

T.C.
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**TEK-A'LI ¹⁵³⁻¹⁷⁹Yb İZOTOPLARININ TABAN
DURUM MANYETİK MOMENTLERİNİN
ARAŞTIRILMASI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Öznur SARIBAŞ

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Emre TABAR

Ağustos 2020

BEYAN

Tez içindeki tüm verilerin akademik kurallar çerçevesinde tarafımdan elde edildiğini, görsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçların akademik ve etik kurallara uygun şekilde sunulduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezde yer alan verilerin bu üniversite veya başka bir üniversitede herhangi bir tez çalışmasında kullanılmadığını beyan ederim.

Öznur SARIBAŞ

31.08.2020



TEŞEKKÜR

Yüksek lisans eğitiminin boyunca değerli bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım, her konuda bilgi ve desteğini almaktan çekinmediğim, araştırmanın planlanmasından yazılmasına kadar tüm aşamalarında yardımlarını esirgemeyen, teşvik eden, aynı titizlikte beni yönlendiren değerli hocalarım Doç. Dr. Emre TABAR'a ve Doç. Dr. Hakan YAKUT'a teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmam boyunca bana yardımcı olan her türlü konuda desteğini, bilgisini esirgemeyen Gamze HOŞGÖR'e, Elif KEMAH'a, Hüseyinqulu QULIYEV'e, Osman KAPTAN'a teşekkür ederim.

Hayatımın her alanında olduğu gibi lisansüstü eğitiminin boyunca beni yalnız bırakmayan, desteklerinin hissettiğim, varlıklarıyla güç veren, bana koşulsuz güvenen aileme teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER	ii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	iii
ŞEKİLLER LİSTESİ	iv
TABLolar LİSTESİ	v
ÖZET.....	vi
SUMMARY	vii
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ	1
BÖLÜM 2.	
TEK-A'LI DEFORME ÇEKİRDEKLERİN İÇİN KUAZİPARÇACIK FONON NÜKLEER MODEL (QPNM).....	5
2.1. QPNM'in Tek-A'lı Deforme Çekirdeklerin Taban Durum Manyetik Özelliklerine Uygulanması.....	8
2.2. Manyetik Moment ve Efektif Jiromanyetik Faktörler	13
BÖLÜM 3.	
SAYISAL HESAPLAMALAR.....	16
BÖLÜM 4.	
SONUÇLAR	33
KAYNAKLAR.....	35
ÖZGEÇMİŞ	41

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle numarası
$a^+(a)$: Parçacık üretme (yok etme) operatörü
$\alpha^+(\alpha)$: Kuaziparçacık üretme (yok etme) operatörü
β	: Çekirdeğin Deformasyon parametresi
Δ	: Gap Parametresi
δ	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
Yb	: İterbiyum
g_s	: Spin jiromanyetik faktörü
g_l	: Yörünge jiromanyetik faktörü
$g_s^{eff.}$: Efektif spin jiromanyetik faktörü
g_R	: Dönme jiromanyetik faktörü
I	: Spin
K	: Toplam Açılal Momentumun Simetri Eksenindeki İzdüşümü
KPM	: Kuliev- Pyatov Modeli
λ	: Kimyasal Potansiyel
π	: Parite
$Q^+(Q)$: Fonon üretme (yok etme) operatörü
QPNM	: Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model
QTDA	: Kuaziparçacık Tamm-Dancoff Yaklaşımı
σ	: Spin Operatörü
μ	: Manyetik moment

ŞEKİLLER LİSTESİ

- Şekil 3.1. ^{167}Yb çekirdeğinin teorik g_K ve g_s^{eff}/g_s^r faktörlerinin κ 'ya göre değişimi. 18
- Şekil 3.2. (a) Korun $K^\pi=0^+$ uyarılmalarının g_s^{eff}/g_s^r faktöre katkısı. (b) ^{168}Yb çekirdeğinde $K^\pi=0^+$ uyarılmalarının 1 MeV enerji aralığında QRPA ile hesaplanan toplam $M1$ gücü. 25
- Şekil 3.3. ^{170}Yb çekirdeğinde $I^\pi=1^+$ uyarılmalarının $K=0$ ve $K=1$ dallarına ait seviye yoğunluğu. 27
- Şekil 3.4. (a) Korun $K^\pi=0^+$ uyarılmalarının $g_{s_z}^{eff}/g_s^r$ faktöre katkısı. (b) Korun $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının $g_{s_x}^{eff}/g_s^r$ faktöre katkısı. (c) ^{168}Yb çekirdeğinde $K^\pi=0^+$ uyarılmalarının 1 MeV enerji aralığında QRPA ile hesaplanan toplam $M1$ gücü. (d) ^{168}Yb çekirdeğinde $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının 1 MeV enerji aralığında QRPA ile hesaplanan toplam $M1$ gücü. 28
- Şekil 3.5. $g_{s_z}^{eff}/g_s^r$, $g_{s_x}^{eff}/g_s^r$, g_K , a 'nın q ve κ 'ya bağlılığı. 29
- Şekil 3.6. $^{171,177}\text{Yb}$ çekirdeklerinde $b_0(g_K - g_R)$, g_R ve g_K faktörlerin taban durum manyetik momente katkısı. 30
- Şekil 3.7. $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin farklı g_R faktör değerleriyle elde edilen teorik manyetik moment sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması. 31

TABLolar LİSTESİ

- Tablo 3.1. Tek-A'lı $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin taban durum hesaplamalarında kullanılan taban durum Nilsson konfigürasyonları, Δ_n ve Δ_p çiftlenim etkileşme sabitleri, deneysel manyetik moment değerleri ($\mu_{\text{den.}}$), λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri ile ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2). 17
- Tablo 3.2. $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin QPNM ile hesaplanan taban durum seviye yapıları. Burada $(G_{ij}^{Kv})^2$ 'nin normalizasyon şartına katkısı 0.01'den büyük olan seviyeler ile iki-kuaziparçacık (2qp) genliklerinin ($\psi_{ss'}$) fonon dolga fonksiyonuna katkısı % 1.5'ten büyük olan seviyeler alınmıştır. 18
- Tablo 3.3. Çalışmada ele alınan tek kütle numaralı çekirdekler için QPNM kullanılarak hesaplanan taban durum $g_s^{\text{eff.}}/g_s^{\tau}$ ve g_K değerlerinin QTDA, KPM, SPM hesapları ve deneysel veriler ile karşılaştırılması. .. 23
- Tablo 3.4. $^{171,179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin QPNM model ile hesaplanan $g_{s_z}^{\text{eff.}}/g_s^{\tau}$, $g_{s_x}^{\text{eff.}}/g_s^{\tau}$, g_K ve $b_0(g_K - g_R)$ faktörlerinin farklı modeller ile karşılaştırılması. 26

ÖZET

Anahtar kelimeler: Tek-A, Deforme Çekirdek, Manyetik Moment, Spin Polarizasyon, QPNM

Bu tez çalışmasında, periyodik tablonun nadir toprak bölgesinde yer alan tek A'lı $^{153-179}\text{Yb}$ deforme çekirdeklerinin taban durumu manyetik özellikleri ve manyetik dipol uyarılmaları QPNM (Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model) bazında teorik olarak ilk kez incelenmiştir. $K=1/2$ bir çekirdek içinde QPNM yöntem aracılığıyla hesaplama yapılmıştır.

Taban durumlarına ait teorik iç manyetik moment (g_K), efektif spin jromanyetik faktör ($g_s^{\text{eff.}}$) ve manyetik moment (μ) değerleri deneysel verilerle karşılaştırılmış olup her bir çekirdek için spin-spin etkileşme güç parametresi belirlenmiştir. QPNM (Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model) çerçevesinde yapılan hesaplamalar KPM (Kuliev-Pyatov Metodu) ve QTDA (Kuaziparçacık Tamm-Dancoff Yaklaşımı) modelleri ile de karşılaştırılmıştır.

INVESTIGATIONS OF THE GROUND-STATE MAGNETIC MOMENTS OF THE ODD-MASS $^{153-179}\text{Yb}$ ISOTOPES

SUMMARY

Keywords: Odd-Mass, Deformed Nucleus, Spin-Flip, QPNM

In this thesis, the ground state magnetic properties and magnetic dipole excitations of the single $A^{153-179}\text{Yb}$ deformed nuclei located in the rare earth region of the periodic table were theoretically investigated for this first time in the framework of QPNM (Quasiparticle Phonon Nuclear Model). $K=1/2$ is calculated in a core by the QPNM method.

The theoretical values of the ground state magnetic properties such as intrinsic magnetic moment (g_K), effective spin gyromagnetic factor (g_s^{eff}) and magnetic moment (μ) were compared with the available experimental data and the spin-spin interaction parameter was determined for each nuclei under investigation. The results of QPNM calculations were also compared with the results of KPM (Kuliev-Pyatov Method) and QTDA (Quasiparticle Tamm-Dancoff Approximation).

BÖLÜM 1. GİRİŞ

Atomik çekirdeklerin manyetik özellikler sergilediği 1924 yılında Pauli'nin nükleer spin kavramını ortaya atmasından bu yana bilinmektedir [1]. 1930'lu yıllarda nötronun keşfiyle birlikte çekirdeğin nötron-proton teorisinin önerilmesi, nükleer yapı alanındaki öncü çalışmaların özellikle bu iki parçacığın [2-5] ve bazı hafif çekirdeklerin [6-10] manyetik momentlerinin belirlenmesi üzerine yoğunlaşmasına neden olmuştur. 1945 yılına kadar manyetik moment ölçümleri optik spektroskopi ya da moleküler teknikler ile yapılmaktaydı [11]. 1946 yılında *Purcell vd.* [12] tarafından nükleer manyetik rezonans tekniğine dayalı bir ölçüm metodunun önerilmesi ve takip eden yıllarda farklı tekniklerin de geliştirilmesiyle birlikte nükleer moment ölçümleri yeni bir ivme kazanmış oldu [11]. 1951 yılında ilk kez ^{111}Cd çekirdeğinin kısa yarı ömürlü uyarılmış durumlarının manyetik momenti ölçüldü [13]. 1958 yılında Mossbauer tarafından geri tepmesiz rezonans soğurmanın keşfiyle [14] birlikte kısa yarı ömürlü uyarılmaların ölçülmesine olanak sağlayan yeni bir teknik bulunmuş oldu [15,16]. Özellikle 1957 yılında *Roger Blin-Stoyle*'nin "*Nükleer Momentlerin Teorisi*" [17] adı altında kaleme aldığı monografi ile birlikte çekirdeklerin taban durum manyetik momentleri üzerine yapılan deneysel çalışmalarda muazzam bir artış olmuştur [11]. Periyodik tablonun farklı bölgelerinde yer alan tek-A'lı çekirdeklerin taban durumları için ölçülen manyetik moment değerlerine değişik dönemlerde yazılmış derlemelerde ulaşılabilir [18,19].

Bugün çekirdek manyetik momentlerinin ölçülmesinde 40 civarında metodun var olduğu bilinmektedir [20]. Bu metodların neredeyse tamamı çekirdeğin uygulanan dış bir manyetik alan veya atomik ya da moleküler alan ile etkileşmesine dayanmaktadır [11]. Bu deneylerde çoğunlukla ölçülen büyüklük nükleer jromanyetik faktör olarak adlandırılan g -faktördür. Sonrasında $g = \mu/I$ (I spin olmak üzere) ilişkisinden ilgilenilen seviyenin manyetik momenti belirlenir [21,22].

Çekirdeklerin manyetik momentlerine olan ilginin bunca yıl boyunca güncelliğini hiç kaybetmemesinin temelinde, karmaşık nükleer yapı hakkında başka fiziksel gözlenebilirler ile elde edilemeyecek değerli bilgiler sunması yatmaktadır. Bu yönüyle manyetik momentler nükleer modeller için önemli bir test alanı oluşturmaktadır. Çekirdeğin karmaşık yapısını anlamaya yönelik geliştirilen modeller gözlenen pek çok nükleer özelliği açıklamada başarılı olmalarına rağmen bu modellerin çekirdek manyetik momentlerine uygulanmasıyla deney ve teori arasında tatmin edici bir uyum yakalandığı söylenemez.

Çekirdek manyetik momentleri üzerine ilk kapsamlı teorik çalışma 1934 yılında, atomik momentler konusundaki öncü çalışmalarıyla bilinen Lande tarafından gerçekleştirilmiştir [23]. Lande'nin önerdiği model oldukça basit bir kabule dayanmaktaydı. Buna göre, sadece tek bir parçacık, nötron veya proton, çekirdeğin toplam spin ve manyetik özelliklerinden sorumludur, geri kalan parçacıklar ise genel olarak kapalı bir kabuk oluşturmaktadır [23]. 1937 yılına gelindiğinde yaklaşık 50 tane tek- A 'lı çekirdeğin manyetik momenti ölçülmüştü. Bu dönemde Schmidt, hassas ölçümlerle $-2,0 \text{ n.m.}$ ve $2,85 \text{ n.m.}$ olarak belirlenen nötron ve proton manyetik momentlerini Lande'nin modelinde kullanarak hesapladığı manyetik momentleri çekirdek spininin bir fonksiyonu olarak çizmiş ve kendi adıyla anılan diyagramları oluşturmuştur. Schmidt diyagramları çekirdek manyetik momentlerinin limit değerlerini göstermesi bakımında nükleer fizik tarihinde önemli yer tutmasına rağmen ölçülen manyetik momentlerin çok büyük bir kısmı bu eğrilerden sapmaktadır [24]. Deney ve teori arasındaki bu uyumsuzluğu açıklamak özellikle 1950 yıllardan sonra nükleer teorinin önemli bir problemi olmuştur. 1954 yılında Arima ve Horie, teoride gözardı edilen yüksek mertebeli etkileşmelerin hesaplanan manyetik moment değerlerinin Schmidt diyagramlarından sapmasına neden olabileceğini göstermişlerdir [24]. Buna göre tek kalan nükleon ile kordaki nükleonlar arasındaki etkileşmenin spine bağlı kısmı aynı nükleonların spinlerini tek kalan nükleonun spini ile anti-paralel, farklı nükleonların spinlerini de tek kalan nükleonun spini ile paralel yapma eğilimi göstermektedir [25]. Arima-Horie etkisi veya kor polarizasyon olarak isimlendirilen bu olayın tek kütleli çekirdeklere tek kalan nükleonun, korun manyetik dipol uyarılmaları ile etkileşimi ile ortaya çıktığı bilinmektedir [26]. Kor polarizasyon dışında mezonik etkilerin manyetik momentler üzerindeki etkisi de pek çok

araştırmacı tarafından tartışılmış olup bu etkinin orbital jromanyetik faktörün renormalizasyonunda önemli olduğu bilinmektedir [27,28]. Bu nedenle mezonik etkilerin, özellikle manyetik momente esas katkısının orbital jromanyetik kısımdan geldiği büyük spinli seviyeler için dikkate alınması gerekir [29].

