



**İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**DÜŞÜK ENERJİLİ UYARILMALARIN NÖTRON VE
PROTON SAYISININ FONKSİYONU OLARAK GELİŞİMİ**

Yüksek Fizikçi Ela GANİOĞLU

**Fizik Anabilim Dalı
Nükleer Fizik Programı**

Danışman

Prof. Dr. Baki AKKUŞ

İkinci Danışman

Prof.Dr. Ramon WYSS

Şubat, 2009

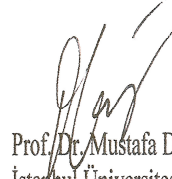
İSTANBUL

Bu çalışma 16/03/2009 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Nükleer Fizik programında Doktora Tezi olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi



Prof. Dr. Baki AKKUŞ (Danışman)
İstanbul Üniversitesi



Prof. Dr. Mustafa DEMİR
İstanbul Üniversitesi



Prof. Dr. Metin SUBAŞI
Yıldız Teknik Üniversitesi



Prof. Dr. Hasan Hüseyin GÜVEN
İstanbul Teknik Üniversitesi



Prof. Dr. Melih BOSTAN
İstanbul Üniversitesi

ÖNSÖZ

Doktora tez aşamamı tamamladığım bu dönemde, çalışmam süresince yaşadıklarımın arda kalan hatırladığım nice anı ve kişi var...

Akademik hayatım boyunca, desteğini ve başarıma olan inancını hep üzerimde hissettiğim ve yalnızca nükleer fizik bilgime değil hayata dair bana çok şey katan danışman hocam Prof. Dr. Baki Akkuş'a teşekkürlerimin en büyüğünü ifade etmek isterim.

Kendisini tanımaktan onur duyduğum, doktora tez sürem boyunca beni destekleyen, Enstitüsü'ne davet ederek, hem nükleer fizikte yarattığı dünyayı tanımamı, hem de İsveç Kraliyet Enstitüsü'nde vazgeçilmez dostluklar kurmamı sağlayan ikinci tez danışmanım Prof. Dr. Ramon Wyss'e sonsuz teşekkür ederim.

Hesaplamalar konusundaki yardımları ve özellikle de arkadaşlığı için Prof. Dr. Piotr Magierski'ye ve samimiyeti için Anna Wajs Magierskiye çok teşekkür ederim.

Doktoram süresince ihtiyacım olduğunda hep yanımda olan, sabrı ve azmiyle bana örnek olan, birçok şeyi paylaştığım Doç. Dr. Yeşim Öktem Hocama, paylaşımlarımız için arkadaşım İffet Özgür'e, hep desteğini gördüğüm hocam Prof. Dr. Ergun Gültekin'e, tez izleme komitesi üyelerim Prof. Dr. Ali Girgin, Prof. Dr. Metin Subaşı ve Prof. Dr. Mustafa Demir'e, çalışma arkadaşlarım Araş. Gör. Lidya Susam, Araş. Gör. R. Burcu Çakırlı'ya, aramıza katılmalarından mutluluk duyduğum Yüksek Lisans Öğrencimiz Gülfem Süsoy ve Araş. Gör. Levent Küçük'e, sohbetleri ve engin bilgi birikimi için O. Azmi Barut'a çok teşekkür ederim.

Doktora tez çalışmam sırasında Stockholm'de bulunduğum süre içerisinde kendimi KTH nükleer fizik grubunun bir üyesi gibi hissettiren Prof. Dr. Bo Cederwall, Prof. Dr. Arne Johnson, Torbjörn Back, Roberto Liotta'ya, dostlukları ve paylaşımları için Baharak Hadinia, Larissa Milechina, Karin Andgren, Luis Borgonova, Shufang Ban, Irina Zartova, Michael Sandzelius, Jan Dufek, Anton Khaplanov'a çok teşekkür ederim.

Bu çalışmanın ortaya çıkışına neden olan TRS ve QRPA modelleri... Geliştirilmeseydiniz, bu çalışma hiç olmayacak ve ben Ramon, Piotr ve Stockholm'deki arkadaşlarımı hiç tanıyamayacaktım. Büyülü şehir Stockholm'u belki de hiç göremeyecektim. Üzerinizde emeği olan herkese teşekkürler....

Olmazsa olmazlarım, canım ailem... Bugünlere gelmemde hiçbir fedakarlıktan kaçınmayan beni ben yapan anneciğim, babacığım, canım ağabeyim. Desteğiniz ve sabrınızdan ötürü hepinize çok teşekkürler....

Şubat, 2009

Ela GANİOĞLU

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	ii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iii
TABLO LİSTESİ	vii
SEMBOL LİSTESİ	viii
ÖZET	ix
SUMMARY.....	x
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR	3
2.1. KOLLEKTİF HAREKET	3
2.1.1. Çift - çift Çekirdeklerin Temel Seviye Bantları.....	4
2.2. NÜKLEER ŞEKİL	6
2.3. CRANKING KABUK MODELİ (CSM)	7
2.4. STRUTINSKY KABUK DÜZELTME METODU	9
2.5. ÇİFTLENİM ETKİLEŞMELERİ VE ÇİFTLENİM ENERJİSİ.....	9
2.6. ÇEKİRDEKLERDE FAZ GEÇİŞİ DAVRANIŞI.....	10
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	15
3.1. TOPLAM ROUTHIAN YÜZEY (TOTAL ROUTHIAN SURFACE (TRS)) HESAPLAMARI	15
3.1.1. Sonuçların Dönen Sisteme Transferi	18
3.1.2. Eylemsizlik Momenti	19
3.1.3. Kuadrupol Moment.....	20
3.1.4. E(4+)/E(2+) Oranı	21

3.1.5. Potansiyel Enerji Yüzey Eğrileri.....	22
3.2. RASTLANTISAL FAZ YAKLAŞIMI (RANDOM PHASE APPROXIMATION (RPA)) VE KUASI-PARÇACIK RASTLANTISAL FAZ YAKLAŞIMI (QUASI-PARTICLE RANDOM PHASE APPROXIMATION (QRPA)).....	23
3.2.1. Yapay (Spurious) Çözümler.....	26
4. BULGULAR	27
4.1. TOPLAM ROUTHIAN YÜZEY (TRS) HESAPLAMA SONUÇLARI.....	27
4.2. KUASI-PARÇACIK RASTLANTISAL FAZ YAKLAŞIMI (QUASI-PARTICLE RANDOM PHASE APPROXIMATION (QRPA)) HESAPLAMA SONUÇLARI	63
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	72
KAYNAKLAR	75
ÖZGEÇMİŞ	78

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	: ^{122}Te çekirdeğinin temel seviye bandı.....	4
Şekil 2.2	: ^{168}Er çekirdeğinin temel seviye bandı.....	5
Şekil 2.3	: Nükleer şeklin parametrizasyonu (Lund Convention).....	7
Şekil 2.4	: Küresel vibratör, eksenel deforme rotor ve bir deforme γ -kararsız çekirdeğe ait enerji spektrumları	10
Şekil 2.5	: $Z=60-72$ çekirdeklerine ait E(2) sistematiği.....	12
Şekil 2.6	: Sm izotopları için $R=E(4_1^+)/E(2_1^+)$ oranı	12
Şekil 2.7	: $N=86-98$ bölgesi çekirdekleri için deneysel $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ oranları....	14
Şekil 3.1	: Titreşen, dönen ve geçiş bölgesi çekirdekleri için potansiyel enerjinin deformasyonun fonksiyonu olarak değişimi.....	22
Şekil 4.1	: Nd izotoplarına ait $I_x-\hbar\omega$ gösterimi.....	27
Şekil 4.2	: Sm izotoplarına ait $I_x-\hbar\omega$ gösterimi	28
Şekil 4.3	: Gd izotoplarına ait $I_x-\hbar\omega$ gösterimi.....	28
Şekil 4.4	: Dy izotoplarına ait $I_x-\hbar\omega$ gösterimi.....	29
Şekil 4.5	: Er izotoplarına ait $I_x-\hbar\omega$ gösterimi.....	29
Şekil 4.6	: Yb izotoplarına ait $I_x-\hbar\omega$ gösterimi.....	30
Şekil 4.7	: Hf izotoplarına ait $I_x-\hbar\omega$ gösterimi	30
Şekil 4.8	: Nd izotopları için deneysel ve teorik kinematik eylemsizlik momentleri	31
Şekil 4.9	: Sm izotopları için deneysel ve teorik kinematik eylemsizlik momentleri	32
Şekil 4.10	: Gd izotopları için deneysel ve teorik kinematik eylemsizlik momentleri	32
Şekil 4.11	: Dy izotopları için deneysel ve teorik kinematik eylemsizlik momentleri	33
Şekil 4.12	: Er izotopları için deneysel ve teorik kinematik eylemsizlik momentleri	33
Şekil 4.13	: Yb izotopları için deneysel ve teorik kinematik eylemsizlik momentleri	34
Şekil 4.14	: Hf izotopları için deneysel ve teorik kinematik eylemsizlik momentleri	34
Şekil 4.15	: Nd izotopları için deneysel ve teorik dinamik eylemsizlik momentleri	35
Şekil 4.16	: Sm izotopları için deneysel ve teorik dinamik eylemsizlik momentleri	35
Şekil 4.17	: Gd izotopları için deneysel ve teorik dinamik eylemsizlik momentleri	36
Şekil 4.18	: Dy izotopları için deneysel ve teorik dinamik eylemsizlik momentleri	36
Şekil 4.19	: Er izotopları için deneysel ve teorik dinamik eylemsizlik momentleri	36

	momentleri	37
Şekil 4.20	: Yb izotopları için deneysel ve teorik dinamik eylemsizlik momentleri.....	37
Şekil 4.21	: Hf izotopları için deneysel ve teorik dinamik eylemsizlik momentleri	38
Şekil 4.22	: N=90 izotonları ait $I_x - \hbar\omega$ gösterimi	39
Şekil 4.23	: N=90 izotonları için deneysel ve teorik kinematik eylemsizlik momentleri	39
Şekil 4.24	: N=90 izotonları için deneysel ve teorik dinamik eylemsizlik momentleri	40
Şekil 4.25	: N=90 zinciri için teorik ve deneysel spin yönelimleri	41
Şekil 4.26	: β_2 - β_3 düzleminde N=90 izotonlarına ait TRS haritaları	41
Şekil 4.27	: N=90 izotopları için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri	42
Şekil 4.28	: β_2 - β_3 düzleminde Nd izotoplarına ait TRS haritaları	43
Şekil 4.29	: β_2 - β_3 düzleminde Sm izotoplarına ait TRS haritaları.....	43
Şekil 4.30	: β_2 - β_3 düzleminde Gd izotoplarına ait TRS haritaları	44
Şekil 4.31	: β_2 - β_3 düzleminde Dy izotoplarına ait TRS haritaları	44
Şekil 4.32	: β_2 - β_3 düzleminde Er izotoplarına ait TRS haritaları	45
Şekil 4.33	: β_2 - β_3 düzleminde Yb izotoplarına ait TRS haritaları	45
Şekil 4.34	: β_2 - β_3 düzleminde Hf izotoplarına ait TRS haritaları.....	46
Şekil 4.35	: İlgili çekirdek bölgesi için deneysel, teorik quadrupol momentler	47
Şekil 4.36	: İlgili bölge çekirdekleri için quadrupol momentin nötron sayısına göre değişimi	47
Şekil 4.37	: N=82-98 bölgesi çekirdeklerine ait hesaplanan β_2 deformasyonları. ...	48
Şekil 4.38	: Nd izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri	49
Şekil 4.39	: Sm izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri	50
Şekil 4.40	: Gd izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri	50
Şekil 4.41	: Dy izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri	51
Şekil 4.42	: Er izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri	51
Şekil 4.43	: Yb izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri	52
Şekil 4.44	: Hf izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri	53
Şekil 4.45	: Skyrme HF-BCS hesaplamalarıyla elde edilen potansiyel enerji yüzeyleri	54
Şekil 4.46	: Nd izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri.....	55
Şekil 4.47	: Sm izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri	56
Şekil 4.48	: Gd izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri.....	57
Şekil 4.49	: Dy izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri.....	58
Şekil 4.50	: Er izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri.....	59
Şekil 4.51	: Yb zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri	60
Şekil 4.52	: Hf izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri	61
Şekil 4.53	: N=86-98 bölgesi için hesaplanan hegzadepol deformasyonlar	62

Şekil 4.54	: Nd izotopları için hesaplanan ve deneysel nötron ve proton çiftlenim aralıkları	63
Şekil 4.55	: Sm izotopları için hesaplanan ve deneysel nötron ve proton çiftlenim aralıkları.....	64
Şekil 4.56	: Gd izotopları için hesaplanan ve deneysel nötron ve proton çiftlenim aralıkları	64
Şekil 4.57	: Dy izotopları için hesaplanan ve deneysel nötron ve proton çiftlenim aralıkları	64
Şekil 4.58	: Er izotopları için hesaplanan ve deneysel nötron ve proton çiftlenim aralıkları	65
Şekil 4.59	: Yb izotopları için hesaplanan ve deneysel nötron ve proton çiftlenim aralıkları	65
Şekil 4.60	: Hf izotopları için hesaplanan ve deneysel nötron ve proton çiftlenim aralıkları	65
Şekil 4.61	: Nd, Sm, Gd, Dy N=82,84,86 izotopları için QRPA sonuçları	66
Şekil 4.62	: Nd, Sm, Gd, Dy N=88-98 izotopları için QRPA sonuçları.....	67
Şekil 4.63	: Er, Yb, Hf N=82,84,86 izotopları için QRPA sonuçları.....	68
Şekil 4.64	: Er, Yb, Hf N=88-98 izotopları için QRPA sonuçları.....	69
Şekil 4.65	: Deneysel 2^+ seviye enerjilere göre normalize edilmiş QRPA 2^+ seviye enerjileri	71

TABLO LİSTESİ

Tablo 4.1	: Nd izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri.....	56
Tablo 4.2	: Sm izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri	57
Tablo 4.3	: Gd izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri.....	58
Tablo 4.4	: Dy izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri.....	59
Tablo 4.5	: Er izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri.....	60
Tablo 4.6	: Yb izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri.....	61
Tablo 4.7	: Hf izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri	62
Tablo 4.8	: N=90 izotopları için hesaplanan ve deneysel $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ oranı	63

SEMBOL LİSTESİ

a	: yüzey kalınlığı
$\alpha_{\lambda\mu}$: şekil parametreleri
$a^+_{m\mathbf{a}_i}$: parçacık-boşluk operatörleri
β_2	: kuadrupol deformasyon parametresi
β_3	: oktipol deformasyon parametresi
β_4	: hegzadekapol deformasyon parametresi
B	: bağlanma enerjisi
B(E2)	: kuadrupol geçiş olasılığı
γ	: aksel asimetriklik derece parametresi
Δ	: çiftlenim aralığı
ε	: Fermi enerjisi
$E_{\text{çift}}$: çiftlenim enerjisi
$E^{\omega}_{\text{kabuk}}$: kabuk düzeltme enerjisi
E_{mak}	: makroskopik sıvı damlası enerjisi
E^{ω}	: dönen sistemin enerjisi
G	: çiftlenim sabiti
H	: nükleer hamiltoniyen
H'	: dönen sistemin hamiltoniyeni
H^o	: Cranking hamiltoniyeni
I	: nükleer spin
I_x	: spin yönelimi
J	: eylemsizlik momenti
K	: açısal momentumun simetri eksenine izdüşümü
λ	: kimyasal potansiyel
Q	: kuadrupol moment
R	: dönme operatörü, nükleer yarıçap
R₀	: çekirdeğin küresel durumdaki yarıçapı
V₀	: potansiyel kuyu derinliği
ω	: frekans
Y_{$\lambda\mu$}	: küresel harmonikler

ÖZET

DÜŞÜK ENERJİLİ UYARILMALARIN NÖTRON VE PROTON SAYISININ FONKSİYONU OLARAK GELİŞİMİ

Bu tez çalışması kapsamında; nötron damlama çizgisine (drip line) yaklaştıkça, düşük seviyeli uyarılmaların nötron ve proton sayısının fonksiyonu olarak gelişimi ve titreşen çekirdek yapısından deforme çekirdek yapısına geçiş, $N=82-98$ bölgesinde yer alan nadir toprak çekirdekleri için incelenmiştir.

Düşük enerjili nükleer yapı teorisinde son yıllarda üzerinde durulan, çekirdeğin titreşimsel yapıdan deforme yapıya nasıl değiştiği, faz geçişi için bir kanıt bulunup bulunamayacağı ve nötron damlama çizgisine yaklaştıkça düşük seviyeli uyarılmaların nötron ve proton sayısının fonksiyonu olarak nasıl geliştiğidir. Bu iki konu, nötron ve proton sayısının fonksiyonu olarak nükleer yapı gelişiminde kuadrupol ve çiftlenim serbestlik dereceleriyle ilgili olarak birbiriyle bağlantılıdır.

Bu çalışma kapsamında, adı geçen faz geçişlerinin, Kuasi-Parçacık Rastlantısal Faz Yaklaşımı (Quasi-Particle Random Phase Approximation, QRPA) Modeli ile çiftlenim ve kuadrupol titreşimleri dikkate alınarak, potansiyel enerji hesaplamaları ile incelenmesi amaçlanmıştır. QRPA Modelinde çiftlenim ve kuadrupol titreşimlerinin incelenmesinde kullanılan potansiyel enerji yüzeyleri Woods-Saxon potansiyeline, Cranking Kabuk Modele ve Strutinsky Kabuk Düzeltme Metoduna dayalıdır. Böylelikle faz geçişini öngören cebirsel modellere, mikroskopik bir yaklaşımla karşı koyulabilmiştir. Yapılan hesaplamaların deneysel veriyle karşılaştırılması ve kolektif durumların birçok özelliğinin anlaşılması mümkün olmuştur.

SUMMARY

THE EVOLUTION OF LOW LYING EXCITATIONS AS A FUNCTION OF NEUTRON AND PROTON NUMBER

In this work the evolution of low-lying excitations when it is approached the neutron dripline and the evolution of the nucleus from vibrational to deformed structure are investigated in rare earth region covering from $N=82$ to $N=98$.

In low energy nuclear structure theory there are two aspects are presently of great interest: the evolution of the nucleus from vibrational to deformed structure and the evidence of the phase transition, when the neutron dripline is approached and the evolution of the low-lying excitations.

These two aspects are linked in the sense that they relate the quadrupole and pairing degrees of freedom to the evolution of structure as a function of neutron and proton number.

In the present work, it is aimed at studying these aspects by means of Quasi-Particle Random Phase Approximation, QRPA calculations including pairing and quadrupole vibrations based on potential energy calculations. In this model potential energy surfaces that are used for investigating of pairing and quadrupole vibrations are based on Woods-Saxon potential, Cranking Shell Model and Strutinsky Shell Correction Method. By this way, it can be confronted the algebraic description to a microscopic one. So, the comparison of the calculation results with the experimental data and the understanding of many properties of collective structure are made possible.

1.GİRİŞ

Nükleer fiziğin en büyük amaçlarından birisi atomik çekirdeklerin yapılarını daha iyi anlayabilmektir. Nükleer çekirdek tablosunda kararlılık çizgisi uzağında bulunan çekirdekler, anlaşılacak birçok özelliklerinin olması nedeniyle nükleer fizikte gittikçe artan bir öneme sahip olmaktadır. Radyoaktif ışınlar sayesinde bu çekirdeklerle ilgili deneyler yapılabilmesi mümkün olmuş ve böylelikle bu çekirdeklerin yapılarını açıklamak için teorik modeller geliştirilmiştir. Bu konudaki en önemli gelişme çekirdeklerin egzotik yeni özelliklerinin detaylı olarak tahmini ve bu özelliklerin anlaşılmasıdır.

Orta ağır ve ağır çekirdekler için amaç; çekirdeğin statik ve dinamik özelliklerini tanımlayacak genel bir enerji-yoğunluk fonksiyonunun elde edilmesidir. Yoğunluk fonksiyonu teorisine dayalı kendi içinde tutarlı (self consistent) metotlar ağır çekirdeklerin bağlanma enerjisi gibi temel seviye özelliklerinin analizine imkan sağlarlar. Ayrıca nükleer bozunma ve uyarılmış seviyelerin tanımlanmasında etkindirler. Bu metotlarla, özellikle nötron damlama çizgisi (neutron dripline) civarındaki kollektif uyarılmalar için yapılan tahminler ilgi çekicidir [1].

Bu metotlardan mikroskopik ve makroskopik metotların birleştirilmesi ile oluşturulan metotlar oldukça iyi sonuçlar verir ve kullanışlıdır. Ancak, mikroskopik - makroskopik metotların beklenen Nükleer Mean Field (Ortalama Alan) civarında büyük miktarda ad-hoc (geçici) modellemeye dayanması, bilinmeyen egzotik çekirdeklerin ekstrapolasyonu için modelde belirsizliklere neden olur. Tutarlı Ortalama Alan (Self Consistent Mean Field, SCMF) metotları başlangıçtan bu yana geliştirilen ve mikroskopik-makroskopik metotlar arasında yer alır ve 1970'den bu yana kullanılmaktadır. Etkin etkileşmeler ilk kez türetilip çeşitli problemlere uygulanmıştır. Bununla beraber hala modellerde birtakım sınırlamalar vardır. Temel tanımlama dalga fonksiyonlarının simetrisiyle ilgilidir. 1990'lara gelindiğinde ise durum değişmiş neredeyse simetri-sınırlamasız SCMF hesaplamaları mümkün hale gelmiştir. SCMF methodun başarısı Ortalama

Alanların ötesinde etkileşmelerin tanımlanmasının gerekli olduğu bir noktaya gelmiştir [2].

Bu çalışma kapsamında potansiyel enerji hesaplamaları (Total Routhian Surface, TRS) [3,4] ve Ortalama Alan ötesinde Kuasi-parçacık Rastlantısal Faz Yaklaşımı (Quasi-particle Random Phase Approximation, QRPA) [1] metotları kullanılarak düşük enerjili nükleer yapı teorisinin ilgi alanına giren iki önemli sorunun cevabı araştırılmıştır. Bu sorulardan biri; titreşen çekirdekten deforme çekirdeğe geçişin nasıl olduğu ve bu tür faz geçişi için bir kanıt bulunup bulunamayacağı, diğeri ise nötron damlama çizgisine (neutron dripline) yaklaştıkça düşük enerji uyarılmalarının nasıl geliştiğidir.

Kuadropol ve çiftlenim serbestlik dereceleriyle ilgili durumlarda, nötron ve proton sayısının fonksiyonu olarak nükleer yapı gelişimi için bu iki konu birbiriyle bağlantılıdır. Çiftlenim ve kuadropol titreşimler de gözönüne alındığından dolayı kullanılan bu modeller vasıtasıyla çekirdeklerin yapılarıyla ilgili birçok bilgi edinilebilir. Belirtilen bu konular nadir toprak bölgesi çekirdeklerinden $N=82-98$ için araştırılmıştır. Böylelikle cebirsel tanımlama, kullanan mikroskopik bir yaklaşımla karşılaştırılabilir.

Çalışma kapsamında Bölüm 2 de Genel Kısımlar başlığı altında çalışmanın dayandığı teorik bilgiler, Bölüm 3 te çalışmada kullanılan TRS ve QRPA Modellerinin açıklamaları ve özellikleri verilmiştir. Bölüm 4 te Bulgular, TRS ve QRPA hesaplama sonuçları yer almaktadır. Bölüm 5 te ise bulgulardan yola çıkılarak genel değerlendirme yapılmıştır.

2. GENEL KISIMLAR

2.1 KOLLEKTİF HAREKET

Kollektif özellikler gösteren çekirdekler, kapalı kabuk dışında birçok valans nükleonuna sahiptirler. Kapalı kabuk konfigürasyonunda çekirdekler küresel simetrik bir potansiyele sahiptir. Bir veya birkaç nükleonun eklenmesi küresel simetriyi bozarak küçük bir deformasyona neden olur. Ancak valans nükleonlarının artmasıyla yapı değişikliği gösterir. Bu tür çekirdeklerin manyetik ve kuadropol moment gibi özelliklerini kabuk model açıklamakta yetersiz kalmaktadır. Valans nükleonları arttıkça birçok nükleonun katıldığı kollektif hareket önem kazanır. Bu durumda iki tip hareket mümkün olur:

Kollektif dönme (rotasyon) ve kollektif titreşim (vibrasyon). Bu fikirler matematiksel olarak 1952'de Bohr ve Mottelson [5] tarafından geliştirilmiştir ve $A \sim 24$, $150 < A < 190$ ve $A > 230$ çekirdekleri için başarılı sonuçlar vermiştir.

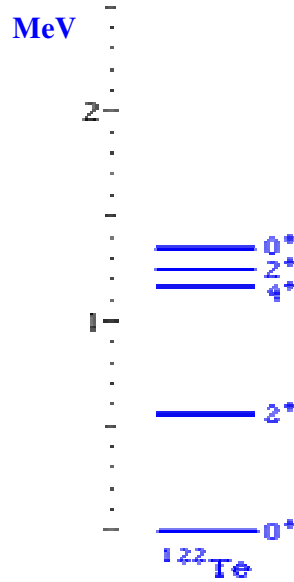
Çekirdekte 'kor' denilen kapalı kabuğun dışında bir nükleon varsa (bir parçacık veya bir boşluk) bu durum kabuk modelle en iyi şekilde açıklanır. Böyle bir çekirdek için uyarılmış seviyeler, kabuk dışındaki tek nükleonun uyarılmış seviyesiyle verilir. Korun etrafında birçok nükleon olması durumunda iki çeşit kuvvet söz konusudur. Bunlardan birisi, özdeş nükleon çiftlerinin spinlerinin yöneliminden sorumlu kısa erimli kuvvetlerdir. Bu kuvvetlerin etkisiyle çekirdek küresel şekildedir. Kısa erimli kuvvetlerin neden olduğu durumda denge durumu etrafında titreşim hareketi söz konusudur. Uyarılmış durumlar bir, iki ya da üç kuantalı titreşimsel kuantaya karşılık gelir. Diğer kuvvetler ise uzun erimli kuvvetlerdir ki tüm nükleonların özfonksiyonlarının toplamını oluştururlar. Eğer bu uzun erimli kuvvetler baskınsa sistem deforme hal alır [6].

Küresel veya deforme çekirdekler uyarıldıklarında denge durumu etrafında titreşim hareketi yaparlar. Çekirdeklerde titreşim hareketinin açıklanması; çekirdeğin bir sıvı damlasının titreşim hareketine benzetilerek yapılır. Titreşen bir çekirdeğin toplam açısal momentumu, çekirdeğin özgün spinini ile titreşim hareketinin açısal momentumunun toplamıdır. Tüm çift-çift çekirdeklerin özgün spinleri 0 olduğundan çekirdeğin spinini $I=L$ 'dir yani titreşim hareketinin açısal momentumuna eşittir. Dönme hareketi ise deforme çekirdeklere özgü bir harekettir. Deforme çekirdekler birçok valans nükleonuna sahiptirler ve spektrumlarında dönme bantı gözlenen çekirdeklerdir .

