(n) | \rangle_0 &= \sum_{s\sigma} \{ E_0(s) - \lambda_n \} \langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle - G_N \sum_{s,s'} \langle | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s-} a_{s+} | \rangle \\
&= 2 \sum_{s\sigma} \{ E_0(s) - \lambda_n \} v_s^2 - G_N \sum_{ss'} (u_s u_{s'} v_s v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'})
\end{aligned} \tag{2.22}$$

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

$$E(s) = E_0(s) - G_N \frac{v_s^2}{2} \tag{2.23}$$

ile verilir. (2.22) ifadesinden 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

$$\langle | H_0(n) | \rangle = \sum_s 2 \{ E(s) - \lambda_n \} - v_s^2 - G_N (u_s v_s)^2 \tag{2.24}$$

şeklinde yeniden yazılabilir.

(2.24) daki u_s ve v_s fonksiyonları bu eşitliğin minimum olma koşulundan yararlanılarak belirlenebilir. μ_s Lagrange çarpanı (2.19) 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

$$\delta \left\{ \langle | H_0(n) | \rangle_0 + \sum_s \mu_s \eta_s \right\} = 0 \tag{2.25}$$

ise enerji bir maksimum veya minimuma sahiptir. (2.25) 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

$$4\{E(s)-\lambda_n\} V_s - 2G_N u_s \sum_s u_s \cdot v_s + 2\mu_s v_s = 0, \quad (1)$$

$$-2G_N v_s \sum_s u_s \cdot v_s + 2\mu_s u_s = 0, \quad (2)$$

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

$$2\{E(s)-\lambda_n\} u_s v_s - G_N (u_s^2 - v_s^2) \sum_s u_s \cdot v_s = 0, \quad (2.26)$$

olur. (2.16) ifadelerinden yararlanılarak

$$N = \sum_{s\sigma} \langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle = \sum_{s\sigma} v_s^2 \delta_{\sigma\sigma'} = \sum_s v_s^2 \sum_{\sigma} \delta_{\sigma\sigma'} = 2 \sum_s v_s^2 \quad (2.27)$$

şeklinde elde edilen parçacık sayısı ile (2.26) ifadesi desteklenmelidir. $2 v_s^2$ niceliği s seviyesi üzerindeki parçacık yoğunluğu, $2u_s^2 = 2(1-v_s^2)$ niceliği ise deşik yoğunluğudur.

(2.26) denkleminin iki çözümü vardır. İlk çözüm $u_s v_s = 0$ 'dır. Bu çözüm bağımsız parçacıklara karşılık gelir. Bu durumda u_s ve v_s fonksiyonları basamak fonksiyonu şeklindedir. Yani

$$u_s = 1 - \theta_F(s), \quad v_s = \theta_F(s) \quad (2.28)$$

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

$$\Psi_0^0 = \prod_{s \in F} a_{s+}^+ a_{s-}^+ \Psi_{00} \quad (2.29)$$

şeklindedir. Burada

$$a_{s\sigma} \Psi_{00} = 0 \quad (2.30)$$

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

İkinci çözüm

$$C_n = G_N \sum_s u_s v_s \quad (2.31)$$

korelasyon fonksiyonuyla karakterize edilir.

Çözümler

$$u_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(s) - \lambda_n}{\epsilon(s)} \right\} \quad \text{ve} \quad v_s^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\epsilon(s)} \right\} \quad (2.32)$$

formunda aranır. (2.31) ve (2.32) ifadeleri (2.26) eşitliğinde yerine yazılırsa

$$u_s v_s = \frac{1}{2} \frac{C_n}{\epsilon(s)} \quad (2.33)$$

elde edilir. Öte yandan (2.32)'den

$$u_s^2 v_s^2 = \frac{1}{4} \frac{\epsilon(s)^2 - \{E(s) - \lambda_n\}^2}{\epsilon(s)^2} \quad (2.34)$$

bulunur. Bu eşitlik (2.33)'ün karesiyle kıyaslanırsa

$$\varepsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + \{E(s) - \lambda_n\}} \quad (2.35)$$

elde edilir.

(2.31) ve (2.24) denklemlerinden yararlanılarak taban durum enerjisi

$$\varepsilon_0^n = \sum_s 2E(s)v_s^2 - \frac{C_n^2}{G_N} \quad (2.36)$$

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.

$$M_i = \langle \Psi_i | \vec{\mu} | \Psi_0 \rangle \quad (2.37)$$

burada manyetik dipol operatörü

$$\vec{\mu} = \sum_{\tau,i} \left[(g_s^\tau - g_l^\tau) \vec{s}_i + g_l^\tau \vec{J}_i \right] \quad (2.38)$$

ile ifade edilir. Burada J toplam açısal momentum operatörüdür. g_s^τ ve g_l^τ sırasıyla nükleonların spin ve yörüngesel jromanyetik oranlarıdır.

1^+ durumlarının en karakteristik büyüklüğü taban durumundan uyarılmanın M1 indirgenmiş geçiş olasılığıdır ve

$$B(M1, 0 \rightarrow 1^+) = \frac{3}{16\pi} \left[\sum_{\text{nötron}} \mu_{ss'}^n L_{ss'} g_{ss'} + \sum_{\text{proton}} \mu_{vv'}^p L_{vv'} g_{vv'} \right] \quad (2.39)$$

formunda verilir. 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' sırasıyla nötron ve proton sistemlerini temsil eden indislerdir. $g_{ss'} = \psi_{ss'} + \varphi_{ss'}$ olarak ifade edilirse ψ ve φ RPA genlikleridir.

BÖLÜM 3. YAKLAŞIK İKİNCİ KUANTUMLAMA METODU

3.1. Giriş

Bogolyubov tarafından ileri sürülen [9] ve daha sonra geliştirilerek elektron gaz probleminin çözümü için uygulanan [10] metot, çok parçacıklı sistemlerin çözümlerinde kullanılmaya başlandı.

İkinci kuantumlama metodunun başlıca iki türü vardır. Bunlar Tamm-Dancoff (TD) metodu ve Rasgele Faz Yaklaşımı (RPA) metodudur. TD metodu ilk olarak Tamm tarafından kuantum alan teorisinde formulize edilmiştir [11]. Daha sonra bu metot bağımsız olarak Dancoff tarafından geliştirildi [12]. Metodun matematiksel temeli Fock tarafından geliştirildi [13]. TD metodu (süperakışkan çiftleme korelasyonları olmadan) hafif, orta ve ağır çekirdeklerle yapılan çalışmalarda yaygın olarak kullanıldı.

TD metoduna göre çift çift çekirdeğin taban durumu kuaziparçacık vakumu olduğundan sadece uyarılmış hallerin kuaziparçacık etkileşimini hesaba katar, etkileşme taban durumunu içermez. TD metodunun bu eksikliği hesaplamalarda taban durumu da hesaba katan yeni bir metot olan RPA metodu tarafından giderilmiştir. TD metodunun başlıca eksikliği taban ve uyarılmış durumların asimetrik davranışlarıdır. Bu eksik yukarıda ifade ettiğimiz tüm durumlarda kuaziparçacık etkileşimini içine alan RPA metodunda gözönüne alınarak 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.