Kor polarizasyonu nedeniyle manyetik dipol operatörünün spin kısmının manyetik momente katkısı azalmakta, böylece deneysel olarak gözlenen manyetik moment (μ) değerleri teorik hesaplamalardan sapmaktadır [30-35]. De Boer, teorik hesaplamalarda serbest nükleon spin jromanyetik faktör (g_s) değeri yerine $g_s^{eff} = 0.6 - 0.7 g_s$ olacak şekilde seçilen efektif spin jromanyetik faktörün kullanılmasıyla bu sorunun çözülebileceğini ortaya koymuştur [32]. Ancak teori ve deney arasındaki uyumsuzluğu gidermek için önerilen bu özel g_s değerinin ortaya çıkmasına neden olan fiziksel mekanizmayı teorik olarak açıklayamamışlardır. Kor polarizasyonun teorik izahına yönelik ilk mikroskobik çalışmalar Bochnacki ve Ogaza tarafından tek parçacık spin matris elemanlarının renormalizasyonundan spin-spin etkileşmelerinin sorumlu olduğu kabulü altında pertürbasyon metodu kullanılarak yürütülmüştür [25,31]. Ancak kuaziparçacıklar arasındaki spin-spin etkileşmeleri zayıf olmadığından pertürbasyon metodu kuaziparçacık etkileşimini ve manyetik momentleri uygun şekilde açıklayamaz [36]. Daha sonraki yıllarda spin polarizasyon olayı Kuliev ve Pyatov tarafından çekirdeklerdeki manyetik dipol momentin titreşimleri varsayımından yola çıkılarak Tamm-Dancoff yaklaşımı (TDA) çerçevesinde Nilsson potansiyeli kullanılarak incelenmiştir [30,33,36]. Bu titreşimler çift-çift çekirdeklerde enerji aralığının (gap) üzerindeki 1^+ uyarılmalarını üretir. Bu varsayım üzerine tek-A çekirdeklerindeki spin polarizasyon etkiler, çift korun 1^+ uyarılmaları üzerinden korun dışındaki tek nükleonun saçılmasının bir sonucu olarak yorumlanmıştır [30,33,36]. Daha modern bir yaklaşım, deforme çekirdeklerin yapısını ve çok kutuplu geçiş özelliklerini açıklamada oldukça başarılı olan Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) kapsamında H. Yakut tarafından geliştirilmiş ve taban durumu $K > 1/2$ olan yöntem, $^{137-145}\text{Ce}$ [37], $^{151-159}\text{Eu}$ [38], $^{151-161}\text{Gd}$ [38], $^{155-165}\text{Dy}$ [39], $^{155-169}\text{Ho}$ [40], $^{157-167}\text{Er}$ [41], $^{165-179}\text{Hf}$ [35], ^{181}Ta [42], $^{183,185}\text{W}$ [43], $^{185,187}\text{Re}$ [43], $^{187,189}\text{Os}$ [43] ve ^{239}Pu [44] çekirdeklerinin manyetik özelliklerinin açıklanmasında başarı ile uygulanmıştır. Bu metodun TDA'ya (veya onun kuaziparçacık versiyonu olan QTDA'ya) göre

üstünlüğü baz aldığı Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımından (QRPA) ileri gelmektedir. QRPA ile, QTDA'da taban durum için göz ardı edilen kuaziparçacık etkileşimleri dikkate alınmaktadır. Böylece QTDA hesaplamalarında ortaya çıkan taban durum ile uyarılmış durumlar arasındaki asimetric davranış ortadan kaldırılmış olur. Son olarak, H. Yakut'un $K > 1/2$ olan tek-A'lı çekirdeklerin manyetik özelliklerinin hesabı için geliştirdiği metod E. Tabar tarafından $K = 1/2$ olan tek-A'lı çekirdeklere genelleştirilmiştir. Bu yöntem, tek kütle numaralı çekirdeklerin hem taban hem de uyarılma durum manyetik momentlerinin deney ile uyumlu olarak hesabına olanak vermektedir ve bu yöntem ile $K = 1/2$ olan ^{169}Er [45], $^{167-169}\text{Tm}$ [45], ^{171}Yb [45] çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri başarıyla incelenmiştir.

Bu tez çalışmasında periyodik tablonun nadir toprak bölgesinde yer alan $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri yukarıda bahsedilen metod kullanılarak teorik olarak incelenmiş ve sonuçlar literatürde bulunan mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

BÖLÜM 2. TEK-A'LI DEFORME ÇEKİRDEKLERİN İÇİN KUAZİPARÇACIK FONON NÜKLEER MODEL (QPNM)

Deforme çekirdeklerin karmaşık yapılarının anlaşılmasında dönme seviyelerinin keşfi ve Nilsson Modelinin önerilmesi önemli bir dönüm noktası olmuştur [46]. Nilsson modelinin önerilmesinin ardından nükleer teoride yaşanan çok sayıdaki gelişmeden ikisi tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin karmaşık yapısının anlaşılmasında büyük rol oynamıştır. Bunlardan ilki, Bardeen, Cooper, ve Schrieffer'in geliştirdiği ve metallerin süperiletkenliğini başarılı biçimde açıklayan BCS teorisinin Bohr'un önerisiyle Belyaev (1959) [47] ve Soloviev (1958) [48] tarafından farklı metotlar kullanılarak nükleer yapı probleminde uygulanması olmuştur. Bu teori hem çift-çift hem de tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin mikroskobik yapısının incelenmesinde bir temel oluşturmaktadır. İkinci önemli gelişme ise tek-A'lı çekirdeklerin uyarılma spektrumlarında ortaya çıkan kolektif titreşim seviyelerinin yapısının ve bunların tek parçacık seviyeleri ile karışım mekanizmalarının anlaşılmasıdır. Yarı deneysel çalışmalar, bu karışım nedeniyle tek-A'lı çekirdekte 1 MeV civarında gözlenen pek çok seviyenin saf tek parçacık veya saf titreşim olarak sınıflandırılmayacağını göstermiştir [49].

Tek-A'lı çekirdekte Nilsson modeline göre tek parçacık dalga fonksiyonları ile temsil edilen nükleer seviyeler BCS teorisinin kullanılmasıyla birlikte kuaziparçacık dalga fonksiyonlarıyla tanımlanır [49]. Bağımsız kuaziparçacıklar modeli olarak adlandırılan bu modele göre tek-A'lı çekirdeğin taban durumu ile bazı düşük enerjili uyarılma seviyeleri saf tek kuaziparçacık yapısındadır. Uyarılma enerjisi arttıkça seviyelerin yapısı daha karmaşık hale gelmektedir [50]. 1 MeV'in üzerindeki enerjilerde iki kuaziparçacık seviyelerinin tek kalan kuaziparçacık ile birleşmesi sonucu üç kuaziparçacıklı (3-qp) uyarılma durumları meydana gelir [51]. Üç

kuaziparçacıklı seviyelerin tek kütleli çekirdeğin taban durum tek kuaziparçacık konfigürasyonu ile komşu çift kütle numaralı çekirdeklerin iki kuaziparçacık uyarılmalarının birleşimi sonucu oluştuğuna dair en net kanıt çift kütle numaralı çekirdeğin iki kuaziparçacık uyarılmalarına ait deneysel enerji sistematiğidir. Örneğin tek kütleli Hf çekirdeğinde gözlenen üç kuaziparçacık seviyelerinin enerji ve dönme bantları komşu çift-çift kütleli Hf çekirdeğindeki iki kuaziparçacık uyarılmaları için gözlenene çok yakındır [52]. Üç kuaziparçacık seviyelerinin enerjileri ilk olarak 1963 yılında Soloviev tarafından hesaplanmıştır [53]. Daha detaylı teorik çalışmalar ise Pyatov ve Chernyshev (1964) tarafından spin-spin kuvvetleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir [54]. Aynı yöntem Kuliev ve Pyatov (1969) tarafından tek kütleli çekirdeğin taban durum manyetik özelliklerinin araştırılması için kullanılarak üç kuaziparçacık karışımlarının taban durum manyetik özelliklerini kuvvetli biçimde etkilediği gösterilmiştir [30]. Ancak uyarılma durumları için teorik sonuçlar ile deneysel veri arasındaki uyum zayıf ve yetersizdir [53,54]. Bu nedenle üç kuaziparçacık seviyeleri ve bunların titreşim seviyeleri ile karışımları hala açık bir problem olarak durmaktadır [51].

BCS teorisinin çekirdeğe uygulanmasının bir sonucu olarak ortaya çıkan Bağımsız Kuaziparçacıklar Modelinde kuaziparçacıklar arasındaki karşılıklı etkileşimler ve tek kuaziparçacık seviyeleri ile dönme ve titreşim durumları arasındaki çiftlenimler göz ardı edilmektedir [50]. Titreşim seviyelerinin çift kütle numaralı çekirdekler için önemli bir sistematik olması gerçeği benzer kolektif uyarılmaların tek kütle numaralı çekirdeklerde de bulunması gerektiği fikrinin ortaya atılmasına neden olmuştur [55]. Aslında bu tür seviyelerin varlığı ilk olarak 1953 yılında Bohr ve Mottelson tarafından teorik olarak öngörülmüştür [46,49]. Deneysel olarak da tek kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerjili dönmesiz seviyelerinin büyük bölümünün güçlü kolektif özellikler gösterdiği bilinmektedir [56,57]. Bu durum Bağımsız Kuaziparçacıklar Modelinde ele alınan kısa menzilli çekici çiftlenim etkileşmelerinin yanı sıra artık etkileşmelerin uzun menzilli bileşeninin de tek kütle numaralı çekirdeklerin seviye yapılarının açıklanmasında önemli rol oynadığını göstermektedir [51]. Artık etkileşmelerin bu kısmı, tek kütle numaralı çekirdeklerde, tek kuaziparçacık seviyesi ile çift korun titreşim uyarılmalarının (fononlar) çok kutup- çok kutup kuvvetleri aracılığı ile çiftlenimi olarak ortaya çıkmaktadır. Bilindiği gibi çift korun fonon

uyarılımları λ ve μ kuantum sayıları ile karakterize edilmektedir. Burada λ , titreşimin çok kutup derecesini belirlerken, μ titreşim açısız momentumunun simetri eksenindeki iz düşümünü temsil etmektedir. Bu durumda K_0 (taban durum) kuantum seviyesinde bulunan tek bir kuaziparçacığın kor fononları ile birleşimi sonucu spini $K = K_0 \pm \mu$ olan titreşim seviyeleri oluşacaktır [51]. Tek kütle numaralı çekirdeklerin düşük enerji spektrumlarında çok sayıda tek kuaziparçacık bulunduğu ve yine çift kütle numaralı çekirdeklerde de çok sayıda fonon titreşim modları olduğu göz önüne alınırsa tek kütle numaralı çekirdeklerde çok sayıda kolektif titreşim seviyesinin olması beklenmektedir [49]. Deneysel çalışmalar tek-A'lı nadir toprak ve aktinit bölgesi çekirdeklerinde bu türlü kolektif titreşimlerin varlığını ortaya koymaktadır [51]. Ancak bu seviyelerin davranışları yukarıda özetlediğimiz ve basit kolektif model olarak nitelendirebileceğimiz bu metotla tam doğrulukla açıklanamamaktadır. Bu seviyelerin yapısının ve davranışlarının tam olarak açıklanabilmesi için tek kuaziparçacık seviyeleri ile fonon titreşimleri arasındaki karışımlar da hesaba katılmalıdır [49].

Deforme çekirdeklerde kuaziparçacıklar ile fononlar arasındaki etkileşimler ilk olarak Soloviev (1965) [58] ve Bes ve Cho Yi-Chung (1966) [56] tarafından çalışılmıştır. Periyodik tablonun nadir toprak bölgesinde, $153 \leq A \leq 175$ kütle aralığında yer alan tek-A'lı deforme çekirdeklerin dönmesiz seviye yapılarının ve enerjilerinin detaylı hesaplamaları Soloviev vd. tarafından rapor edilmiştir [59-61]. Benzer hesaplamalar aktinit bölgesi çekirdekleri için de yapılmıştır [62]. Bu ilk çalışmaların sonuçlarına dayanılarak Soloviev ve çalışma grubu tarafından daha genel bir metot olan Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) matematiksel olarak formülize edilmiştir [50]. Model, tek kuaziparçacık seviyelerinin parçalı yapısını, bir fononlu seviyeleri ve kuaziparçacık fonon seviyelerini geniş sayıda nükleer seviye üzerinden hesaplayabilmektedir [50]. QPNM tek kütle numaralı küresel çekirdeklerin seviye yapılarının ve manyetik momentlerinin teorik olarak incelenmesinde başarı ile uygulanmıştır [63-66]. Bunun yanı sıra ilk kez Yakut vd. tarafından geliştirilen yaklaşım ile tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin ve spin polarizasyon olayının açıklanmasında da QRPA bazındaki QPNM'in iyi sonuçlar verdiği gösterilmiştir [34,36-38,40,41,43,67].

2.1. QPNM'in Tek-A'lı Deforme Çekirdeklerin Taban Durum Manyetik Özelliklerine Uygulanması

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklerde manyetik özelliklerin ortaya çıkmasında artık spin-spin etkileşimlerin etkin rol oynadığı bilinmektedir [25,30]. Bu nedenle tek-A'lı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin hesabında kullanacağımız çekirdek Hamiltoniyeni artık spin-spin etkileşmelerini içerecek biçimde aşağıdaki gibi seçilebilir [36]:

$$H = H_{sp} + H_{pair} + V_{\sigma\tau} \quad (2.1)$$

Burada H_{sp} ele alınan çekirdekteki nükleonların tek parçacık hareketini, H_{pair} nükleonlar arasındaki çiftlenim etkileşmelerini, $V_{\sigma\tau}$ ise spin-spin etkileşmelerini temsil etmektedir ve bu terimler tek parçacık tasvirinde sırasıyla

$$H_{sp} = \sum_s^{(\tau)} \left[E_0^\tau(q) - \lambda_\tau \right] \left\{ a_{s+}^+(\tau) a_{s+}(\tau) + a_{s-}^+(\tau) a_{s-}(\tau) \right\} \quad (2.2)$$

$$H_{pair} = - \sum_\tau \left[G_\tau \sum_{ss'} a_{s+}^+(\tau) a_{s-}^+(\tau) a_{s'-}(\tau) a_{s'+}(\tau) \right] \quad (2.3)$$

$$V_{\sigma\tau} = \sum_{\tau,\tau'} \sum_{\mu=0,\pm 1} \chi_{\tau\tau'} T_\mu^+(\tau) T_\mu(\tau') \quad T_\mu = \sum_{\substack{ss' \\ \rho\rho'}} \sigma_{s\rho,s'\rho'}^{(\mu)} a_{s\rho}^+ a_{s'\rho'} \quad (2.4)$$

olarak ifade edilirler. Burada $E_0^\tau(q)$ nükleonların ortalama alan potansiyelindeki tek parçacık enerjileridir. $a_{s\rho}^+$ ve $a_{s\rho}$ operatörleri sırası ile q durumunda parçacık üretme (yok etme) operatörleridir ve anti-komütasyon kurallarına uyarlar. $|s-\rangle$ deforme alanda hareket eden tek parçacık dalga fonksiyonunun ($|s+\rangle$) zaman tersiniridir. λ_τ Lagrange çarpanı veya kimyasal potansiyel olarak isimlendirilir. $\sigma_{s\rho,s'\rho'}^{(\mu)} = \langle s'\rho' | \overline{\sigma}_\mu | s\rho \rangle$ Pauli spin matrisleri, $\chi_{\tau\tau'}$ ise spin-spin etkileşme sabitidir.

Bogolyubov kanonik dönüşümleri kullanılarak (2.1) Hamiltoniyeni kuaziparçacık tasvirinde yazılırsa Hamiltoniyenin üç terime ayrıldığı görülür:

$$H = H_{sqp} + H_{coll} + H_{int}. \quad (2.5)$$

burada

$$H_{sqp} = \sum_{s,\tau} \varepsilon_s(\tau) \{ \alpha_{s^+}^+(\tau) \alpha_{s^+}(\tau) + \alpha_{s^-}^+(\tau) \alpha_{s^-}(\tau) \} \quad (2.6)$$

$$H_{coll} = \frac{1}{4} \sum_{\tau\tau'} \chi_{\tau\tau'} \left\{ \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^\tau L_{ss'}^\tau [C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] \cdot \sum_{tt'} \sigma_{tt'}^{\tau'} L_{tt'}^{\tau'} [C_{tt'}^+(\tau') + C_{tt'}(\tau')] \right\} \quad (2.7)$$

$$H_{int} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\tau\tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{tt'} \sum_{ss'} \left\{ \sigma_{ss'} M_{ss'} L_{ss'} \sigma_{tt'}^{(\mu)} L_{tt'} D_{ss'}(\tau) [C_{tt'}^+(\tau') + C_{tt'}(\tau')] + \right. \\ \left. + \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'} \sigma_{tt'}^{(\mu)} M_{tt'} [C_{ss'}^+(\tau) + C_{ss'}(\tau)] D_{tt'}(\tau') \right\} \quad (2.8)$$

şeklindedir. İlk terim H_{sqp} çekirdekdeki kuaziparçacık hareketini temsil eder ve aksel simetrik deforme Woods-Saxon potansiyeli içerir, H_{coll} çekirdekdeki kolektif hareketleri, H_{int} ise tek parçacık hareketi ile kolektif hareketler arasındaki ilişkiyi ifade etmektedir. Yukarıdaki ifadelerde yer alan $\varepsilon_s(\tau)$ nükleonların tek-kuaziparçacık enerjisi olup $ss'(tt')$ toplamı nötron (proton) sisteminin tek parçacık ortalama alanı üzerinden alınmıştır. $M_{ss'}$ ve $L_{ss'}$ ifadeleri Bogolyubov kanonik dönüşüm parametreleri (u_s ve v_s) cinsinden sırası ile $M_{ss'} = u_s u_{s'} + v_s v_{s'}$ ve $L_{ss'} = u_s v_{s'} - u_{s'} v_s$ olarak ifade edilir. $\chi_{\tau\tau'}$ spin-spin etkileşme parametresidir, τ, τ' proton-proton, nötron-nötron ($\chi = \chi_{nn} = \chi_{pp}$) ve proton-nötron ($\chi_{np} = q\chi, q$ spin-spin etkileşmelerinin izovektör ve izoskaler karakteristiğini ifade etmektedir) etkileşmelerini temsil etmektedir. Spin etkileşme parametreleri ($\chi_{nn}, \chi_{pp}, \chi_{np}$) spin etkileşme gücüne (κ) bağlı olarak, $\chi = \frac{\kappa}{A} MeV$ şeklinde ifade edilir [34,36-38,40,41,43,67].