2.1.1 Çift-çift Çekirdeklerin Temel Seviye Bantları

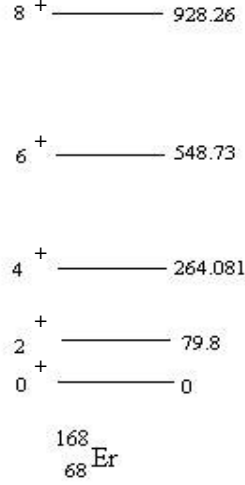
Çift-çift çekirdeklerin düşük enerji spektrumu çarpıcı bir basitlik sergiler. Titreşim modeline göre çift-çift çekirdeğin 0^+ taban durumuna bir kuadrupol fonon eklenirse çekirdek $2\hbar$ kadarlık açısal momentum kazanır ve 2^+ spin pariteli bir uyarılmış durum oluşturur. İki kuadrupol fonon eklendiğinde ise spin ve paritesi 0^+ , 2^+ , 4^+ olan üçlü titreşim düzeyi oluşur. Şekil 2.1 de bu tür enerji düzeyleri gösterilmiştir. Oluşan bu üçlü titreşim düzeyi, bir kuadrupol fonon düzeyinin iki katına eşittir.

Eksenel simetrik deforme çift-çift çekirdeklere beta ve gama titreşimleri olmak üzere iki tip yüzey titreşimi oluşabilir.



Şekil 2.1: ^{122}Te ve çekirdeğinin temel seviye bantı

Dönme modeline göre bir çift-çift çekirdeğin temel seviye bantı spin ve pariteleri $I^\pi=0^+$, 2^+ , 4^+ ,... şeklindedir. Aşağıda Şekil 2.2 de bu tür enerji düzeyleri görülmektedir.



Şekil 2.2: ^{168}Er çekirdeğinin temel seviye bantı

Rotasyonel spektrumun oluştuğu bölgeler; kapalı kabuk dışındaki birçok parçacıklı temel seviye konfigürasyonuna karşılık gelir. Bu durum kabuk model yapısıyla anlaşılabilir. Kapalı kabuk konfigürasyonları küresel simetriyi tercih ederken; kapalı kabuk dışındaki parçacıkların yörüngeleri oldukça anizotropiktirler ve sistemi küresel simetriden uzaklaştırırlar. Temel seviyeninkinden farklı metastabil konfigürasyonlar, oldukça deforme bir potansiyel içinde kabuk yapısının sonucu olarak ortaya çıkar.

Rotasyonel bantların gözlemlenen örnekleri nükleer deformasyonun simetri terimleriyle açıklanır. Önce, sadece tek bir ardışık I değerinin oluşması; simetri eksenine dik bir eksen etrafında dönen ekstenel simetrik yapıyla ilgilendiğimizi gösterir. Yaklaşık ekstenel simetri; bir simetrik rotorun karakteristiği olan enerjilerdeki $I(I+1)$ kuralıyla yakın ilişkili olarak sergilenir. Daha sonra tek sayılı I değerlerine sahip durumların yokluğu nükleer şekilde rotasyonel simetriyle ilgilidir. Son olarak da; parite dubletlerinin yokluğu iç hareketin parite invaryantlığını gösterir. Rotasyonel spektrum ile ilgili olan bu simetri özellikleri nükleer şekilde küresel deformasyonun terimleriyle

açıklanır. Böyle bir şeklin özelliği harmonik osilatör potansiyeline benzeyen küresel nükleer potansiyeldeki tek parçacık hareketinden anlaşılır.

2.2. NÜKLEER ŞEKİL

Nükleer şekil, çekirdeğin hareketini tanımlamak için gereklidir. Çekirdeğin şekli, küresel harmonikler ($Y_{\lambda\mu}$) ve birkaç şekil parametresi ($\alpha_{\lambda\mu}$) cinsinden ifade edilir:

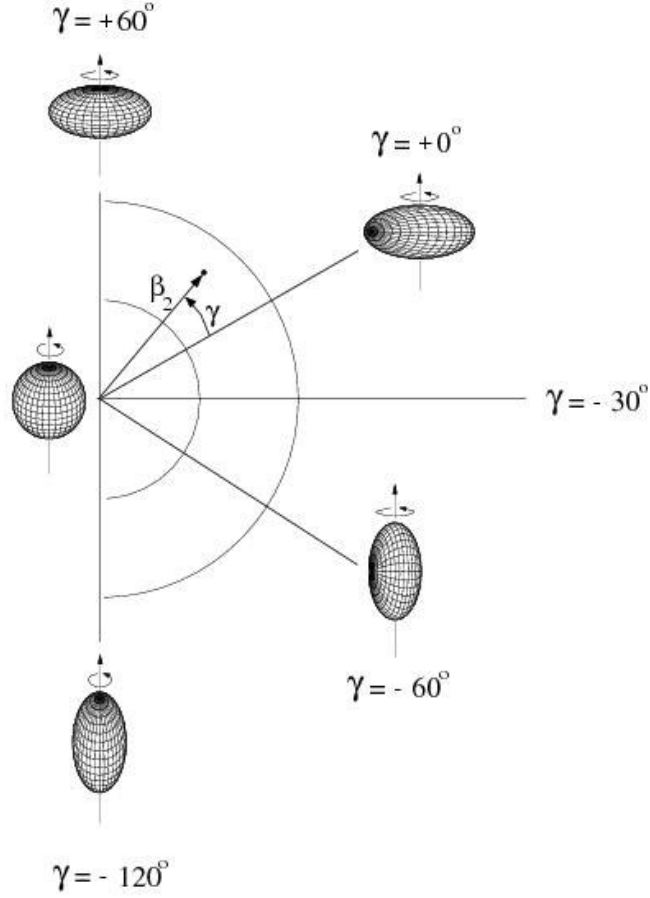
$$R = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right\} \quad (2.1)$$

Burada R_0 çekirdeğin küresel durumdaki yarıçapıdır [5]. En yaygın deformasyon durumu kuadrupol ($\lambda=2$) deformasyondur. Bu durumda deformasyonun yansıma simetrisinden dolayı şekil parametreleri ikiye indirgenir. ($\alpha_{21}=\alpha_{2-1}=0$ ve $\alpha_{22}=\alpha_{2-2}$)

$$\alpha_{20} = \beta_2 \cos \gamma, \quad \alpha_{22} = (1/\sqrt{2})\beta_2 \sin \gamma \quad (2.2)$$

Böylelikle nükleer şekil β_2, γ parametreleriyle tanımlanır. β_2 parametresi, nükleer deformasyonun büyüklüğünü γ parametresi ise eksenel asimetriklik derecesini ifade eder.

Temel seviye veya civarında nükleer şeklin belirlenmesinde Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak yapılan RTR (Rigid Triaxial Rotor) hesaplamalarında kullanılan $\beta_2 \geq 0$ ve $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ parametrizasyonunu kullanmak yeterlidir. Şekil 2.3 de deformasyon parametresi β_2 ve eksenel asimetriklik parametresi γ ile tanımlanan nükleer şekiller verilmiştir. Tüm nükleer şekiller, $\gamma = -120^\circ - 60^\circ$ aralığında belirlenebilir. Eksenel simetri $\gamma=0, \pm 60^\circ, \pm 120^\circ$ için mevcuttur. Diğer γ değerleri triaxial nükleer deformasyonu verir. Maximum kollektivite aralığı $\gamma = -60^\circ - 0^\circ$ 'dir. $\gamma = -120^\circ$ 'de çekirdek simetrik prolate, $\gamma = -60^\circ$ 'de simetrik oblate deforme, $\gamma = 0^\circ$ 'de simetrik prolate, $\gamma = 60^\circ$ 'de simetrik oblate şekildedir. Çalışma kapsamında yapılan TRS hesaplamalarında bu parametrizasyon kullanılmıştır.



Şekil 2.3: Nükleer şeklin parametrizasyonu (Lund Convention) [7]

2.3 CRANKING KABUK MODELİ (CSM)

Cranking Kabuk Modeli ilk kez Inglis tarafından önerilmiştir ve hızlı nükleer dönme tanımlayan en çok kullanılan modellerden biridir [8-9]. Cranking Kabuk Modeli, nükleer dönme için tamamıyla mikroskopik bir tanımlama sağlar, kolektif ve tek parçacık uyarılmalarını açıklayabilir ve çok yüksek spin seviyelerine kadar genişletilebilir. Yüksek spin seviyelerinde Coriolis ve merkezi kuvvetler birçok nükleonun dalga fonksiyonunu kuvvetlice bozarlar.

Dönen bir çekirdek için en başarılı mikroskopik yaklaşım olan ‘cranking’ yaklaşımında temel düşünce, nükleer potansiyele göre sabitlenmiş bir koordinat sistemi kullanmak ve belirli bir frekansta potansiyeli döndürmektir. Makroskopik rotasyon hareketi yapan

cisimlerin hareketine benzer şekilde bir sistemden diğeriine dönüşüm, dönen sistemler üzerine etki eden merkezi ve Coriolis kuvvetlerini ortaya çıkarır.

Cranking hamiltoniyeni ;

$$H^\omega = H' - \hbar\omega I_x \quad (2.3)$$

Burada I_x toplam açısal momentum I 'nın kolektif dönme eksenine izdüşümüdür. H' dönen sistemin hamiltoniyenidir. Denklemdaki ikinci terim, zamana bağlı Schrödinger denkleminin ($i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi$) laboratuvar sisteminden dönen sisteme transformasyonunun sonucudur. Dalga fonksiyonu Ψ ve hamiltoniyen H laboratuvar sistemine dönme operatörü aracılığıyla dönüştürülür:

$$R = e^{-iI_x\alpha} \quad (2.4)$$

Cranking hamiltoniyeni (H^ω) tek kuasi-parçacık hamiltoniyenlerinin (h') toplanmasıyla elde edilir. Nükleer özellikler, Hartree-Fock-Bogolyubov-Cranking (HFBC) veya Cranking Kabuk Modeli (CSM) yaklaşımı çerçevesinde bu Cranking hamiltoniyenin çözümü ile elde edilir. Enerji, hamiltoniyenin özdeğeri olduğundan enerjinin frekansa göre türevi I_x 'i verir.

$$\frac{dE^\omega}{d\omega} = -\hbar I_x \quad (2.5)$$

Bir dönen sistemin enerjisi 'Routhian' olarak adlandırılır:

$$E^\omega = E - \hbar\omega I_1 \quad (2.6)$$

Çekirdekdeki bir rotasyonel durumu tanımlamak için gereken kuantum sayılarını belirlemek için, cranking tek parçacık hamiltoniyeninde simetriler çalışılmalıdır.

2.4 STRUTINSKY KABUK DÜZELTME METODU

Sıvı damlası modeli, çekirdekte nükleonların uzaysal birbiçim yoğunluk dağılımı oluşturduklarını farzeder. Nükleer kütleler iyi bir şekilde belirlenir [10-11]. Öte yandan Kabuk Model (Shell Model) ortalama bir potansiyelde kuantize bir bağımsız parçacık hareketini tanımlar. Bu modelle Fermi yüzeyi civarında bulunan nükleonların belirli nükleer özelliklerini oluşturur [12]. Ancak, Kabuk Model, toplam bağlanma enerjisi gibi tüm nükleonların katkıda bulunarak oluşturduğu özellikleri tam olarak açıklayamaz. Strutinsky her iki tanımlamanın da eksikliklerini elimine eden fakat kalitelerini koruyan bir metod geliştirerek, çekirdek için ifade edilen makroskopik ve mikroskopik görünüşleri birleştirmiştir [13]. Bu metotla, sadece çekirdeklerin deneysel temel seviye enerjileri değil, aynı zamanda deformasyon parametresine bağlılıkları da belirlenebilir.

2.5 ÇİFTLENİM ETKİLEŞMELERİ VE ÇİFTLENİM ENERJİSİ

Deforme çekirdeklerin enerji spektrumlarına bakıldığında çift ve tek nükleon sayılıların farklı oldukları görülür. Çift-çift çekirdekler 1.5 MeV'lik uyarılma enerjisine kadar birkaç uyarılma enerjisine sahiptir. Titreşim ve dönme bantlarıyla açıklanabilirler. Bu durum tek-çift çekirdeklerinkinden farklıdır. Deforme çekirdeklerde çiftlenim etkileşmesini destekleyen deneysel sonuçlar bulunmaktadır.

Çiftlenim etkileşmeleri hamiltoniyene iki cisim etkileşme operatörleri eklenerek yapılır. Bu oluşturulan hamiltoniyenin çözümü için ise BCS-tipindeki dalga fonksiyonlarından yararlanılır. Çiftlenim enerjisi $E_{\text{çift}}$, Δ çiftlenim aralığı ve G çiftlenim sabiti olmak üzere şu şekilde ifade edilir.

$$E_{\text{çift}} = -\frac{\Delta}{G} \quad (2.7)$$

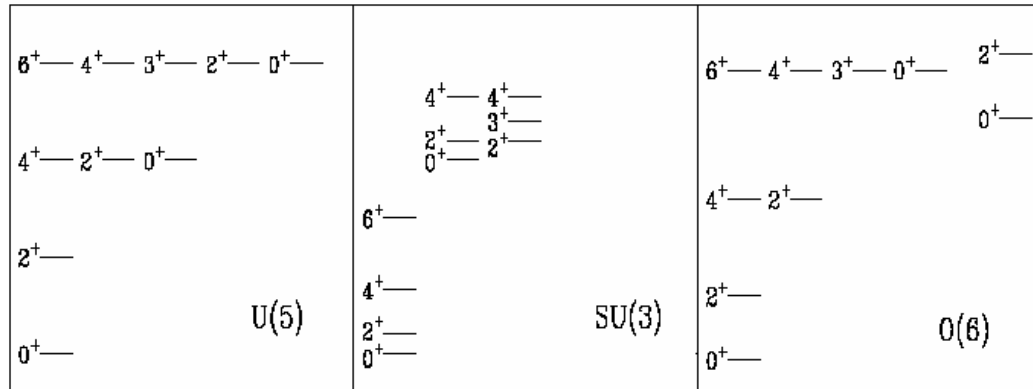
BCS denklemi [14] lineer olmadığından dolayı iterasyon işlemiyle çözülür. Her tek parçacık BCS enerjisi; ε Fermi enerjisi olmak üzere aşağıdaki gibidir:

$$e^i = \pm \sqrt{(\varepsilon_i - \lambda)^2 + \Delta^2} \quad (2.8)$$

BCS tipindeki dalga fonksiyonu her temel durumun parçacık ve boşlukların lineer kombinasyonu (kuasi-parçacık) olarak ifade edildiği Bogoliubov dönüşümü yardımıyla genelleştirilir [15].

2.6 ÇEKİRDEKLERDE FAZ GEÇİŞİ DAVRANIŞI

Nükleer yapı teorisinde kollektif yapının açıklanmasında idealize olmuş limitlerden yararlanır. Bu limitler olmadan kollektif nükleer seviye şemalarının anlaşılması mümkün değildir. Nükleer yapı ve nükleer yapının N-Z düzleminde gelişimi sihirli sayıların konsepti içine girer. Kollektivite; harmonik vibrasyon, deforme simetrik rotor ve γ -kararsız çekirdeklere dayanarak açıklanır [16]. Şekil 2.4 te bu yapılara ait enerji spektrumları verilmiştir.



Şekil 2.4 : Küresel vibratör, aksenal deforme rotor ve bir deforme γ -kararsız çekirdeğe ait enerji spektrumları [17]

Birçok çekirdek; yapının bu kararlı limitlerinde olmamalarına rağmen nükleon sayısının fonksiyonu olarak bu limit aralarında bulunurlar. Gerçekte bu geçiş bölgeleri oldukça beklenmedik olabilir ve nükleer sistemlerin sonlu doğasına rağmen faz geçiş ve kritik nokta davranışı sergileyebilir. Düşük enerjili nükleer yapı teorisi göz önüne alındığında son yıllarda titreşen çekirdekten deforme çekirdeğe geçişin nasıl olduğu ve bu tür faz geçişi için bir kanıt bulunup bulunamayacağı oldukça ilgi çekici bir konu olarak ortaya çıkmıştır. Çekirdeklerdeki bu faz geçişi kuantum faz geçişidir ki bu 0 derecede oluşur ve sistemin denge ya da temel-seviye simetrisindeki değişikliği gösterir. Pratikte, çekirdeğin şeklindeki değişime karşılık gelir ve buradaki kontrol parametresi nükleon sayısıdır.

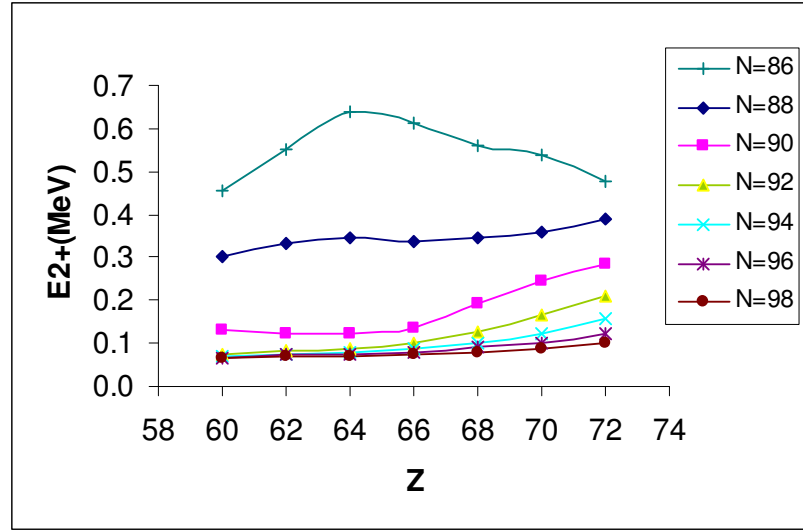
Çekirdeklerin düşük enerjili durumlarının incelenmesi her biri farklı kütle bölgesinde geçerli olan ve çekirdeğin özelliklerini tanımlamak için farklı bir yaklaşım gösteren temel modellerin ortaya çıkmasına neden olmuştur: Etkileşen Bozon Modeli-I,II (Interaction Boson Model-I,II, IBM-I ve IBM-II). Bu iki model farklı kütle bölgelerinde başarılı olmalarına rağmen, birinin diğerinin bölgesinde oldukça başarısız olması nedeniyle 1974 yılında Arima ve Iachello [18] bu iki modelin birleştirilmesini amaçlamış ve ortaya çıkan yeni modele Etkileşen Bozon Modeli (Interacting Boson Model, IBM) adı verilmiştir. IBM çerçevesinde bir faz geçişi öngörülmüş ve deneysel verilerle desteklenmiştir. Ancak, IBM'in bu öngörüsü hala tartışmalıdır.

Çekirdeklerin küresel durumdan deforme duruma geçişlerindeki kritik nokta davranışını incelemek için yapılan çalışmalara en önemli katkı X(5) ve E(5) olarak adlandırdığı iki yeni dinamik simetriyi tanımlamasıyla Iachello tarafından yapılmıştır [19,20]. Iachello'nun modeli beta ve gama quadropol şekil parametrelerine ve üç Euler açısına bağlı olarak beş boyutlu hamiltoniyen çözümüne dayalıdır. Faz geçişinin kritik noktasında, beta serbestlik derecesindeki potansiyel için basit bir kare-kuyu potansiyeliyle yaklaşıklık yapılır. Gama serbestlik derecesi ise küresel çekirdekten gama-kararsız deforme çekirdeğe veya eksenel simetrik ($\gamma=0^\circ$) çekirdeğe geçişe göre farklılık gösterir. E(5) kritik nokta simetrisi için (küreselden gama-kararsız deforme çekirdeğe geçiş) gama yönünde düz bir potansiyel, X(5) kritik nokta simetrisi içinse (küreselden eksenel deforme çekirdeğe geçiş) gama yönünde harmonik osilator potansiyeli kullanılır.

Çekirdeklerde faz geçişi davranışı için bazı deneysel kanıtlar mevcuttur. Bu kanıtlardan biri E(2⁺) seviye enerjisidir. Bu seviyelerin sistematığı sadece kabuk yapısıyla ilgili olmayıp, aynı zamanda nükleer yapının birçok özelliğinin anlaşılması açısından önem taşır. Bazı kolektif gözlenebilirler E(2⁺) enerjilerine karşılık keskin değişim gösterirler. Özellikle; 2⁺ seviyeleriyle temel seviye arasındaki quadropol geçiş olasılığının tek-parçacık birimine (single-particle unit) kıyasla oldukça fazla olduğu gerçeği bu bağlantıda önemlidir. Bu kanıt kolektif hareketin, dönme ve titreşim modları cinsinden analizi için başlangıç noktasıdır.

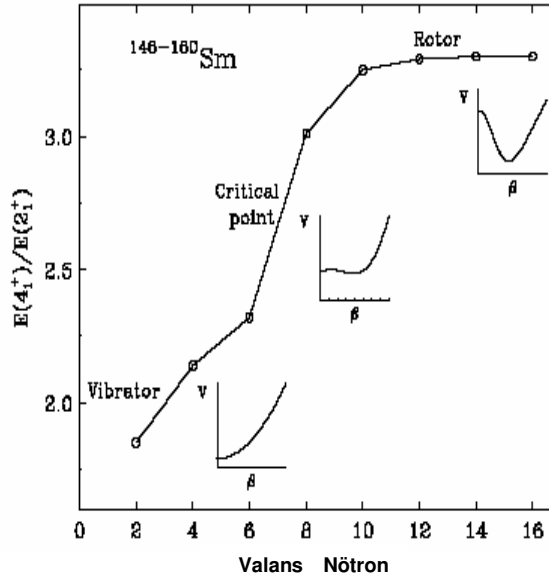
Şekil 2.5 de Z=60-72 bölgesi çekirdeklerinin 2⁺ uyarılmış seviye enerjileri verilmiştir.

N=86 ve N=88 ile N=88 ve N=90 zincirlerinde görülen aralık dikkat çekicidir.



Şekil 2.5 : Z=60-72 çekirdeklerine ait E(2) sistematığı

Çekirdeklerdeki faz geçişi davranışı için temel düşünce Şekil 2.6 da verilen titreşimsel bölgeden aksel dönme bölgesine geçişi ifade eden $R \equiv E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranıdır [21].



Şekil 2.6: Sm izotopları için $R \equiv E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranı

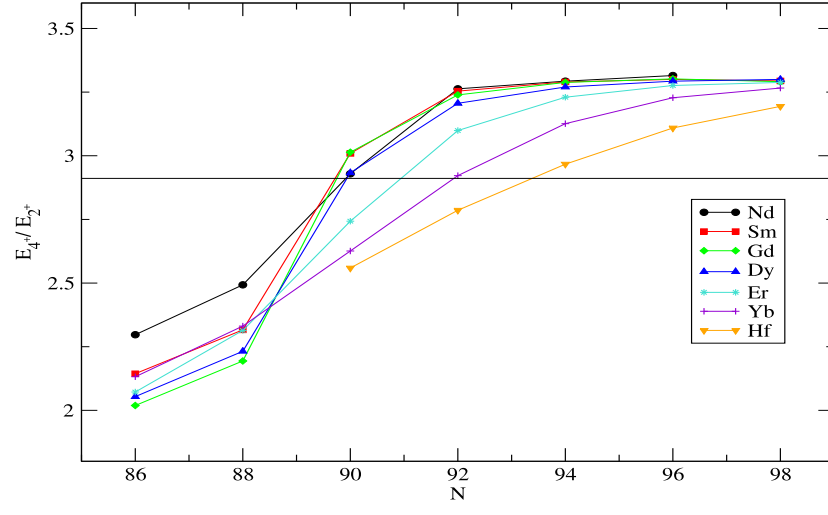
Valans nükleon sayısı arttıkça yapı titreşimselden aksel-rotor bölgeye doğru değişir. Şekil üzerinde görülen potansiyellerin de yapısal gelişime göre değişim gösterdiği

belirlenmiştir. Potansiyelde küresel ve deforme olmak üzere rekabet halinde iki minimum vardır. Kritik noktada bu iki minimum nokta çakışır ve nükleer şekil küreselden ekstenel deforme hale değişir.

$E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranı çekirdeğin yapısı ile ilgili bilgi verir. $E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranı, ekstenel dönen çekirdekler için ~3.33, küresel titreşen çekirdekler için ~2.0, γ -soft çekirdekler için ~2.5'tir. Nötron sayıları 100–150 civarında olan 3.33 $E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranına sahip iki grup çekirdekten ilk grubu 82,126 ve 184 sihirli sayıları civarındaki bölgede yer alan nadir toprak çekirdekleri ve ikinci grubu aktinidler oluşturur. Birçok çekirdek için ise $E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranı 2.0 civarındadır [22]. Bu oranın 2.71 ile 3.11 arasında olması durumunda ise bu bölge çekirdeklerinin titreşen ve dönen çekirdekler arasında ortalama bir bölgede yer almaları nedeniyle bu iki bölge arasında bir faz geçişinin varlığı araştırılmaktadır. Şekil 2.6 te Sm için vibrasyonel, rotor ve geçiş bölgesi gösterilmiştir.

Deneysel verilerden elde edilen $E(4_1^+) / E(2_1^+)$ ilgili bölge çekirdekleri için Şekil 2.7 de verilmiştir. Tüm deneysel veriler Nükleer Veri Tabanından (Nuclear Data Sheets) alınmıştır [23–35]. Şekilde görülen yatay çizgi X(5) simetrisi için bu oranın 2.91'e karşılık geldiğini belirtmekte ve ilgili çekirdeklerin enerji oranının bu değerden farklılığını göstermektedir.

Sadece bu orandan yola çıkarak Nd, Sm, Gd ve Dy N=90 izotoplarının 2.91 değerine oldukça yakın oldukları dolayısıyla bu simetri için aday çekirdekler oldukları söylenebilir. Nitekim bu yeni simetri ilk kez ^{150}Nd [36] ve ^{152}Sm [37] çekirdekleri için deneysel olarak saptanmıştır. Halen ^{154}Gd ve ^{156}Dy (N=90) [38] çekirdekleri de X(5) simetrisi için aday çekirdekler olarak düşünülmektedirler.