RPA metodunda taban halin dalga fonksiyonu kuazi-parçacık vakumuna eşit değildir. Kuazi-parçacık etkileşimi, çift-çift çekirdeklerde taban hale etki eder. 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 bağıntularına 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

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

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

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

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

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

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

şeklinde ifade edilir [15].

3.3. Kuazi-parçacık Rastgele Faz Yöntemi (QRPA)

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

Çift-çift deforme çekirdeklerde iki kuazi-parçacığın birleştiği farz edilirse paritesi, açısal momentumu ve K izdüşümü olan seviyelerin yoğunlukları artacaktır. Çekirdek 180° döndürülürse simetride bir değişiklik olmaz. Eğer spin $I=1$ ise $K=1, -1, 0$ değerlerini alır ve burada simetri eksenini 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 [14].

QRPA yaklaşımında (3.3)'de yer alan ifadeden

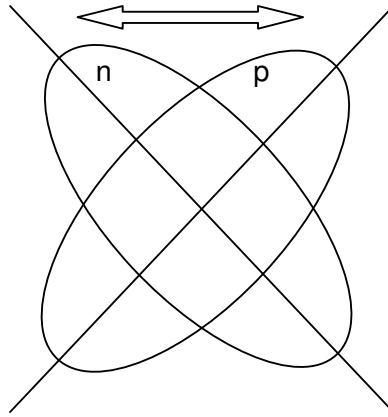
$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{st'} \delta_{s't}$$

şeklindeki kısım alınır. Diğer kısımlar hesaba katılmaz. QRPA metodu çerçevesinde spin titreşimleri ve seviyeler arasındaki manyetik dipol geçiş gücü hesaplanır (Bakınız bölüm 4.).

BÖLÜM 4. MANYETİK DİPOL UYARMALARI

4.1. Çift-Çift Çekirdeklerde M1 Makas Modu

Nötronların protonlara göre hareketiyle ilgili olan bu mod ilk olarak ‘İki Rotor Model’ de (TRM) tahmin edilmiştir [15]. Burada nötron ve protonların katı, deforme cisimler oldukları ve ortak bir eksen etrafında birbirlerine karşı dönebildikleri farz edilir (Şekil 4.1). Bir tek makas mod durumu öngören TRM modelinin öngörüsüne zıt olarak, gerçek çekirdeklerde makas mod pek çok seviyeye parçalanmıştır. Bu parçalanma makas modu keşfetme ve tanımlamayı karmaşık hale getirir. 1970’lerin sonunda tahmin edilmesi ve 1984’deki yüksek kararlılıklı elektron deneyindeki keşfinden beri nadir toprak çekirdekleri elektron saçılma deneyleri ve NRF tekniği ile sistematik olarak araştırılmaktadır.



Şekil 4.1 Deforme çekirdeklerde makas modun şematik gösterimi

Deforme olmuş çekirdeklerde makas mod düşük seviyeli M1 uyarımının tahmini [15] ve keşfi [16], nükleer spektroskopideki önemli gözlemlerden biridir. Bu küresel modun birçok foton ve elektron dağılımı deneylerinden iyi bilinen yaygın özellikleri deforme olmuş nadir toprak çekirdeklerde 3 MeV dolaylarında alçak bir uyarım

enerjisine sahip olması ve orta kabuk nadir toprak çekirdekleri için $3\mu_N^2$ civarında toplam $B(M1)\uparrow$ gücüne sahip olmasıdır.

Makas modun en önemli kanıtı Ziegler tarafından ' δ^2 kanunu'nun keşfidir [17]. Mikroskobik, cebirsel, geometrik ve fenomenik birçok modelde makas modun enerji ve uyarma gücünü tahmin etmek için yoğun çaba gösterilir. Bu modellerin neredeyse hepsinde deformasyon parametresi δ ile uyarma gücü arasında kuadratik bir bağımlılık öngörülür. ' δ^2 kanunu' orta kabuğa doğru hafif nadir çekirdeklerde makas mod uyarma kuvvetinin doymuşluğunu gösterir.

Sm ve Nd izotop zinciri içindeki kararlı çift-çift çekirdekler, küreselden deforme çekirdeklere geçişteki düşük seviyeli M1 gücünün davranışını incelemek için uygundur (küresel ^{144}Sm ve ^{142}Nd ile başlayan ve deforme olmuş ^{154}Sm ve ^{150}Nd ile sona eren izotop zincirleri).

Biçim geçişi ve orbital M1 gücüne etkisi sırasıyla Stuttgart Dynamitron'daki çift-çift Nd çekirdekleri ($^{142,146,148,150}\text{Nd}$) [18] ve Darmstad S-DALINAC'da Sm izotopları ($^{144,148,150,152,154}\text{Sm}$) [19] üzerinde yapılan sistematik NRF deneyleri ile detaylı bir şekilde araştırılmıştır. Darmstad grubu ilk olarak toplam orbital kuvvetin δ^2 ile doğrusal olarak yükseldiğini göstermiştir (bu etki günümüzde ' δ^2 kanunu' olarak adlandırılır). Bu deformasyon bağımlılığı daha sonra $^{142,146,148,150}\text{Nd}$ çekirdekleri için NRF deneyleri aracılığıyla araştırılmıştır [20].

Makas modun deneysel gözlemden bu yana bu modun güç sistematiklerini, uyarılma enerjilerini ve parçalanmalarını açıklayabilmek için birçok teorik çalışma gerçekleştirilmiştir. Makas durumlarının mikroskobik yapısını açıklamaya çalışan farklı RPA hesaplamaları da bulunmaktadır [21]. Bu çalışmalarda çoğunlukla deforme nadir toprak elementlerindeki makas mod araştırılmıştır. Bununla birlikte diğer kuvvetli deforme çekirdekler olan aktinitler için de orbital ve spin M1 güç dağılımlarının mikroskobik çalışmaları yapılmıştır [22].

Bu çalışmada Sm ve Nd izotoplarının toplam B(M1)'lerinin δ^2 'ye bağımlılığı QRPA metodu çerçevesinde teorik olarak incelenmiş ve sonuçlar deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Bir sonraki alt bölümlerde Sm ve Nd izotopları üzerinde yapılan hesaplamalar ve deneysel sonuçları ayrı ayrı verilmiştir.