(2.6)-(2.8) ifadelerinde yer alan

$$C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}; \quad C_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \alpha_{s,-\rho}^+ \alpha_{s',\rho}^+; \quad D_{ss'} = \sum_{\rho} \rho \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s'-\rho} \quad (2.9)$$

operatörler iki kuaziparçacık operatörleri olup aşağıdaki özelliğe sahiptirler:

$$\begin{aligned} [C_{ss'}(\tau), C_{\lambda\lambda'}^+(\tau')] &= \delta_{\tau\tau'} (\delta_{s\lambda} \delta_{s'\lambda'} - \delta_{s'\lambda} \delta_{s\lambda'}) + \\ &+ \frac{1}{2} (\delta_{s\lambda} B_{\lambda s'} + \delta_{s'\lambda} B_{\lambda' s} - \delta_{s\lambda} B_{\lambda' s'} - \delta_{s'\lambda} B_{\lambda s}) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Kuaziparçacık etkileşimi çift-çift çekirdeklerde taban hale etki etmektedir. Taban halin dalga fonksiyonu kuaziparçacık vakumuna eşit değildir ve dalga fonksiyonu kuaziparçacıkların sayısının farklı (fakat daima çift) olduğu küçük bileşenleri de içine alır. Fakat burada sadece taban haldeki ortalama kuaziparçacık sayısının küçük olduğu durumlar hesaba katılacaktır. Bu temel bir varsayımdır. Matematiksel olarak bu varsayım,

$$\langle 0 | \alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s'\rho'} | 0 \rangle = 0 \quad (2.11)$$

olması anlamına gelir. Bu temel varsayım kullanılırsa (2.10) bağıntısındaki $B_{\lambda's}$ terimlerini içeren ifadeler ihmal edilebilir. Bu sonuçla $C_{ss'}$ operatörü bozon komütasyon bağıntıları ile tanımlanmış olur. Bundan dolayı bu metoda zaman zaman “kuazi-bozon” yaklaşımı da denir. Artık, (2.10) ifadesinin yerine,

$$[C_{ss'}, C_{tt'}^+] = \delta_{st} \delta_{s't'} - \delta_{st'} \delta_{s't} \quad (2.12)$$

ifadesi yazılabilir. Fonon operatörleri de,

$$Q_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'} - \varphi_{ss'}^i C_{ss'}^+ \} \quad (2.13)$$

$$Q_i^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss'} \{ \psi_{ss'}^i C_{ss'}^+ - \varphi_{ss'}^i C_{ss'} \} \quad (2.14)$$

şeklinde ifade edilecektir. Buradaki (s, s') indisleri belli seçim kuralları ile birbirlerine bağlı tek parçacık hallerinin çiftlerini göstermektedir. $i = 1, 2, 3, \dots$ indis 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.

(2.13) ve (2.14) fonon operatörleri (2.7) ve (2.8) hamiltoniyenlerinde yerine yazılırsa aksenal simetrik ortalama alanda nükleonların çiftlenim ve spin-spin kuvvetleri ile etkileştiği bir sistem için QPNM hamiltoniyeni aşağıdaki formda elde edilir:

$$H = H_{sqp} + H_{coll.} + H_{int.} \quad (2.15)$$

burada

$$H_{sqp} = \sum_{s, \tau} \mathcal{E}_s(\tau) \alpha_{s\rho}^+ \alpha_{s\rho} \quad (2.16)$$

$$H_{coll.} = \frac{1}{2} \sum_{\mu=0, \pm 1} \sum_{\tau, \tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{ss'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'}^i g_{ss'}^i (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) \sum_{mm'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm'}^i g_{mm'}^i (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) \quad (2.17)$$

$$H_{int.} = \sum_{\mu=0, \pm 1} \sum_{\tau, \tau'} \chi_{\tau\tau'} \sum_{mm'} \sum_{ss'} \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{ss'}^{(\mu)} M_{ss'} \sigma_{mm'}^{(\mu)} L_{mm'}^i g_{mm'}^i D_{ss'}(\tau) (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) + \\ + \sigma_{mm'}^{(\mu)} M_{mm'} \sigma_{ss'}^{(\mu)} L_{ss'}^i g_{ss'}^i (Q_{i\mu}^+ + Q_{i\mu}) D_{mm'}(\tau') \end{array} \right\} \quad (2.18)$$

olarak verilir.

Tek-A'lı bir çekirdeğin verilen bir K taban durumu için dalga fonksiyonu aşağıdaki gibi seçilmiştir [34-37, 39-45, 68].

$$\Psi_K^j(\tau) = \left\{ N_K^j \alpha_K^+(\tau) + \sum_{iv} G_{ij}^{Kv} \alpha_v^+(\tau) Q_{i\mu=0}^+ + \delta_{K, 1/2} \sum_{i'v} G_{i'j}^{Kv} \alpha_v^+(\tau) Q_{i', \mu=\pm 1}^+ \right\} |\psi_0\rangle \quad (2.19)$$

Burada ilk terim kuziparçacık ikinci ve üçüncü terimler ise kuaziparçacık \otimes fonon karışımlarını ifade etmektedir. Üçüncü terim sadece $K=1/2$ olan çekirdeklere katkı vermektedir. ψ_0 çift kor çekirdeğinin taban durum dalga fonksiyonu (fonon vakumu),

N_K^j tek kuaziparçacık genliği ve $G_{ij}^{Kv} \left(G_{ij}^{Kv} \right)$ ise kuaziparçacık \otimes fonon karışım genliğini ifade eder. Dalga fonksiyonuna normalizasyon şartını uygularsak;

$$\langle \psi_K^j(\tau) | \psi_K^j(\tau) \rangle = \left(N_K^j \right)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v \left(G_j^{i\mu\nu} \right)^2 + \delta_{K,1/2} \sum_{i\mu} \sum_v \left(G_j^{i\mu\nu} \right)^2 = 1 \quad (2.20)$$

$\psi_K^j(\tau)$ dalga fonksiyonu üzerinden denklem (2.15)'te verilen hamiltoniyenin beklenen değeri alınıp varyasyon prensibi

$$\delta \left\{ \langle \psi_K^j(\tau) | H | \psi_K^j(\tau) \rangle - \eta_K^j \left[\left(N_K^j \right)^2 + \sum_{i\mu} \sum_v \left(G_j^{i\mu\nu} \right)^2 + \delta_{K,1/2} \sum_{i\mu} \sum_v \left(G_j^{i\mu\nu} \right)^2 - 1 \right] \right\} = 0 \quad (2.21)$$

kullanılırsa ele alınan Tek-A'lı çekirdeğin taban durum enerjisini veren

$$\varepsilon_K - \eta_K - \sum_{iv} \frac{1}{Z(\omega_i)} \frac{q^2 \left(\sigma_{Kv}^{(0)} \right)^2 M_{Kv}^2}{\left(1 + \chi F_p^i \right)^2 \left(\varepsilon_v + \omega_i - \eta_K \right)} - \delta_{K,1/2} \sum_{iv} \frac{1}{Z(\omega_i)} \frac{q^2 \left(\sigma_{Kv}^{(+1)} \right)^2 M_{Kv}^2}{\left(1 + \chi F_p^i \right)^2 \left(\varepsilon_v + \omega_i - \eta_K \right)} = 0 \quad (2.22)$$

seküler denklem elde edilir [34-37,39-45,68]. Burada

$$Z(\omega_i) = \frac{1}{(-\chi F_n)^2} Y_n(\omega_i) + \frac{q^2}{(1 + \chi F_p)^2} Y_p(\omega_i), \quad Z(\omega_i) = \frac{1}{(-\chi F_n)^2} Y_n(\omega_i) + \frac{q^2}{(1 + \chi F_p)^2} Y_p(\omega_i) \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} Y_\tau &= 4\omega_i \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} \left(\sigma_{ss'}^{(0)} \right)^2 L_{ss'}^2}{\left(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2 \right)^2}, & Y_\tau &= 4\omega_i \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} \left(\sigma_{ss'}^{(+1)} \right)^2 L_{ss'}^2}{\left(\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2 \right)^2} \\ F_\tau &= 2 \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} \left(\sigma_{ss'}^{(0)} \right)^2 L_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2}, & F_\tau &= 2 \sum_{ss'} \frac{\varepsilon_{ss'} \left(\sigma_{ss'}^{(+1)} \right)^2 L_{ss'}^2}{\varepsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \end{aligned} \quad (2.24)$$

şeklinindedir. (2.22) ifadesinde ω_i ve ω_i' sırasıyla korun 0^+ ve 1^+ fonon uyarılma enerjileridir [34-37,39-45,68]. Dalga fonksiyonun normalizasyon koşulu ve seküler denklem kullanılarak dalga fonksiyonunun N_K^j , G_{ij}^{Kv} ve G_{ij}^{Kv} genlikleri için analitik ifadeler

$$N_K^{-2} = 1 + \frac{1}{Z(\omega_i)} \left[\frac{q\sigma_{K\nu}^{(0)} M_{K\nu}}{(1 + \chi F_p)(\varepsilon_\nu + \omega_i - \eta_K)} \right]^2 + \delta_{K,1/2} \frac{1}{Z(\omega_i)} \left[\frac{q\sigma_{K\nu}^{(+1)} M_{K\nu}}{(1 + \chi F_p)(\varepsilon_\nu + \omega_{i'} - \eta_K)} \right]^2 \quad (2.25)$$

$$G_i^{K\nu} = \frac{N_K(\tau)}{Z(\omega_i)} \left[\frac{q\sigma_{K\nu}^{(0)} M_{K\nu}}{\chi(1 + \chi F_p)(\varepsilon_\nu + \omega_i - \eta_K)} \right] \quad (2.26)$$

$$G_{i'}^{K\nu} = \frac{N_K(\tau)}{Z(\omega_i)} \left[\frac{q\sigma_{K\nu}^{(+1)} M_{K\nu}}{\chi(1 + \chi F_p)(\varepsilon_\nu + \omega_{i'} - \eta_K)} \right] \quad (2.27)$$

olarak bulunabilir.

2.2. Manyetik Moment ve Efektif Jiromanyetik Faktörler

Bohr ve Mottelson [46] Kolektif Modeline göre Tek-A'lı deforme bir çekirdeğin bir $K \geq 1/2$ seviyesine ait manyetik moment

$$\mu = g_R K + (g_K - g_R) \frac{K^2}{(K+1)} \left[1 + (2K+1)(-1)^{K+1/2} b_0 \right] \quad (2.28)$$

olarak ifade edilir [43,45]. Burada

$$g_K = \frac{1}{2K} \left[(g_s^\tau - g_\ell^\tau) \langle K | \sigma_z | K \rangle + g_\ell^\tau \langle K | J_z | K \rangle \right] \quad (2.29)$$

$$(g_{K_0} - g_R) b_0 = -(g_i^\tau - g_R) a - \frac{1}{\sqrt{2}} (g_s^\tau - g_i^\tau) \langle K | \sigma_+ | K \rangle \quad (2.30)$$

olarak verilir. Kolektif faktör olarak adlandırılan g_R çekirdeğin kolektif hareketinin manyetik momente katkısını ifade etmekteyken, g_K faktör ise çekirdeğin iç hareketinin manyetik momente katkısını ifade etmektedir. (2.29) ve (2.30) ifadelerinde yer alan g_s^τ ve g_ℓ^τ ($\tau \equiv n, p$) sırasıyla spin ve orbital jiromanyetik faktörlerin serbest nükleon değerleridir [43,45]. (2.30)'daki dönme çiftlenim parametresi (a), “Coriolis”

teriminin $K=1/2$ 'li seviyelerin enerjisine doğrudan katkı vermesi sebebiyle oluşur ve bu terim

$$a = -\langle K=1/2 | J_+^r | K=-1/2 \rangle \quad (2.31)$$

olarak verilir. Burada \tilde{K} , K durumunun zaman tersiniridir [43,45]. Aynı denklemde yer alan b_0 terimi ise dönme çiftlenim parametresi (a) ile ilişkili olan manyetik çiftlenim parametresidir. Her iki parametre de $K=1/2$ olan seviyelere mahsus özelliklerdir.

İç manyetik moment olarak biline Kg_K küresel harmoniklerden yararlanılarak daha genel olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\mu_\nu^{intr.} = \frac{1}{2} (g_s^r - g_\ell^r) \sigma_\nu + g_\ell^r J_\nu \quad \nu = 0, \pm 1 \quad (2.32)$$

(2.19) dalga fonksiyonu üzerinden (2.32) ile verilen manyetik dipol operatörünün ortalama değeri alınarak μ_0 ve $\mu_{\pm 1}$ bileşenleri QPNM bazında [43,45]:

$$\mu_0^{intr.} = Kg_K = \frac{1}{2} \sigma_{KK}^{(0)} \left\{ \begin{array}{l} (g_s^r - g_\ell^r) \left[1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{L_q^i}{\chi Z(\omega) (\varepsilon_K^r + \omega_i - \eta_K^r)} \right] \\ - 2(g_s^{r'} - g_\ell^{r'}) N_K^{j2} \sum_i \frac{L_i L_q^i}{\chi Z(\omega) (\varepsilon_K^r + \omega_i - \eta_K^r)} \end{array} \right\} + g_\ell^r J_{KK}^{(0)} \quad (2.33)$$

$$\mu_{\pm 1}^{intr.} = \frac{1}{2} \sigma_{KK}^{(\pm 1)} \left\{ \begin{array}{l} (g_s^r - g_\ell^r) \left[1 - 2N_K^2 \sum_i \frac{L_q^i}{\chi Z(\omega) (\varepsilon_K^r + \omega_i - \eta_K^r)} \right] \\ - 2(g_s^{r'} - g_\ell^{r'}) N_K^{j2} \sum_i \frac{L_i L_q^i}{\chi Z(\omega) (\varepsilon_K^r + \omega_i - \eta_K^r)} \end{array} \right\} + g_\ell^r J_{KK}^{(\pm 1)} \quad (2.34)$$

olarak elde edilebilir. Burada

$$\begin{array}{ll} L_q^i = (1 + qL_i) & \text{Tek - N için} \\ L_q^i = (1 + qL_i) & \text{Tek - Z için} \end{array} \quad \begin{array}{ll} L_q^i = (q + L_i) & \text{Tek - N için} \\ L_q^i = (q + L_i) & \text{Tek - Z için} \end{array} \quad (2.35)$$

$$L_i = -\frac{1 + \chi F_n}{q \chi F_n} \quad L_i = -\frac{1 + \chi F_n}{q \chi F_n} \quad (2.36)$$

şeklindedir. QPNM bazında elde edilen (2.33) ve (2.34) ifadeleri sırasıyla μ_0 ve μ_{+1} 'in tek parçacık ifadeleriyle karşılaştırılırsa kor polarizasyonunun bir sonucu olarak ortaya çıkan efektif g_s faktörler [43,45]:

$$\frac{g_{s_z}^{eff.}}{g_s^\tau} = \frac{g_\ell^\tau}{g_s^\tau} + \frac{(g_s^\tau - g_\ell^\tau)}{g_s^\tau} \left\{ 1 - 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{Z(\omega) \mathbf{L}_q^i}{\chi(\varepsilon_K^\tau + \omega_i - \eta_K^\tau)} \right\} - \frac{(g_s^{\tau'} - g_\ell^{\tau'})}{g_s^\tau} 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{Z(\omega) L_i \mathbf{L}_q^i}{\chi(\varepsilon_K^\tau + \omega_i - \eta_K^\tau)} \quad (2.37)$$

$$\frac{g_{s_+}^{eff.}}{g_s^\tau} = \frac{g_\ell^\tau}{g_s^\tau} + \frac{(g_s^\tau - g_\ell^\tau)}{g_s^\tau} \left\{ 1 - 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{Z(\omega) \mathbf{L}_q^i}{\chi(\varepsilon_K^\tau + \omega_i - \eta_K^\tau)} \right\} - \frac{(g_s^{\tau'} - g_\ell^{\tau'})}{g_s^\tau} 2N_K^2(\tau) \sum_i \frac{Z(\omega) L_i \mathbf{L}_q^i}{\chi(\varepsilon_K^\tau + \omega_i - \eta_K^\tau)} \quad (2.38)$$

olarak elde edilir. (2.37) ve (2.38) ifadelerinde parantez içerisindeki ikinci ve üçüncü terim, kuaziparçacık \otimes fonon bileşenlerinin tek parçacık seviyelerine karışımı sonucu ortaya çıkan spin polarizasyonu temsil eder. (2.37)'de polarizasyon etkisi, tek kuaziparçacığın korun 1^+0 kolektif spin titreşimleri ile çiftlenimden kaynaklanırken, (2.26)'da ise bu etki, tek kuaziparçacığın korun 1^+1 kolektif spin titreşimleri ile çiftleniminin bir sonucu olarak ortaya çıkmaktadır. (2.38) ifadesi sadece $K=1/2$ olan tek-A'lı çekirdeklere katkı vermektedir.