Şekil 2.7: $N=86-98$ bölgesi çekirdekleri için deneysel $E(4_1^+) / E(2_1^+)$ oranları

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. TOPLAM ROUTHIAN YÜZEY (TOTAL ROUTHIAN SURFACE (TRS)) HESAPLAMARI:

Nükleer Ortalama Alan, bir Woods-Saxon tek parçacık potansiyeli ve bir BCS çiftlenim alanıyla parametrize edilir. Yüzey deformasyon parametresi β ve BCS alan parametreleri proton ve nötronlar için Δ_p ve Δ_n değişken parametrelerdir. Cranking; sistemin belirli bir eksen etrafında verilen bir ω dönme frekansında dönmeye zorlanması demektir. Bu durum göz önüne alındığında hamiltoniyen yerine Routhian minimize ($\hat{H}^\omega = \hat{H} - \omega \hat{I}_x$) edilir. Belirli bir deformasyonda bu; yeterli büyük uzaydaki Woods-Saxon tek parçacık durumları kullanılarak cranked Hartree-Fock-Bogolyubov (CHFB) denklemlerinin çözülmesiyle başılır. Çözüm tek parçacıktan kuasi-parçacık durumlarına kadar genelleştirilmiş Bogolyubov dönüşümlerini sağlar [3,4]. Buradan yola çıkarak açısal momentum ve dönmeyen sisteme ($\omega=0$) göre enerji elde edilebilir.

Toplam Routhian Yüzey Hesaplamaları (TRS) makroskopik-mikroskopik metoda dayalıdır. Bu metot birçok düşük enerjili nükleer fenomenin tanımlanmasında oldukça kullanışlıdır. Bu metotta enerji şu şekilde hesaplanır:

$$E_{top} = E_{makro} + E_{mikro} \quad (3.1)$$

Makroskopik enerji sıvı damlası modelinden yola çıkarak elde edilirken mikroskopik enerji kabuk etkileriyle Woods - Saxon potansiyeline dayalı olarak elde edilir. Woods-Saxon potansiyeli; nükleer potansiyelin genel özelliklerinden fenomenolojik olarak türevlendirilmesiyle elde edilir [39].

Genel olarak Woods-Saxon potansiyeli aşağıdaki gibidir:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp[(r - R/a)]} \quad (3.2)$$

Burada V_0 potansiyel kuyusunun derinliği, R yarıçap ($R_0 A^{1/3}$), a yüzey kalınlığıdır.

Bu potansiyel; deforme çekirdekler için ve spin-yörünge etkileşmesi gözönüne alınarak yazılırsa $V(r, \beta)$ merkezi potansiyel olmak üzere şu hale dönüşür:

$$V_{ws} = V(r, \beta) + V_{LS}(r, \beta) + V_C \quad (3.3)$$

$V(r, \beta)$ ifadesindeki V_0 terimi,

$$V_0 = -V_{00} \left[1 \pm \kappa \frac{N - Z}{N + Z} \right] \quad (3.4)$$

dir ve ifadedeki pozitif işaret protonlar ve negatif işaret nötronlar içindir.

$$V(r, \beta)_{LS} = \lambda \left(\frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 [\nabla V'(r, \beta) \times \vec{p}] \cdot \vec{\sigma} \quad (3.5)$$

dir ve V_C Coulomb potansiyeli sadece protonlar için yazılır ve nükleer hacim içinde $(Z-1)e$ yüküyle oluşturulur [40].

Bu iki yaklaşım Strutinsky Kabuk Düzeltme Metodu kullanılarak birbirleriyle ilişkilendirilir. Bu durumda ω frekansına ve β deformasyon parametresine sahip bir çekirdeğin toplam Routhian'ı makroskopik sıvı damlası enerjisi, kabuk düzeltme enerjisi ve çiftlenim enerjilerinin toplamı olarak ifade edilir.

$$E^\omega(Z, N, \beta) = E_{mak}^\omega(Z, N, \beta) + \delta E_{kabuk}^\omega(Z, N, \beta) + \delta E_{çift}^\omega(Z, N, \beta) \quad (3.6)$$

Denklemdaki ilk terim rigid-body eylemsizlik momentiyiyle belirli bir deformasyonda bir biçim yoğunluk dağılımı farz edilerek hesaplanan makroskopik enerjisini ifade eder.

Enerjideki kuantal (shell) düzeltme δE_{kabuk}^ω (tek parçacık kabuk düzeltme) ve

$\delta E_{çift}^\omega$ (çiftlenim düzeltme) ile verilir. Denklem; ilk bölümün düzenlenmesiyle aşağıdaki

şekilde yazılabilir:

$$E^\omega(Z, N, \beta) = E^{\omega=0}(Z, N, \beta) + \left[\langle \psi^\omega | \hat{H}^\omega(Z, N, \beta) | \psi^\omega \rangle - \langle \hat{H}^\omega(Z, N, \beta) \rangle_{BCS} \right] - \frac{1}{2} \omega^2 [\delta_{mak}(A, \beta) - \delta_{strut}(Z, N, \beta)] \hat{H}^\omega(Z, N, \beta) \quad (3.7)$$

Burada makroskopik kısım için kullanılan enerji sıvı damlası enerjisidir ve standart sıvı damlası kütle formülü kullanılır. Tek parçacık kabuk düzeltmesi Strutinsky ortalama prosedürü ile 0 frekans değerinde BCS çiftlenim enerjisiyle tanımlanır. Parantez içindeki ilk terim rotasyon nedeniyle enerjideki değişime karşılık gelir. Son terim ise eylemsizlik momentine yapılan Strutinsky düzeltmesi içindir.

Strutinsky yaklaşımında tek-parçacık potansiyelinin seviye spektrumu kabuk düzeltme enerjisiyle hesaplanır. Bu denklemde sıvı damlası teriminin ortalama çiftlenim enerjisi ve Strutinsky çiftlenim enerjisi birbirlerini sadeleştiriler. Hesaplamalar deformasyon uzayındaki kafeslere taşınır ve sonuç olarak belirli bir frekansta kafes noktaları arasında interpolate edilirler, nükleer şekil kuadrupol ve hegzadekapol serbestlik derecelerinde eksenele olmayan gama deformasyonu katılarak hesaplanır. Hesaplamaları optimize etmek için β_4 , belirli β_2 ve γ değerlerinde sıvı damlası enerjisinin minimumuma karşılık gelecek şekilde β_2 ve γ 'nın fonksiyonu olarak ifade edilir. Yani toplam Routhian $\beta=(\beta_2, \beta_4, \gamma)$ parametrelerine bağlı olarak belirli bir deformasyondaki denge deformasyonlarını elde etmek amacıyla minimize edilir ve deformasyonun şekilsel ifadesinde kullanılan kafesler kartezyen koordinatlara $X=\beta_2 \cos(\gamma+30)$ ve $Y=\beta_2 \sin(\gamma+30)$ şeklinde dönüştürülür.

Routhian'ın belirli bir frekanstaki kesin minimumu bir yrast duruma karşılık gelir. İkincil minimumlar ise diğer çözümlere karşılık gelir ki eğer bu durumlar yüksek açısall momentuma sahiplerse yrast olabilirler. Belirli bir konfigürasyon için toplam Routhian ilk olarak her (β_2, γ) kafes noktasında β_4 'e göre minimize edilir. İkinci adımda ise denge deformasyonu tüm kafes üzerinden minimizasyonla elde edilir.

Her bir kafes noktasında çiftlenim aralığı (pairing gap) Δ_0 BSC metota göre $\omega=0$ 'da self-consistently olarak belirlenir. Çiftlenim kuvveti G ortalama aralık metodu kullanılarak hesaplanır [41].

Cranking hesaplamalarında tutarlı olarak belirlenen çiftlenim aralığı ω ile şu şekilde değişmektedir:

$$\Delta(\omega) = \begin{cases} \Delta_0 [1 - \frac{1}{2} (\omega / \omega_c)^2] & \omega \leq \omega_c \\ \Delta_0 \frac{1}{2} (\omega_c / \omega)^2 & \omega > \omega_c \end{cases} \quad (3.8)$$

TRS hesaplamalarımızda deformasyon kafesleri β - γ düzleminde 9x11 olarak seçilmiştir. Hesaplamalar, N=82-98 bölgesinde yer alan Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Yb, Hf izotonları için, üç farklı (-0.05, 0.0, 0.05) hexadecapole deformasyonu ve başlangıç değeri 0.00, adım aralığı 0.05 MeV olan 19 adet frekans için yapılmıştır.

Hesaplamalarda kullanılan bilgisayar programları, Fortran-90 programlama diliyle yazılmış ve Ramon Wyss tarafından geliştirilmiştir. Daha önceleri Sun Solaris sisteminde çalıştırılan bu programlar tez çalışması kapsamında Linux işletim sistemi altında çalışır hale getirilmiştir.

TRS (Total Routhian Surface) Hesaplamalarıyla farklı kütle bölgelerinde yrast çizgisi civarındaki çeşitli rotasyon bantları için nükleer deformasyonlar hakkında tahminler yapmak ve çekirdeğin yapısı hakkında birçok bilgi edinmek mümkündür:

3.1.1. Sonuçların Dönen Sisteme Transferi

TRS hesaplamaların deneysel veriyle uyumuna bakılmak amacıyla deneysel veri dönen sisteme dönüştürülür. Bu işlem bir minimumda spin ve enerjinin dönme frekansının bir fonksiyonu olarak ifade edilmesiyle yapılır.

Frekans ω ve dönme eksen boyunca spin yönelimi I_x aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$\frac{dE}{dI} = \hbar \omega \quad (3.9)$$

$$I_x = \sqrt{\left(\frac{I_i + I_f}{2} + 0.5\right)^2 - K^2} \quad (3.10)$$

Buradan; deneysel frekanslar şu şekilde ifade edilir:

$$\hbar\omega = \frac{E_i - E_f}{I_x(I_i) - I_x(I_f)} \quad (3.11)$$

Frekans birimi MeV'dir. Bu denklemde E_i ve E_f bir geçiş için başlangıç ve bitiş enerjileridir. Kuadrupol geçiş için $\Delta I=2$ olduğundan rotasyonel frekans için $\hbar\omega \approx E_\gamma/2$ yaklaşımı yapılır.

3.1.2.Eylemsizlik Momenti

Eylemsizlik momenti (J) çekirdeğin deformasyonu ile ilişkili önemli bir niceliktir. Eylemsizlik momenti modelin testi için oldukça kullanışlıdır.

Cranking formalizmiyle hesaplanan eylemsizlik momenti katı cismin eylemsizlik momentiyile oldukça yakın sonuçlar verir. İki cisim etkileşmesinin katı cisim eylemsizlik momentini oldukça azalttığı görülmüştür ve örneğin BCS tipi bir dalga fonksiyonu kullanılarak deneysel olarak belirlenen eylemsizlik momenti elde edilebilir. Bu tür hesaplamaların başarısı; dönen çekirdeklerin deforme süperakışkan çok parçalı sistemler olduğu fikrini destekler.

Dönmenin varlığında çiftlenim etkileşmelerinin Coriolis kuvveti nedeniyle azalması ve eylemsizlik momentinin artması beklenir.

Klasik dönmeye benzer şekilde çekirdeğin eylemsizlik momenti (kinematik) şu şekilde tanımlanır:

$$J^{(1)} = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{dE}{d(I_x)^2} \right)^{-1} = \hbar \frac{I_x}{\omega} \quad (3.12)$$

Kinematik eylemsizlik momenti geçiş enerjileri için direk bir ölçümdür ve çekirdeğin hareketiyle ilişkilidir.

Çekirdeğin kuantum mekaniksel karakteri nedeniyle başka bir eylemsizlik momenti de tanımlanabilir: dinamik eylemsizlik momenti $J^{(2)}$.

$$J^{(2)} = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{d(I_x)^2} \right)^{-1} = \hbar \frac{dI_x}{d\omega} \quad (3.13)$$

ile ifade edilir. Dinamik eylemsizlik momenti ise bir kuvvete karşı çekirdeğin cevabı olarak bilinir ve yapıdaki değişikliklerin hassas ölçümlerini verir.

İlgili bölgede yer alan çekirdeklerin dinamik eylemsizlik momentleri düzenli bir davranış göstermektedir. Buradan yola çıkarak bu düzenli davranışı sergileyen çekirdekler için 'rotor' tanımlaması yapılabilir.

Diğer taraftan şekillerde teorik hesabın deneysel datayla özellikle düşük spin değerleri için oldukça uyumlu olduğu söylenebilir.

Dinamik eylemsizlik momenti kinematik eylemsizlik momentinden farklıdır ancak katı cisim için bu iki eylemsizlik momenti birbirine eşittir. $J^{(1)} \approx J^{(2)}$ [42].

3.1.3. Kuadrupol Moment

TRS hesaplamaları sonucunda elde edilen diğer bir gözlenebilir de kuadrupol momenttir. Geçiş kuadrupol momenti çekirdeğin şeklini belirlemede kullanılan iyi bir gözlenebilirdir.

Q_0 kuadrupol momenti, kuadrupol deformasyon parametresine veya $\langle Q_{20} \rangle$ ve $\langle Q_{22} \rangle$ değerlerine bağlı olarak hesaplanabilir. Çalışma içerisinde belirlenen Q_0 kuadrupol momenti, hesaplarda mikroskopik olarak elde edilen $\langle Q_{20} \rangle$ ve $\langle Q_{22} \rangle$ beklenen değerleri kullanılarak hesaplanmıştır.

$\langle Q_{20} \rangle$ ve $\langle Q_{22} \rangle$ arasındaki ilişki şu şekilde verilir:

$$Q_0 = Q_{20} + \frac{1}{\sqrt{2}} Q_{22} \quad (3.14)$$

Buradan kuadrupol momentle seviye geçiş olasılığının bilinen ilişkisinden yararlanarak $B(E2)$ geçiş olasılığı değeri aşağıda verilen şekilde hesaplanmıştır:

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \left| \langle J_i K 20 | J_f K \rangle \right|^2 \quad (3.15)$$

Burada $|\langle J_i K 20 | J_f K \rangle|^2$ I-I+2 geçişi için Clebsh-Gordon katsayısı olarak bilinir ve şöyle tanımlanır:

$$\langle J_i K 20 | J_f K \rangle = \sqrt{\frac{3(J-K)(J-K-1)(J+K)(J+K-1)}{(2J-2)(2J-1)J(2J+1)}} \quad (3.16)$$

$2^+ \rightarrow 0^+$ geçişi için Clebsh-Gordon katsayıları yerine konulursa B(E2) geçiş olasılığı şu hale dönüşür:

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{1}{16} Q_0^2 \quad (3.17)$$

3.1.4. E(4⁺)/E(2⁺) oranı

E(4⁺)/E(2⁺) oranı, TRS hesaplamalarımız sonucunda elde edilebilen bir büyüklüktür. X(5) kritik nokta simetrisi gösteren çekirdekler için bu değer 2.91 olarak tespit edilmiştir. Bu çalışmada kritik nokta simetrisi özelliği gösteren N=90 izotopları için TRS modeli kullanılarak E(4⁺)/E(2⁺) oranı hesaplanmış, dolayısıyla cebirsel bir modelle tespit edilen bu değere karşılık Ortalama Alan Teorisine dayalı sonuçlar kıyaslanabilmiştir.

Hesaplamalarımızda rotasyonel temelde, seviye enerjisinin eylemsizlik momentiyle bilinen ilişkisinden yararlanılmıştır.

$$E_d = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) \quad (3.18)$$

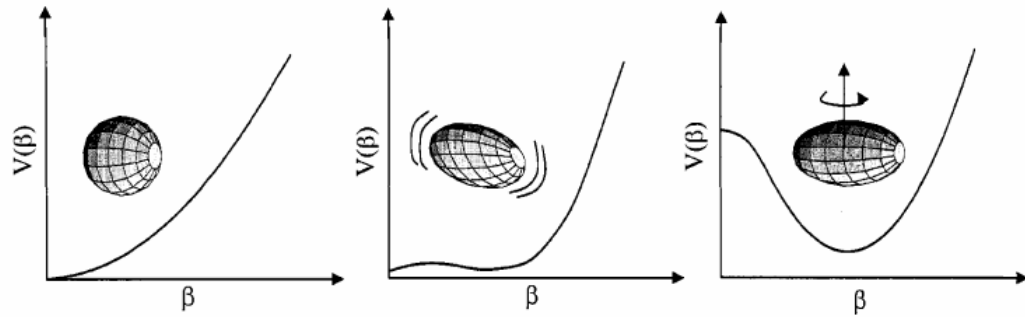
$$E(4_1^+) / E(2_1^+) = 3.33 \frac{J^{(2)}}{J^{(4)}} \quad (3.19)$$

$J^{(2)}$ eylemsizlik momentleri $2(4)^+ \rightarrow 0(2)^+$ geçişleri için hesaplanmıştır ve hesaplama sonuçları kullanılarak E(4⁺)/E(2⁺) oranları hesaplanmıştır.

3.1.5. Potansiyel Enerji Yüzey Eğrileri

TRS hesaplama sonuçları iki ya da üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri üzerinde gösterilebilir. Üç boyutlu yüzeylerde global minimum olarak adlandırılan ilk minimum ve diğer minimumlar açıkça görülebilir. İki boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri ise faz geçişinin belirlenmesinde oldukça elverişlidir. İki boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri deformasyonun fonksiyonu olarak çizildiğinde faz geçişi açıkça görülür.

Küresel titreşen çekirdekten deforme dönen çekirdeğe geçişin bir nokta olarak belirlenmesi Deforme Ortalama Alan Modelinin sınırlarını zorlamaktadır. Diğer taraftan bu geçişin Deforme Ortalama Alan Modeli kullanılarak bir bölge olarak belirlenmesi mümkündür. Bu amaç doğrultusunda belirlenmesi gereken iki boyutlu potansiyel enerji yüzeyleridir. İki boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri deformasyonun fonksiyonu olarak çizildiğinde faz geçişi açıkça görülür. Diğer taraftan deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerjinin gelişimi küresel, dönen ve geçiş bölgesi çekirdekleri için Şekil 3.1 de gösterilmiştir. Modeli ilgili bölgeye uyguladığımızda bilinen bu özellikten yararlanarak geçiş bölgesi için yorum yapılabilecektir.



Şekil 3.1: Titreşen (solda), dönen (sağda) ve geçiş bölgesi çekirdekleri için potansiyel enerjinin deformasyonun fonksiyonu olarak değişimi

Titreşen çekirdek için deformasyon enerjisinin fonksiyonu olarak eksponansiyel olarak artmaktadır. Dönen çekirdekler içinse enerjinin minimumu açıkça görülür. Geçiş bölgesi çekirdekleri için ise potansiyel nispeten düzdür ve bu durumda çekirdek titreşmesine devam edecek güçten yoksun olacağından titreşme fazı ortadan kalkmıştır şeklinde açıklanabilir.

3.2. RASTLANTISAL FAZ YAKLAŞIMI (RANDOM PHASE APPROXIMATION (RPA)) VE KUASI-PARÇACIK RASTLANTISAL FAZ YAKLAŞIMI (QUASI-PARTICLE RANDOM PHASE APPROXIMATION (QRPA))

Çok parçacık problemi dikkate alındığında bağımsız parçacık modeli başlangıç noktası olarak ele alınır. Bağımsız parçacık modeline göre çekirdek içindeki nükleonlar bir Ortalama Alan potansiyelinde birbirleriyle etkileşimleri dikkate alınmadan düşünülürler. Fermi enerjisi temel seviyeyi belirler. Bu model çekirdeğin kabuk yapısını ve tek parçacık uyarılmalarını belirlemede başarılıdır ancak kolektif özelliğin belirlenmesi açısından nükleonlar arasındaki artık etkileşme (ki bu Ortalama Alan potansiyelinde dikkate alınmaz) de dikkate alınmalıdır. Çekirdekte kolektif özelliğin artmasına neden olan bu artık etkileşmelerdir.

RPA, çekirdeğin temel seviyesinin sadece bağımsız parçacık karakterden ibaret olmadığını; etkileşmeleri de içerdiğini kabul eden, uyarılmış seviyeler için bilinen en basit teoridir. Bu etkileşmeler bazı elektromanyetik geçişlerin zenginleştirilmesinden sorumludur.

Temel seviye etkileşmelerine fiziki bir anlam yüklenmek istenirse; RPA teorisinde tanımlanan uyarılmış seviyeler titreşimsel uyarılmalar olarak açıklanırsa temel seviye uyarılmaları da 'zero point motion' la ilişkilendirilirler.

RPA; nükleer kolektif titreşim uyarılmaları, özellikle düşük seviyeli quadrupol ve oktipol titreşimler ve yüksek seviyeli giant-dipol uyarılmaları için kullanılır. Nükleer kolektif teori için temel teşkil eder.

RPA'in tarihsel gelişimi Bohm ve Pines'in elektron gazının plazma osilasyonları teorisine başlar. (1953) Bu teoriye göre elektronlar arasındaki etkileşmeyi, elektromanyetik alan parametreleri plazma osilasyonlarının kolektif koordinatları olarak tanımlanırlar. Random Phase Approximation terimi farklı momentumlu plazma titreşimleri arasındaki çiftlenimin ihmaline atfedilmiştir.

Süperiletken çekirdekler için RPA; QRPA (Quasi-particle Random Phase Approximation)'a genelleştirilir [1]. Bu teoride hamiltoniyen HB (Hartree-Bogolyubov) gösterimiyle ifade edilir.

Tutarlı mean-field çözümleriyle açık kabuk süperiletken çekirdeklerin kolektif uyarılmalarının tanımlanması için QRPA bir standart metottur.

Literatüre bakıldığında QRPA'in uygulandığı birçok nükleer yapı vardır. Standart QRPA versiyonu -matris formülasyonu olarak ta adlandırılır- konfigürasyon uzayında uygulanır. Skyrme-RPA ve QRPA matris formülizasyonunda küresel çekirdeklerde kolektif durumlara uygulandığı çalışmalar da yapılmıştır [43,44]. Tamamıyla tutarlı HFB+QRPA hesaplamaları sonlu erimli Gogny kuvveti kullanılarak yapılmış; harmonik osilatör temeline dayalı HFB denklemlerinin Woods-Saxon potansiyel özdurationda çözülmüştür [45]. Koordinat uzayı Gren fonksiyonu QRPA fenomenolojiksel Woods-Saxon ortalama fonksiyonuyla çalışılmıştır [46]. Ayrıca; Skyrme-HFB alanına dayalı hesaplamalarında tutarlı Skyrme kuvvetinin artık hıza bağlı terimlerinin Landau-Migdal kuvvetiyle değiştirilmesiyle ve spin-spin, spin-orbit ve Coulomb artık etkileşmelerinin ihmal edilmesiyle sağlanmıştır [47-48].

QRPA hesaplamalarının self consistent (tutarlı) olması sonuçlarının güvenilirliği açısından oldukça önem taşımaktadır. Tamamen tutarlı QRPA hesaplarından kasıt; öncelikle Ortalama Alan hesaplamalarının tutarlı olmasıdır. Daha sonra da artık etkileşmenin Ortalama Alanı tanımlayan aynı kuvvet veya enerji fonksiyonundan türetilmiş olmasıdır. Bu arada önemli olan bir diğer husus da 0 veya 0'a yakın enerjili mean-field tarafından simetri kırılmasından doğan spurious uyarılmalarıdır. Son olarak da enerjiyle ilgili toplam kuralları yüksek duyarlılığı sağlamalıdır.

RPA formalizmi genel olarak; temel seviye $|0\rangle$ olmak üzere, HF parçacık-boşluk vakumu $|\rangle$ alınarak $\langle\phi|[\delta O_\lambda, H, O_\lambda^+]\phi\rangle = \hbar\omega_\lambda\langle\phi|[\delta O_\lambda, O_\lambda^+]\phi\rangle$ hareket denkleminin çözümüne dayalıdır. Buna göre gerçek temel seviye sadece parçacık-boşluk vakumunu değil, parçacık-boşluk yaratma ve yok etme operatörlerini de içerir. Temel seviyeye

uygulanan ve herhangi bir λ durumunu yaratmak için ifade edilen Q_λ^+ şu şekilde açılabilir:

$$Q_\lambda^+ = \sum_{mi} [Y_{mi}(\lambda) a_m^+ a_i - Z_{mi}(\lambda) a_i^+ a_m] \quad (3.20)$$

Burada m,n sembolleri parçacık HF tek-parçacık durumlarını ve i,j ise boşluk durumlarını sembolize eder. Ortalama temel seviye olarak parçacık-boşluk vakumunu olarak Q_λ^+ açılımı hareket denkleminde yerine yazılır ve boşluk-parçacık ($a_m^+ a_i$) ve parçacık-boşluk ($a_i^+ a_m$) operatörleri setlerine δO_λ yayılırsa matris denklemi elde edilir:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y(\lambda) \\ Z(\lambda) \end{pmatrix} = \hbar \omega_\lambda \begin{pmatrix} Y(\lambda) \\ -Z(\lambda) \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

QRPA hesaplarımızda, öncelikle çiftlenim kuvveti için BCS [14] denklemleri çözülür ve kuasi-parçacıklara dönüşüm sonuçlanır. Wood-Saxon [39] tek parçacık durumlarıyla birlikte Strutinsky kabuk düzeltme metodu [13] temel alınmış, başka bir deyişle tek parçacık seviyeleri aksel olmayan deforme Wood-Saxon potansiyelinde quadropol ve hegzadekapol serbestlik derecelerinde hesaplanmıştır.

Ortalama Alana çiftlenimin dahil edilmesi HFB denklemlerinin çözülmesiyle sağlanmıştır. QRPA method hamiltoniyenin uyarılmış seviyelerini bulmayı amaçlamaktadır.

$$\hat{H} = \hat{H}_{qp} + \hat{H}_{int} = \sum_{\mu} E_{\mu}^{\omega} \alpha_{\mu}^+ \alpha_{\mu} + \frac{1}{2} \sum_i \chi_i \hat{Q}_i^+ Q_i \quad (3.22)$$

Burada α, α^+ kuasi-parçacık operatörleri ve E^{ω} kuasi-parçacık enerjileridir. w dönen sistemi ifade etmektedir. Q_i şu operatörleri ifade eder: i) parçacık-boşluk kanalında quadropol operatörü, Q_{2m} , ii) monopole çiftlenim operatörü, P_{00} , iii) quadropol çiftlenim operatörü, $P_{2\mu}$.

QRPA hesaplamamızda uygulanan çekirdekler için ilk sınaması QRPA hesaplamalarıyla elde edilen çiftlenim boşluklarının deneysel çiftlenim boşluklarıyla

karşılaştırılmasıdır. Deneysel çiftlenim aralıkları 3-nokta formülü kullanılarak hesaplanmıştır [49].

$$\Delta^{(3)}(N) \equiv \frac{\pi_N}{2} [B(N-1) + B(N+1) - 2B(N)] \quad (3.23)$$

Burada B ile ifade edilen nicelik, çekirdeklerin bağlanma enerjileridir.