4.2 Sm İzotoplarının Orbital Manyetik Gücünün δ^2 Bağımlılığı

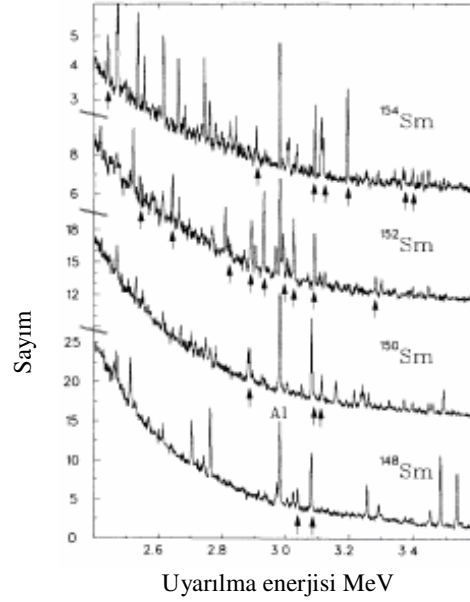
Kolektif nükleer uyarılmalarda nötron-proton etkileşmelerinin rolü uzun yıllardır araştırma konusudur. Dev dipol rezonanslarının keşfinden hemen sonra bunlar, protonlara karşı bir bütün şeklinde faz dışı salınan nötronların izovektör hacim titreşimleri olarak yorumlanmıştır [23].Yüksek kararlılıklı elastik olmayan elektron dağılımlarıyla, ağır deforme olmuş çekirdeklerdeki M1 uyarımlarının keşfi [16] deneysel ve teorik alanlarda bir dizi detaylı araştırmaya yol açmıştır [24]. Bu uyarımlar bugün hala, nötron-proton etkileşimli bozon modelinde 'karışık simetri durumları' için en iyi kanıtı teşkil etmektedir [25].

Deneyler genel olarak daha fazla seviyeye bölünmeyi gösteriyor iken, makroskobik hesaplamalar, orbital M1 kuvvetinin bir ya da birkaç durumda olabileceği tahmininde bulunur [24,26]. Bu farklılık iki kuazi parçacık uyarımlarıyla yorumlanır[27].

Nilsson modeli çerçevesinde nadir toprak bölgesindeki M1 gücünün sistematik bir çalışması [28] nicel olarak kuadropol taban durumu deformasyonu ile orbital manyetik dipol gücü arasında direkt bir ilişki ortaya koymuştur. Bu bulgu ayrıca, 'Etkileşim -Bozon Modeli (IBM)' ile de uyumludur [29]. Küresel olmayan çekirdeğin döndüğü ya da titrediği durumda indirgenmiş M1 geçiş gücü $N_\pi N_\nu / (N_\pi + N_\nu)$ ile orantılıdır. Burada N_π ve N_ν proton ve nöron bozonları değerlik sayısıdır. Bu yüzden M1 geçiş gücü verilen bir dizi izotop içinde sadece nötron sayısının fonksiyonu değil, baskın olarak, taban durumunun kuadropol nükleer deformasyonundan sorumlu nötron-proton etkileşmesinin bir fonksiyonudur [30]. Bu modelin yanında, indirgenmiş M1 geçiş kuvveti için deformasyon parametresini ihtiva eden diğer hesaplamalar mevcuttur ve bunlardan bazıları rastgele faz yöntemi öngörüleridir [31–33]. Referans [34]'de listelenen bu öngörüler bütünüyle M1 geçiş

gücünün deformasyon parametresine lineer bağıllığını işaret eder. Ziegler ve arkadaşlarının çalışmasının öncesinde neredeyse bütün deneysel bilgi [24] hemen hemen aynı deformasyon parametresine sahip çekirdeklerle ($\delta \approx 0.20-0.25$) sınırlı olduğundan, orbital M1 gücünün deformasyon parametresine bağımlılığının önemli yönleri tümüyle araştırılmamıştır. Ziegler ve grubu deformasyon parametreleri ~ 3.5 faktörü kadar değişen çift-kütleli Samaryum izotoplarında sistematik bir orbital M1 gücü çalışması yapmıştır. Daha önce Metzger ^{144}Sm üzerindeki NRF spektrumunu ölçmüştür ($\delta=0.078$) [35]. Ziegler grubu ^{148}Sm ($\delta = 0.122$), ^{150}Sm ($\delta = 0.164$), ^{152}Sm ($\delta = 0.249$) ve ^{154}Sm ($\delta = 0.274$) için ölçüm sonuçları rapor etmiştir. Mevcut model tartışmaları ve deneysel sonuçlar ağır deforme olmuş çekirdeklerdeki orbital M1 kuvvetlerinin 4 MeV uyarma enerjisi altında olmasıyla ve spin kuvvetinin daha yüksek enerjilerde meydana çıkmasıyla uyuşur.

NRF spektrumu Sm izotopu için S-DALINAC'da elde edilmiştir. Zenginleştirilmiş izotopik hedefler farklı uyarılma bölgelerini incelemek için, 3 ve 5 MeV arasında son nokta enerjilerindeki foton ışınlarıyla 'cw bremsstrahlung' radyasyonuna maruz bırakılmıştır. Deney sonuçlarına göre en küçük deformasyona sahip ^{148}Sm çekirdeği çok az sayıda geçiş sergiler. Geçiş sayısı deformasyon ile artar ve en büyük deformasyona sahip ^{154}Sm çekirdeği için en yüksek geçiş yoğunluğu ortaya çıkar. Ayrıca M1 geçişlerinin 3 MeV uyarma enerjisi etrafında kümелendiği görülür. (Şekil 4.2. [17] referansından)

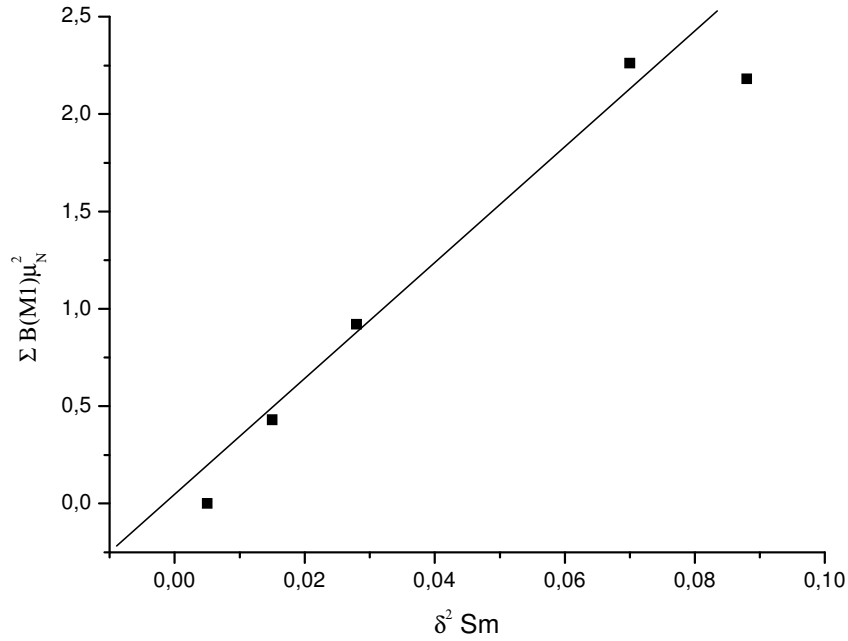


Şekil 4.2. Samaryum izotopları için Nükleer Rezonans Floresans Spektrumu

Ölçümlere göre tüm incelenen çekirdekler 3 MeV uyarılma enerjisi etrafında $B(M1)\uparrow$ (0,3–0,8) μ_N^2 arasında olan bir veya iki güçlü M1 geçişine sahiptir. Daha düşük geçiş gücüne sahip seviyelerin sayısı daha fazladır. [17] referansında ikinci olarak M1 geçiş gücünün deformasyona bağımlılığı araştırılmış, sonuçlar Sm çekirdeklerine ait bazı özellikler ile birlikte Tablo 4.1’te verilmiştir.