BÖLÜM 3. SAYISAL HESAPLAMALAR

Tek-A'lı deforme çekirdeklerin manyetik moment (μ), iç manyetik moment (g_K) ve efektif spin jromanyetik faktör (g_s^{eff}) gibi manyetik özelliklerinin teorik olarak incelenmesi çekirdek içinde meydana gelen nükleer etkileşimlerin doğasının aydınlatılmasında ve nükleer modellerin manyetik moment problemine uygulanabilirliğinin test edilmesinde büyük önem taşımaktadır. Bu nedenle tek kütle numaralı deforme çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerinin araştırılması nükleer yapı fiziğinin ilk günlerinden buyana bu alanda çalışan bilim insanlarının ilgisini çeken konuların başında gelmektedir.

Bu tez çalışmasında tek nötronlu $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri bir önceki bölümde analitik ifadelerini verdiğimiz QPNM ile ilk kez teorik olarak kapsamlı biçimde araştırılacaktır.

Çalışmada ele alınan tek-A'lı deforme $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinde manyetik dipol özelliklerin nükleonlar arasındaki spin-spin etkileşimleri sonucu oluştuğu kabul edilmiştir. Spin-spin etkileşmelerinin deforme çekirdeklerin manyetik hareketindeki önemi bugüne kadar yapılan pek çok çalışma ile gösterilmiştir [35-37,39-44].

Tek-A'lı $^{153-179}\text{Yb}$ izotopları için hem nötron hem de proton tek parçacık seviyeleri aksel simetrik deforme Woods-Saxon potansiyelinin çözümünden elde edilmiştir [69]. Bu hesaplamalarda, deneysel kuadrupol moment (Q_2) değerlerinden bulunan kuadrupol deformasyon parametresi (β_2) [70] kullanılarak $\delta_2 = 0,945\beta_2 \left[1 - 2,56A^{-2/3}\right] + 0,34\beta_2^2$ denklemi [46] yardımıyla hesaplanan nükleer deformasyon parametreleri (δ_2) kullanılmıştır. Tek parçacık uzayından kuaziparçacık uzayına geleneksel Bolgolyubov dönüşümleri ile geçilmiş, nükleonlar arası çiftlenimler BCS teorisi ile hesaba katılmıştır. Bu aşamada kullanılan nötron ve proton çiftlenim sabitleri (Δ_n ve Δ_p) Moller vd. (1995) [71] tarafından yapılan çalışmadan

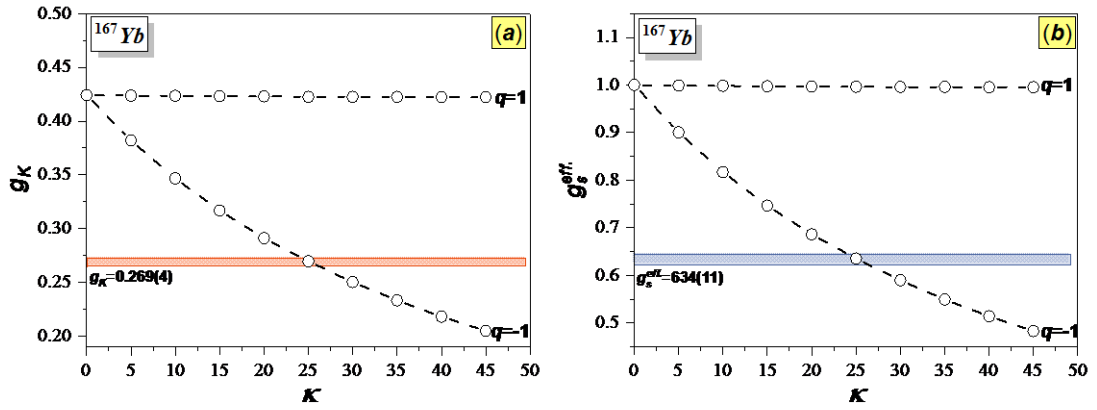
alınmış, kimyasal potansiyeller (λ_p ve λ_n) ise Soloviev [50] tarafından önerilen prosedüre uygun olarak hesaplanmıştır. İncelenen çekirdeklerin manyetik özelliklerinin hesabında kullanılan taban durum Nilsson konfigürasyonları, ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2), deneysel manyetik moment değerleri ($\mu_{\text{den.}}$), Δ_n ve Δ_p çiftlenim sabitleri ile λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri Tablo 3.1.'de verilmiştir. Tabloda yer alan deneysel manyetik moment değerleri ($\mu_{\text{den.}}$) Stone (2014) tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır [18]

Tablo 3. 1. Tek-A'lı $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin taban durum hesaplamalarında kullanılan taban durum Nilsson konfigürasyonları, Δ_n ve Δ_p çiftlenim etkileşme sabitleri, deneysel manyetik moment değerleri ($\mu_{\text{den.}}$), λ_p ve λ_n kimyasal potansiyelleri ile ortalama alan deformasyon parametreleri (δ_2).

Çekirdek	$K^\pi[\text{Nnz}\Lambda]\Sigma$	δ_2	β_2	Δ_n (MeV)	Δ_p (MeV)	λ_n (MeV)	λ_p (MeV)	$\mu_{\text{den.}}$
^{153}Yb	7/2-[503]↑	0.223	0.257	1.074	1.259	-11.40	-0.84	-1.05(3)
^{155}Yb	7/2-[523]↑	0.224	0.258	0.977	1.192	-10.92	-1.47	-0.913(22)
^{157}Yb	7/2-[523]↑	0.226	0.260	0.984	1.112	-10.45	-2.08	-0.639(8)
^{159}Yb	5/2-[512]↑	0.167	0.193	1.004	1.047	-9.68	-3.00	-0.366(8)
^{161}Yb	3/2-[521]↑	0.191	0.2202	1.017	1.008	-9.27	-3.50	-0.327(8)
^{163}Yb	3/2-[521]↑	0.229	0.2627	1.002	1.005	-9.03	-3.89	-0.374(8)
^{165}Yb	5/2-[523]↑	0.251	0.2886	0.982	0.099	-8.78	-4.37	+0.478(8)
^{167}Yb	5/2-[523]↑	0.274	0.3137	0.961	0.983	-8.47	-4.88	+0.623(8)
^{169}Yb	7/2 ⁺ [633]↓	0.281	0.3221	0.916	0.989	-8.06	-5.44	-0.635(8)
^{171}Yb	1/2-[521]↑	0.285	0.3243	0.888	0.987	-7.59	-5.99	+0.49367(1)
^{173}Yb	5/2-[512]↑	0.288	0.3298	0.867	0.995	-7.13	-6.55	-0.67989(3)
^{175}Yb	7/2-[514]↑	0.284	0.3250	0.842	0.998	-6.64	-7.10	+0.58(8)
^{177}Yb	9/2 ⁺ [624]↓	0.264	0.3014	0.830	1.001	-6.21	-7.68	-0.695(15)
^{179}Yb	1/2-[510]↑	0.244	0.279*	0.800	1.012	-5.82	-8.28	-

*[72]

Daha önce yapmış olduğumuz çalışmalar spin-spin etkileşim güç parametresinin tek nötronlu deforme çekirdekler için $\kappa=20-30$ MeV aralığında, tek protonlu deforme çekirdekler için ise $\kappa=40-50$ MeV aralığında değiştiğini göstermektedir [34,35,37-45,68]. Bu nedenle çalışmada ele alınan tek nötronlu $^{153-179}\text{Yb}$ izotopları için ortalama bir değer olan $\kappa=25$ MeV değeri seçilmiştir. Spin-spin etkileşme parametresinin bu değeri daha önce çift beta bozunmasından elde edilen sonuçlarla da uyumludur [73]. Şekil 3.1.'de bir örnek olarak ^{167}Yb izotopu için hesaplanan $g_s^{\text{eff.}}/g_s^\tau$ ve g_K faktörlerinin, κ ve q 'ya göre değişimi gösterilmiştir.



Şekil 3. 1. ^{167}Yb çekirdeğinin teorik g_K ve g_s^{eff}/g_s^r faktörlerinin κ 'ya göre değişimi.

Görüldüğü gibi deney ve teori arasında en iyi uyuma $\kappa=25$ MeV ve $q=-1$ olduğunda ulaşılır. Bu durum bize $\kappa=25$ MeV değerinin tutarlı bir seçim olduğunu göstermektedir. Eğri, manyetik momentin izovektör karakteri nedeniyle, beklendiği gibi $q=-1$ 'de deneysel değerlerle kesişmektedir. Ele alınan izotop zincirinin diğer çekirdekleri için de aynı spin-spin etkileşme güç parametresi ve $q=-1$ değeri kullanılmıştır.

Tablo 3.2.'de incelenen çekirdeklerinin QPNM ile hesaplanan taban durum seviye yapıları verilmiştir.

Tablo 3. 2. $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin QPNM ile hesaplanan taban durum seviye yapıları. Burada $(G_{ij}^{kv})^2$ 'nin normalizasyon şartına katkısı 0.01'den büyük olan seviyeler ile iki-kuaziparçacık (2qp) genliklerinin ($\psi_{ss'}$) fonon dolga fonksiyonuna katkısı % 1.5'ten büyük olan seviyeler alınmıştır.

Çekirdek	Seviye Yapısı		Çift Korun Fonon Yapısı		
	$\%(N_{\kappa}^j)^2 [Nn_z \Lambda] \Sigma$	$\%(G_{ij}^{kv})^2 Q_i \otimes [Nn_z \Lambda] \Sigma$	ω (MeV)	$\psi_{ss'}$	2qp yapısı
^{153}Yb	% 99.8 [503] \uparrow	%0.013 $Q_1 \otimes [503] \uparrow$	2.448	0.707	nn 301 \downarrow -501 \downarrow
				0.630	nn 101 \uparrow -312 \downarrow
		%0.014 $Q_{11} \otimes [503] \uparrow$	5.872	-0.212	pp 530 \uparrow -550 \uparrow
				0.152	pp 541 \uparrow -532 \downarrow
				0.234	nn 101 \downarrow -301 \downarrow
				0.222	nn 211 \downarrow -411 \downarrow
		%0.032 $Q_{20} \otimes [503] \uparrow$	6.702	-0.492	pp 530 \uparrow -530 \uparrow
				-0.218	pp 541 \uparrow -532 \downarrow
				-0.150	pp 532 \uparrow -523 \downarrow
		%0.010 $Q_{22} \otimes [503] \uparrow$	6.916	-0.643	nn 101 \downarrow -301 \downarrow
		0.378	nn 422 \downarrow -402 \downarrow		
%0.033 $Q_{28} \otimes [503] \uparrow$	7.523	-0.392	pp 541 \uparrow -521 \uparrow		
		0.358	pp 532 \uparrow -523 \downarrow		
		-0.374	nn 211 \uparrow -402 \downarrow		
%0.019 $Q_{29} \otimes [503] \uparrow$	7.722	0.150	nn 422 \downarrow -402 \downarrow		
		0.521	pp 541 \uparrow -521 \uparrow		
		0.159	pp 532 \uparrow -523 \downarrow		

Tablo 3.2. (Devamı).

Çekirdek	Seviye Yapısı		Çift Korun Fonon Yapısı			
	$\% (N_{\kappa}^{\downarrow})^2 [Nn_2\Lambda]\Sigma$	$\% (G_{ij}^{\kappa})^2 Q_i \otimes [Nn_2\Lambda]\Sigma$	ω (MeV)	$\Psi_{ss'}$	2qp yapısı	
^{155}Yb	% 99.8 [523] ↑		%0.010 $Q_2 \otimes$ [523] ↑	2.829	0.707	<i>nn</i> 101↓-521↓
			%0.012 $Q_9 \otimes$ [523] ↑	5.679	-0.662	<i>pp</i> 530↑-550↑
			%0.014 $Q_{16} \otimes$ [523] ↑	6.495	0.370	<i>nn</i> 301↓-550↑
					0.277	<i>nn</i> 202↓-411↑
					0.383	<i>pp</i> 530↑-530↑
			%0.030 $Q_{27} \otimes$ [523] ↑	7.490	-0.277	<i>pp</i> 541↑-532↓
					0.234	<i>nn</i> 321↓-321↓
					0.336	<i>nn</i> 411↑-402↓
					0.269	<i>pp</i> 541↑-521↑
			%0.010 $Q_{31} \otimes$ [523] ↑	7.794	-0.423	<i>pp</i> 532↑-523↓
					-0.341	<i>nn</i> 202↓-402↓
					-0.249	<i>pp</i> 541↑-521↑
			%0.016 $Q_{32} \otimes$ [523] ↑	7.815	0.519	<i>pp</i> 422↑-402↑
					-0.326	<i>nn</i> 202↓-402↓
-0.272	<i>pp</i> 541↑-521↑					
-0.478	<i>pp</i> 422↑-402↑					
%0.035 $Q_{44} \otimes$ [523] ↑	8.932	0.191	<i>pp</i> 413↑-404↓			
		-0.183	<i>nn</i> 402↓-651↑			
		0.304	<i>pp</i> 532↑-512↑			
^{157}Yb	% 99.8 [523] ↑		0.553	<i>pp</i> 523↑-514↓		
			%0.019 $Q_1 \otimes$ [523] ↑	2.550	0.706	<i>nn</i> 101↓-521↓
			%0.016 $Q_3 \otimes$ [523] ↑	3.846	0.698	<i>nn</i> 530↑-521↓
			%0.017 $Q_{10} \otimes$ [523] ↑	5.675	-0.679	<i>pp</i> 530↑-550↑
			%0.019 $Q_{20} \otimes$ [523] ↑	6.694	-0.216	<i>nn</i> 101↑-312↓
					0.173	<i>nn</i> 321↓-321↓
					0.199	<i>nn</i> 202↓-411↑
					-0.510	<i>pp</i> 530↑-530↑
			%0.024 $Q_{31} \otimes$ [523] ↑	7.504	0.182	<i>pp</i> 541↑-532↓
					-0.355	<i>nn</i> 532↓-501↑
					0.301	<i>nn</i> 402↓-651↑
			%0.013 $Q_{35} \otimes$ [523] ↑	7.809	-0.233	<i>pp</i> 541↑-521↑
					-0.357	<i>pp</i> 532↑-523↓
					-0.180	<i>nn</i> 301↓-530↑
0.380	<i>nn</i> 202↓-402↓					
%0.022 $Q_{38} \otimes$ [523] ↑	8.007	0.303	<i>pp</i> 541↑-521↑			
		-0.361	<i>pp</i> 422↑-402↑			
		-0.228	<i>pp</i> 413↑-404↓			
%0.019 $Q_{47} \otimes$ [523] ↑	8.910	0.621	<i>pp</i> 413↑-404↓			
%0.012 $Q_{48} \otimes$ [523] ↑	8.937	0.394	<i>nn</i> 530↑-501↓			
		0.359	<i>pp</i> 532↑-512↑			
		0.389	<i>pp</i> 523↑-514↓			
		-0.586	<i>nn</i> 530↑-501↓			
		0.217	<i>pp</i> 532↑-512↑			
		0.261	<i>pp</i> 523↑-514↓			

Tablo 3.2. (Devamı).