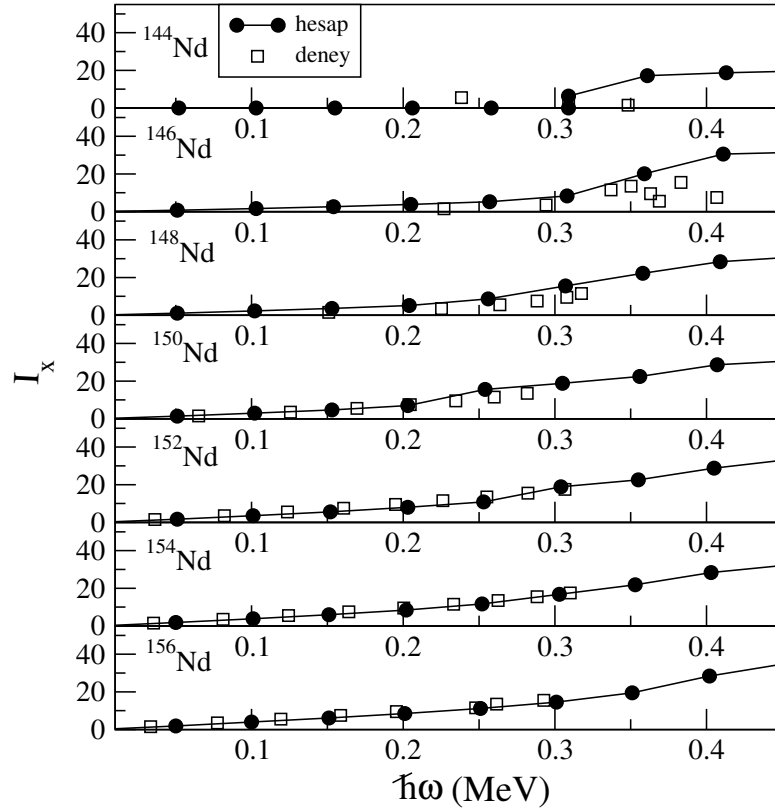
3.2.1 Yapay (Spurious) Çözümler

QRPA denklemleri çözülürken, dönüşüm invaryantlığı, isospin simetrisi ve rotasyonel invaryantlık gibi simetriler Hartree-Fock çözümleri nedeniyle bozulurlar. Bu bozulan simetriler ise QRPA hesaplarında ortaya çıkan ve gerçekte hiçbir fiziksel uyarılmaya karşılık gelmeyen ‘spurious’ denilen durumlarda artışa neden olurlar. Bu fiziksel uyarılmaya karşılık gelmeyen durumlar artık etkileşmenin kuvvet parametresinin değiştirilmesiyle 0 enerjiye karşılık getirilirler. Bu 0 enerjiden sonra QRPA hesaplamalarıyla elde edilen ilk enerji, çekirdeğin ilk uyarılmış seviyesine karşılık gelir.

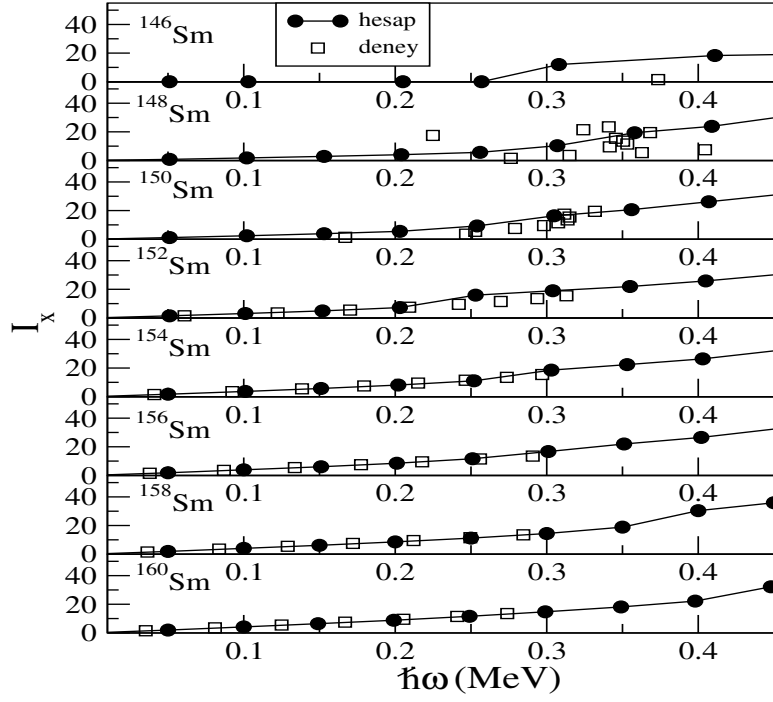
4. BULGULAR

4.1 TOPLAM ROUTHIAN YÜZEY (TRS) HESAPLAMA SONUÇLARI

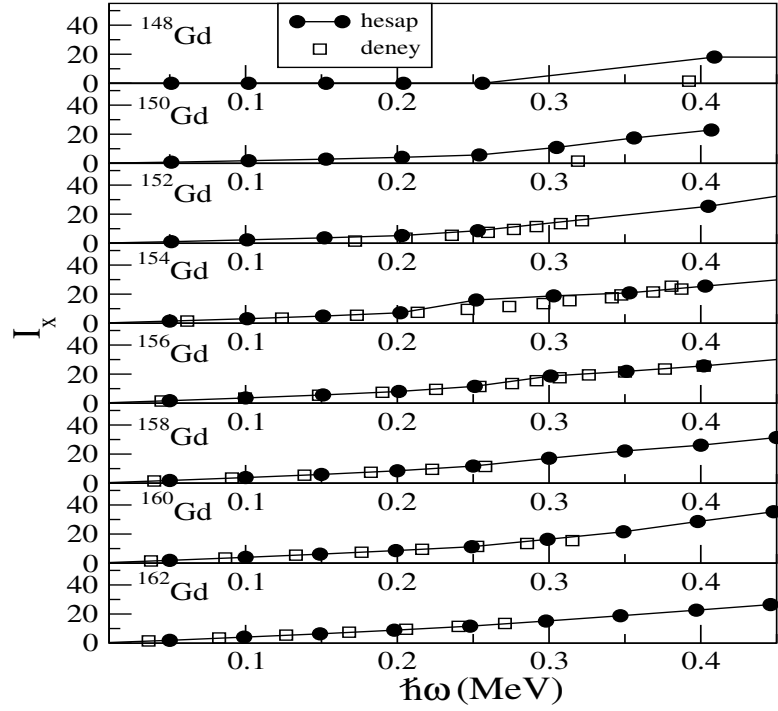
İlgili bölge çekirdeklerinin rotasyonel davranışını incelemek amacıyla rotasyonel x-ekseni boyunca spin yönelimi, rotasyonel frekansın fonksiyonu olarak Şekil 4.1-4.7 de gösterilmiştir.



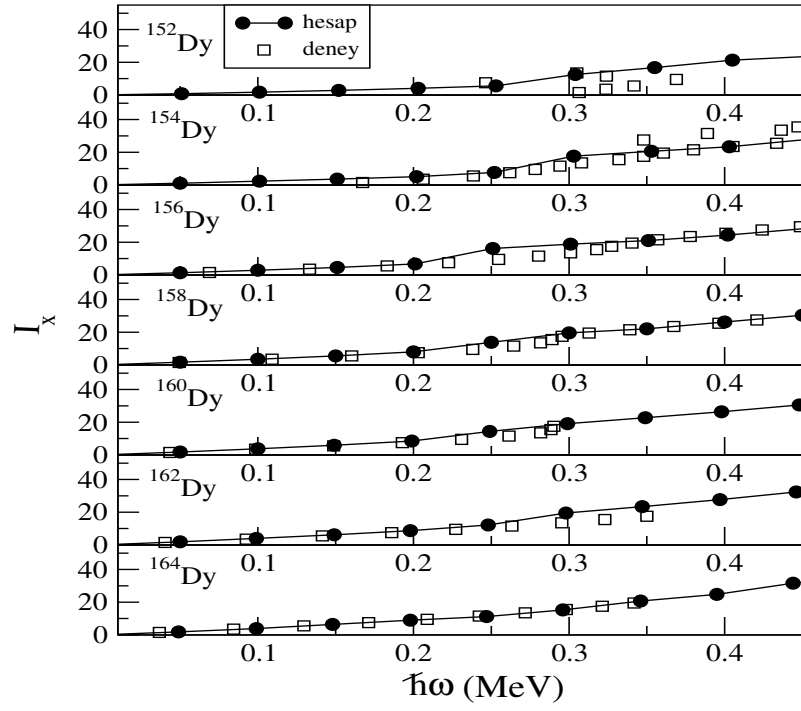
Şekil 4.1: Nd izotoplarına ait $I_x - \hbar\omega$ gösterimi. Daireler hesaplamaları, kareler deneysel datayı göstermektedir



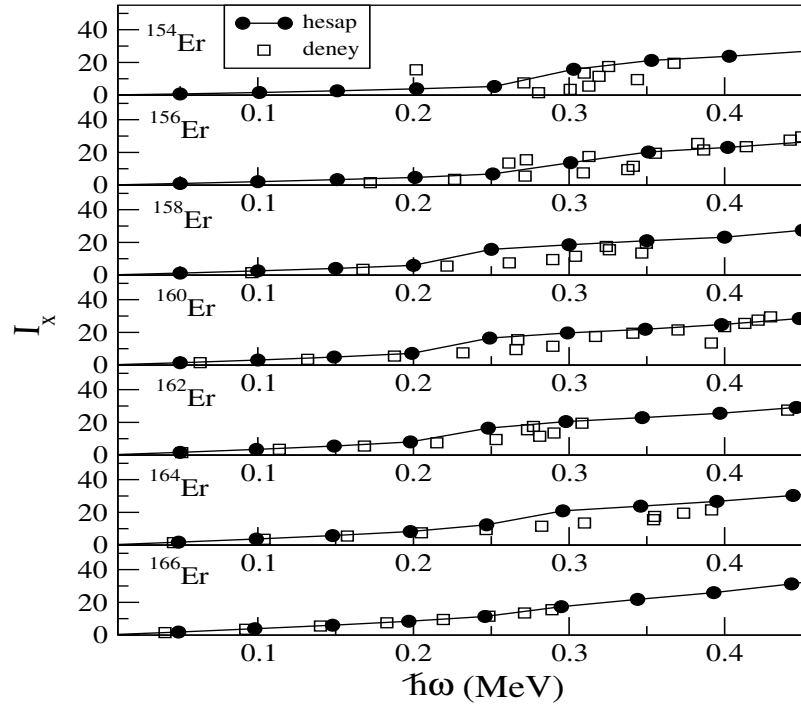
Şekil 4.2 : Sm izotoplarına ait $I_x - \hbar\omega$ gösterimi. Daireler hesaplamaları, kareler deneysel datayı göstermektedir



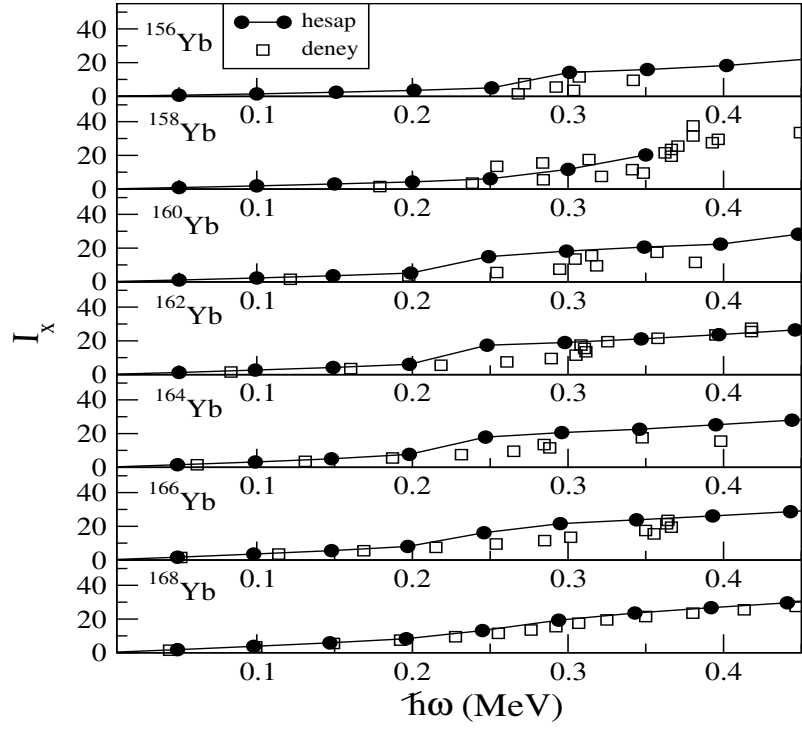
Şekil 4.3 : Gd izotoplarına ait $I_x - \hbar\omega$ gösterimi. Daireler hesaplamaları, kareler deneysel datayı göstermektedir



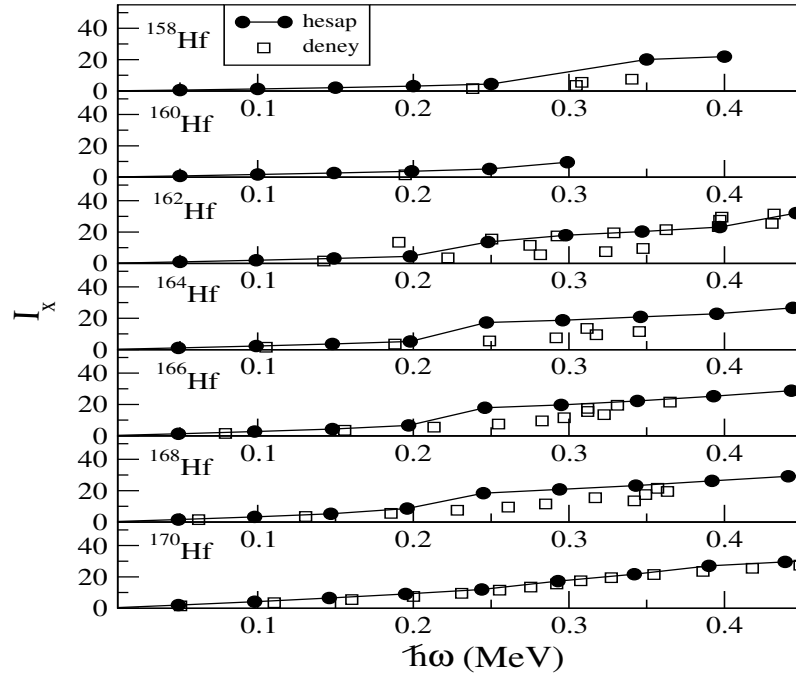
Şekil 4.4 : Dy izotoplarına ait $I_x - \hbar\omega$ gösterimi. Daireler hesaplamaları, kareler deneysel datayı göstermektedir



Şekil 4.5 : Er izotoplarına ait $I_x - \hbar\omega$ gösterimi. Daireler hesaplamaları, kareler deneysel datayı göstermektedir.



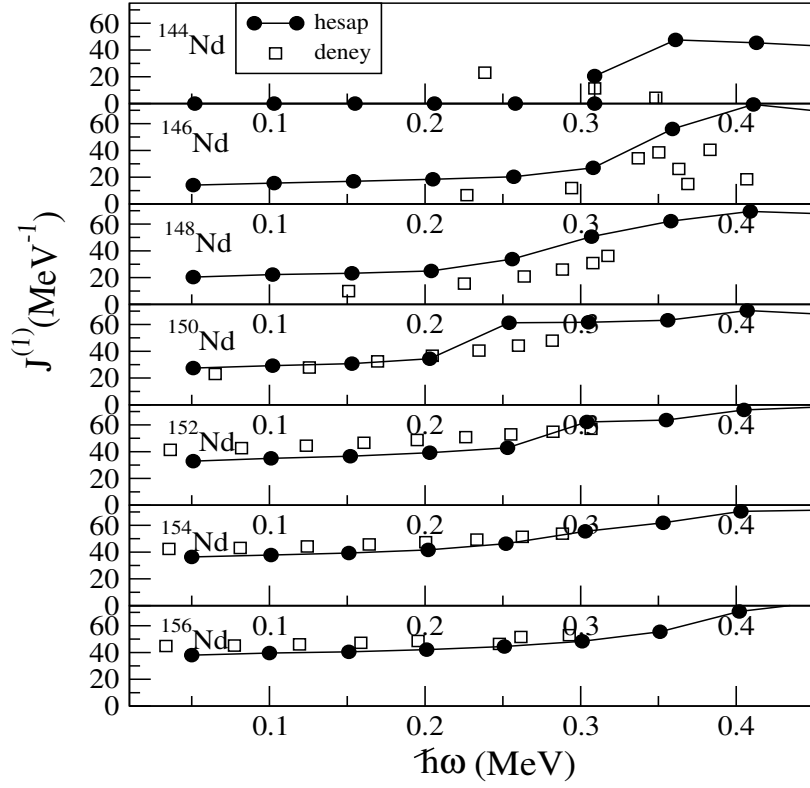
Şekil 4.6 : Yb izotoplarına ait I_x - $\hbar\omega$ gösterimi. Daireler hesaplamaları, kareler deneysel datayı göstermektedir



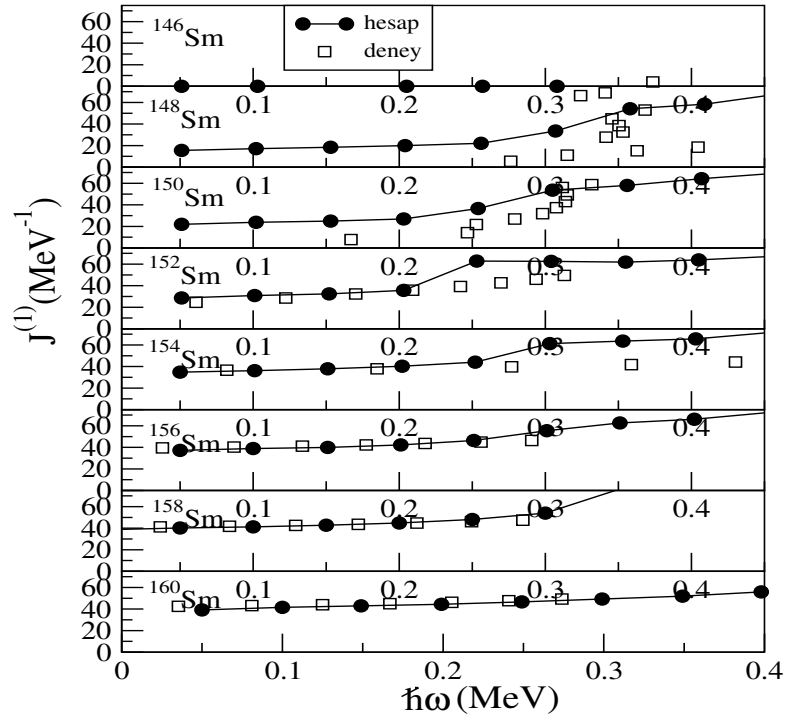
Şekil 4.7 : Hf izotoplarına ait I_x - $\hbar\omega$ gösterimi. Daireler hesaplamaları, kareler deneysel datayı göstermektedir

$I_x - \hbar\omega$ grafikleri, TRS sonuçlarının düşük-spin davranışlarını açıklamakta oldukça başarılıdır. Bununla beraber yüksek spin değerlerinde bazı farklılıklar gözlemlenmiştir.

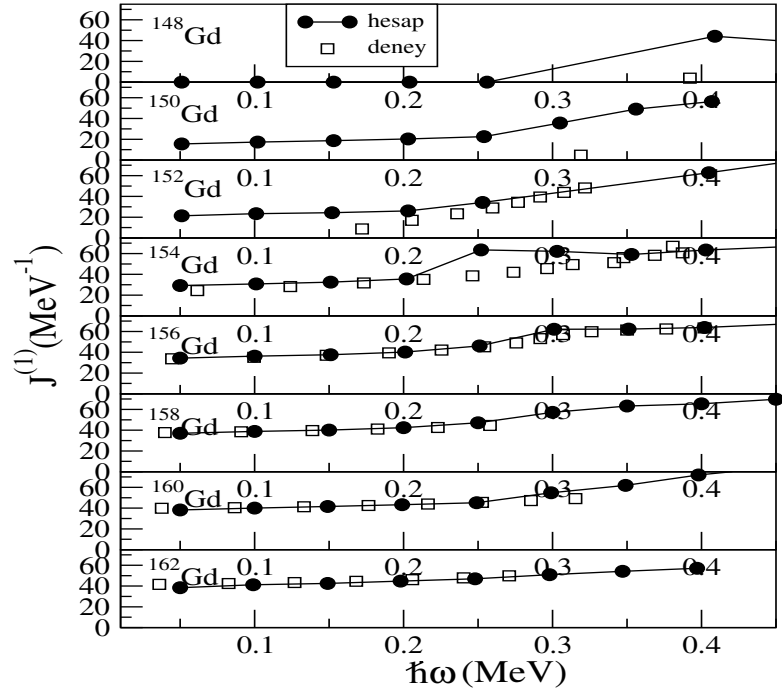
Modelin testi için yararlandığımız diğer gözlenebilir, eylemsizlik momentidir. İlgili bölge çekirdekleri için yapılan hesaplamalar neticesinde kinematik ve dinamik eylemsizlik moment değerleri hesaplanmış, deneysel datayla karşılaştırılmış ve Şekil 4.8 - 4.21 de verilmiştir. Şekillerde teorik hesabın deneysel datayla özellikle düşük spin değerleri için oldukça uyumlu olduğu bulunmuştur.



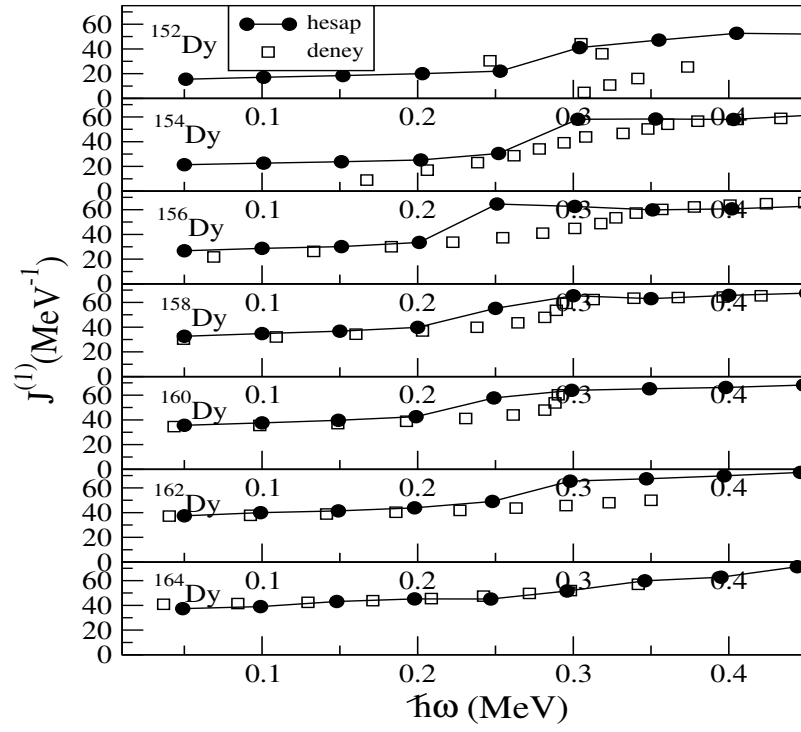
Şekil 4.8: Nd izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) kinematik eylemsizlik momentleri



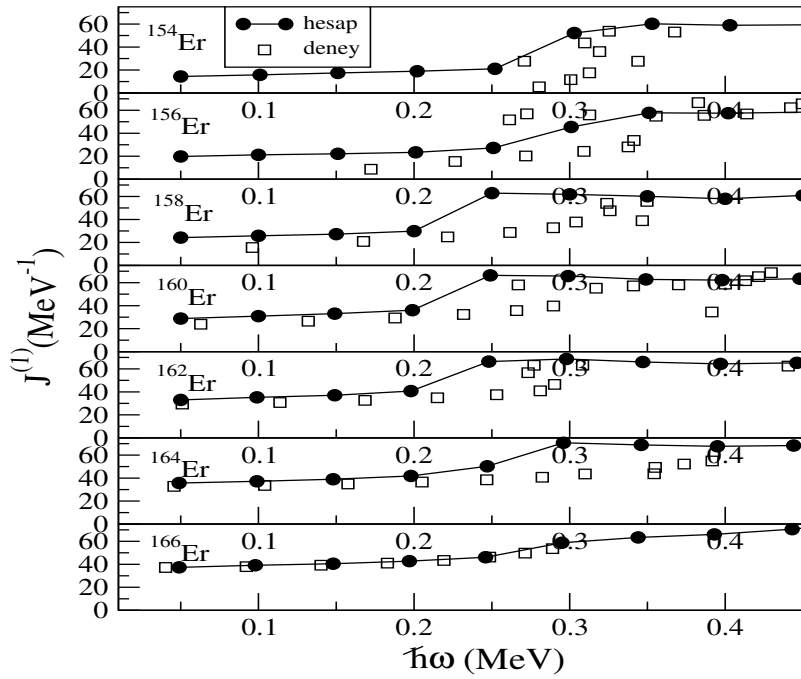
Şekil 4.9: Sm izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) kinematik eylemsizlik momentleri



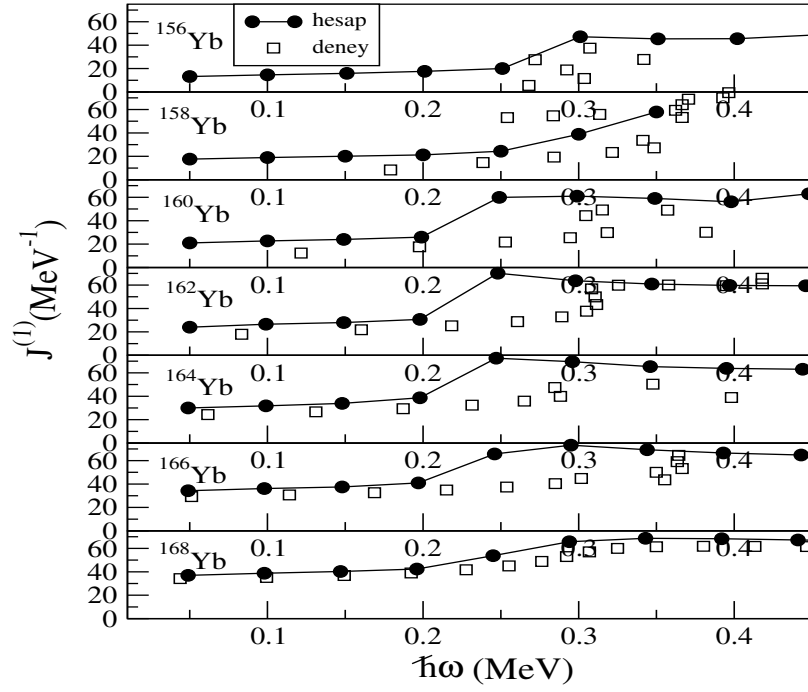
Şekil 4.10 : Gd izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) kinematik eylemsizlik momentleri



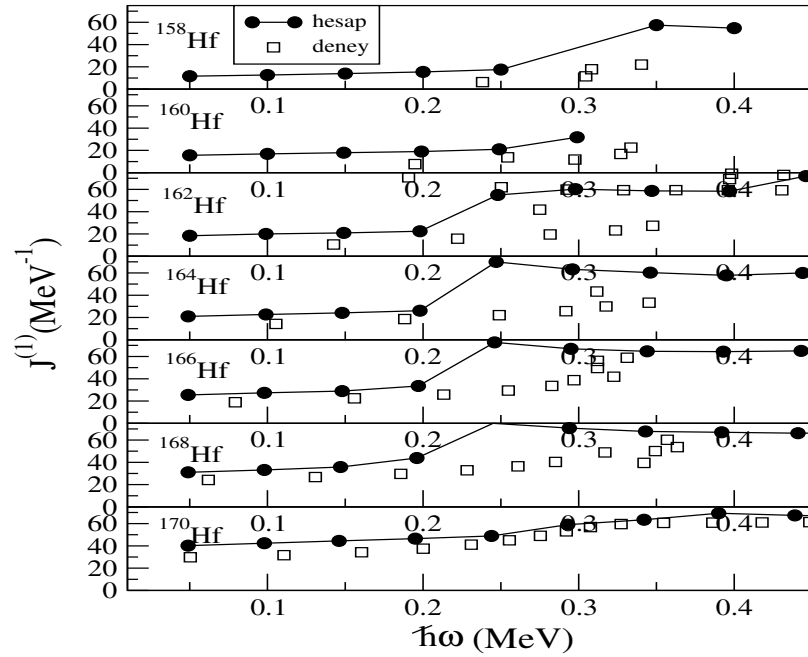
Şekil 4.11 : Dy izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) kinematik eylemsizlik momentleri



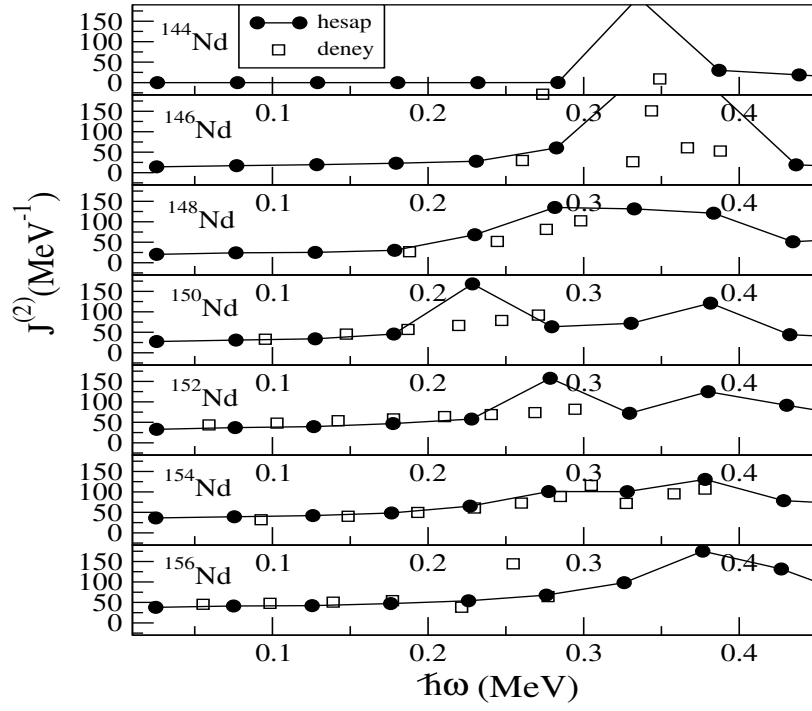
Şekil 4.12 : Er izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) kinematik eylemsizlik momentleri.