Tablo 4.1. Sm izotop zincirine ait bazı sabitler ve deneyden elde edilen toplam $B(M1)$ gücü

çekirdek	proton	nötron	$\sum B(M1)$ deney	β_2	δ	δ^2
^{144}Sm	62	82	0.00	0.0881	0.076	0.005
^{148}Sm	62	86	0.43	0.1423	0.123	0.015
^{150}Sm	62	88	0.92	0.1931	0.167	0.028
^{152}Sm	62	90	2.26	0.3055	0.265	0.070
^{154}Sm	62	92	2.18	0.3410	0.296	0.088



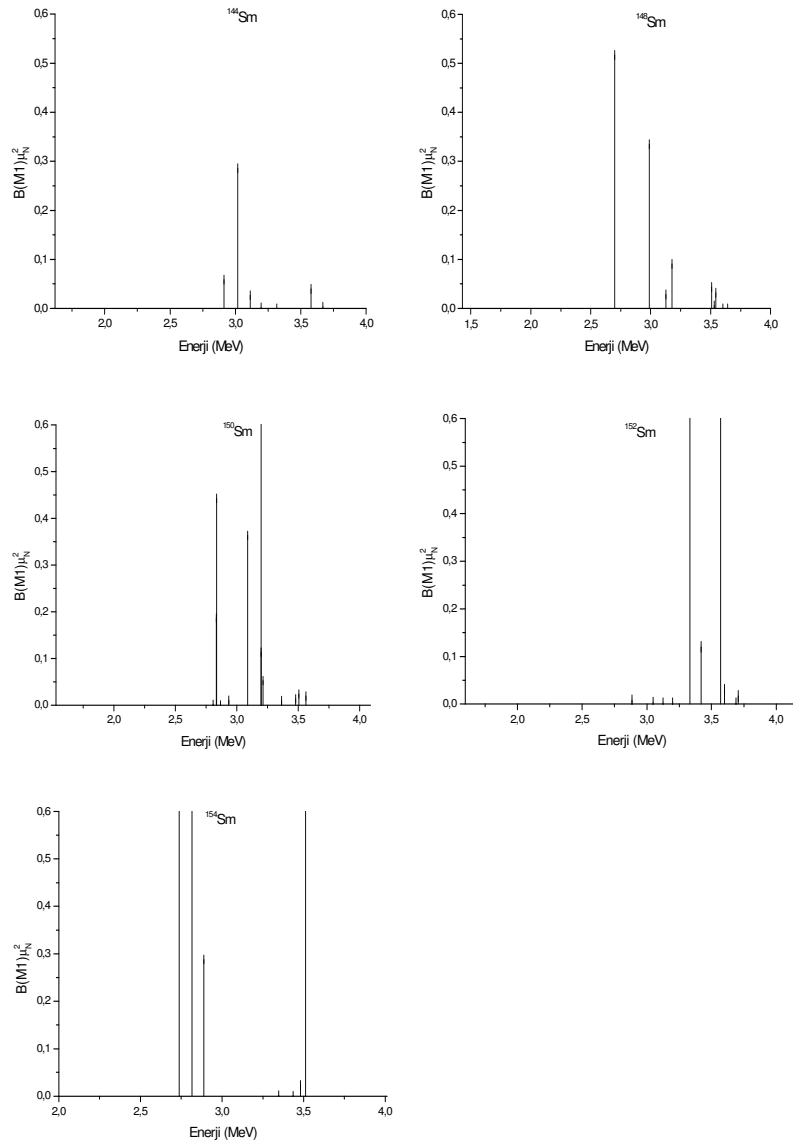
Şekil 4.3. Sm izotopları için toplam B(M1)'in δ^2 bağımlılığı [17]

Şekil 4.3'de deneyden elde edilen $\Sigma B(M1)$ değerleri deformasyon parametresinin karesine (δ^2) göre çizilmiş ve iki değişken arasında lineer bir bağıntı olduğu gösterilmiştir.

Bu çalışmada $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ izotoplarının makas mod bölgesinde QRPA çerçevesinde hesaplaması yapılmıştır. Hesaplamalardan deney [17] sonuçlarına benzer şekilde 3 MeV dolaylarında yüksek B(M1) değerlerine sahip birkaç enerji seviyesi elde edilmiştir. Sonuçlar şekil 4.4'de verilmiştir. Hesaplamalar için kullanılan sabitler Tablo 4.2'de verilmektedir.

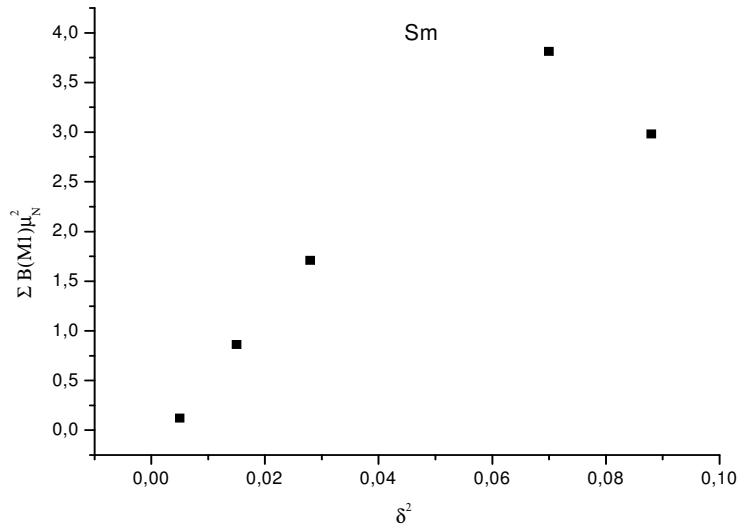
Tablo 4.2. Sm izotopları için 2.7-3.7 MeV enerji bölgesinde elde edilen toplam B(M1) değerleri ve kullanılan sabitler

çekirdek	proton	nötron	Cn	Cp	(-)λn	(-)λp	β_2	δ	$\Sigma B(M1)$ teorik
^{144}Sm	62	82	0.80	1.03	6.098	5.655	0.0881	0.076	0.128
^{148}Sm	62	86	1.01	„	6.468	„	0.1423	0.123	0.868
^{150}Sm	62	88	1.16	„	6.502	„	0.1931	0.167	1.718
^{152}Sm	62	90	1.15	„	6.400	„	0.3055	0.265	3.810
^{154}Sm	62	92	1.12	„	6.443	„	0.3410	0.296	2.984



Şekil 4.4. Sm izotoplarının makas mod bölgesindeki B(M1) geçişleri

Bundan başka, δ^2 'ye bağımlılığı inceleyebilmek amacıyla her izotop için $\sum B(M1)$ değerleri makas mod aralığında hesaplanmış ve deneyin verdiği sonuçlarla kıyaslanmıştır. Hesaplamalar deneyden büyük $\sum B(M1)$ verse bile, deneyle uyumlu olarak $\sum B(M1)$ 'in δ^2 'ye (^{154}Sm dışında) lineer bir bağıllık olduğu görülmüştür (Şekil 4.5).