Çekirdek	Seviye Yapısı		Çift Korun Fonon Yapısı			
	$\%(N_k^i)^2 [Nn_z \Lambda] \Sigma$	$\%(G_y^{Kv})^2 Q_i \otimes [Nn_z \Lambda] \Sigma$	ω (MeV)	$\Psi_{ss'}$	2qp yapısı	
^{159}Yb	%99.9 [512] ↑	%0.011 $Q_4 \otimes [512] \uparrow$	3.486	0.693	<i>nn</i> 530↑-521↓	
				-0.266	<i>nn</i> 301↓-530↑	
		%0.013 $Q_{34} \otimes [512] \uparrow$	7.546	-0.268	<i>nn</i> 530↑-501↓	
				0.290	<i>nn</i> 651↑-642↓	
				0.337	<i>pp</i> 541↑-521↑	
				0.237	<i>pp</i> 532↑-523↓	
				0.157	<i>pp</i> 413↑-404↓	
				0.268	<i>nn</i> 530↑-541↓	
				0.226	<i>nn</i> 402↓-651↑	
				-0.385	<i>nn</i> 651↑-642↓	
%0.022 $Q_{40} \otimes [512] \uparrow$	7.913	0.161	<i>pp</i> 532↑-523↓			
		-0.272	<i>pp</i> 413↑-404↓			
%0.023 $Q_{49} \otimes [512] \uparrow$	8.597	0.244	<i>nn</i> 202↓-642↓			
		-0.188	<i>pp</i> 532↑-512↑			
^{161}Yb	%99.9 [521] ↑	%0.010 $Q_3 \otimes [521] \uparrow$	3.473	-0.700	<i>nn</i> 530↑-501↓	
				0.168	<i>pp</i> 532↑-512↑	
				0.291	<i>pp</i> 523↑-514↓	
^{161}Yb	%99.9 [521] ↑	%0.010 $Q_{50} \otimes [521] \uparrow$	8.779	0.701	<i>nn</i> 530↑-501↓	
				-0.191	<i>nn</i> 431↓-660↑	
				-0.152	<i>nn</i> 101↑-532↓	
^{163}Yb	%99.9 [521] ↑	%0.012 $Q_{30} \otimes [521] \uparrow$	7.557	0.321	<i>nn</i> 411↓-651↓	
				-0.196	<i>pp</i> 541↑-521↑	
				0.435	<i>pp</i> 532↑-523↓	
				0.435	<i>pp</i> 532↑-523↓	
^{165}Yb	%99.9 [523] ↑	%0.010 $Q_3 \otimes [523] \uparrow$	3.781	-0.701	<i>nn</i> 550↓-501↓	
				-0.611	<i>pp</i> 530↓-550↓	
		%0.010 $Q_{14} \otimes [523] \uparrow$	5.694	0.244	<i>pp</i> 411↓-402↓	
				-0.208	<i>nn</i> 301↓-521↓	
				0.183	<i>nn</i> 312↓-312↓	
				-0.274	<i>pp</i> 532↑-512↑	
%0.010 $Q_{55} \otimes [523] \uparrow$	9.110	-0.517	<i>pp</i> 523↑-514↓			
		-0.517	<i>pp</i> 523↑-514↓			
^{167}Yb	%99.9 [523] ↑	%0.013 $Q_{21} \otimes [523] \uparrow$	6.604	-0.419	<i>nn</i> 431↓-660↑	
				-0.196	<i>nn</i> 321↓-321↓	
		%0.010 $Q_{37} \otimes [523] \uparrow$	7.951	0.239	<i>pp</i> 530↑-530↑	
				-0.386	<i>pp</i> 541↑-532↓	
				-0.175	<i>nn</i> 501↓-761↓	
				0.176	<i>nn</i> 202↓-422↓	
				0.480	<i>nn</i> 202↓-642↓	
				0.157	<i>nn</i> 651↓-651↓	
				-0.220	<i>nn</i> 312↓-312↓	
				-0.166	<i>pp</i> 541↑-521↑	
-0.210	<i>pp</i> 532↑-523↓					
%0.010 $Q_{60} \otimes [523] \uparrow$	9.351	-0.264	<i>nn</i> 301↓-521↓			
		0.422	<i>nn</i> 550↓-530↓			
		-0.170	<i>nn</i> 651↓-651↓			
		-0.172	<i>nn</i> 312↓-752↓			
0.169	<i>pp</i> 532↑-512↑					
0.348	<i>pp</i> 523↑-514↓					

Tablo 3.2. (Devamı).

Çekirdek	Seviye Yapısı		Çift Korun Fonon Yapısı			
	$\%(N_k^l)^2 [Nn_z \Lambda] \Sigma$	$\%(G_{ij}^{kv})^2 Q_i \otimes [Nn_z \Lambda] \Sigma$	ω (MeV)	$\Psi_{ss'}$	2qp yapısı	
^{169}Yb	% 99.9 [633] ↓	%0.018 $Q_1 \otimes [633] \downarrow$	2.619	-0.706	<i>nn</i> 202↓-651↑	
		%0.010 $Q_6 \otimes [633] \downarrow$	4.178	0.609	<i>nn</i> 550↓-750↑	
		%0.010 $Q_{14} \otimes [633] \downarrow$	5.665	-0.345	<i>pp</i> 413↓-402↑	
		%0.021 $Q_{22} \otimes [633] \downarrow$	6.594	-0.660	<i>pp</i> 530↑-550↑	
				0.267	<i>nn</i> 431↓-660↑	
				0.391	<i>nn</i> 321↓-321↓	
				-0.419	<i>pp</i> 541↑-532↓	
				-0.486	<i>nn</i> 431↓-431↓	
			%0.014 $Q_{40} \otimes [633] \downarrow$	7.930	-0.226	<i>nn</i> 431↑-422↓
				-0.257	<i>nn</i> 312↑-303↓	
^{173}Yb	% 99.9 [512] ↑	%0.018 $Q_{52} \otimes [633] \downarrow$	8.784	-0.240	<i>pp</i> 532↑-523↓	
				0.494	<i>nn</i> 431↓-651↓	
				0.355	<i>nn</i> 651↓-651↓	
				-0.150	<i>pp</i> 523↑-514↓	
		%0.020 $Q_{59} \otimes [633] \downarrow$	9.394	0.180	<i>nn</i> 301↓-521↓	
				0.209	<i>nn</i> 303↓-512↑	
				0.562	<i>pp</i> 523↑-514↓	
		%0.015 $Q_2 \otimes [512] \uparrow$	3.320	0.705	<i>nn</i> 550↑-521↓	
				0.335	<i>nn</i> 321↓-501↓	
		%0.013 $Q_{32} \otimes [512] \uparrow$	7.327	0.524	<i>nn</i> 501↓-761↓	
^{175}Yb	% 99.9 [514] ↑	%0.015 $Q_{42} \otimes [512] \uparrow$	7.945	0.189	<i>pp</i> 532↑-523↓	
				0.251	<i>nn</i> 651↓-651↓	
				0.486	<i>nn</i> 312↑-303↓	
				0.322	<i>pp</i> 532↑-523↓	
		%0.015 $Q_{51} \otimes [512] \uparrow$	8.714	0.508	<i>nn</i> 431↓-651↓	
				0.232	<i>nn</i> 202↓-411↑	
				0.163	<i>nn</i> 651↓-651↓	
				0.288	<i>pp</i> 413↑-404↓	
		%0.016 $Q_{61} \otimes [512] \uparrow$	9.514	0.404	<i>nn</i> 550↓-530↓	
				0.515	<i>pp</i> 523↑-514↓	
^{177}Yb	% 99.8 [624] ↑	%0.016 $Q_2 \otimes [514] \uparrow$	3.183	-0.626	<i>nn</i> 550↑-521↓	
				0.315	<i>nn</i> 312↓-512↓	
				0.160	<i>nn</i> 550↓-550↓	
		%0.014 $Q_{34} \otimes [514] \uparrow$	7.293	0.502	<i>nn</i> 501↓-761↓	
				0.288	<i>nn</i> 761↓-761↓	
				0.153	<i>pp</i> 530↑-530↑	
				0.182	<i>pp</i> 532↑-523↓	
		%0.012 $Q_{44} \otimes [514] \uparrow$	8.269	0.531	<i>nn</i> 651↓-651↓	
				0.152	<i>nn</i> 312↑-303↓	
				0.285	<i>pp</i> 541↑-521↑	
^{177}Yb	% 99.8 [624] ↑			-0.140	<i>pp</i> 413↑-404↓	
				0.407	<i>nn</i> 431↓-651↓	
				-0.308	<i>nn</i> 321↓-301↓	
		%0.016 $Q_{51} \otimes [514] \uparrow$	8.671	0.164	<i>nn</i> 651↓-651↓	
				-0.160	<i>pp</i> 541↑-521↑	
				0.350	<i>pp</i> 413↑-404↓	
	%0.019 $Q_{60} \otimes [514] \uparrow$	9.496	0.640	<i>pp</i> 523↑-514↓		
	%0.013 $Q_1 \otimes [624] \uparrow$	2.408	-0.706	<i>nn</i> 312↓-512↓		
	%0.026 $Q_2 \otimes [624] \uparrow$	3.034	-0.705	<i>nn</i> 550↑-521↓		
	%0.011 $Q_{22} \otimes [624] \uparrow$	6.261	0.554	<i>nn</i> 431↓-660↑		
			0.272	<i>nn</i> 321↓-321↓		
			-0.263	<i>pp</i> 541↑-532↓		

Tablo 3.2. (Devamı).

Çekirde k	Seviye Yapısı			Çift Korun Fonon Yapısı		
	$\%(N_k^j)^2 [Nn_z \Lambda]$	$\%(G_{ij}^{Kv})^2 Q_i \otimes [Nn_z \Lambda] \Sigma$	I ⁿ K	ω (MeV)	$\Psi_{ss'}$	2qp yapısı
¹⁷¹ Yb	% 99.42 [521] ↑		1 ⁺ 0	2.643	-0.707	nn 211↑-422↓
				6.589	-0.464	nn 651↓-631↓
					-0.414	pp 541↓-532↑
				7.910	-0.200	nn 422↓-651↑
					0.453	nn 411↑-642↓
					0.381	pp 532↑-523↓
				9.683	-0.177	pp 514↑-514↑
					-0.577	pp 633↑-404↓
				9.729	-0.413	nn 532↑-503↓
					-0.185	pp 514↑-514↑
	0.346	pp 633↑-404↓				
¹⁷⁹ Yb	% 97.64 [510] ↑		1 ⁺ 0	2.106	-0.707	nn 402↓-651↑
				2.909	0.573	nn 521↓-510↑
					0.281	nn 512↓-512↓
					0.300	pp 411↑-411↑
				2.980	0.409	nn 521↓-510↑
					-0.428	nn 512↓-512↓
					-0.345	pp 411↑-411↑
				3.178	0.695	nn 521↑-512↓
					0.541	nn 532↓-521↑
					0.234	pp 530↑-530↑
¹⁷⁹ Yb	% 97.64 [510] ↑		1 ⁺ 0	7.184	0.153	pp 541↑-532↓
					0.205	pp 532↑-523↓
					-0.259	nn 640↑-651↓
				7.745	0.471	nn 624↓-624↓
					-0.208	pp 420↑-402↓
					-0.201	nn 640↓-640↓
					-0.195	nn 642↑-613↓
					-0.214	nn 624↓-624↓
				8.303	0.224	pp 541↑-523↓
					0.415	pp 512↑-523↓
	0.228	pp 402↑-413↓				
¹⁷⁹ Yb	% 97.64 [510] ↑		1 ⁺ 0	8.330	-0.317	nn 440↑-411↓
					-0.183	nn 422↓-651↑
					0.243	nn 312↑-303↓
					-0.254	pp 541↑-521↑
					0.358	pp 422↑-402↑
					0.245	pp 413↓-404↑
				8.595	-0.603	nn 312↑-303↓
					0.210	nn 640↓-620↓
				9.804	0.250	nn 620↑-651↓
					0.347	nn 642↓-624↓

Tek kütle numaralı deforme çekirdeklere kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinin bir sonucu olarak dalga fonksiyonunun kuaziparçacık⊗fonon bileşenleri taban ve uyarılmış durumdaki pek çok seviyeye karışmaktadır [50]. Sayısal hesaplamalar dalga fonksiyonunun tek kuaziparçacık kısmının (N_k^j) incelenen tek çekirdeklerin taban durum seviye yapısına katkısının yaklaşık %99,9 olduğunu, kuaziparçacık⊗fonon kısmından (G_{ij}^{Kv}) ise sadece %0,1 civarında bir katkı geldiğini göstermektedir. Bu durum çalışmada ele alınan tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum seviye yapılarının kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinden zayıf biçimde etkilendiğini ortaya koymaktadır. Bu nedenle bu çekirdeklerin taban durumları baskın biçimde tek kuaziparçacık yapısına sahiptir.

Kuaziparçacık⊗fonon karışımlarının tek çekirdeklerin taban durum seviye yapılarına katkısı önemsenmeyecek kadar küçük olmasına rağmen, bu küçük karışımların koherent katkılarının tek çekirdeklerin taban durum g_s^{eff}/g_s^τ ve g_K faktörleri üzerine etkisi çok büyüktür [38,68]. Tablo 3.3.'te, incelenen çekirdeklerin QPNM ile hesaplanan taban durum g_s^{eff}/g_s^τ ve g_K değerlerinin QTDA (Kuaziparçacık Tamm-Dancoff Yaklaşımı), KPM (Kuliev-Pyatov Metodu), SPM (Tek Parçacık Model) hesapları ve deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması verilmiştir. Taban durum spinleri $K=1/2$ olan $^{171,179}\text{Yb}$ çekirdekleri ayrıca ele alınacağı için burada yer verilmemiştir.

Tablo 3. 3. Çalışmada ele alınan tek kütle numaralı çekirdekler için QPNM kullanılarak hesaplanan taban durum g_s^{eff}/g_s^τ ve g_K değerlerinin QTDA, KPM, SPM hesapları ve deneysel veriler ile karşılaştırılması.

Çek.	g_s^{eff}/g_s^τ				g_K				
	QPNM	QTDA	KPM	Deney	QPNM	QTDA	KPM	SPM	Deney
^{153}Yb	0.6604	0.6404	0.5988	0.943(25)	-0.2902	-0.2814	-0.2631	-0.4394	-0.414(11)
^{155}Yb	0.6632	0.6061	0.6014	0.798(18)	-0.3026	-0.2765	-0.2744	-0.4562	-0.364(8)
^{157}Yb	0.6611	0.6261	0.5990	0.640(6)	-0.3017	-0.2857	-0.2733	-0.4563	-0.292(3)
^{159}Yb	0.6378	0.5680	0.5670	0.584(9)	-0.3110	-0.2770	-0.2765	-0.4877	-0.285(4)
^{161}Yb	0.6427	0.5748	0.5739	0.698(14)	-0.3956	-0.3538	-0.3533	-0.6156	-0.430(9)
^{163}Yb	0.6473	0.5807	0.5793	0.692(13)	-0.4511	-0.4047	-0.4038	-0.6970	-0.482(9)
^{165}Yb	0.6417	0.5714	0.5709	0.565(11)	0.2584	0.2301	0.2299	0.4028	0.228(4)
^{167}Yb	0.6353	0.561	0.5604	0.634(11)	0.2695	0.2379	0.2377	0.4242	0.269(4)
^{169}Yb	0.6300	0.5546	0.554	0.626(7)	-0.2634	-0.2319	-0.2317	-0.4182	-0.262(3)
^{173}Yb	0.6335	0.5595	0.5585	0.718(0)	-0.3712	-0.3278	-0.3272	-0.5859	-0.421(0)
^{175}Yb	0.6355	0.561	0.5605	0.461(73)	0.2541	0.2243	0.2242	0.3999	0.184(29)
^{177}Yb	0.6266	0.5479	0.5478	0.636(11)	-0.2297	-0.2008	-0.2008	-0.3665	-0.233(4)

Tablo 3.3.'ten görüldüğü gibi taban durum g_s^{eff}/g_s^τ ve g_K faktörleri için deneysel veriyle en iyi uyum QPNM hesaplamaları ile elde edilmiştir. KPM ve QTDA sonuçları birbirine çok yakın olmakla birlikte deneysel veriden büyük sapmalar göstermektedir. KPM ve QTDA'nın benzer sonuçlar vermesinin nedeni her iki metotta da çift-çift korun taban durumunun BCS vakumuna karşılık gelmesidir [35-44,68].