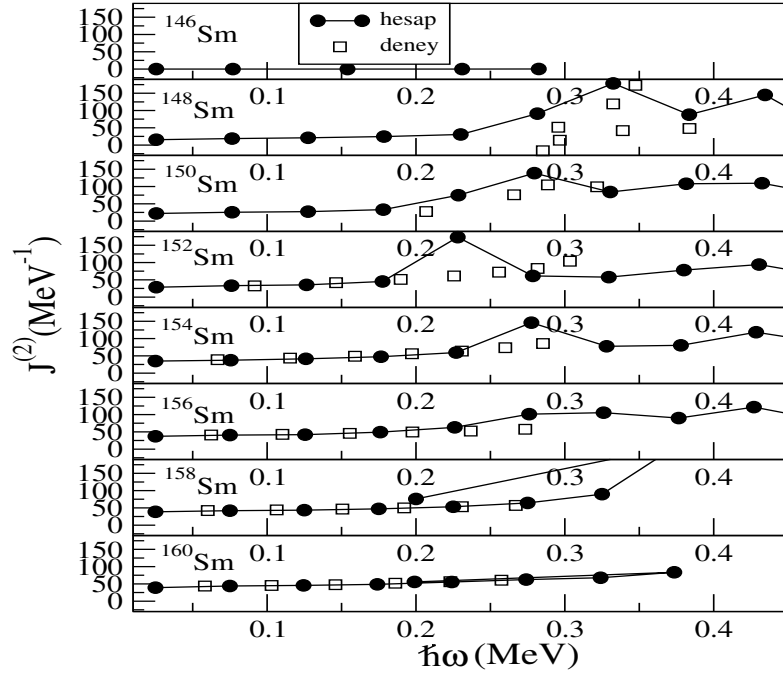
Şekil 4.13 : Yb izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) kinematik eylemsizlik momentleri



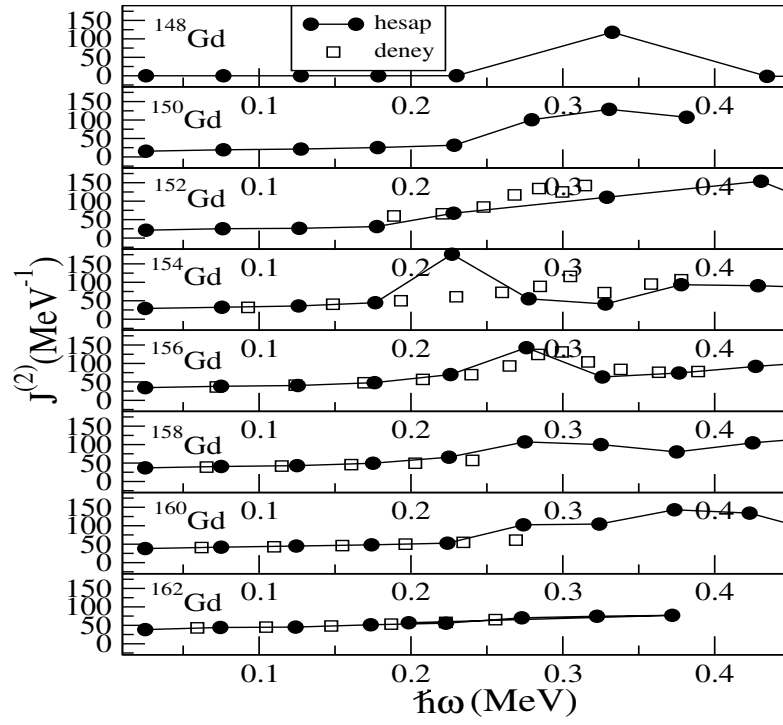
Şekil 4.14: Hf izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) kinematik eylemsizlik momentleri



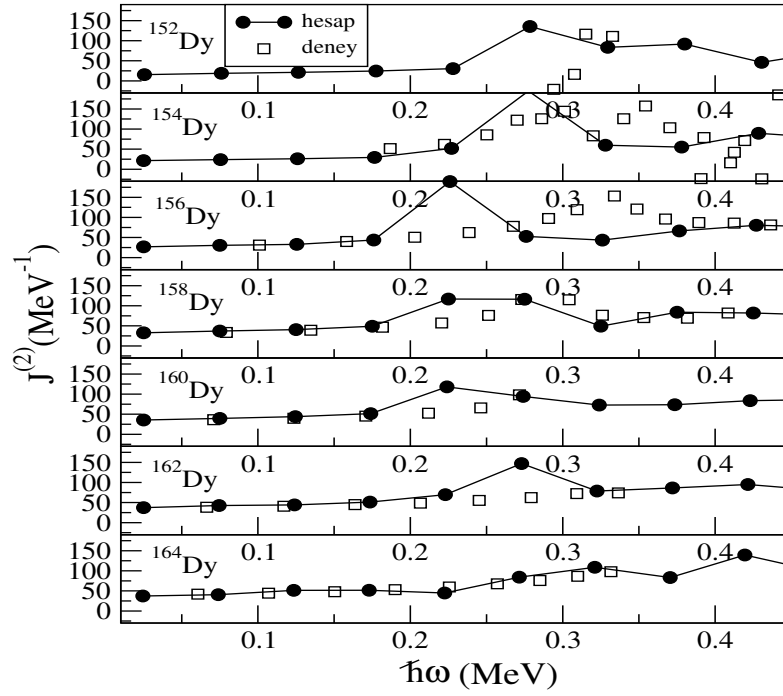
Şekil 4.15 : Nd izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) dinamik eylemsizlik momentleri



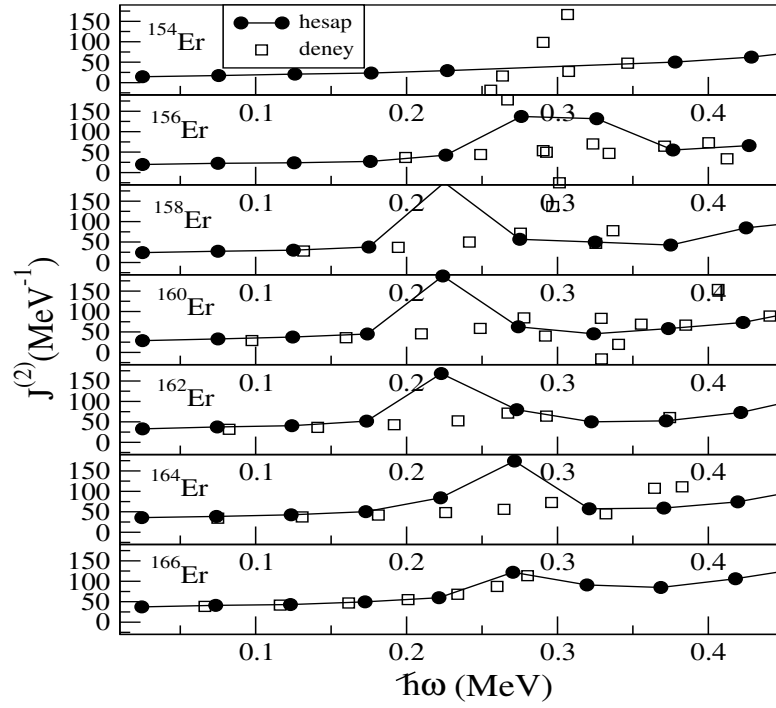
Şekil 4.16 : Sm izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) dinamik eylemsizlik momentleri



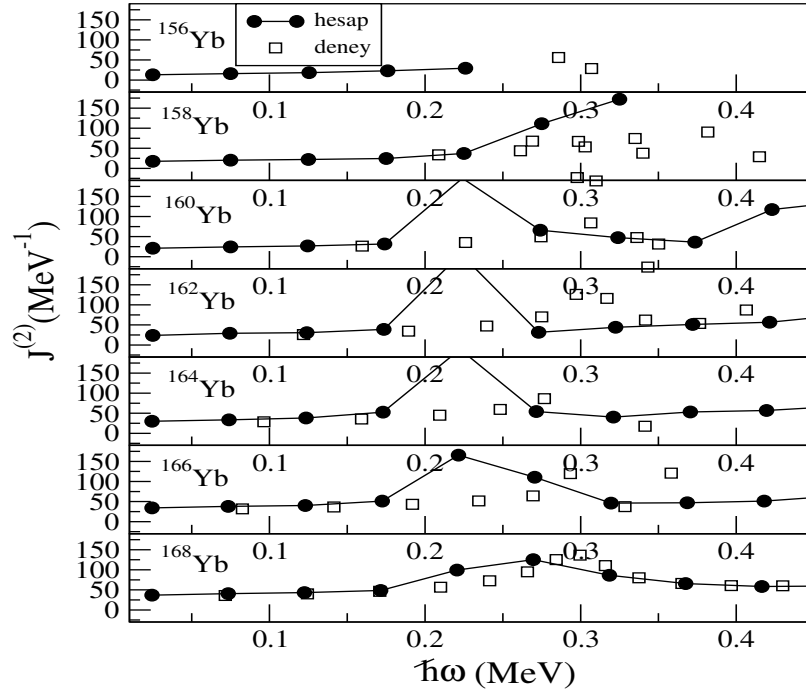
Şekil 4.17 : Gd izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) dinamik eylemsizlik momentleri



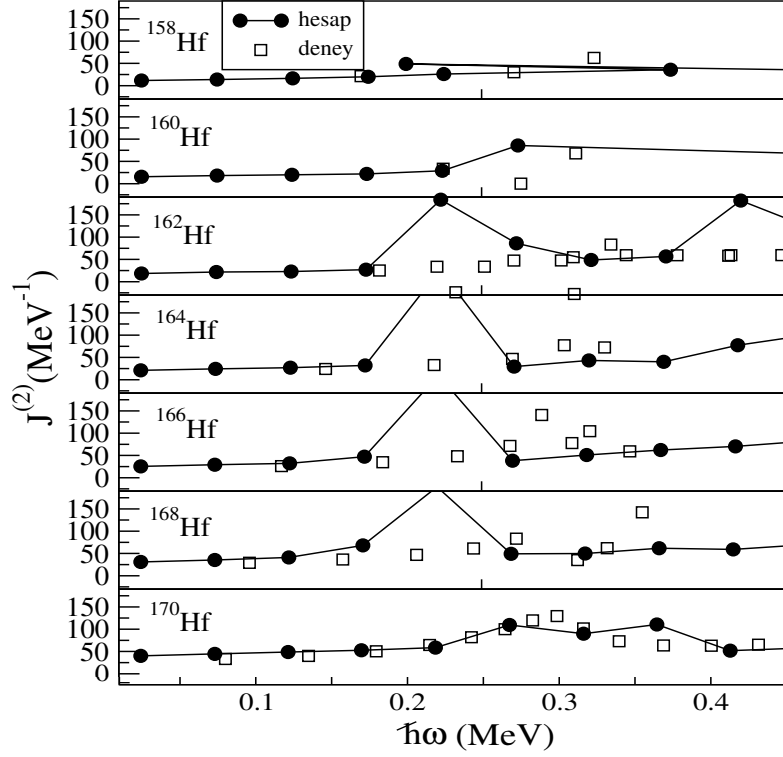
Şekil 4.18 : Dy izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) dinamik eylemsizlik momentleri



Şekil 4.19 : Er izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) dinamik eylemsizlik momentleri

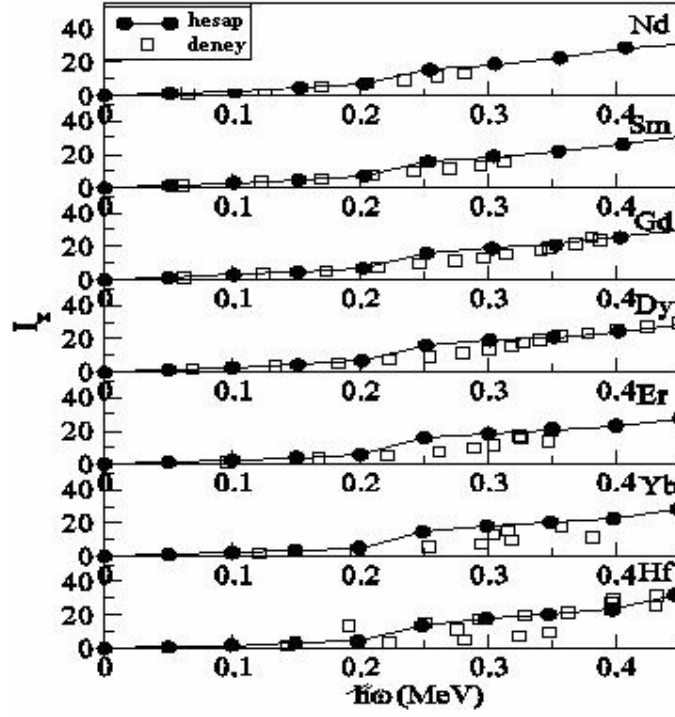


Şekil 4.20 : Yb izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) dinamik eylemsizlik momentleri

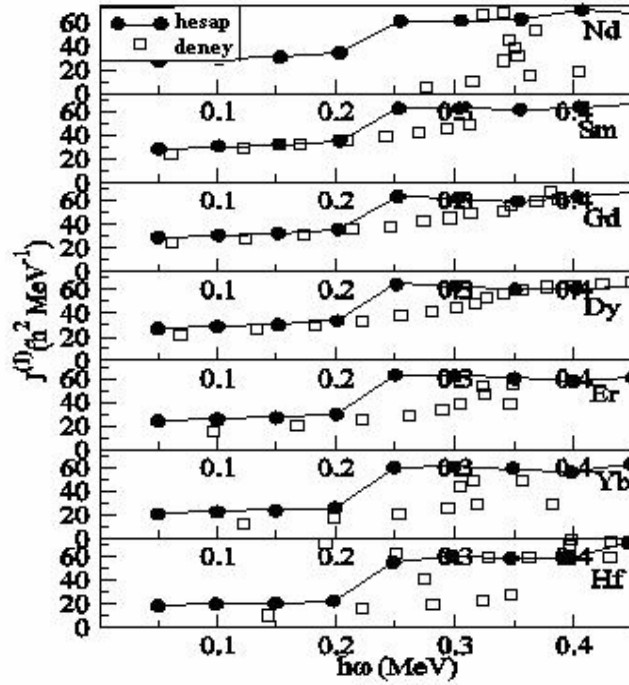


Şekil 4.21 : Hf izotopları için deneysel (kare) ve teorik (daire) dinamik eylemsizlik momentleri

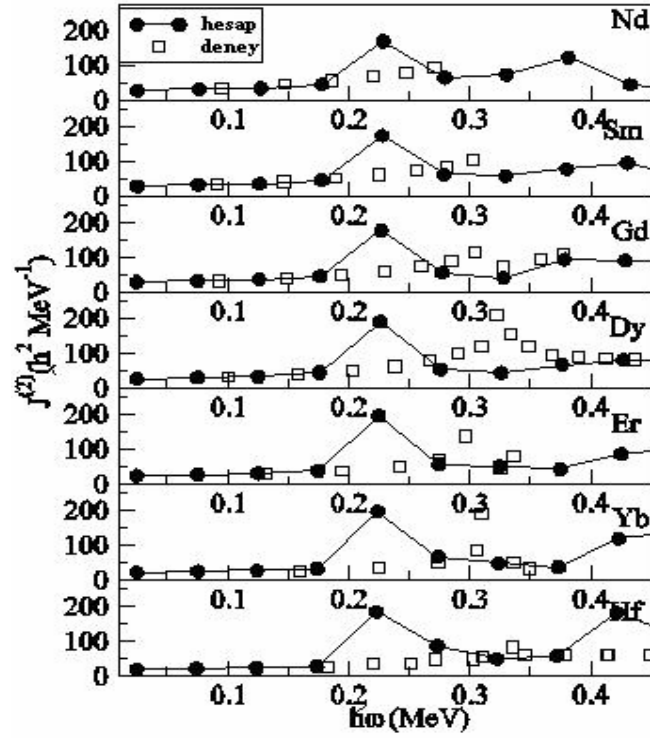
Gözlenebilirlerin hesaplamalarla elde edilip karşılaştırılmasında birçok gözlenebilirde $N=90$ bölgesi için hesaplamaların deneysel veriden saptığı belirlenmiştir. Özellikle her bir zincirdeki $N=90$ çekirdeklerindeki bant geçişlerindeki (band-crossing) görülen sapma dikkat çekicidir. Bu değişimi kolaylıkla görebilmek adına $N=90$ zinciri için spin yönelimi, kinematik ve dinamik eylemsizlik momentleri Şekil 4.22 – 4.24 de gösterilmiştir.



Şekil 4.22 : N=90 izotonları ait $I_x - \hbar\omega$ gösterimi. Daireler hesaplamaları, kareler deneysel veriyi göstermektedir

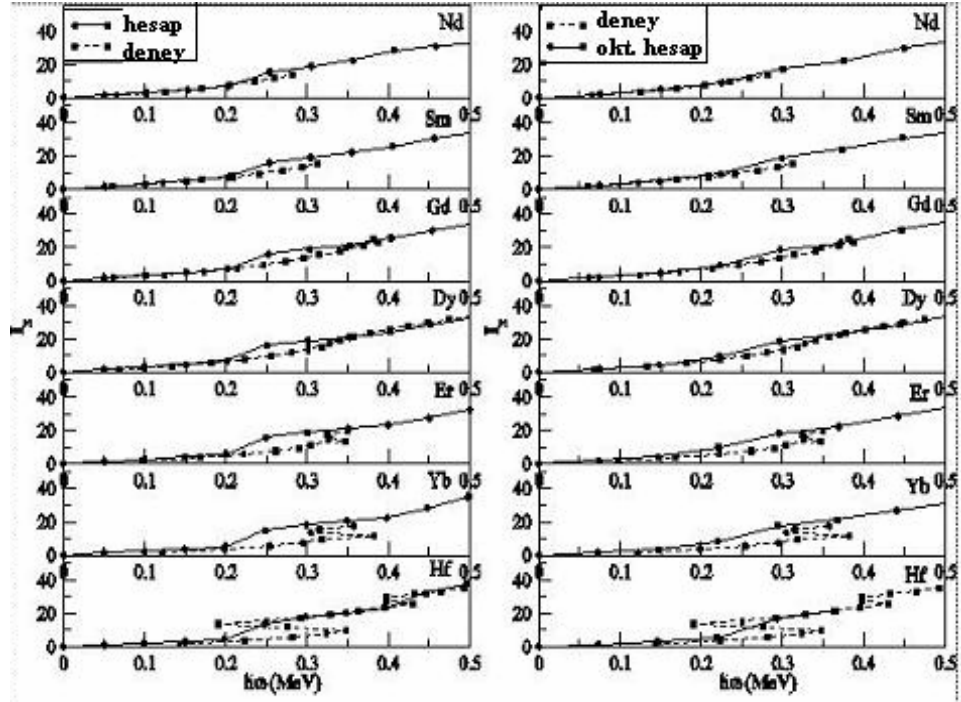


Şekil 4.23 : N=90 izotonları için deneysel (kare) ve teorik (daire) kinematik eylemsizlik momentleri

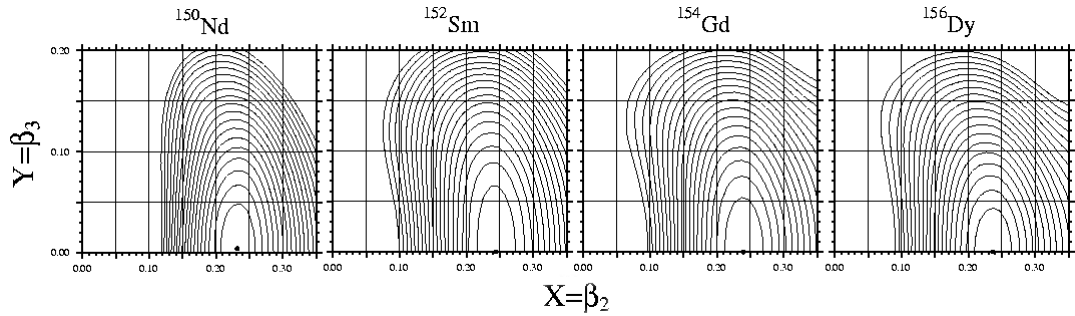


Şekil 4.24 : N=90 izotonları için deneysel (kare) ve teorik (daire) dinamik eylemsizlik momentleri

Deneyel datayla uyumsuzluğun sebeplerinden birinin zıt pariteli iç seviyelerin çiftlenmesine neden olan paritesi kırılan tek multipolariteli etkileşmelerden [50] kaynaklanabileceği düşünülmektedir. Hesaplamalarımız aksel simetrik olduğundan oktopol korelasyonların etkileri de incelenmiştir ve oktopol deformasyon hesaplamaları da yapılmıştır. Şekil 4.25 de N=90 çekirdeklerine ait sağda kuadrupol deformasyon ve solda oktopol deformasyon sonuçları, spin yönelimine karşılık açısız frekans olarak verilmiştir. Sonuçta, oktopol deformasyon hesaplamalarıyla deneyel datayla uyumun geliştiği, daha iyi sonuçlar elde edildiği görülmektedir. Benzer şekilde hesaplamaların çiftlenim korelasyonlarına da hassas oldukları da belirtilmelidir.