Şekil 4.5. Sm izotopları için toplam B(M1)'in δ^2 bağımlılığı (QRPA)

4.3. Nd İzotoplarının Orbital Manyetik Gücünün δ^2 Bağımlılığı

Makas modu araştırmak için pek çok elektron ve foton saçılma deneyleri gerçekleştirilmiştir [24–36]. Küresellikten iyi deforme olmuş nükleer şekle geçiş detaylı olarak NRF deneyleri ile çift-çift Sm çekirdeklerinin yanı sıra (Bakınız bölüm 4.2) Nd çekirdeklerinde araştırılmıştır. [18–37] Sm üzerine yapılan deneyler toplam orbital M1 gücünün deformasyon parametresinin karesi ile orantılı değiştiğini göstermiştir [17]. Bu gözlem yeni teorik çalışmaları beraberinde getirmiştir.

Çift Nd çekirdekleri ($^{142,146,148,150}\text{Nd}$), Sm izotoplarından 2 az protona sahiptir ve küresellikten deformasyona geçişi çalışmak için önemli bir izotopik zincir oluşturur. Bu çekirdekler NRF deneylerinde araştırılmıştır [20].

Deneyler S-DALINAC'da yapılmıştır. Deneyden elde edilen B(M1) geçiş güçlerinin enerjiye bağımlılığı incelendiğinde sadece deforme ^{150}Nd çekirdeği için 3 MeV dolayında bir enerji seviyeleri kümelenmesine rastlandığı görülür. Oysa diğer Nd geçiş çekirdekleri için enerji aralığı 2 ile 4 MeV arasındadır.

Nd üzerine yapılan çalışmalarda $\sum B(M1)$, δ^2 yerine β_2^2 'ye göre çizilmiştir. β_2 deformasyon parametresi indirgenmiş geçiş olasılığı B(E2) ile direkt bağlı ve kuadrupol ile

$$\beta_2 = \frac{4\pi}{3} \frac{1}{ZR_0^2} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \quad (4.1)$$

şeklinde orantılıdır. Burada Z, atom numarası, R_0 , 1.2 fm'ye karşılık gelir.

Deformasyon parametresi δ ile β_2 arasında

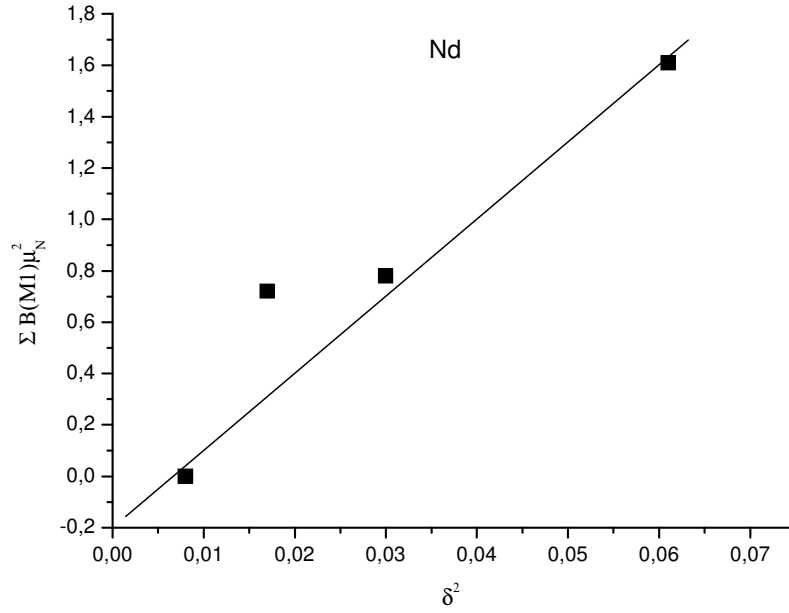
$$\delta = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2 - \frac{15}{8\pi} \beta_2^2 + \dots \quad (4.2)$$

bağıntısı vardır [38]. Nadir toprak bölgesinde β_2 ve δ , %30'dan az birbirinden farklıdır.

Deney sonuçları şekil 4.6'da ve kullanılan sabitler tablo 4.3 de verilmiştir. Grafik β_2^2 yerine δ^2 'ye göre çizilmiştir. Sonuçların δ^2 kanununun güvenilir bağımsız bir onayı olduğu görülmektedir [18].

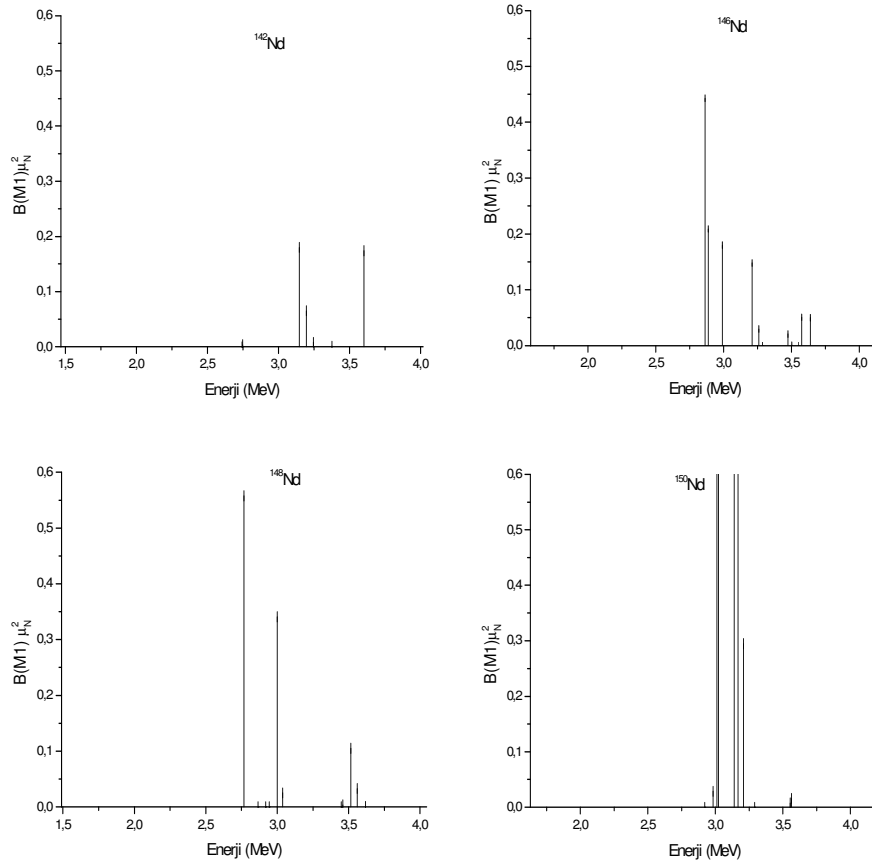
Tablo 4.3. Nd izotopları için deneysel toplam B(M1) değerleri ve sabitler tablosu

çekirdek	Proton	nötron	$\sum B(M1)$ deney	β_2	δ	δ^2
^{142}Nd	60	82	0.00	0.0926	0.091	0.008
^{146}Nd	60	86	0.72	0.1524	0.131	0.017
^{148}Nd	60	88	0.78	0.2036	0.176	0.030
^{150}Nd	60	90	1.61	0.2848	0.247	0.061



Şekil.4.6. Nd izotopları için $\Sigma B(M1)-\delta^2$ grafiği [37]

$^{124,146,148,150}\text{Nd}$ izotopları için QRPA çerçevesinde makas mod bölgesine ait (2.7-3.7 MeV) ait $I^\pi K = 1^+1$ seviyelerinin enerji ve B(M1) geçiş güçleri incelenmiş ve B(M1) geçiş gücü sözü geçen izotoplar için Şekil 4.7’de verilmiştir.