KPM bağımsız kuaziparçacıklar modeline dayanır ve çekirdeklerdeki manyetik dipol momentin titreşimleri varsayımından yola çıkarak Tamm-Dancoff yaklaşımı (TDA) çerçevesinde tek kütle numaralı çekirdeklerin taban durum manyetik özelliklerini açıklar. Bu titreşimler çift-çift çekirdeklerde enerji aralığının (gap) üzerindeki 1^+ uyarılmalarını üretir. Bu metotta tek kütleli çekirdeklerdeki spin polarizasyon olayı, korun dışındaki tek nükleonun çift korun 1^+ uyarılmaları üzerinden saçılmasının bir sonucu olarak yorumlanmıştır. KPM'de tek çekirdeğin dalga fonksiyonu tek ve üç kuaziparçacık bileşenlerinden oluşur [35-44,68]. KPM'de sadece kuaziparçacık

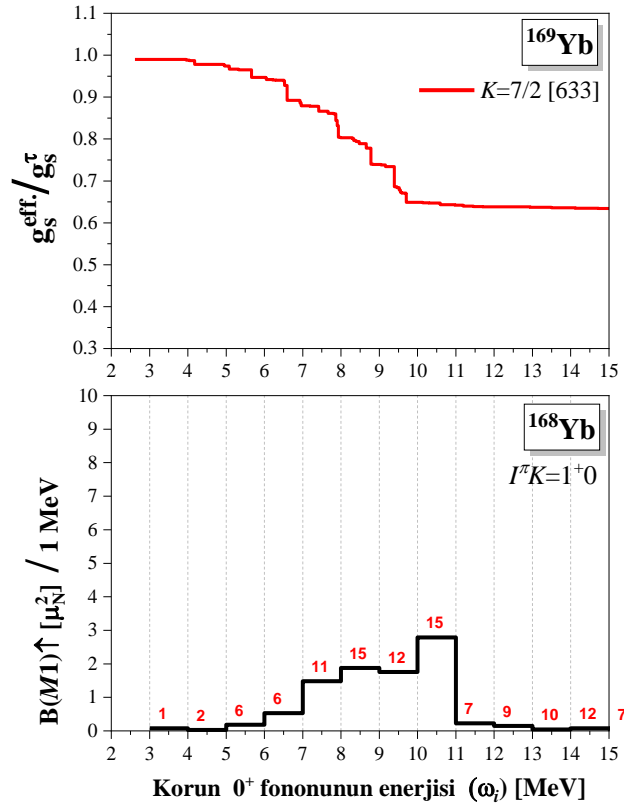
etkileşmelerinin göz önüne alınması bu metot ile hesaplanan $g_s^{eff.}/g_s^\tau$ ve g_K değerlerinin QPNM sonuçlarından farklılaşmasının nedenlerinden biridir. Çalışmalar kuaziparçacık ve fononlar arasındaki etkileşmelerin hesaba katılmasının tek kütle numaralı çekirdeklerin seviye yapısının uygun biçimde tasvirine büyük katkı verdiğini göstermektedir [50].

QPNM sonuçları ile QTDA sonuçları arasındaki farkın diğer bir nedeni ise QTDA ve QPNM'in baz aldığı QRPA taban durumları arasındaki temel farklılıklardır. Bilindiği gibi QTDA taban durumu bağımsız kuaziparçacık vakumu iken QRPA taban durumu saf kuaziparçacık değildir, kuaziparçacıklar arası etkileşmeler de hesaba katılır. Bu durum QTDA ve QTDA'ya dayanan KPM hesaplamalarında taban durum ve uyarılmış durumların asimetric davranışlarına neden olur. Hesaplamalarda taban durum etkileşmelerinin dikkate alınması 1^+ titreşim seviyelerin doğru olarak tasvirinde büyük öneme sahiptir [35-44,68].

$g_s^{eff.}/g_s^\tau$ için QPNM ile elde edilen sonuçlar $g_s^{eff.} = (0.5 - 0.7)g_s^\tau$ fenomenolojik değeri ile de uyumludur. Spin jromanyetik faktörün renormalizasyonunun açıklanması nükleer fiziğin en önemli problemlerinden biridir. Spin jromanyetik faktörün sadece tek kütle numaralı çekirdeklerin manyetik momentleri üzerine etkisi yoktur, aynı zamanda tek ve çift-çift kütle numaralı çekirdeklerin manyetik dipol uyarılmalarının hesaplanmasında da büyük öneme sahiptir. Burada ortaya koyulan mikroskobik yaklaşımda problemin çözümü tek kalan nükleon ile kor arasındaki etkileşimin doğru olarak tasvirinde yatmaktadır [36,68]. Bu amaçla, tek nükleonun çift kor üzerindeki polarizasyon etkisi valans nükleonunun çift-çift korun tek fonon titreşimleri üzerinden saçılması olarak ele alınmıştır. Daha önce değindiğimiz gibi incelenen tek kütleli çekirdeklerin taban durumlarında kuaziparçacık⊗fonon etkileşmelerinin katkısı çok küçüktür, ancak elde edilen sonuçlar kuaziparçacık⊗fonon karışımlarından gelen bu küçük katkıların tek kütle numaralı çekirdeklere gözlenen spin polarizasyon etkilerini açıklamakta yeterli olduğunu ve g_s spin jromanyetik faktörü uygun biçimde renormalize ettiğini göstermektedir [36,68]. Bu sonuçlar Arima ve Horie (1954) [26] tarafından ortaya atılan tek kütle numaralı çekirdeklere tek kalan nükleonun, yine bu

nükleonun korun $M1$ dış alanı ile etkileşiminden güçlü biçimde etkilenebileceği fikri ile uyuşmaktadır.

Spin polarizasyona en büyük katkı en güçlü $M1$ geçişlerinin görüldüğü (spin flip rezonansı) 7-11 MeV enerji aralığındaki kor fononlarından gelmektedir. Bu durumu Şekil 3.2.'de açık bir şekilde görebiliriz.



Şekil 3.2. (a) Korun $K^\pi=0^+$ uyarılmalarının g_s^{eff}/g_s^τ faktöre katkısı. (b) ^{168}Yb çekirdeğinde $K^\pi=0^+$ uyarılmalarının 1 MeV enerji aralığında QRPA ile hesaplanan toplam $M1$ gücü.

^{169}Yb çekirdeğinde polarizasyonun en büyük olduğu yani $g_{s_z}^{eff}/g_{s_z}^\tau$ 'nin en küçük olduğu nokta ^{168}Yb kor çekirdeğinin $K^\pi=0^+$ seviyelerine ait en büyük $B(M1)$ geçişlerinin görüldüğü spin-flip bölgesine denk gelmektedir.

Şimdi ilgimizi taban durum spin ve paritesi $K^\pi=1/2^-$ olan $^{171,179}\text{Yb}$ çekirdeklerine çevireceğiz. Tablo 3.4.'te $^{171,179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin deneysel manyetik momentleri ile farklı yaklaşımlar (QPNM, QTDA, KPM) kullanılarak hesaplanan taban durum manyetik özellikleri verilmiştir. $g_{s_z}^{eff}/g_{s_z}^\tau$, $g_{s_x}^{eff}/g_{s_x}^\tau$ ve g_K sonuçları, çekirdeğin

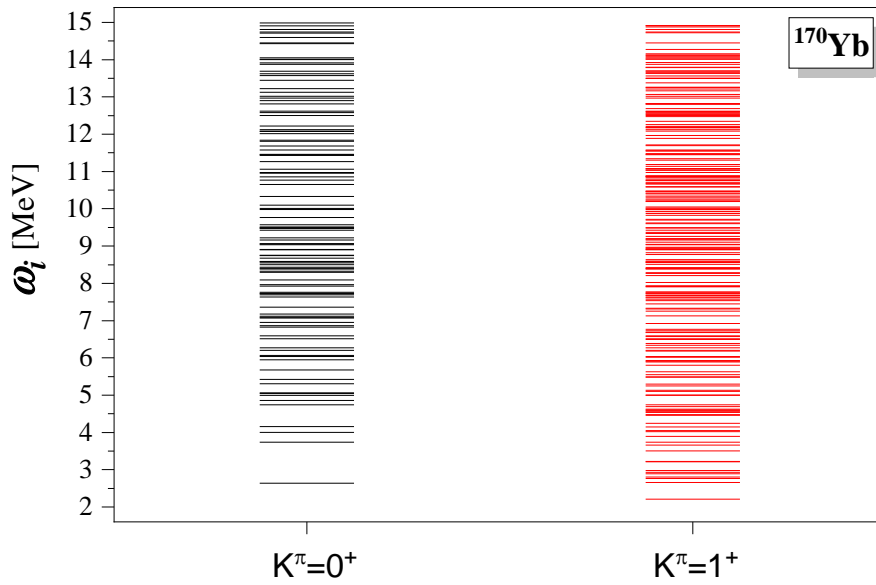
kolektif hareketini temsil eden g_R faktöründen bağımsızdır [45]. Bununla birlikte $K=1/2$ olan çekirdekler için $b_0(g_K - g_R)$ ve μ_{leo} değerlerini belirleyebilmek için g_R ve ayrıca dönme çiftlenim parametresinden (a) gelen katkılar dikkate alınmalıdır. $^{171,179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin manyetik moment hesaplamalarında Jain vd. (1990) [51] çalışmasında yer alan yarı-deneysel a değerleri kullanılmıştır. ^{171}Yb çekirdeği için g_R faktöre bağlı tüm hesaplamalar, deneysel olarak belirlenen $g_R = 0.282(5)$ değeri kullanılarak yapılmıştır. Öte yandan, ^{179}Yb çekirdeği için ölçülmüş deneysel bir g_R değeri bulunmadığından serinin aynı çekirdekleri olması fikrinden yola çıkılarak ^{179}Yb çekirdeği için g_R faktöre bağlı nicelikler de $g_R = 0.282$ değeri ile hesaplanmış ve elde edilen sonuçlar Tablo 3.3.'te sunulmuştur.

Tablo 3. 4. $^{171,179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin QPNM model ile hesaplanan $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$, $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$, g_K ve $b_0(g_K - g_R)$ faktörlerinin farklı modeller ile karşılaştırılması.

Çekirdek	a	Model	$g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$	$g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$	g_K	$b_0(g_K - g_R)$
^{171}Yb	0.85	QPNM	0.647	0.363	1.194	0.618
		QTDA	0.553	0.095	1.021	0.349
		KPM	0.552	0.136	1.019	0.389
^{179}Yb	0.20	QPNM	0.646	0.367	-1.543	1.196
		QTDA	0.543	0.076	-1.297	0.292
		KPM	0.542	0.120	-1.295	0.430

Tablo 3.4.'ten de görüldüğü gibi QPNM sonuçları diğer yaklaşımlara oranla deneysel veri ile en iyi uyumu göstermektedir. QPNM ile elde edilen $g_{s_z}^{eff}/g_s^{free}$ ve $g_{s_+}^{eff}/g_s^{free}$ spin jromanyetik faktörleri QTDA ve KPM sonuçlarına oranla daha yüksektir [42]. Genel bir varsayım olarak hem statik hem de geçiş $M1$ moment hesaplamalarında $g_s^{eff} = 0.6 - 0.7 g_s^{free}$ değeri kullanılır. Önceki çalışmalarımızda gösterildiği gibi, $K > 1/2$ durumu için $\langle s | \sigma_z | s' \rangle$ matris elemanlarının renormalizasyonu ile $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ spin jromanyetik faktörü ortaya çıkar. Öte yandan, $K=1/2$ durumlu çekirdekler için σ_z spin matris elemanına ek olarak σ_+ spin matris elemanı da vardır [30,31,45,46]. Bununla birlikte, her iki spin matris elemanının renormalizasyonları eşit değildir. Tablo 3.4.'te de gösterildiği gibi $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ değerleri $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ değerlerinden daha yüksektir. Teorik olarak $\langle s | \sigma_z | s' \rangle$ matris elemanlarının renormalizasyonu korun ($^{170,178}\text{Yb}$) 1^+0 uyarılmaları ile ilişkiliyken, $\langle s | \sigma_+ | s' \rangle$ matris elemanının renormalizasyonu tek kalan

nükleon ve korun 1^+ uyarılmaları arasındaki etkileşime bağlıdır [30,31,45,46]. Bu nedenle $\langle s|\sigma_z|s'\rangle$ ve $\langle s|\sigma_+|s'\rangle$ matris elemanlarının renormalizasyon derecesi, yani $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ ve $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ değerleri, korun 1^+ ve 1^+ kolektif uyarılmalarının seviye yoğunluğuna kuvvetle bağlıdır. 1^+ durumlarının seviye yoğunluğu her zaman 1^+ durumlarının seviye yoğunluğundan daha fazla olduğu için $K=1/2$ durumlarında iki farklı g_s faktörü oluşur. Bu duruma bir örnek olarak, ^{170}Yb (^{171}Yb kor çekirdeği)'nin $I^\pi=1^+$ uyarılmalarının $K=0$ ve $K=1$ dallarına ait seviye dağılımı Şekil 3.4.'te verilmiştir.

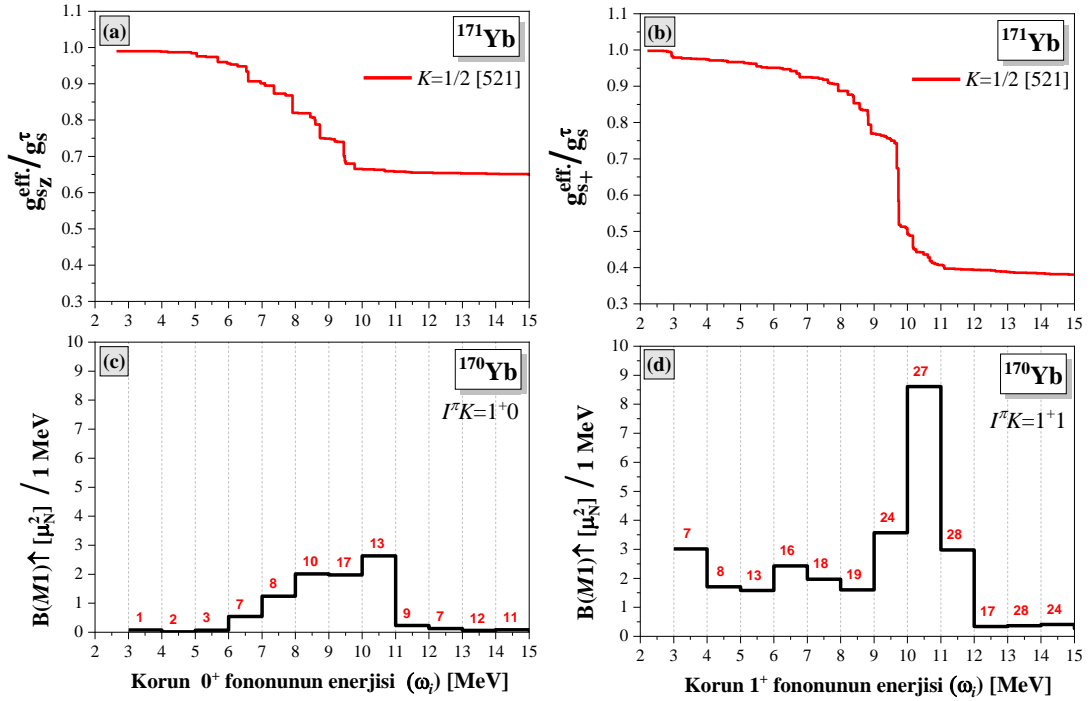


Şekil 3.3. ^{170}Yb çekirdeğinde $I^\pi=1^+$ uyarılmalarının $K=0$ ve $K=1$ dallarına ait seviye yoğunluğu.