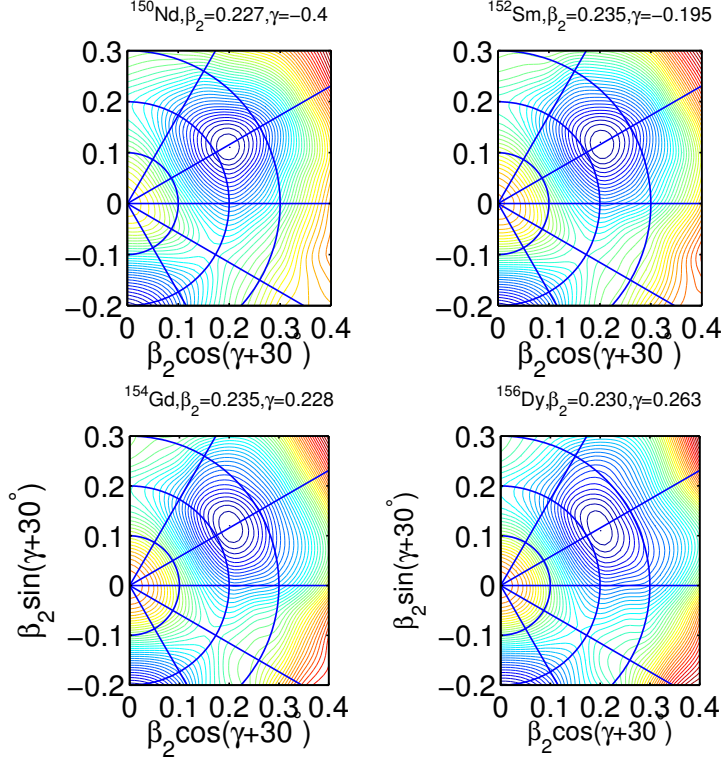


Şekil 4.25 : N=90 zinciri için teorik (daireler) ve deneysel (kareler) spin yönelimleri



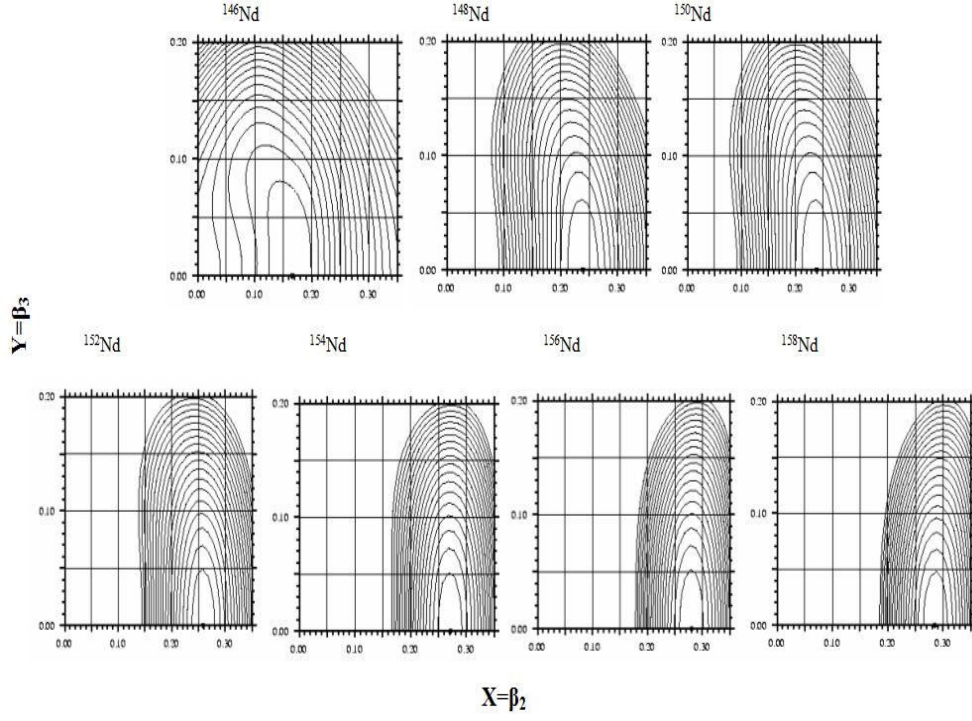
Şekil 4.26 : β_2 - β_3 düzleminde N=90 izotonlarına ait TRS haritaları. Her β_2 - β_3 noktasında toplam enerji hexadecapole deformasyon β_4 'e göre minimize edilmiştir

N=90 nötron sayısına sahip olan çekirdekte oktopol yumuşama (octupole softness) gözükmektedir. (Şekil 4.26) Ayrıca farklı davranışın görüldüğü N=90 zinciri için nükleer şeklin 'prolate' olduğu tespit edilmiştir (Şekil 4.27).

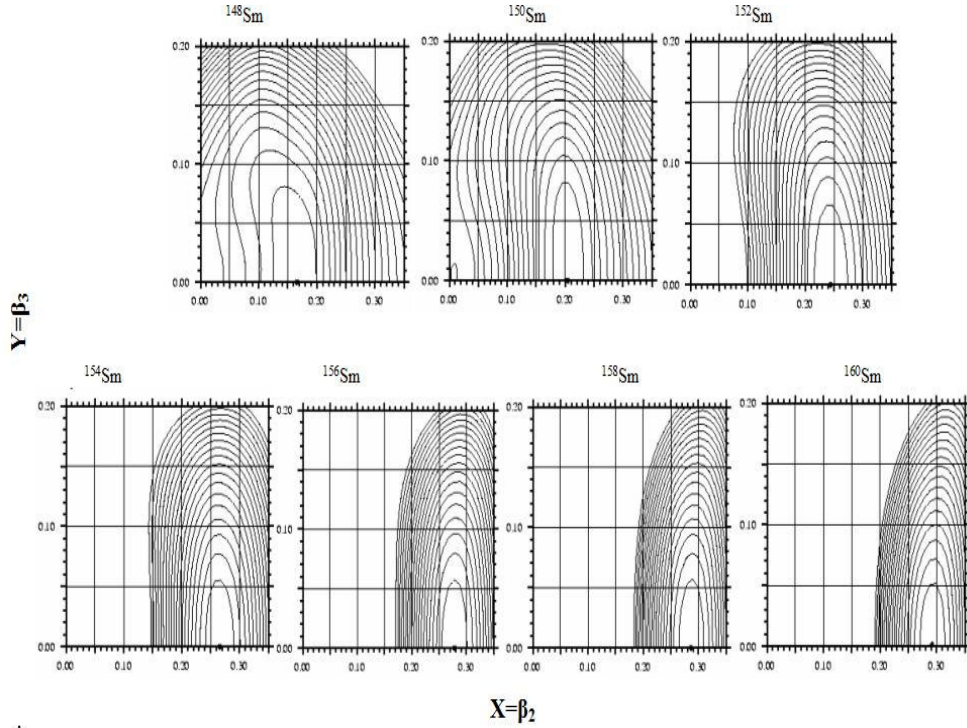


Şekil 4.27: N=90 izotopları için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri

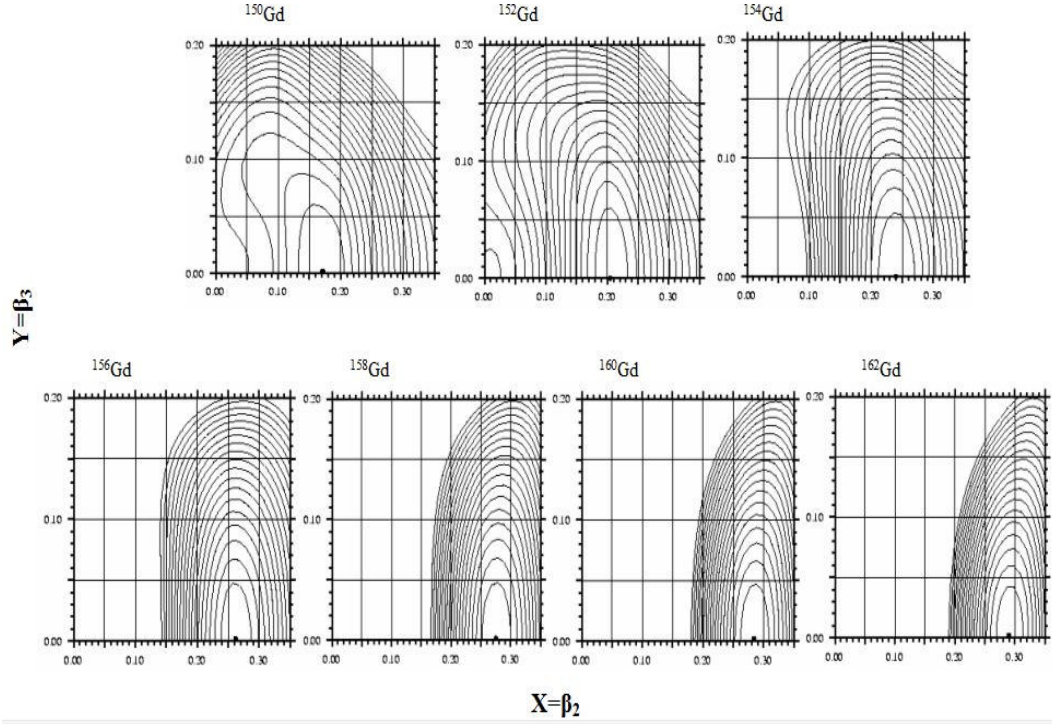
β_2 - β_3 düzleminde ilgili çekirdek bölgesine ait TRS haritaları Şekil 4.28 - 4.34 de verilmiştir. X eksenini kuadrupol deformasyon parametresini, y eksenini ise oktipol deformasyon parametresini göstermektedir. Buna göre bölge özelliklerinden birinin de oktipol yumuşama olduğu belirlenmiştir. Özellikle ilgili izotop zincirlerinde N=86 ve 88'de en yüksek oktipol yumuşama olduğu tespit edilmiştir. Nötron sayısı arttıkça oktipol etkilerinin de azaldığı bulunmuştur.



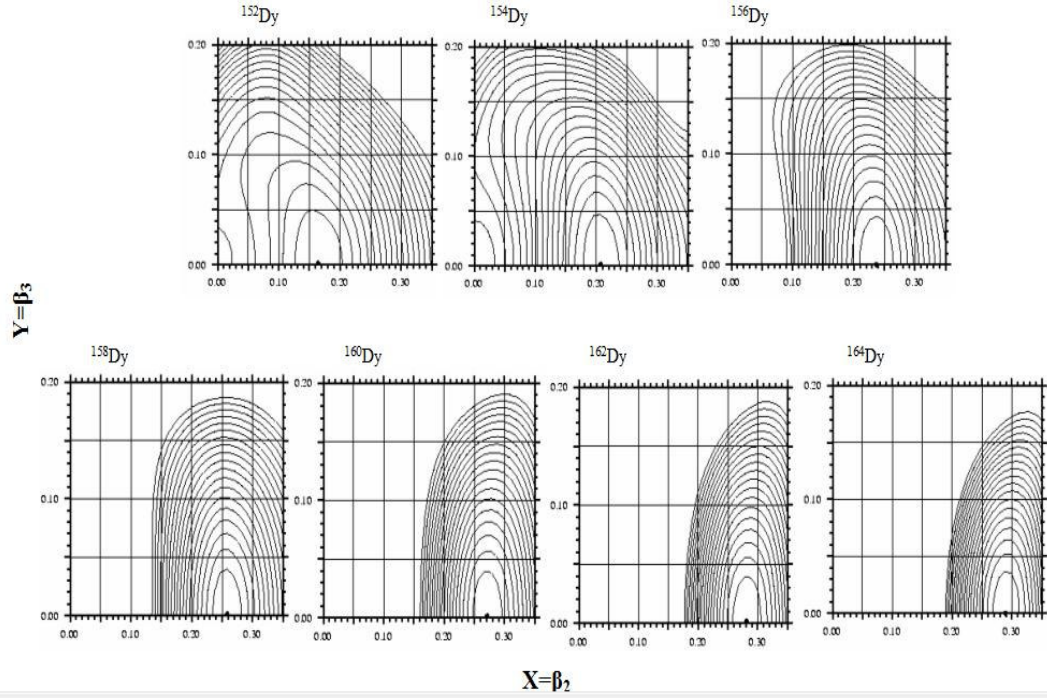
Şekil 4.28: β_2 - β_3 düzleminde Nd izotoplarına ait TRS haritaları



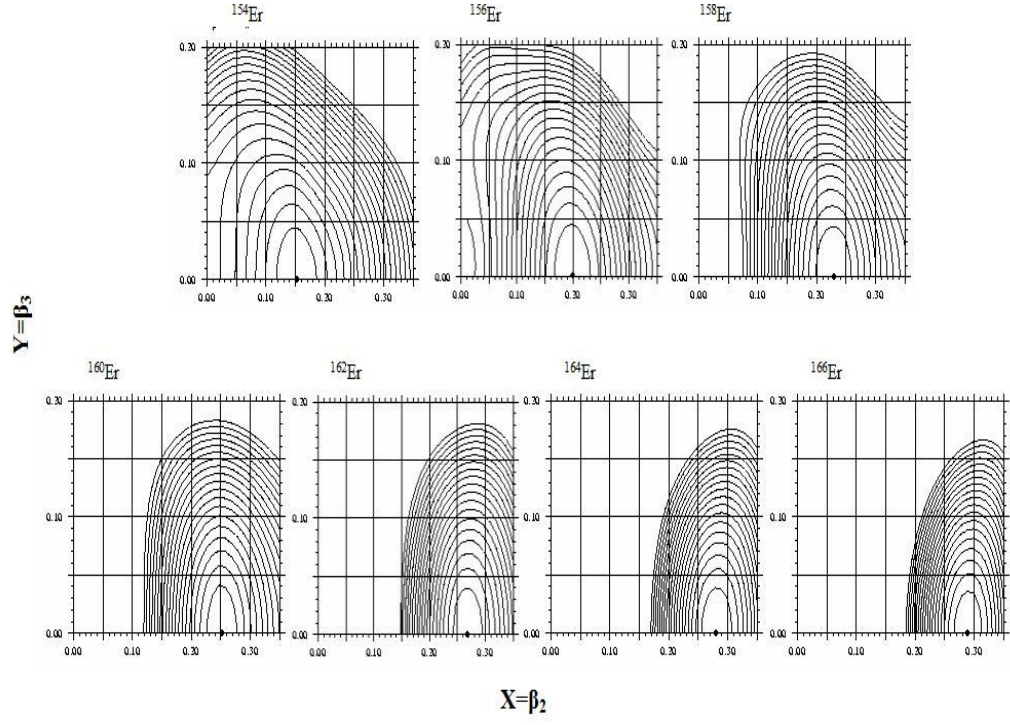
Şekil 4.29: β_2 - β_3 düzleminde Sm izotoplarına ait TRS haritaları



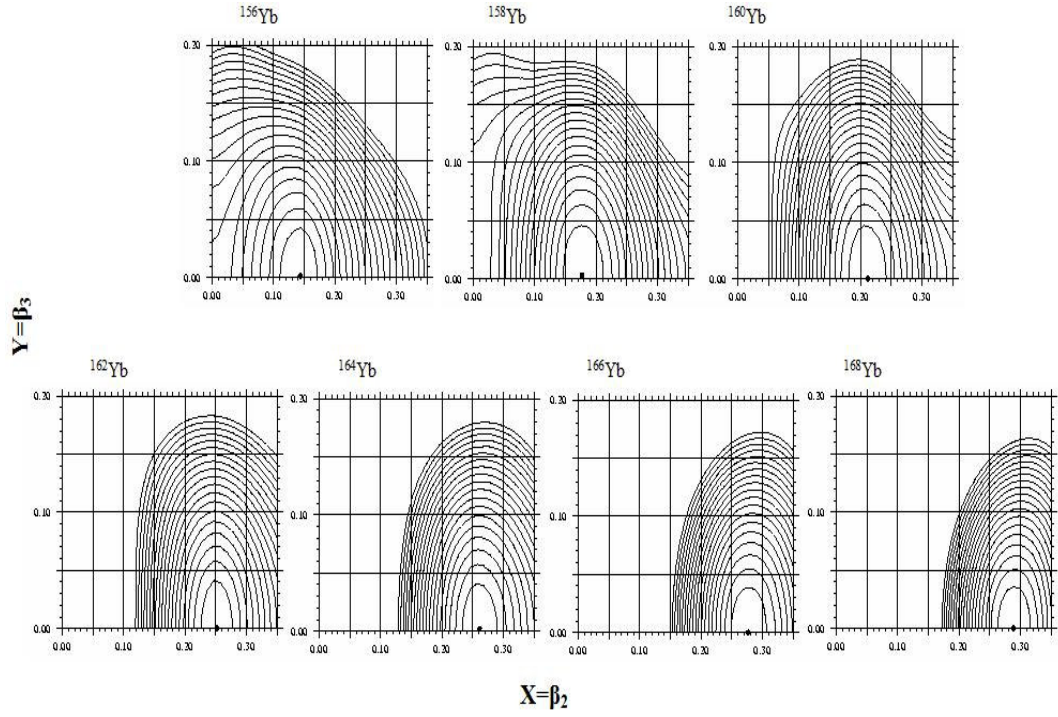
Şekil 4.30: β_2 - β_3 düzleminde Gd izotoplarına ait TRS haritaları



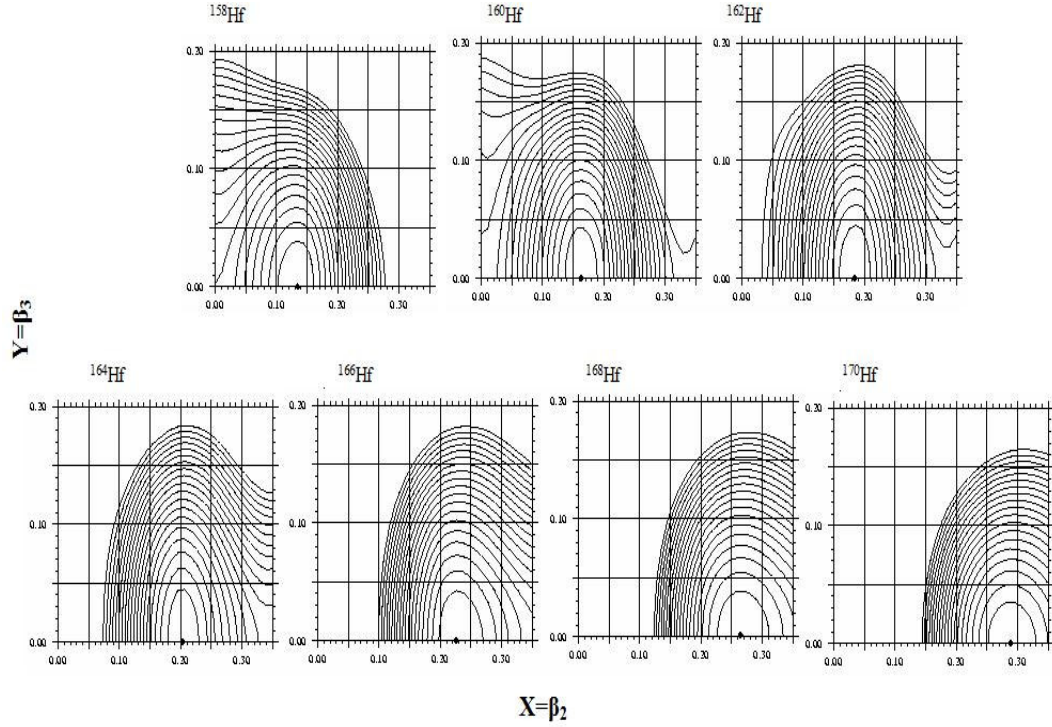
Şekil 4.31: β_2 - β_3 düzleminde Dy izotoplarına ait TRS haritaları



Şekil 4.32: β_2 - β_3 düzleminde Er izotoplarına ait TRS haritaları



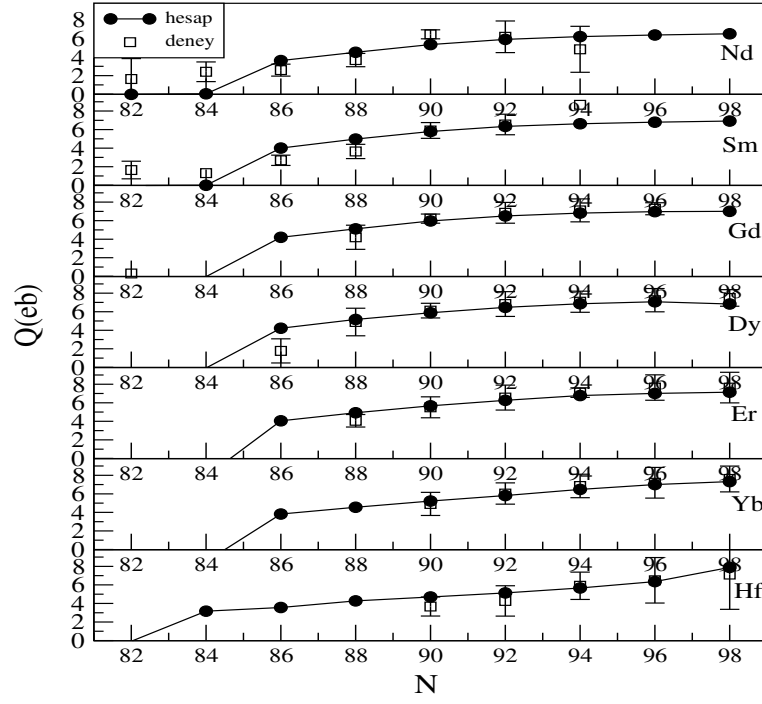
Şekil 4.33: β_2 - β_3 düzleminde Yb izotoplarına ait TRS haritaları



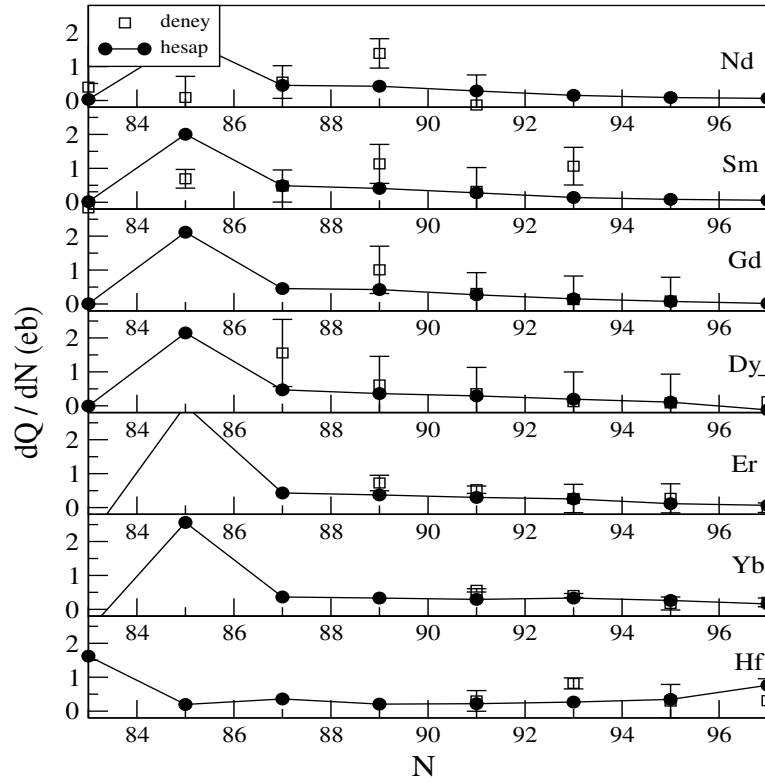
Şekil 4.34: β_2 - β_3 düzleminde Hf izotoplarına ait TRS haritaları

Şekil 4.35'te hesaplanan ve deneysel veriden elde edilen kvadrupol moment değerleri gösterilmiştir. Modelin birçok çekirdek için çok iyi sonuç verdiği görülmektedir.

Küresel çekirdekler için kvadrupol moment 0'dır. Aksine kolektif model bu tür çekirdeklere uygulanmadığı için deneysel sonuçlar bir kvadrupol moment değeri verir. N=86 izotonları için, artan deformasyondan dolayı, belli kvadrupol moment değerleri hesaplanmıştır. Deneysel sonuçlara bakıldığında titreşimsel yapıdan rotor yapıya doğru geçiş kvadrupol momentinde bir artış olduğu görülür. Kvadrupol momentteki değişimin (dQ/dN) geçiş bölgesinde en büyük olması beklenir. Şekil 4.36 da verildiği üzere N=88 ve N=90'da en büyük değerdedir. Geçiş bölgesi çekirdekleri için kvadrupol geçişe katkı birbiçim dönme ve titreşim hareketinin süperpozisyonundan kaynaklanmaktadır.



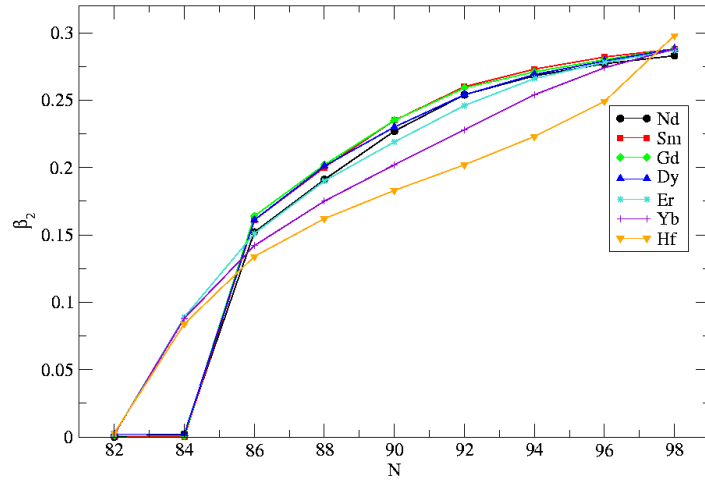
Şekil 4.35 : İlgili Çekirdek bölgesi için deneysel ve teorik kuadrupol momentler



Şekil 4.36 : İlgili bölge çekirdekleri için kuadrupol momentin nötron sayısına göre değişimi

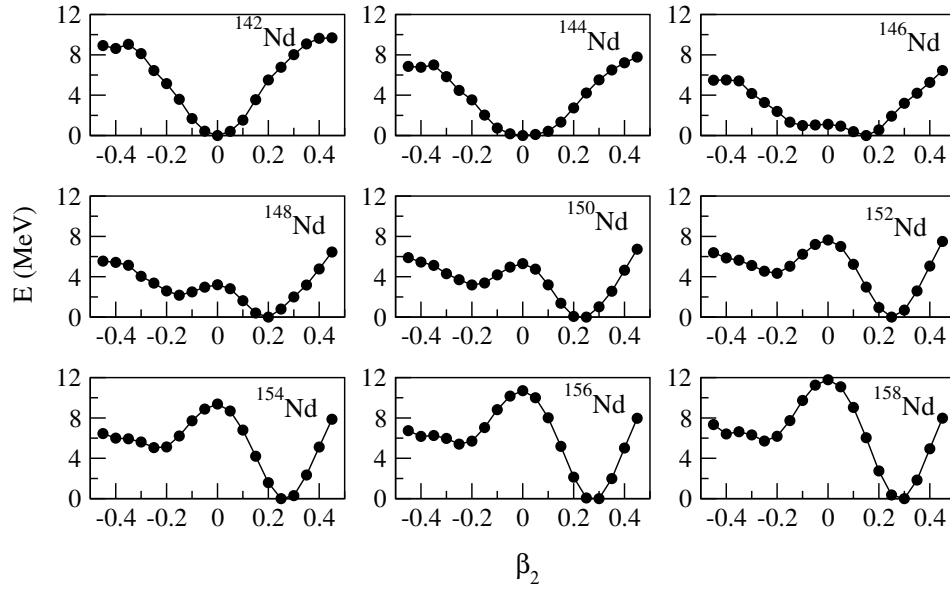
Dönme bileşeni daha büyük olduğundan, ilk uyarılmış seviyenin yapısı kayda değer biçimde titreşimsel hareketin bileşenine sahip olsa bile, dönmeyi bir biçim farzederek yapılan hesaplamalarda mantıklı sonuçların bulunması beklenir. Gerçekte hesaplanan kuadropol momentler deneysel veriyle N=86'dan itibaren özellikle de N=88'de oldukça uyumludur.

Diğer taraftan TRS hesaplamaları sonucu ilgili çekirdeklere ait kuadropol deformasyonlar belirlenmiş ve şekil 4.37 da verilmiştir.