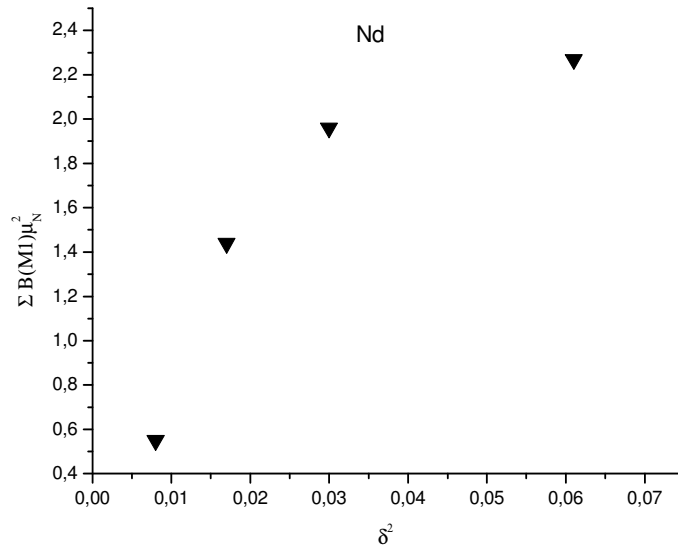
Şekil4.7. Nd izotoplarının makas mod bölgesindeki B(M1) geçişleri

Şekilde görüldüğü gibi deney sonuçlarına benzer olarak özellikle ^{150}Nd izotopunun enerji seviyeleri 3 MeV dolayında kümelenmektedir. Diğer Nd çekirdeklerinin enerji seviyeleri 2-4 MeV aralığında daha geniş bir bölgeye yayılmaktadırlar.

$^{124,146,148,150}\text{Nd}$ izotopları için $\sum B(M1)$ gücünün δ^2 'ye bağımlılığı makas mod bölgesinde incelendiğinde deney sonuçlarına benzer olarak kaba bir lineer bağımlılık görülmektedir (Şekil 4.8). Tablo 4.4'de teori için kullanılan sabitler verilmiştir.

Tablo 4.4. Nd izotopları için QRPA da toplam B(M1) değerleri ve sabitler tablosu

çekirdek	proton	nötron	Cn	Cp	(-)λn	(-)λp	β ₂	δ	ΣB(M1) teorik
¹⁴² Nd	60	82	0.80	0.97	6.098	5.588	0.0926	0.091	0.559
¹⁴⁶ Nd	60	86	1.01	„	6.468	„	0.1524	0.131	1.449
¹⁴⁸ Nd	60	88	1.16	„	6.502	„	0.2036	0.176	1.961
¹⁵⁰ Nd	60	90	1.15	„	6.400	„	0.2848	0.247	2.275

Şekil.4.8. Nd izotopları için ΣB(M1)'in δ² bağımlılığı (QRPA)

BÖLÜM 5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu çalışmada çift-çift $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ ve $^{142,146,148,150}\text{Nd}$ izotoplarına ait Makas Mod bölgesinde (2.7-3.7 MeV) enerji seviyeleri ve bunlara karşılık gelen M1 geçiş güçleri Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde hesaplanmış, δ^2 yasası olarak bilinen ve yukarıdaki izotop zincirleri için toplam $B(M1)$ 'in deformasyon parametresinin karesiyle lineer değişimini ifade eden yasanın bu yaklaşım çerçevesinde geçerliliği araştırılmıştır. Bu amaçla hesaplamalardan elde edilen sonuçlar çeşitli deneylerden elde edilen verilerle karşılaştırılmıştır. Varılan sonuçlar aşağıda özetlemiştir:

a) $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ ve $^{142,146,148,150}\text{Nd}$ izotopları için QRPA metodu kullanılarak yapılan hesaplamalarda toplam $B(M1)$ geçiş gücü ile deformasyon parametresinin karesi arasında deney sonuçlarıyla genel bir tutarlılık içinde lineer bir bağımlılık olduğu görülmüştür.

b) Lineerliğin özellikle ^{154}Sm ve ^{146}Nd izotopları için bozulduğu saptanmıştır.

c) $^{148,150,152,154}\text{Sm}$ ve $^{142,146,148,150}\text{Nd}$ izotopları için M1 geçiş sayılarının deney sonuçlarıyla tutarlı olarak 2–4 MeV arasında kümелendikleri görülmüştür.

d) Makas Mod bölgesinde hesaplamalardan elde edilen yüksek $B(M1)$ değerlerine sahip enerji seviyelerinin sayısı, dolayısıyla parçalanma, deneylerden elde edilenlere göre daha az olsa bile toplam $B(M1)$ olarak kabaca bir tutarlılık olduğunu söylemek mümkündür. Bununla birlikte, Rotasyonel-invaryant QRPA çerçevesinde bu çekirdekler için yeniden yapılacak hesaplamaların parçalanmayı ve dolayısıyla deney sonuçlarına uyumu artıracağı beklenmektedir [39].

KAYNAKLAR

- [1] SERWAY A.R., For Scientists & Engineers with Modern Physics, Chicago, (1992).
- [2] SOLOVIEV V. G., Theory of Complex Nuclei, Pergoman Pres, New York, (1976).
- [3] NILSSON S. G., DANSKE K., Vidensk Selsk Met. Fys. Medd, 29, (1955).
- [4] GEDIKOĞLU A.,Çekirdek Fiziğine Giriş, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi, Trabzon (1988).
- [5] JELLEY N. A., Fundamentals of Nuclei Physics,Cabridge Univ. Press, (1990).
- [6] SOLOVIEV V. G., Effect of Pairing Superfluid Correlations on the Properties of Atomic Nuclei, Atomiz dat, Moscow, (1963); Selected Topics in Nuclear Theory, P.233 IAEA, Vienna, (1963).
- [7] BOHR A. and MOTTELSON B., Nuclear Structure, Vol.1, Benjamin, NewYork and Amsterdam, (1969).
- [8] LANE A. M., Nuclear Theory, Benjamin, New York and Amsterdam, (1964).
- [9] BOGOLYUBOV N. N., Lectures on Quantum Statitics, Sovetskaya Shkola, Kiev, 1949, (translation, Gordon & Breach, New York, (1967).
- [10] BOHM D. and PINES D., Phys. Rev. 92, 609 (1953); Sawada K., Phys, Rev, 106, 372, (1957).
- [11] TAMM I. E., J. Phys. (USSR) 9, 449, (1945).
- [12] DANCOFF S. M., Phys. Rev, 78, 382, (1950).
- [13] FOCK V. A., Sov. Phys. 6, 425, (1934).
- [14] RING P. and SHUCK P., The Nuclear Many Body Problem, Sprenger-Verlay, Berlin, (1980).
- [15] LO IUDICE N. and PALUMBO F., Phys. Rev. Lett. 41, 1532-1534, (1978).