Görüldüğü gibi 2-15 MeV enerji aralığında $K=1$ dalına ait seviyelerin sayısı 237 iken, $K=0$ dalına ait seviye sayısı 144'tür [45].

$g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ ve $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ faktörlerin kordaki $K=0$ ve $K=1$ dallarındaki $M1$ geçiş olasılıklarına ve seviye yoğunluğuna bağlılığı Şekil 3.4.'te net bir şekilde görülebilmektedir. Şekil 3.4. (a, b)'de ^{171}Yb çekirdeğinin $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ ve $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ faktörlerinin renormalizasyonu, Şekil 3.4. (c, d)'de ise ^{171}Yb çekirdeğinin kor çekirdeği olan ^{170}Yb 'nin 2-15 MeV enerji aralığındaki toplam $M1$ gücü ve bu güce katkıda bulunan seviyelerin sayısı verilmiştir. Görüldüğü gibi $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ ve $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ en küçük olduğu yani $\langle s|\sigma_z|s'\rangle$ ve $\langle s|\sigma_+|s'\rangle$ matris elemanlarının renormalizasyonunun en büyük olduğu bölge spin-flip rezonansın sirasiyla $K=0$ ve $K=1$ dallarına karşılık

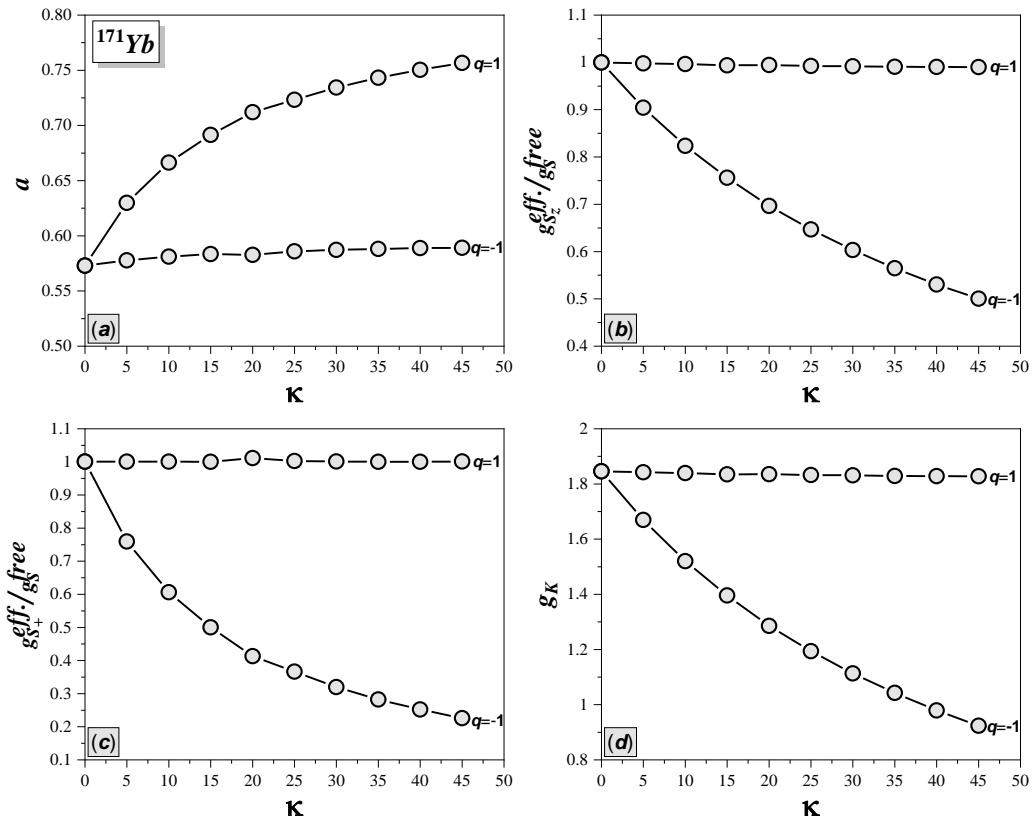
gelmektedir. Öte yandan $K=0$ dalına katkı veren seviye sayısı $K=1$ dalına katkı veren seviyelerin sayısının yaklaşık 2 katıdır. Bu nedenle $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ değeri $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ değerinin 2 katıdır. Kuaziparçacık fonon konfigürasyonlarının taban duruma katkısı oldukça küçük olsa da gibi görünse de (Tablo 3.2.), Şekil 3.4. (a, b)'de de sunulduğu gibi, bu küçük katkılar $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ ve $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ faktörleri kuvvetlice renormalize etmektedir [43].



Şekil 3. 4. (a) Korun $K^\pi=0^+$ uyarılmalarının $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$ faktöre katkısı. (b) Korun $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ faktöre katkısı. (c) ^{168}Yb çekirdeğinde $K^\pi=0^+$ uyarılmalarının 1 MeV enerji aralığında QRPA ile hesaplanan toplam $M1$ gücü. (d) ^{168}Yb çekirdeğinde $K^\pi=1^+$ uyarılmalarının 1 MeV enerji aralığında QRPA ile hesaplanan toplam $M1$ gücü.

Şekil 3.4. (a) ve (b)'deki sonuçların birbiriyle benzer bir eğilime sahip olduğu söylemek mümkündür.; 2-9 MeV enerji aralığında küçük bir azalma, 10-12 MeV aralığında ise keskin bir düşüş görülmektedir. Şekil 3.4. (c) ve (d)'de gösterilen, spin-flip olarak bilinen ve $M1$ kuvvetinin çoğunu taşıyan güçlü manyetik dipol modu ile g_s faktörlerin renormalizasyonu arasında güçlü bir bağ olduğu görülmektedir. Yakın bir zamanda tek-kütleli küresel çekirdekler için benzer bir sonuç rapor edilmiştir. Ayrıca, makas mod olarak bilinen 2-4 MeV enerji aralığındaki $M1$ gücü, ne enine ne de boyuna spin-matris elemanının renormalizasyonuna dikkate değer büyüklükte bir katkıda bulunmaz.

Hesaplamaların ayrıntılı analizinden $K > 1/2$ durumlarına benzer bir şekilde artık (residual) spin-spin etkileşiminin izovektör kısmının $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$, $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ ve g_K değerleri üzerinde baskın bir etkisi olduğu görülmüştür. ^{171}Yb çekirdeğinin izovektör ($q = -1$) ve izoskaler ($q = 1$) etkileşimlere ne derece bağlı olduğunu göstermek amacıyla Şekil 3.5.'te $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$, $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$, g_K ve a değerlerinin spin-spin etkileşme güç parametresine (κ) karşı grafikleri sunulmuştur.

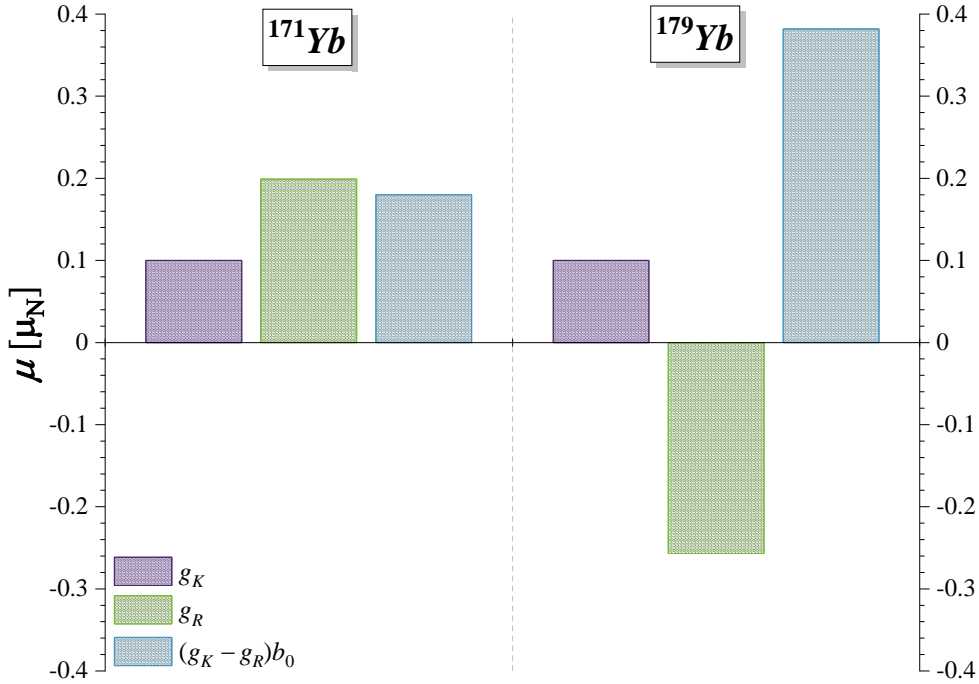


Şekil 3.5. $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$, $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$, g_K , a 'nın q ve κ 'ya bağlılığı.

Şekil 3.5. (b,c,d)'den, spin-spin etkileşme güç parametresinin $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$, $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ ve g_K faktörlerdeki baskın etkisi $q=-1$ 'de ortaya çıktığı görülmektedir. Öte yandan, κ 'nın a üzerindeki etkisi $q=1$ 'de görülmektedir. Detaylı analizler, manyetik momentin izoskaler kısmında nötron ve proton $g_{s_z}^{eff}/g_s^\tau$, $g_{s_+}^{eff}/g_s^\tau$ ve g_K faktörlerin güçlü bir şekilde birbirini yok etmesinden dolayı izovektör kısmının daha baskın olduğunu göstermiştir. Buna karşılık, a 'ya nötron-proton spin-spin etkileşiminden gelen katkı, izovektör kanalında kaybolur, izoskaler kanalında güçlü etkileşmeler ortaya çıkar [45].

Bu durum $g_{s_z}^{eff} / g_s^r$, $g_{s_x}^{eff} / g_s^r$ ve g_K değerlerinin izovektör karakterli, a parametresinin ise izoskaler karakterli oluşunun bir sonucudur.

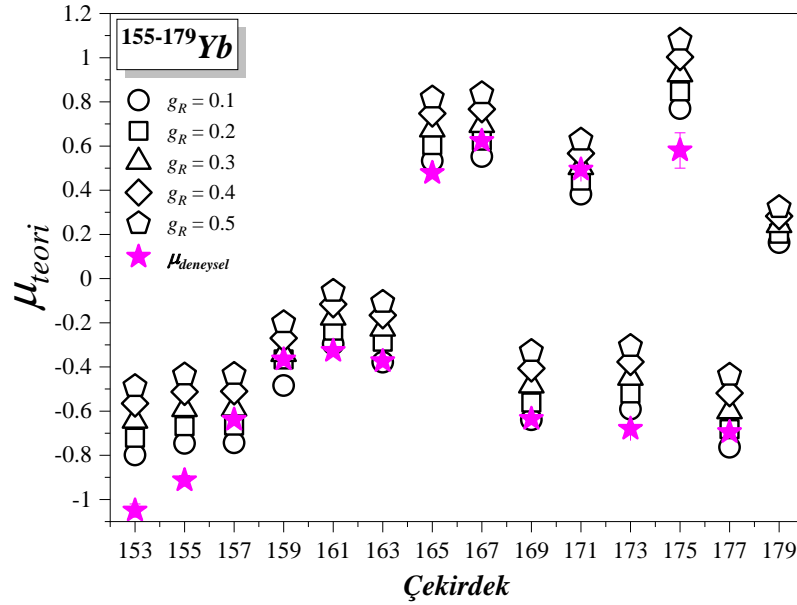
Şekil 3.6.'da, $K=1/2$ olan $^{171,179}\text{Yb}$ çekirdeklerinde $b_0(g_K - g_R)$, g_R ve g_K faktörlerin manyetik momente katkıları incelenmiştir.



Şekil 3.6. $^{171,179}\text{Yb}$ çekirdeklerinde $b_0(g_K - g_R)$, g_R ve g_K faktörlerin taban durum manyetik momente katkısı.

Şekilden de görüldüğü gibi g_R faktörün katkısı genellikle $0.1 \mu_N$ 'i geçmez. Bununla birlikte, $b_0(g_K - g_R)$ ve g_K faktörlerinden gelen katkılar, büyük ölçüde tek parçacık matris elemanına bağlıdır. Bu iki terim, manyetik momentin işaretinde belirleyici rol oynamaktadır.

Şekil 3.7.'de $K > 1/2$ olan $^{153-179}\text{Yb}$ izotoplarının hesaplanan manyetik moment değerleri deneysel manyetik momentler ile karşılaştırılmıştır. Bilindiği gibi tek-kütleli deforme bir çekirdeğin manyetik momenti nükleonların bağımsız ve kolektif hareketinden ileri gelir [36]. Kolektif hareketin katkısı g_R faktör ile ifade edilirken iç hareketten gelen katkı ise g_K faktör ile ifade edilir. Çalışmada incelenen $^{171,173}\text{Yb}$ dışındaki çekirdeklerin deneysel g_R değerleri mevcut değildir. Bu nedenle manyetik moment hesabı yapılırken, manyetik momentin g_R faktöre göre değişimine bakılmıştır.



Şekil 3. 7. $^{153-179}\text{Yb}$ çekirdeklerinin farklı g_R faktör değerleriyle elde edilen teorik manyetik moment sonuçlarının deneysel verilerle karşılaştırılması.

Şekilden de görüldüğü gibi sonuçlar g_R değerlerine bağıllık göstermektedir. Ancak kuvvetli bir bağıllık söz konusu değildir. g_R faktör 0,1'den 0,5'e değiştiğinde manyetik momentteki değişim yaklaşık olarak $2 \mu_N$ kadardır. Genel olarak Tek-A'lı $^{153-177}\text{Yb}$ çekirdeklerinde $g_R=0,1-0,3$ aralığı için hesaplanan manyetik moment değerleri deneysel verilerle uyumludur.

^{171}Yb çekirdeğinin deneysel olarak ölçülmüş olan g_R faktörü $g_R=0,282(5)$ 'dir [74]. Şekil 3.7.'den de net bir şekilde görüldüğü gibi ^{171}Yb çekirdeğinin deneysel manyetik moment değeri, g_R 'nin deneysel değeri ile hesaplanan manyetik moment değeri ile üst üste düşmektedir. Ancak ^{173}Yb çekirdeği için böyle bir uyumdan bahsetmek mümkün değildir. ^{173}Yb çekirdeğinin deneysel g_R değerleri $g_R=0.277(17)$, $0.257(50)$, $0.223(15)$ 'tir [74]. g_R 'nin bu değerleri ile elde edilen teorik manyetik moment sonuçları sırasıyla $\mu=-0.47 \mu_N$, $\mu=-0.48 \mu_N$ ve $\mu=-0.51 \mu_N$ şeklindedir. Deneysel ve teorik manyetik moment sonuçları ancak $g_R=0.1$ değerinde birbirlerine yaklaşır. Bu durum g_R faktörlerin deneysel değerlerinin kesin olarak belirlenememesinden kaynaklanıyor olabilir. g_R faktör direkt olarak ölçülemediğinden model bağımlı olarak belirlenmektedir. Bu durum da çoğu kez deneysel ve teorik manyetik moment değerleri arasında uyumsuzluğa yol açabilmektedir. Tek kütle numaralı deforme çekirdekler için gözlenen manyetik momentlerin teorik olarak tatmin edici biçimde açıklanabilmesi, g_R faktörlerin kesin olarak bilinmesini gerektirir. Öte yandan deneysel manyetik

momenti henüz ölçülmemiş olan ^{179}Yb çekirdeğinin taban durum manyetik moment değeri büyük bir olasılıkla $\mu=0.16\mu_N-0.32\mu_N$ aralığında olmalıdır.