Şekil 4.37: N=82-98 bölgesi çekirdeklerine ait hesaplanan β_2 deformasyonları

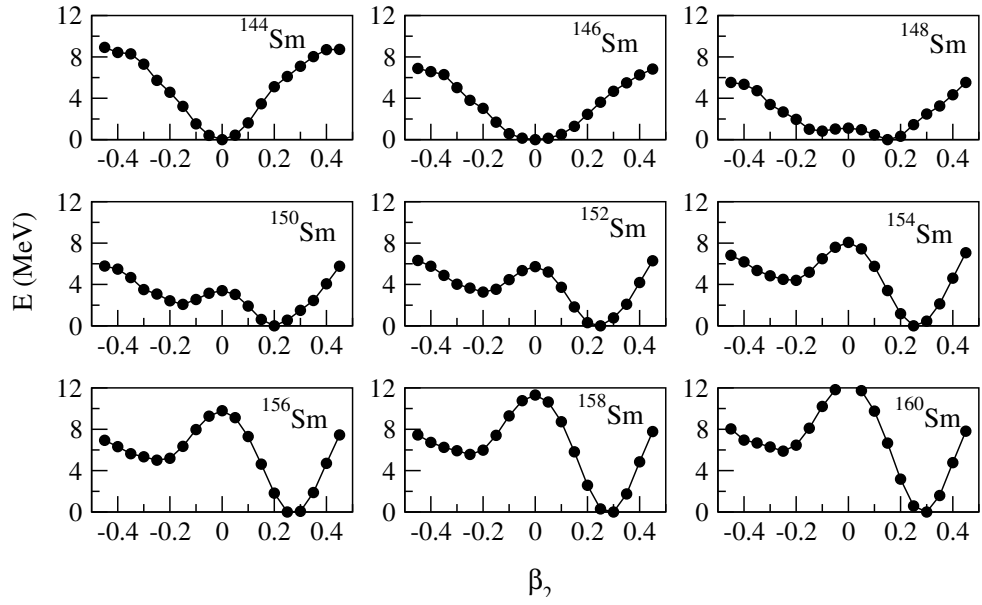
Faz geçişini gözlemlemek için (-0.4,0.4) aralığında deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji hesaplanmıştır. Teze konu olan aralıktaki Nd zinciri için iki boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri Şekil 4.38 de verilmiştir.



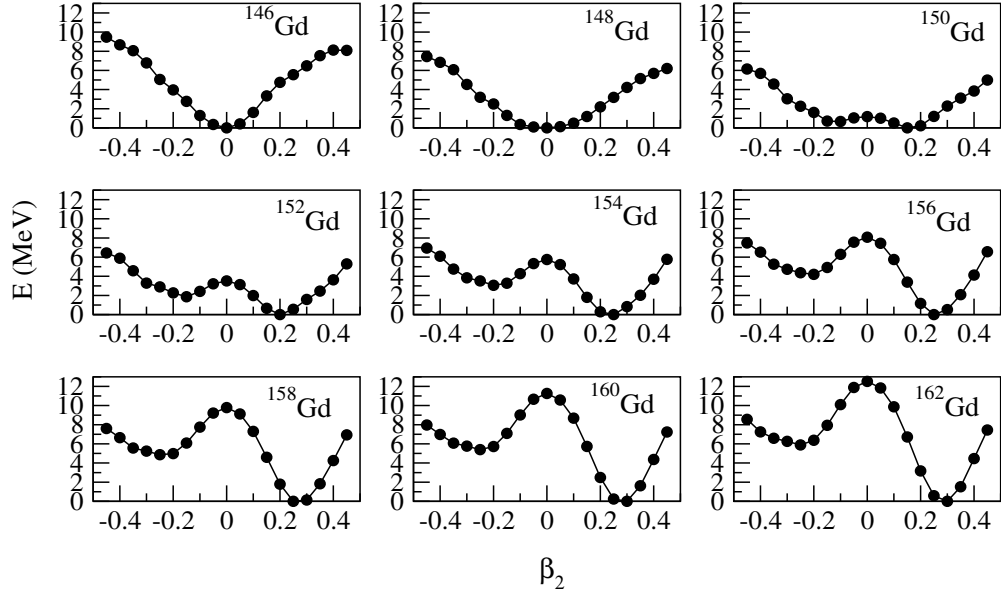
Şekil 4.38: Nd izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri

Sihirli nötron sayısına sahip olan ^{142}Nd 'a ait şekilden görülen, beklenildiği üzere titreşen çekirdeğe ait olan potansiyel enerji yapısıdır. Nötron sayısı arttıkça potansiyelin değiştiği görülmektedir. Nötron sayısı 86 olduğunda potansiyel nispeten düzleşmekte ve daha sonra artan nötron sayısıyla birlikte minimum belirlemektedir.

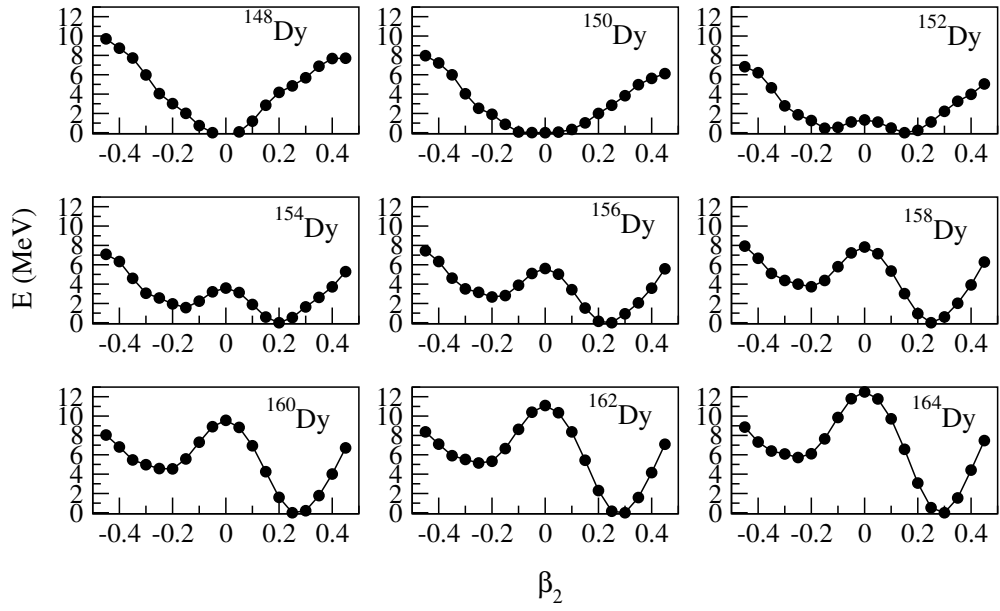
Benzer hesaplamalar tez konusu kapsamındaki diğer çekirdekler için de yapılmıştır. X(5) simetrisi için aday olarak gösterilen ve çeşitli modeller kullanılarak üzerinde araştırmalar yapılan nötron sayısı 90 olan Sm, Gd ve Dy için de gözlemlenen davranış aynıdır. Bu izotoplara ait zincirlerin potansiyel enerji yüzeyleri de Şekil 4.39–4.41 de verilmiştir.



Şekil 4.39 : Sm izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri

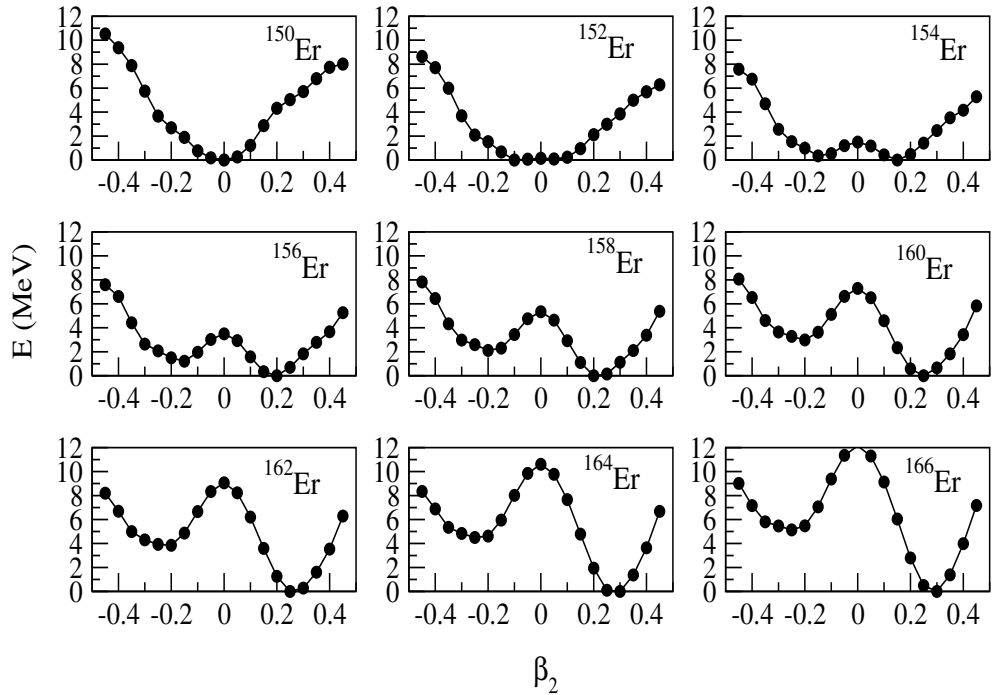


Şekil 4.40 : Gd izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri



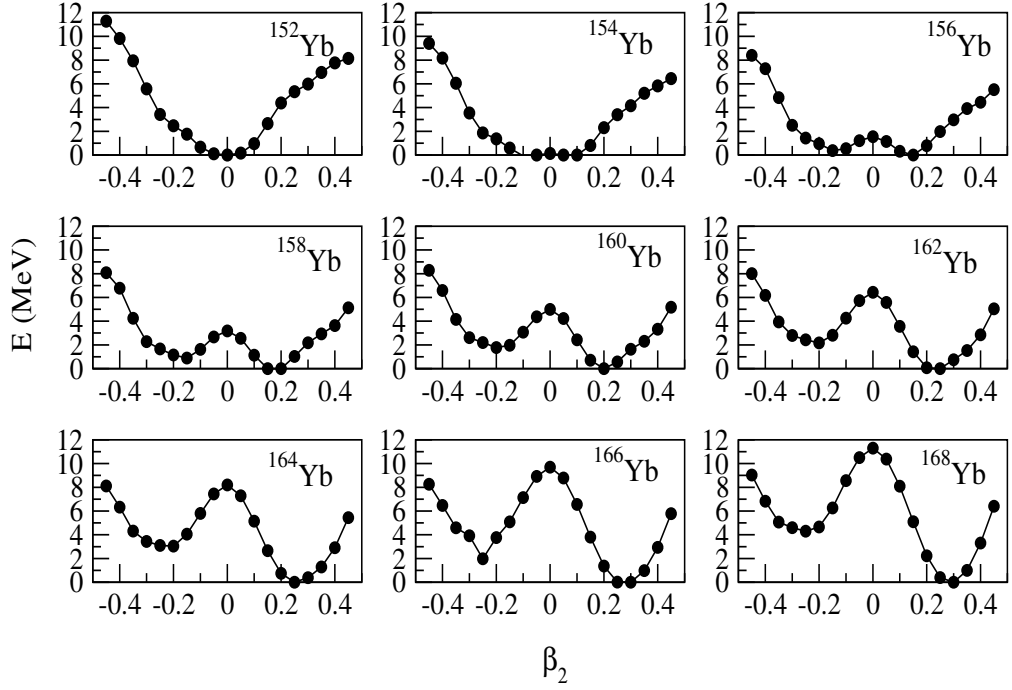
Şekil 4.41 : Dy izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri

Şekil 4.42 de Er izotoplarının $N=82$ sihirli sayısına sahip olandan başlamak üzere $N=98$ 'e kadar potansiyel enerjinin deformasyon parametresine bağlılığı görülmektedir.



Şekil 4.42 : Er izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri

^{150}Er çekirdeğine ait şekilden tahmin edildiği üzere titreşen çekirdek yapısında olduğu açıkça görülmektedir. Artan nötron sayısı ile birlikte titreşen çekirdekten dönen çekirdeğe doğru bir değişim gözlenmektedir. Er izotopları için faz geçişinin olduğu yer potansiyelin düzleştiği yer olan 84 nötron sayılı ^{152}Er izotopudur. ^{154}Er izotopu da düze yakın potansiyeliyle geçiş bölgesi çekirdeği olarak ifade edilebilir.

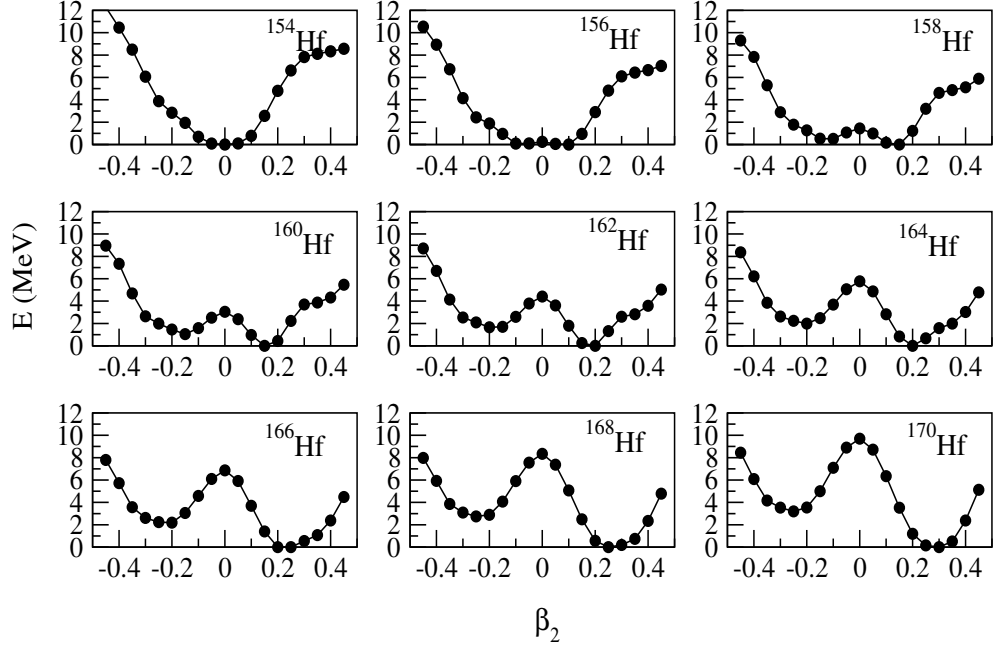


Şekil 4.43 : Yb izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri

Aday çekirdekler arasında yer alan diğer bir çekirdek de Yb çekirdeğidir ve Şekil 4.43, $N=82-98$ aralığındaki Yb izotoplarının potansiyel enerjilerinin deformasyona bağlılığını göstermektedir. Yb izotop zinciri Er izotop zinciriyle kıyaslanacak olursa benzerlik dikkat çekicidir.

Özellikle $N=88-90$ civarında minimum iyice şekillenmeye başladığı dolayısıyla yapının rotor yapı olarak karşımıza çıktığı görülür. Titreşen çekirdekten rotor çekirdeğe geçiş bölgesi $N=84-86$ nötron sayılı ^{154}Yb ve ^{156}Yb 'a karşılık geldiği belirlenmiştir.

Belirlenen aday çekirdeklerin sonucusu ise Hf'dur. Aday çekirdekler içinde en fazla proton sayısına sahip olanıdır ve Hf izotop zinciri için potansiyel enerjinin deformasyona bağlılığı Şekil 4.44 te verilmiştir.

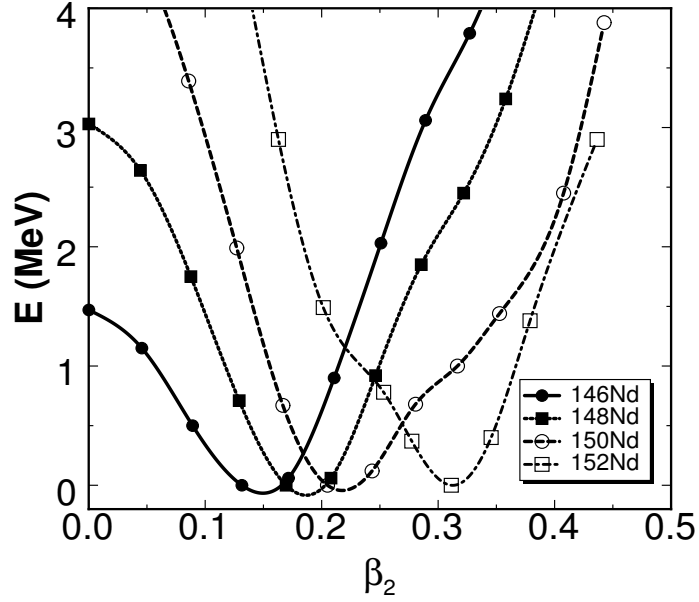


Şekil 4.44 : Hf izotop zinciri için deformasyonun fonksiyonu olarak potansiyel enerji yüzeyleri

Şekil 4.44 e bakıldığında artan nötron sayısı ile minimumların iyice belirginleşerek rotor çekirdek yapısının oluştuğu şeklinde yorumlanabilir.

Er ve Yb'da olduğu gibi düz potansiyele karşılık gelen yani çekirdeğin titreşmek için yeterli enerjiye sahip olmadığı N=84-86 bölgesi faz geçişinin olduğu bölgedir. Hatta minimumun şekillenmeye devam ettiği N=88 bölgesini de faz geçiş bölgesine dahil edilmelidir.

Hesaplamalarımızın hassaslığının sınanması açısından, hesaplamalarımız Skyrme HF-BCS hesaplamalarıyla karşılaştırılmıştır [51]. Şekil 4.45 den görüleceği üzere hesaplama sonuçları birbiriyle uyumludur. Elde edilen potansiyel derinlikleri hesaplamalarımızla oldukça benzerdir. Hesaplamalardaki temel farklılık, Skyrme HFB hesaplarında N=90 ve N=92 arasındaki deformasyon artışıdır. Hesaplamalarımızda ise deformasyon nötron sayısı ile düzgün olarak artar.

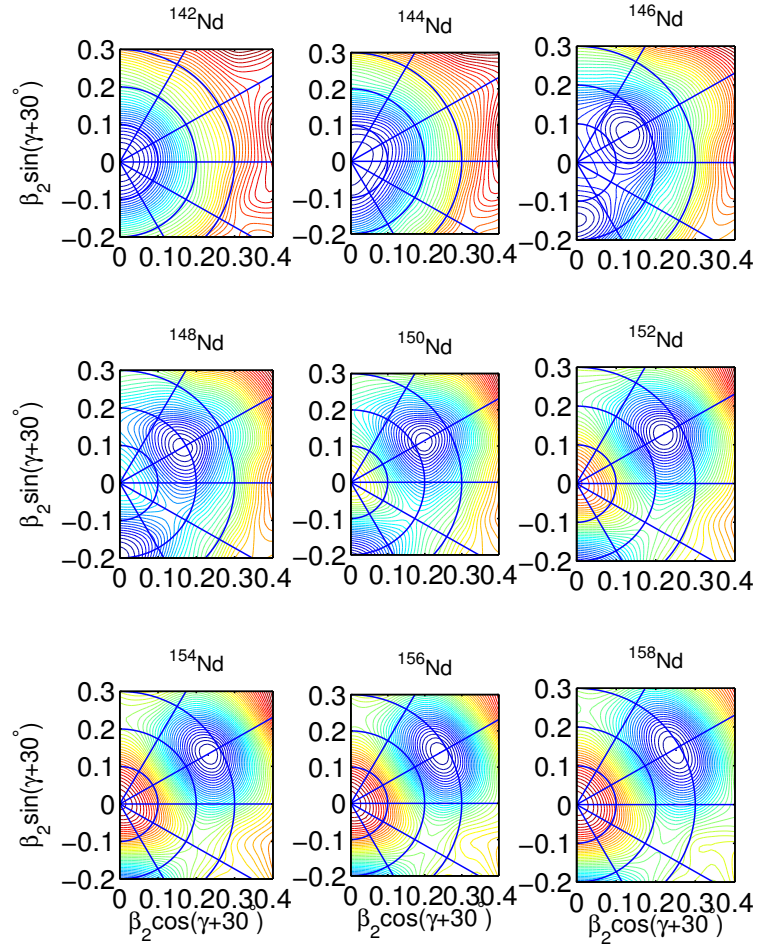


Şekil 4.45 : Skyrme HF-BCS hesaplamalarıyla elde edilen potansiyel enerji yüzeyleri

Bu şekillere bakıldığında dikkat edilmesi gereken olgu potansiyelin gelişimi olduğu kadar, minimumun doğru tanımlanmasıdır. Çünkü nötron sayısı 88'den itibaren şekillenmeye başlayan minimum sadece prolate minimumdur. Bir yanığı neticesi olarak aslında biri derin prolate, diğeri ise yüzeysel oblate olan iki minimum olduğu düşünülebilir. Bu yanığı önlemek için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeylerini de göstermek yerinde olacaktır. Çünkü, iki boyutlu potansiyel enerji yüzeylerindeki minimumların gerçekliği konusunda yorumlamalar, ancak üç boyuttaki potansiyel enerji yüzeylerine bakılarak anlaşılır.

Şekil 4.46–4.52 de Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Yb, Hf zincirlerine ait üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri görülmektedir.

Nötron sayısı 82'ye eşit olan ^{142}Nd küreseldir. ^{146}Nd 'da ise yapı deforme olmaya başlamaktadır. Artan nötron sayısı ile birlikte deformasyon artışı gözlenmektedir.

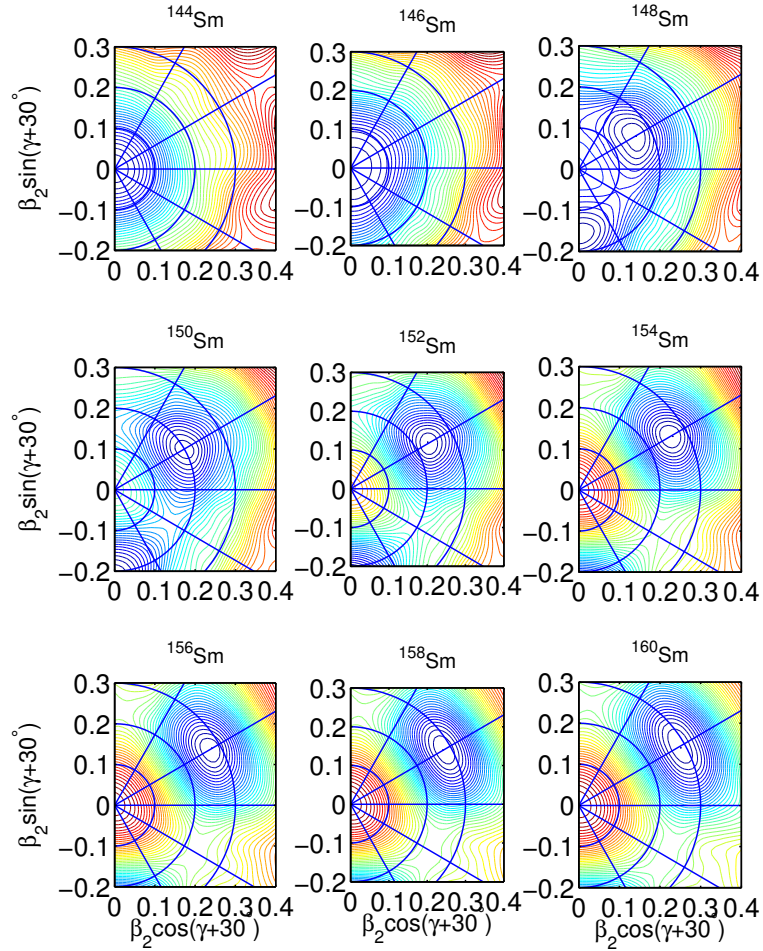


Şekil 4.46 : Nd izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri

Nd izotop zinciri için B_2 deformasyonu 0 – 0.28 aralığında, γ deformasyonu ise kolektif bölgede 0.5 - (-0.1) aralığında değer almaktadır. Artan deformasyonla nükleer şeklin prolate olduğu belirlenmiştir. Açıkça görüldüğü gibi, iki boyutlu potansiyel enerji yüzeylerinde var olduğu gözüken oblate minima, aslında kolektif olmayan bölgeye aittir.

Tablo 4.1 : Nd izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri

Çekirdek	β_2	γ
^{142}Nd	0.000	60.0
^{144}Nd	0.002	-120.0
^{146}Nd	0.152	0.5
^{148}Nd	0.191	-0.3
^{150}Nd	0.227	-0.4
^{152}Nd	0.254	-0.1
^{154}Nd	0.268	-0.2
^{156}Nd	0.277	-0.2
^{158}Nd	0.283	-0.1

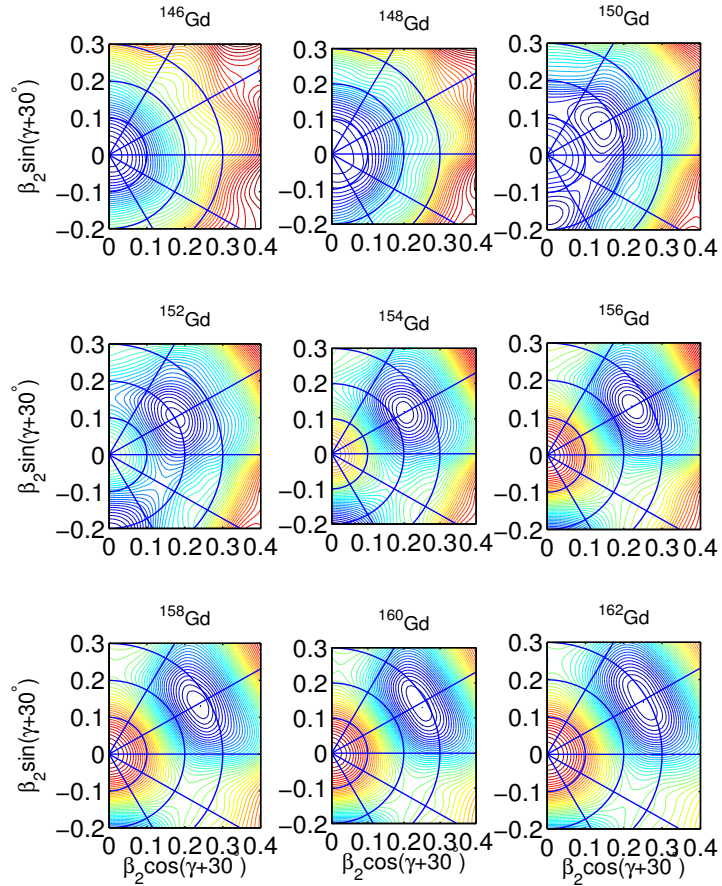


Şekil 4.47 : Sm izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri

Sm izotopları için de nükleer şekil Nd izotoplarına benzerdir. Artan nötron sayısıyla birlikte küresel yapıdan deforme yapıya gidiş söz konusudur.