- [16] RÍCHTER A. , Proc. Of the Int. Conf. On Nuclear Phys. , Florence(Italy), (Blasi P. And Ricci R.A., eds), Tipografica Cpmpositoni, Bologna, Vol. 2, pp. 189-217, (1983)
- [17] ZIEGLER W., et al. , Phys. Rev. C65, 2515 (1990)
- [18] MARGRAF J., et al. , Phys.,Rev. C47, 1474 (1993)
- [19] ZIEGLER W., et al. , Nucl. Phys. Rev. A564, 366 (1993)
- [20] PITZ H., HEIL R.D., KNEISSL I., LINDEN S., SCEIRANN W., WESSELHORG C., ZILUES A., BRENTANO P., HOBLIT S.D. AND AM NATHAN. Nucl. Phys. A509. 587 (1990).
- [21] 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).
- [22] 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).
- [23] GOLDHABER M., and TELLER E., Phys. Rev. 74. 1046 (1948).
- [24] RICHTER A., For a summary, Nucl. Phys. A507, 99 (1990).
- [25] IACHELLO F., Phys. Rev. Lett. 53, 1427 (1984).
- [26] KASTEN B., HEIL R.D., BRENTANO P.V, BUTLER P.A, HOBLITT S.D., KNEISSL U., LINDCNSTRUTH S., MÜLLER O., PÍTZ H.H, ROSE K.W, SCHARFE W., SCHUMACHER M., SEEMANN U., WEBER TH., WESSELBORG C.. and ZILGES A., Phys. Rev. Lett. 63, 609 (1989).
- [27] ZAWISCHA D., MACFARLANE M., and SPETH J.,Phys. Rev C42, 1461 (1990).
- [28] DE COSTER C., HCYDC K. Phys . Rev. Lett. 63, 2797 (1989),
- [29] SCHOLTEN O, HEYDE K., VAN ISACKER P., JOLIE J., MORCAU J., WAROQUIER M., and SAO J., Nucl. Phys., A438, 41 (1985).
- [30] CASTCN R. F., BRENNER D. S., and HAUSTEIN P. E., Phys. Rev. Lett, 58, 658 (1987),
- [31] BES D.R.and BROGLIA R. H., Phys. Lett. B137, 141 (1984)
- [32] HAMAMOTO L. and ABERG S., Phys. Lett. B145, 163 (1984).

- [33] KURASAWA H. and SUZUKI T., Phys. Lett. B144, 151 (1984).
- [34] BOHLE D., KÜCHLER G., RÍCHTER A. and STEFFEN W., Phys, Lett B148, 260 (1984)
- [35] METZGER F., Phys. Rev. C17. 939 (1978).
- [36] KNEISSL U., Prog. Part. Nuch. Phys., C28, 331(1992)
- [37] ECKERT T., et al., Phys. Rev. C56, 1256 (1997)
- [38] LABNER K., VETHER M., HONIG V., Nucl. Data Tables, A7, 495 (1970)
- [39] AKKAYA R., KULIEV A.A., İLHAN M. , GULIYEV E. , SALAMOV C. SELVI S., Rotational-Invariant Model of The States with $K = 1$ and Their Contribution to the Scissors Mode, International Journal of Physics e, Vol.9 249-261, (2000)

EKLER

Ek. A. Süperakışkan Model İle İlgili Ara İşlemler

a. Taban durumunda Ψ_0 durumunda $H_0(n)$ Hamiltoniyenin beklenen değeri:

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

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

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

eşitliklerinden ve $\alpha_{s\sigma} \Psi_0 = 0$, $\Psi_0^* \alpha_{s\sigma}^+ = 0$ ifadelerinden hareketle

$$\begin{aligned} \langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle_0 &= \langle | (u_s \alpha_{s,-\sigma}^+ + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}) (u_s \alpha_{s,-\sigma} \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+) | \rangle_0 \\ &= \langle | u_s^2 \alpha_{s,-\sigma}^+ \alpha_{s,-\sigma} + \sigma u_s v_s (\alpha_{s,-\sigma}^+ \alpha_{s\sigma}^+ + \alpha_{s\sigma} \alpha_{s,-\sigma}) + v_s^2 \alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+ | \rangle_0 \\ &= v_s^2 \langle | \alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+ | \rangle_0 \quad (\alpha_{s\sigma} \alpha_{s\sigma}^+ = 1 - \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma}) \text{ dır} \\ &= v_s^2 - v_s^2 \langle | \alpha_{s\sigma}^+ \alpha_{s\sigma} | \rangle_0 \quad \langle \Psi_0^* \alpha_{s\sigma}^+ | = 0 \text{ dır} \\ &\quad \downarrow \\ &\quad 0 \end{aligned}$$

$\langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle_0 = v_s^2$ ifadesi kalır.

Bu ifade genel tanımda $\langle | a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} | \rangle_0 = v_s^2 \delta_{\sigma\sigma'}$ yazılır.

Şimdi $\langle | a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s-} a_{s+} | \rangle_0$ ifadesini bulalım,

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

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

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

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

$$\mathbf{a}_{s'-} = \mathbf{u}_s \alpha_{s'+} + \mathbf{v}_s \alpha_{s'-}^+$$

$$\mathbf{a}_{s'+} = \mathbf{u}_s \alpha_{s'-} + \mathbf{v}_s \alpha_{s'+}^+ \quad \text{ifadeleri bulunur.}$$

$$\langle | \mathbf{a}_{s'+}^+ \mathbf{a}_{s'-}^+ \mathbf{a}_{s'-} \mathbf{a}_{s'+} | \rangle_0 =$$

$$\langle | (\mathbf{u}_s \alpha_{s'-}^+ + \mathbf{v}_s \alpha_{s'+}^+) (\mathbf{u}_s \alpha_{s'+}^+ - \mathbf{v}_s \alpha_{s'-}^+) (\mathbf{u}_s \alpha_{s'+} - \mathbf{v}_s \alpha_{s'-}^+) (\mathbf{u}_s \alpha_{s'-} + \mathbf{v}_s \alpha_{s'+}^+) | \rangle_0$$

$$= \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \langle | \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+}^+ (\mathbf{u}_s \alpha_{s'+} - \mathbf{v}_s \alpha_{s'-}^+) (\mathbf{u}_s \alpha_{s'-} + \mathbf{v}_s \alpha_{s'+}^+) | \rangle_0 -$$