BÖLÜM 4. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında periyodik tablonun nadir toprak bölgesinde yer alan $^{153-179}\text{Yb}$ tek kütle numaralı deforme çekirdeklerinin taban durum manyetik özellikleri Kuaziparçacık Fonon Nükleer Model (QPNM) ile araştırılmış, elde edilen sonuçlar mevcut deneysel verilerle karşılaştırılmıştır.

- a. Teorik hesaplamalar ele alınan tüm tek-A'lı deforme çekirdekte spin polarizasyonun etkin olduğunu göstermiş ve spin-spin kuvvetlerinin izovektör ($q=-1$) kısmının daha baskın olduğunu ortaya koymuştur. Bunun yanında $K=1/2$ durumlu çekirdekte var olan dönme çiftlenim parametresinin (a), izoskaler kanalın daha baskın olduğu görülmüştür.
- b. $K=1/2$ durumlu çekirdekler için boyuna spin matris elemanına ek olarak enine spin matris elemanı da vardır. Bu nedenle analitik ifadelerde iki farklı g_s faktörü ($g_{s_z}^{eff}/g_s^{\tau}$ ve $g_{s_+}^{eff}/g_s^{\tau}$) ortaya çıkar ve bu faktörler birbirine eşit değildir.
- c. Taban durumda dalga fonksiyonuna en büyük katkıyı tek-kuziparçacıkların verdiği (%99 civarı) ve kuaziparçacık fonon kısmının da dalga fonksiyonuna katkısının küçük olduğu (%1 civarı) görülmüştür.
- d. Efektif spin g_s faktörlere kuaziparçacık-fonon etkileşimlerinden gelen bu çok küçük katkılar büyük kolektif bir etki göstererek g_s 'de önemli bir azalmaya (renormuna) sebep olmaktadır.

- e. $b_0(g_K - g_R)$ ve g_K faktörlerinin miktarı ve işareti, tek parçacık matris elemanına büyük ölçüde bağlıdır. Bu nedenle bu iki terim, manyetik momentin işaretinde belirleyici rol oynamaktadır.
- f. Mevcut deneysel manyetik moment verileriyle uyumlu teorik sonuçlar elde edilmiştir. Ayrıca manyetik momenti henüz ölçülmemiş olan ^{179}Yb çekirdeğinin manyetik momenti de teorik olarak öngörülmüştür.

KAYNAKLAR

- [1] Landé, A., The magnetic moment of the proton. *Physical Review*, 44, 1028, 1933.
- [2] Rabi, I., Kellogg, J., Zacharias, J., The magnetic moment of the proton. *Physical Review*, 46, 157, 1934.
- [3] Landé, A., Inglis, D., The Magnetic Moment of the Neutron. *Physical Review*, 46, 76, 1934.
- [4] Inglis, D., Landé, u., The Magnetic Moment of the Neutron. *Physical Review*, 45, 842, 1934.
- [5] Powers, P., Beyer, H., Dunning, J., Experiments on the Magnetic Moment of the Neutron. *Physical Review*, 51, 371, 1937.
- [6] Rabi, I., Kellogg, J., Zacharias, J., The magnetic moment of the deuteron. *Physical Review*, 46, 163, 1934.
- [7] Brown, F., Cook, R., Nuclear Magnetic Moment of Aluminum. *Physical Review*, 45, 731, 1934.
- [8] Manley, J., The nuclear spin and magnetic moment of potassium (41). *Physical Review*, 49, 921, 1936.
- [9] Gibbons Jr, J., Bartlett Jr, J., The Magnetic Moment of the K^{39} Nucleus. *Physical Review*, 47, 692, 1935.
- [10] Shoupp, W., Bartlett Jr, J., Dunn, C., The Magnetic Moment of the Na 23 Nucleus. *Physical Review*, 47, 705, 1935.
- [11] Castel, B., Towner, I.S., *Modern theories of nuclear moments*. Clarendon Press, 1990.
- [12] Purcell, E.M., Torrey, H.C., Pound, R.V., Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Physical review*, 69, 37, 1946.

- [13] Aeppli, H., Albers-Schönberg, H., Bishop, A., Frauenfelder, H., Heer, E., The Determination of the Magnetic Moment of an Excited Nuclear Level (Cd 111, 247 keV). *Physical Review*, 84, 370, 1951.
- [14] Mössbauer, R.L., Kernresonanzabsorption von gammastrahlung in Ir¹⁹¹. *Naturwissenschaften*, 45, 538-539, 1958.
- [15] Ramsey, N.F., Nuclear moments. *Annual Review of Nuclear Science*, 1, 97-106, 1952.
- [16] Alder, K., Steffen, R.M., Electromagnetic moments of excited nuclear states. *Annual review of nuclear science*, 14, 403-482, 1964.
- [17] Blin-Stoyle, R.J., Theories of nuclear moments. Oxford University Press, Oxford, 1957.
- [18] Stone, N., Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 90, 75-176, 2005.
- [19] Stone, N., Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, International Atomic Energy Agency. International Nuclear Data Committee Report INDC (NDS)-0658, Vienna, Austria, 2014.
- [20] Neyens, G., Nuclear magnetic and quadrupole moments for nuclear structure research on exotic nuclei. *Reports on progress in physics*, 66, 633, 2003.
- [21] Kusoglu, A., Stuchbery, A., Georgiev, G., Goasduff, A., Atanasova¹⁰, L., Balabanski, D., Bostan, M., Danchev, M., Detistov, P., Gladnishki, K., Nuclear g-factor measurement with time-dependent recoil in vacuum in radioactive-beam geometry. *Journal of Physics: Conference Series*, 590, 012041, 2015.
- [22] Kusoglu, A., Egzotik Çekirdeklerde Uyarılmış Seviye Ömürleri ve Nükleer Momentler. İstanbul Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 2016.
- [23] Landé, A., Nuclear magnetic moments and their origin. *Physical Review*, 46, 477, 1934.
- [24] Schmidt, T., Über die magnetischen Momente der Atomkerne. *Zeitschrift für Physik*, 106, 358-361, 1937.
- [25] Bochnacki, Z., Ogaza, S., Spin polarization effect and the magnetic moments of odd-mass deformed nuclei. *Nuclear Physics*, 69, 186-192, 1965.
- [26] Arima, A., Horie, H., Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei. *Progress of Theoretical Physics*, 12, 623-641, 1954.

- [27] Shimizu, K., Ichimura, M., Arima, A., Magnetic moments and GT-type β -decay matrix elements in nuclei with a LS doubly closed shell plus or minus one nucleon. Nuclear Physics A, 226, 282-318, 1974.
- [28] Towner, I., Khanna, F., Corrections to the single-particle $M1$ and Gamow-Teller matrix elements. Nuclear Physics A, 399, 334-364, 1983.
- [29] Arima, A., A short history of nuclear magnetic moments and GT transitions. Science China Physics, Mechanics and Astronomy, 54, 188-193, 2011.
- [30] Kuliev, A., Pyatov, N., Spin polarization effects in odd-mass deformed nuclei. Physics Letters B, 28, 443-445, 1969.
- [31] Bochnacki, Z., Ogaza, S., Spin polarization effect on the fast allowed beta transitions between deformed odd-mass nuclei. Nuclear Physics A, 102, 529-533, 1967.
- [32] De Boer, J., Rogers, J.D., Concerning the Magnetic Properties of Deformed Nuclei in the Region $153 \leq A \leq 187$. Phys. Letters, 3, 1963.
- [33] Kuliev, A., Pyatov, N., Magnetic dipole interactions in deformed nuclei. Joint Inst. for Nuclear Research, Dubna, USSR, 1969.
- [34] Yakut, H., Kuliev, A., Guliyev, E., Yildirim, Z., Intrinsic g_K factors of odd-mass $^{167-179}\text{Lu}$ isotopes. Pramana, 73, 829-837, 2009.
- [35] Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A., Guliyev, E., The ground-state magnetic moments of odd-mass Hf isotopes. Open Physics, 12, 843-850, 2014.
- [36] Yakut, H., Nadir Toprak Deforme Çekirdeklerinde Kolektif Dipol Seviyelerin Elektrik ve Manyetik Dipol Özelliklerinin İncelenmesi. Sakarya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 2009.
- [37] Yakut, H., Tabar, E., Hoşgör, G., Effects of the isoscalar and isovector interaction on the ground-state magnetic moments of odd-mass $^{137-145}\text{Ce}$ nuclei. Canadian Journal of Physics, 97, 1187-1190, 2019.
- [38] Hoşgör, G., Tek-A'lı $^{151-159}\text{Eu}$ ve $^{151-161}\text{Gd}$ Çekirdeklerinin Manyetik Dipol Uyarılmalarının İncelenmesi. Sakarya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2017.
- [39] Yakut, H., Tabar, E., Kuliev, A.A., Zenginerler, Z., Kaplan, P., Ground state magnetic properties of odd neutron Dy isotopes. International Journal of Modern Physics E, 22, 1350076, 2013.

- [40] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A., Quliyev, H., Hoşgör, G., Magnetic moments and g -factors in odd- A Ho isotopes. *Chinese Physics C*, 41, 074101, 2017.
- [41] Yakut, H., Gulyev, E., Guner, M., Tabar, E., Zenginerler, Z., QPNM calculation for the ground state magnetic moments of odd-mass deformed nuclei: $^{157-167}\text{Er}$ isotopes. *Nuclear Physics A*, 888, 23-33, 2012.
- [42] Tabar, E., Yakut, H., Kuliev, A.A., Microscopic description of ground state magnetic moment and low-lying magnetic dipole excitations in heavy odd-mass ^{181}Ta nucleus. *International Journal of Modern Physics E*, 25, 1650053, 2016.
- [43] Tabar, E., A theoretical investigation of the magnetic dipole moment of the ground-and excited-states below 600 keV in well-deformed $^{183,185}\text{W}$, $^{185,187}\text{Re}$ and $^{187,189}\text{Os}$. *International Journal of Modern Physics E*, 28, 1950040, 2019.
- [44] Tabar, E., A theoretical study on the ground and low-energy magnetic dipole characteristics of ^{239}Pu nucleus. *Nuclear Physics A*, 987, 202-221, 2019.
- [45] Tabar, E., Magnetic properties of $K=1/2$ states in deformed odd-mass nuclei. *Nuclear Physics A*, 986, 150-166, 2019.
- [46] Bohr, A., Mottelson, B.R., *Nuclear structure*. vol. 1,2. Benjamin, New York and Amsterdam, 1975.
- [47] Belyaev, S.T., *Effect of pairing correlations on nuclear properties*. E. Munksgaard Kobenhavn, 1959.
- [48] Soloviev, V., *On the superfluid state of the atomic nucleus*. *Nuclear Physics*, 9, 655-664, 1958.
- [49] Bunker, M., Reich, C., *A Survey of Nonrotational States of Deformed Odd- A Nuclei ($150 < A < 190$)*. *Reviews of Modern Physics*, 43, 348, 1971.
- [50] Soloviev, V.G., *Theory of complex nuclei*. Pergamon Press, New York, 1976.
- [51] Jain, A., Sheline, R., Sood, P., Jain, K., *Intrinsic states of deformed odd- A nuclei in the mass regions ($151 \leq A \leq 193$) and ($A \geq 221$)*. *Reviews of Modern Physics*, 62, 393, 1990.
- [52] Dracoulis, G., Walker, P., *One-and three-quasiparticle states in ^{171}Hf and high spin rotational bands*. *Nuclear Physics A*, 330, 186-208, 1979.

- [53] Solov'ev, V., Properties of the Ground and Excited States of Strongly Deformed Nuclei. Soviet Physics JETP, 16, 1963.
- [54] Pyatov, N., Chernyshev, A., Three-Quasiparticle States in Deformed Nuclei. Joint Inst. for Nuclear Research, Dubna, USSR Lab. of Theoretical Physics, 1963.
- [55] Chasman, R.R., Ahmad, I., Friedman, A., Erskine, J., Survey of single-particle states in the mass region $A > 228$. Reviews of Modern Physics, 49, 833, 1977.
- [56] Bes, D., Yi-Chung, C., The γ -vibrations in odd-mass rare-earth nuclei. Nuclear Physics, 86, 581-610, 1966.
- [57] Diamond, R.M., Elbek, B., Stephens, F., Coulomb Excitation of Tb^{159} , Ho^{165} and Tm^{169} with O^{16} Ions. Nuclear Physics, 43, 560-597, 1963.
- [58] Soloviev, V., On collective nonrotational states of odd-mass deformed nuclei. Physics Letters, 16, 308-311, 1965.
- [59] Soloviev, V., Vogel, P., Structure of the ground and excited states of odd-mass deformed nuclei in the region $153 \leq A \leq 187$. Nuclear Physics A, 92, 449-474, 1967.
- [60] Soloviev, V., Malov, L., A model for describing the structure of highly excited states in deformed nuclei (I). Nuclear Physics A, 196, 433-451, 1972.
- [61] Soloviev, V., Nesterenko, V., Bastrukov, S., On vibrational states in deformed odd-A nuclei. Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei, 309, 353-361, 1983.
- [62] Gareev, F., Ivanova, S., Malov, L., Soloviev, V., Single-particle energies and wave functions for the saxon-woods potential and the levels of odd-A nuclei in the actinide region. Nuclear Physics A, 171, 134-164, 1971.
- [63] Gorbachev, B., Levon, A., Nemets, O., Fedotkin, S., Stepanenko, V., Magnetic moments of isomeric states in ^{141}Pr and ^{143}Pm and paramagnetism of the promethium and praseodymium. Zhurnal Eksperimental'noj i Teoreticheskoy Fiziki, 87, 3-13, 1984.
- [64] Levon, A., Fedotkin, S., Vdovin, A., Magnetic moments of odd spherical nuclei. Soviet Journal of Nuclear Physics, 43, 912-917, 1986.
- [65] Safarov, R., Vdovin, A., Galinskij, E., Pauli principle and magnetic moments of odd spherical nuclei. Joint Inst. for Nuclear Research, 1988.

- [66] Ponomarev, V.Y., Safarov, R., The contribution of "quasiparticle⊗phonon" components into magnetic moments of lowlying states in odd spherical nuclei. JINR communication, P4-88-146, 1988.
- [67] Tabar, E., Kuliev, A., Microscopic investigation of the low-lying magnetic dipole transitions in the odd-mass $^{155-169}\text{Ho}$ isotopes. Nuclear Physics A, 964, 1-17, 2017.
- [68] Tabar, E., Tek Kütle Numaralı Nadir Toprak Deforme Çekirdeklerinin Makas Mod Uyarılmalarının İncelenmesi. Sakarya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, 2015.
- [69] Dudek, J., Werner, T., New parameters of the deformed Woods-Saxon potential for $A=110-210$ nuclei. 1978.
- [70] Pritychenko, B., Birch, M., Singh, B., Horoi, M., Tables of $E2$ transition probabilities from the first 2^+ states in even-even nuclei. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 107, 1-139, 2016.
- [71] Möller, P., Nix, J., Myers, W., Swiatecki, W., Nuclear ground-state masses and deformations. arXiv preprint nucl-th/9308022, 1993.
- [72] Möller, P., Nix, J., WD Myers and WJ Swiatecki. Atom. Data and Nucl. Data Tables, 59, 185, 1995.
- [73] Baznat, M., Pyatov, N., Chernej, M., Non-adiabatic effects in the rotational motion of odd-mass deformed nuclei. Physica Scripta, 6, 227, 1972.
- [74] Prior, O., Boehm, F., Nilsson, S., Collective gyromagnetic ratios of deformed nuclei. Nuclear Physics A, 110, 257-272, 1968.

ÖZGEÇMİŞ

Öznur Sarıbaş, 08.10.1991'de İstanbul'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimin İstanbul'da tamamladı. 2009 yılında Kartal Şehit Öğretmen Hüseyin Ağırman Teknik Meslek Lisesinden okul 3.'sü olarak mezun oldu. 2010 yılında başladığı Uludağ Üniversitesi Fizik Bölümü'nü 2014 yılında bölüm 3.'si olarak bitirdi. 2015 yılında Uludağ Üniversitesinden Pedagogik Formasyon belgesi alarak öğretmenliğe başladı. 2018 yılında Sakarya Üniversitesi Fizik bölümünde yüksek lisans eğitimine başladı. Halen fizik öğretmeni olarak görev yapmaktadır.