$$\mathbf{v}_s^2 \langle | \alpha_{s'+} \alpha_{s'-} (\mathbf{u}_s \alpha_{s'+} - \mathbf{v}_s \alpha_{s'-}^+) (\mathbf{u}_s \alpha_{s'-} + \mathbf{v}_s \alpha_{s'+}^+) | \rangle_0$$

$$= \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \langle | \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+}^+ (\mathbf{u}_s^2 \alpha_{s'+} \alpha_{s'-} + \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s (\alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ - \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'-}) - \mathbf{v}_s^2 \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+) | \rangle_0 -$$

$$\mathbf{v}_s^2 \langle | \alpha_{s'+} \alpha_{s'-} (\mathbf{u}_s^2 \alpha_{s'+} \alpha_{s'-} - \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s (\alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ - \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'-}) - \mathbf{v}_s^2 \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+) | \rangle_0$$

$$\begin{array}{ccc} \Downarrow & & \Downarrow \\ 0 & & 0 \end{array}$$

$$= \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \langle | \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+}^+ (\mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ - \mathbf{v}_s^2 \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+) | \rangle_0 -$$

$$\mathbf{v}_s^2 \langle | \alpha_{s'+} \alpha_{s'-} (\mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ - \mathbf{v}_s^2 \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+) | \rangle_0$$

$$= \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \langle | \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 - \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s^2 \langle | \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 -$$

$$\mathbf{v}_s^2 \mathbf{u}_s \mathbf{v}_s \langle | \alpha_{s'+} \alpha_{s'-} \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 + \mathbf{v}_s^2 \mathbf{v}_s^2 \langle | \alpha_{s'+} \alpha_{s'-} \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0$$

$$\alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ = 1 - \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+} \quad , \quad \alpha_{s'+} \alpha_{s'+}^+ = 1 - \alpha_{s'+}^+ \alpha_{s'+} \quad \text{bu ifadeler yukarıda yerlerine yazılıp}$$

$$\alpha_{s\sigma} \Psi_0 = 0 \quad \text{ve} \quad \Psi_0^* \alpha_{s\sigma}^+ = 0 \quad \text{koşulları uygulanırsa;}$$

$$\alpha_{s-} \alpha_{s'-}^+ = \delta_{ss'} - \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s-}$$

$$\begin{array}{ccc} 0 & & 0 \\ \uparrow & & \uparrow \end{array}$$

$$\begin{aligned} \langle | a_{s^+}^+ a_{s^-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \rangle_0 &= u_s u_{s'} v_s v_{s'} \langle | \alpha_{s^+} \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 - u_s v_s v_{s'}^2 \langle | \alpha_{s^+}^+ \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 - \\ & v_s^2 u_{s'} v_{s'} \langle | \alpha_{s^+} \alpha_{s^-} | \rangle_0 + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \langle | \alpha_{s^+} \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 + v_s^2 v_{s'}^2 \langle | \alpha_{s^+} \alpha_{s^-}^+ \alpha_{s'-}^+ \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 \\ & \qquad \qquad \qquad \downarrow \\ & \qquad \qquad \qquad 0 \end{aligned}$$

$$\langle | a_{s^+}^+ a_{s^-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \rangle_0 = u_s v_s u_{s'} v_{s'} \langle | \alpha_{s^+} \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0 + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \langle | \alpha_{s^+} \alpha_{s'+}^+ | \rangle_0$$

$$\alpha_{s^+} \alpha_{s'+}^+ = 1 - \alpha_{s^+}^+ \alpha_{s'+} \quad \text{ve} \quad \alpha_{s^+} \alpha_{s'+}^+ = \delta_{ss'} - \alpha_{s^+}^+ \alpha_{s'+} \quad \text{olduğundan}$$

$$\langle | a_{s^+}^+ a_{s^-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \rangle_0 = u_s v_s u_{s'} v_{s'} + v_s^2 v_{s'}^2 \delta_{ss'} \delta_{ss'} \quad \text{bulunur.}$$

Bu ifadeyi genel formda;

$$\langle | a_{s^+}^+ a_{s^-}^+ a_{s'}^- a_{s'+}^- | \rangle_0 = u_s v_s u_{s'} v_{s'} - v_s^4 \delta_{ss'} \quad \text{şeklinde yazılabilir.}$$

Hamiltoniyenin beklenen değeri;

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

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

şeklinde yazılır.

$$E(s) = E_0(s) - G_N \frac{v_s^2}{2} \quad (\text{A.1})$$

ifadesinden $E_0(s)$ 'yi çekip, ortalama değer ifadesinde yerine koyarsak

Hamiltoniyen;

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

$$\langle | H_0(n) | \rangle = \sum_s 2\{E(s) - \lambda_n\} v_s^2 - G_N \sum_s u_s v_s \sum_s u_s v_s \delta_{ss'} \quad (\text{genel form}) \quad (\text{A.3})$$

b. u_s^2 ve v_s^2 ifadelerinin çıkarılışı:

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

$$C_n = G_N \sum_s u_s v_s \quad (A.5)$$

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.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

çıkarılışı:

$$Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{\psi_{ss'}^i C_{ss'} - \varphi_{ss'}^i C_{ss'}^+\} \quad (\text{A.6})$$

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{\psi_{ss'}^i C_{ss'}^+ - \varphi_{ss'}^i C_{ss'}\} \quad (\text{A.7})$$

(A.4) ifadesi $\sum_{ss'} \psi_{ss'}^i$ ile, (A.5) ifadesi $\sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i$ ile çarpılıp, her iki ifade taraf tarafa

toplanırsa

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

$$\sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i \psi_{ss'}^i C_{ss'} - \sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i \varphi_{ss'}^i C_{ss'}^+ \right) \quad (\text{A.8})$$

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

$\sum_{\mu} (\psi_{\mu}^2 - \varphi_{\mu}^2) = 1$ olduğunu göz önüne alarak (A.8) 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 (A.4) terimi $\sum_{ss'} \varphi_{ss'}^i$ ile, (A.5) 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.

Ek. B. Sm ve Nd İzotoplarına Ait Enerji ve Toplam B(M1) Değerleri

Tablo B.1. 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			
ΣB(M1)=0,556 μ _N ²			ΣB(M1)=1,092 μ _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						
ΣB(M1)=2,192 μ _N ²			ΣB(M1)=2,502 μ _N ²			ΣB(M1)=2,889 μ _N ²		

Tablo B.2. 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			

ÖZGEÇMİŞ

Önder Arık, 21.08.1976 da Akyazı'da doğdu. İlköğretimini Konuralp İlkokulunda, ortaöğretimini Akyazı Lisesinde tamamladı. 1995 yılında Atatürk Üniversitesi Fizik Öğretmenliği bölümünü kazandı. 1999 yılında mezun olup öğretmenlik mesleğine aynı yıl başladı. 2003 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. Halen Yenikent Anadolu Lisesinde fizik öğretmeni olarak çalışmaktadır. Evli ve iki çocuk sahibidir.