Tablo 4.2: Sm izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri

Çekirdek	β_2	γ
^{144}Sm	0.001	55.6
^{146}Sm	0.000	-120.0
^{148}Sm	0.161	0.7
^{150}Sm	0.200	-0.5
^{152}Sm	0.235	-0.2
^{154}Sm	0.260	0.0
^{156}Sm	0.273	-0.1
^{158}Sm	0.282	-0.1
^{160}Sm	0.288	0.0

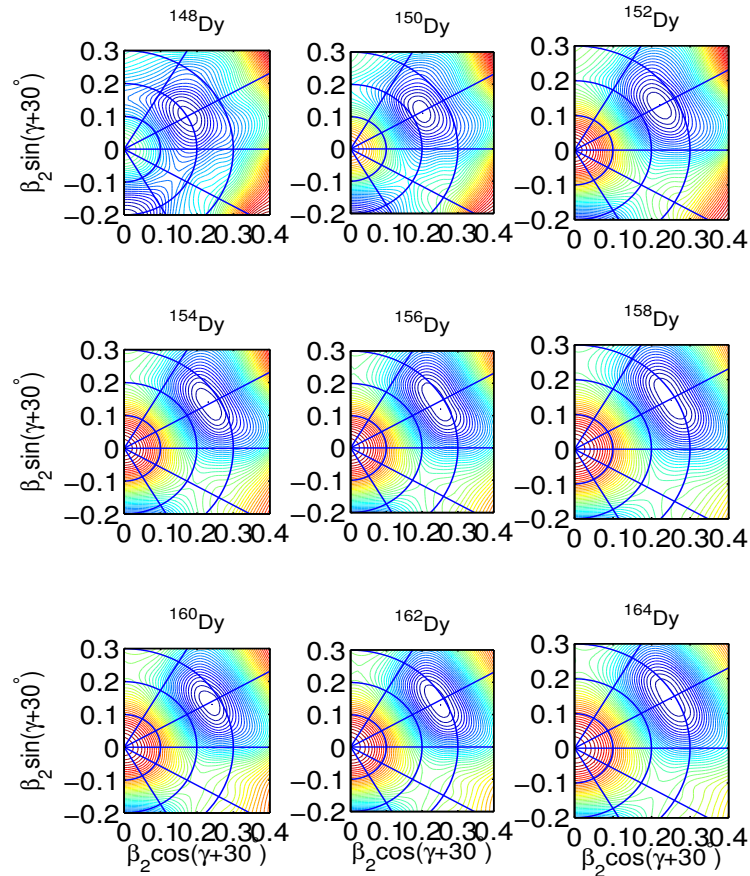


Şekil 4.48: Gd izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri

Gd izotoplarında nükleer şekil yine artan nötron sayısı ile küreselden deformeye doğru gider. Artan deformasyonla izotopların şekli önce oblate daha sonra prolate olarak belirlenir.

Tablo 4.3 : Gd izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri

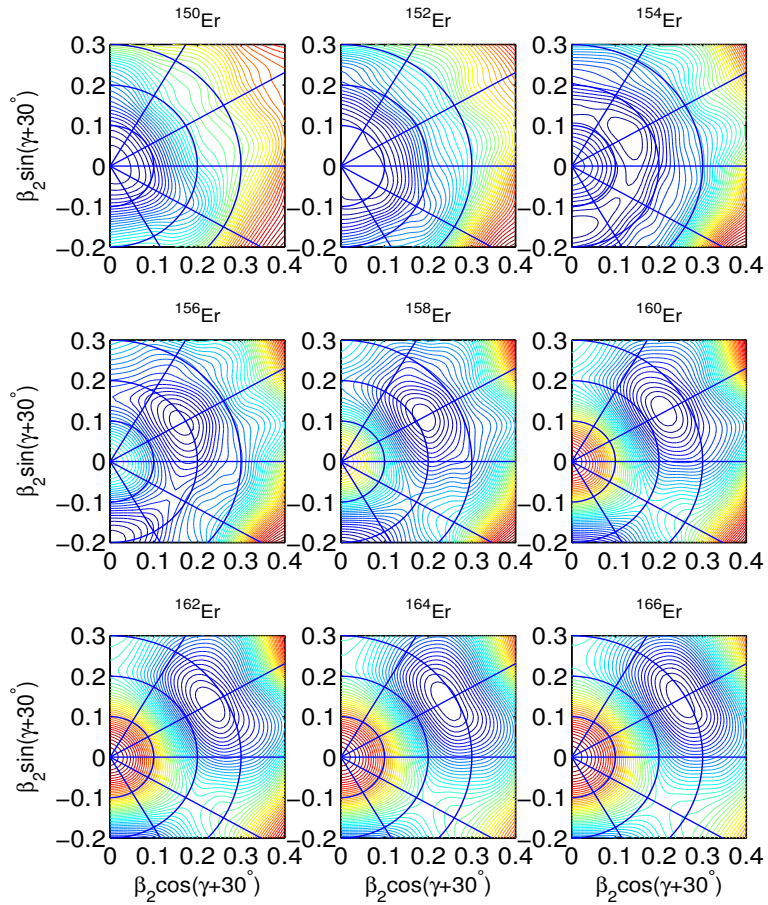
Çekirdek	β_2	γ
^{146}Gd	0.001	60.0
^{148}Gd	0.001	60.0
^{150}Gd	0.164	0.9
^{152}Gd	0.202	-0.4
^{154}Gd	0.235	0.2
^{156}Gd	0.259	0.2
^{158}Gd	0.271	-0.2
^{160}Gd	0.280	-0.2
^{162}Gd	0.288	0.3



Şekil 4.49: Dy izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri

Tablo 4.4: Dy izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri

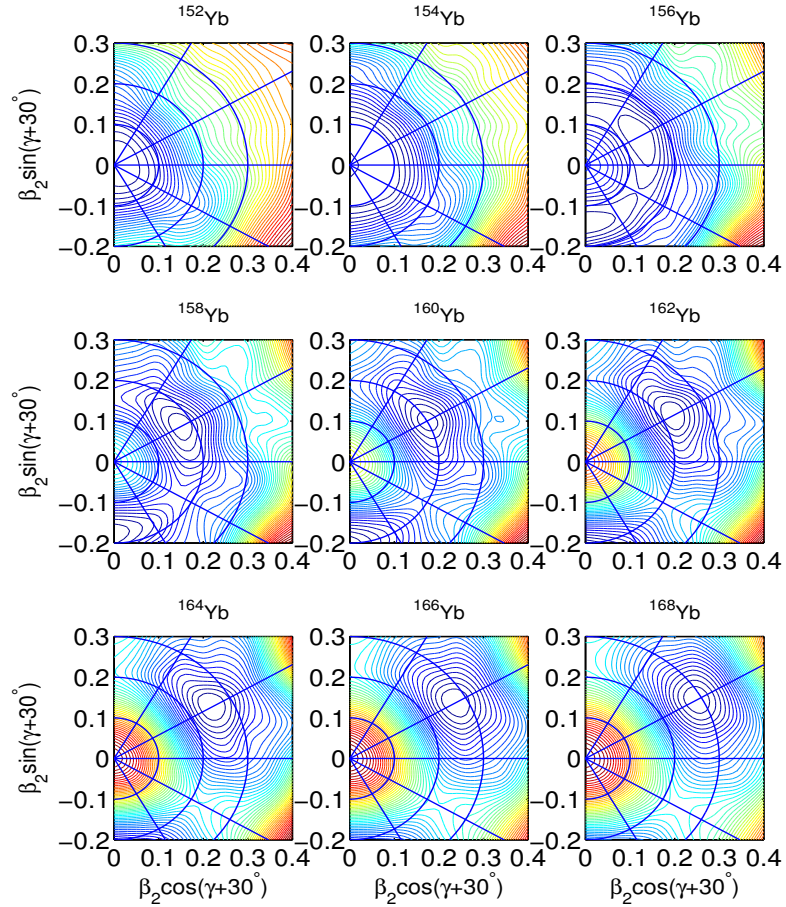
Çekirdek	β_2	γ
^{148}Dy	0.002	60.0
^{150}Dy	0.002	60.0
^{152}Dy	0.161	1.0
^{154}Dy	0.201	-0.2
^{156}Dy	0.230	0.3
^{158}Dy	0.254	1.0
^{160}Dy	0.269	-0.3
^{162}Dy	0.279	-1.4
^{164}Dy	0.288	4.5



Şekil 4.50: Er izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri

Tablo 4.5 : Er izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri

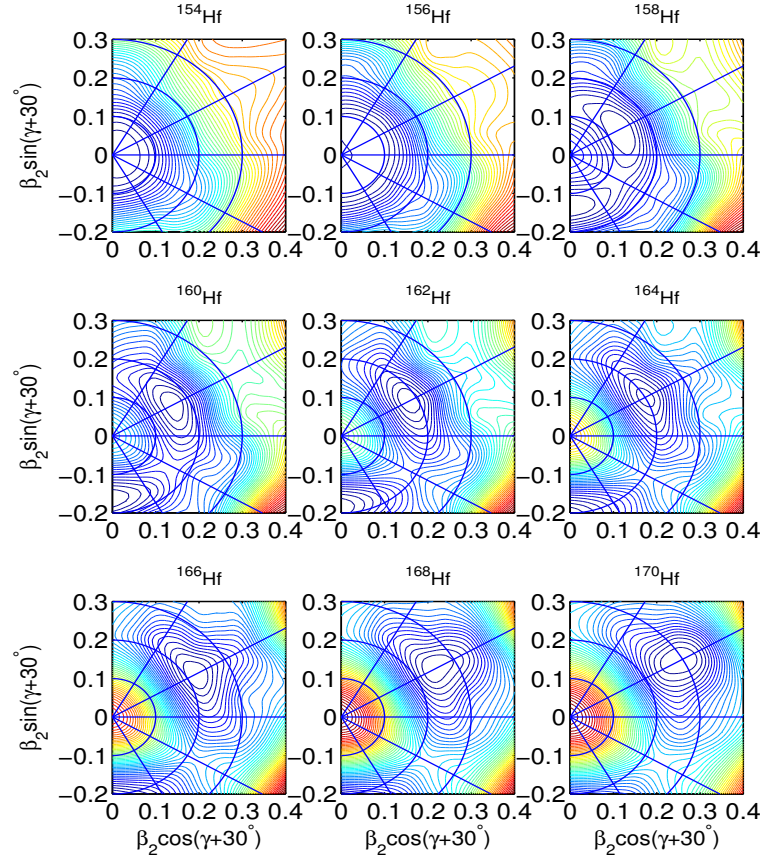
Çekirdek	β_2	γ
^{150}Er	0.002	60.0
^{152}Er	0.089	-57.9
^{154}Er	0.151	1.9
^{156}Er	0.190	0.1
^{158}Er	0.219	-0.1
^{160}Er	0.246	1.3
^{162}Er	0.266	0.4
^{164}Er	0.278	0.3
^{166}Er	0.287	0.5



Şekil 4.51: Yb zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri

Tablo 4.6: Yb izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri

Çekirdek	β_2	γ
^{152}Yb	0.002	60.0
^{154}Yb	0.088	-53.0
^{156}Yb	0.142	2.3
^{158}Yb	0.175	0.8
^{160}Yb	0.202	-0.5
^{162}Yb	0.228	0.8
^{164}Yb	0.254	0.8
^{166}Yb	0.274	0.4
^{168}Yb	0.288	0.2

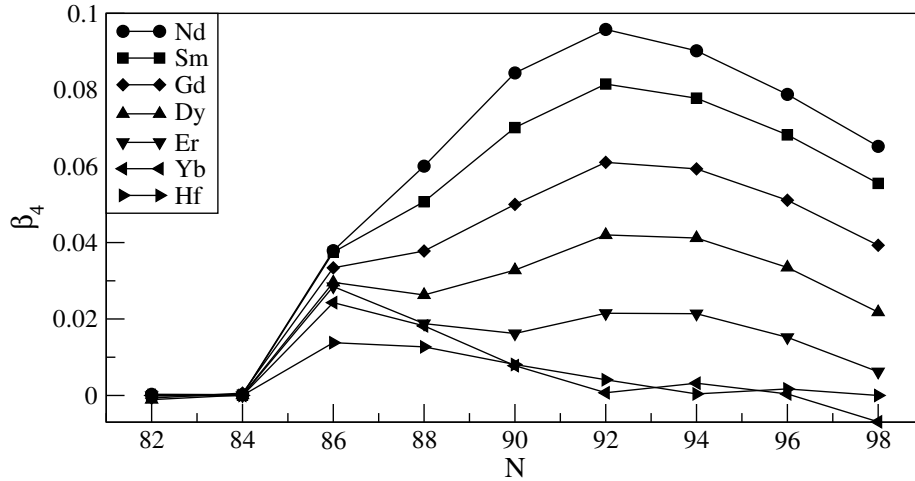


Şekil 4.52: Hf izotop zinciri için üç boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri

Tablo 4.7: Hf izotopları için hesaplanan deformasyon parametreleri

Çekirdek	β_2	γ
^{154}Hf	0.003	60.0
^{156}Hf	-5.72	0.084
^{158}Hf	-4.09	0.134
^{160}Hf	-3.17	0.162
^{162}Hf	0.183	0.2
^{164}Hf	0.202	-0.6
^{166}Hf	0.223	-0.3
^{168}Hf	0.249	0.6
^{170}Hf	0.298	0.1

TRS hesaplamaları sonucunda N=90 ve 92 çekirdekleri için büyük β_4 deformasyon değerleri tespit edilmiştir. Bunun özellikle de titreşim seviyeleri arasındaki geçiş olasılıkları üzerine etkisi beklenir. Şekil 4.53 de N=86-98 bölgesindeki ilgili çekirdeklere ait hesaplanan β_4 deformasyonları gösterilmiştir.

Şekil 4.53: N=86-98 bölgesi için hesaplanan hexadecapole (β_4) deformasyonları

Total Rothian Surface Hesaplamaları sonucu $E(4^+)/E(2^+)$ oranı Bölüm 2.6 da açıklandığı şekilde N=90 izotonları için hesaplanmıştır. Hesaplama sonuçları Tablo 4.8 de verilmiştir.

Tablo 4.8: N=90 izotopları için hesaplanan ve deneysel $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ oranı

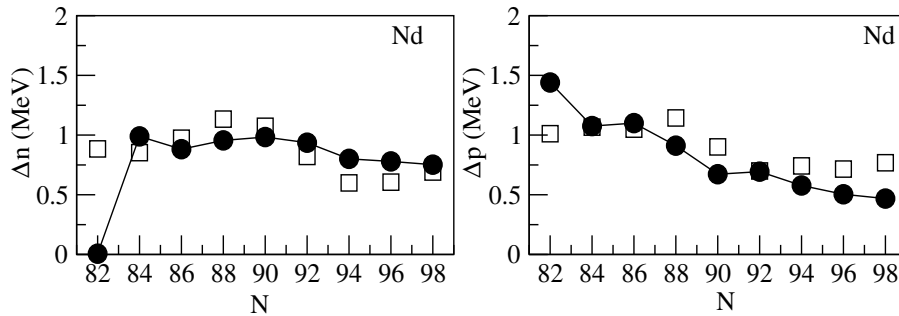
İzoton	Hesaplanan $E(4_1^+)/E(2_1^+)$	Deneysel $E(4_1^+)/E(2_1^+)$
^{150}Nd	2.90	2.929
^{152}Sm	3.04	3.009
^{154}Gd	3.12	3.0145
^{156}Dy	3.07	2.933

Buna göre N=90 çekirdekleri cranking yaklaşımıyla iyi bir şekilde tanımlanmıştır ve 2.9 değeri $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ oranı için cranking yaklaşımıyla elde edilebilecek en düşük değerdir.

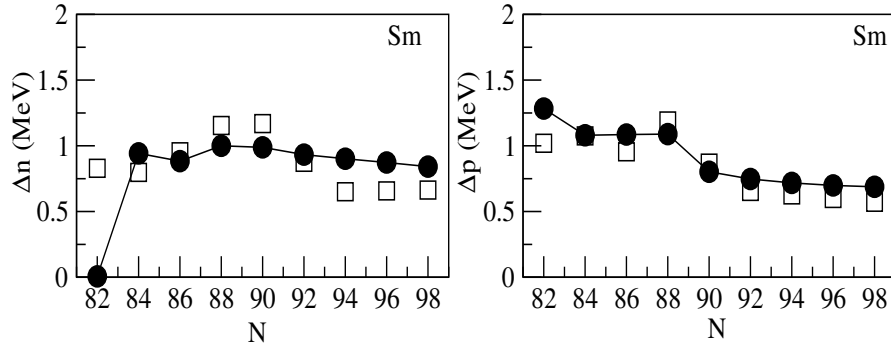
4.2. KUASI-PARÇACIK RASTLANTISAL FAZ YAKLAŞIMI (QUASI-PARTICLE RANDOM PHASE APPROXIMATION (QRPA)) HESAPLAMA SONUÇLARI

QRPA titreşim seviyelerinin tahminde başarılı bir yaklaşım olduğundan hesaplama sürecindeki genel düşünce, bu yaklaşımın kapalı kabuk çekirdeklerinde iyi sonuç vermesidir. Deforme çekirdekler bölgesinde titreşim bant yapısını barındıran çekirdeklerin bu bant yapılarına ait 2^+ seviye enerjilerinin tahminde de iyi sonuçlar vermesi beklenmektedir. Titreşen çekirdeklerden deforme çekirdeklere geçiş bölgesinde ise QRPA metot sonuçlarının veriyle uyumlu olmaması beklenmektedir. Bu durumda hesaplamalar sonucunda faz geçiş bölgesinin tespiti mümkün olacaktır.

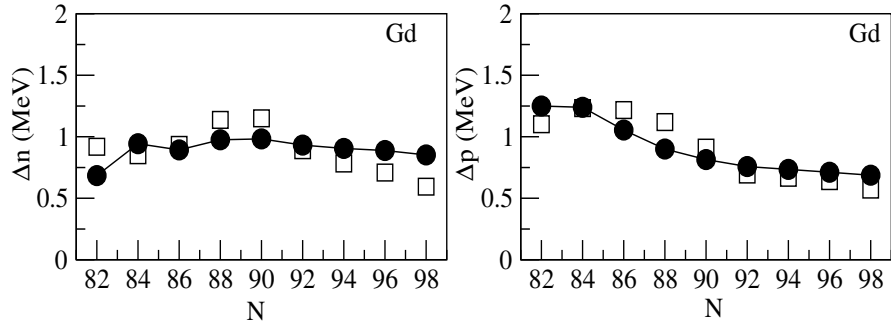
Şekil 4.54 – 4.60 da QRPA hesaplamalarıyla elde edilen çiftlenim boşlukları ve üç-nokta formülle elde edilen deneysel çiftlenim boşlukları verilmiştir.



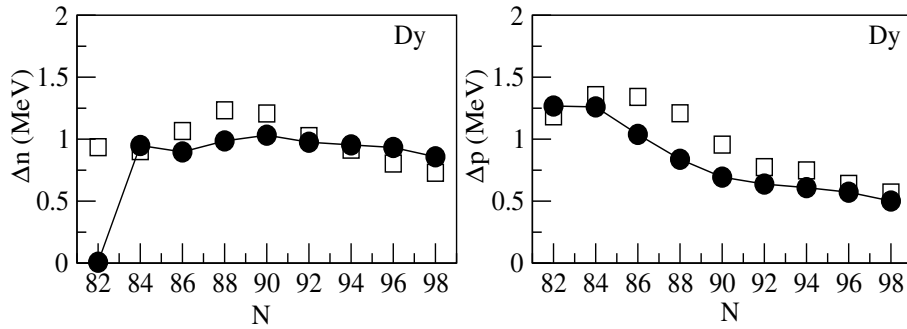
Şekil 4.54: Nd izotopları için hesaplanan (daireler) ve deneysel (kareler) nötron ve proton çiftlenim aralıkları



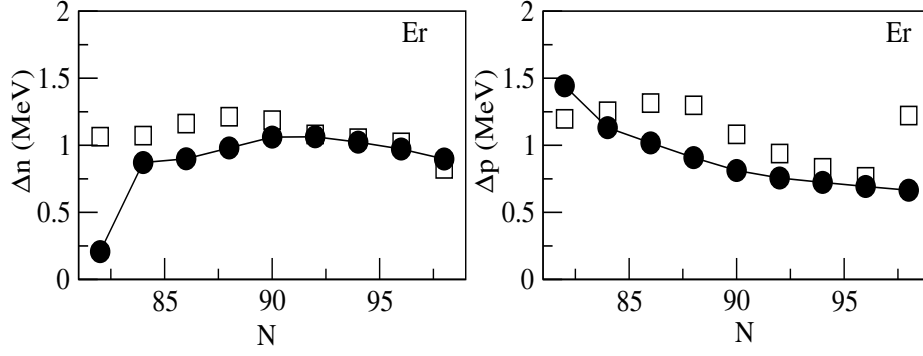
Şekil 4.55: Sm izotopları için hesaplanan (daireler) ve deneysel (kareler) nötron ve proton çiftlenim aralıkları



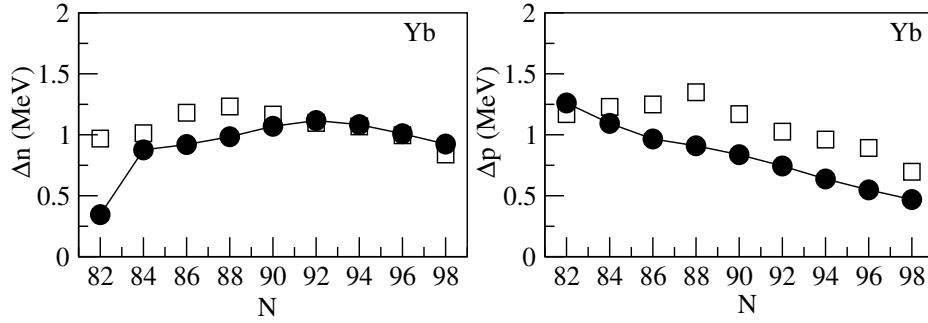
Şekil 4.56: Gd izotopları için hesaplanan (daireler) ve deneysel (kareler) nötron ve proton çiftlenim aralıkları



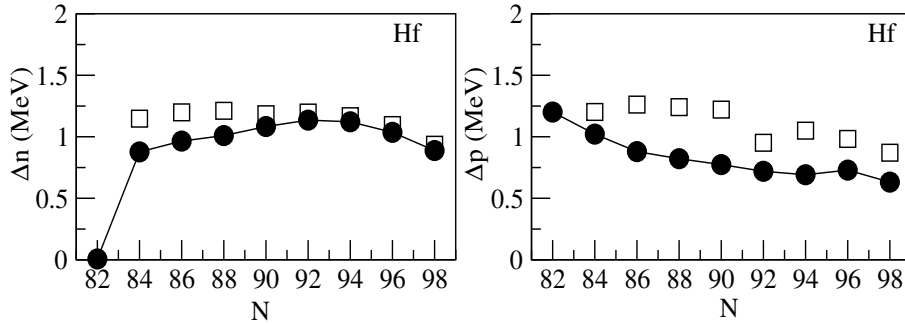
Şekil 4.57: Dy izotopları için hesaplanan (daireler) ve deneysel (kareler) nötron ve proton çiftlenim aralıkları



Şekil 4.58: Er izotopları için hesaplanan (daireler) ve deneysel (kareler) nötron ve proton çiftlenim aralıkları



Şekil 4.59: Yb izotopları için hesaplanan (daireler) ve deneysel (kareler) nötron ve proton çiftlenim aralıkları

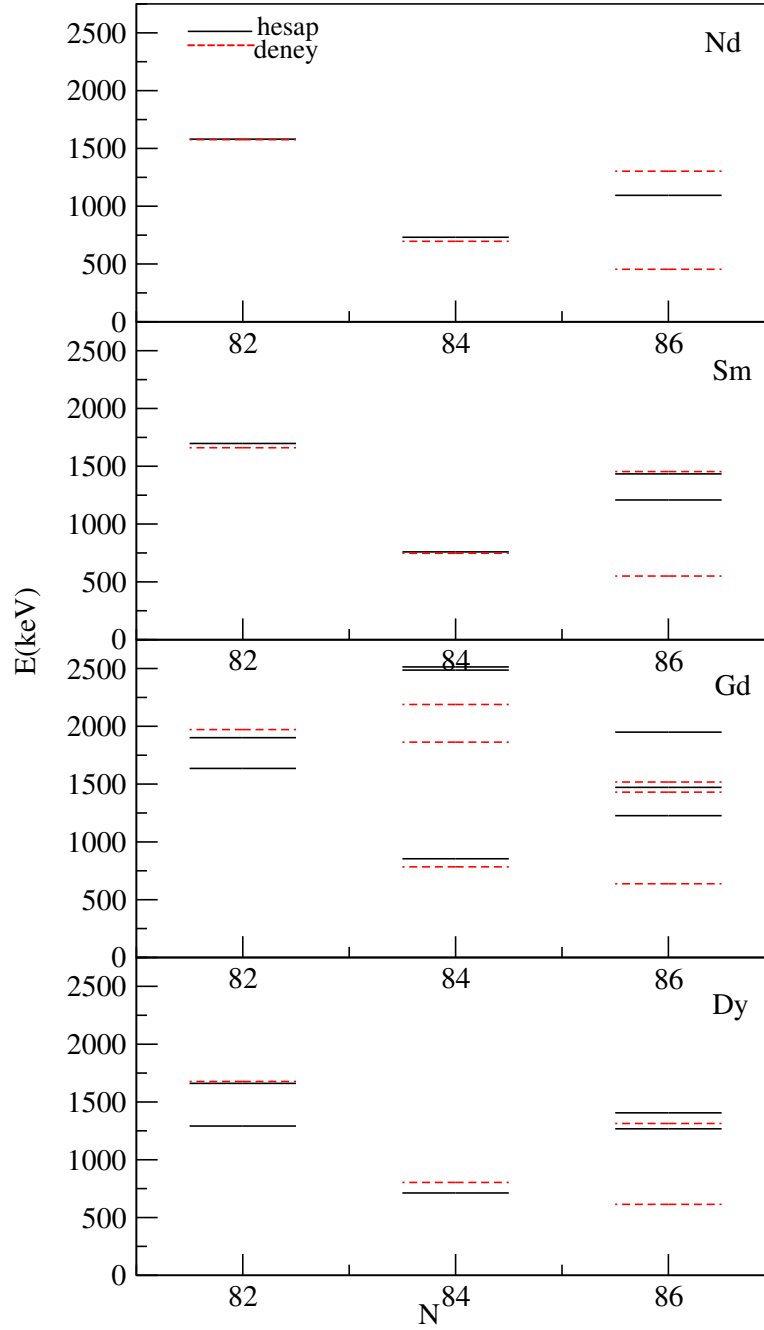


Şekil 4.60: Hf izotopları için hesaplanan (daireler) ve deneysel (kareler) nötron ve proton çiftlenim aralıkları

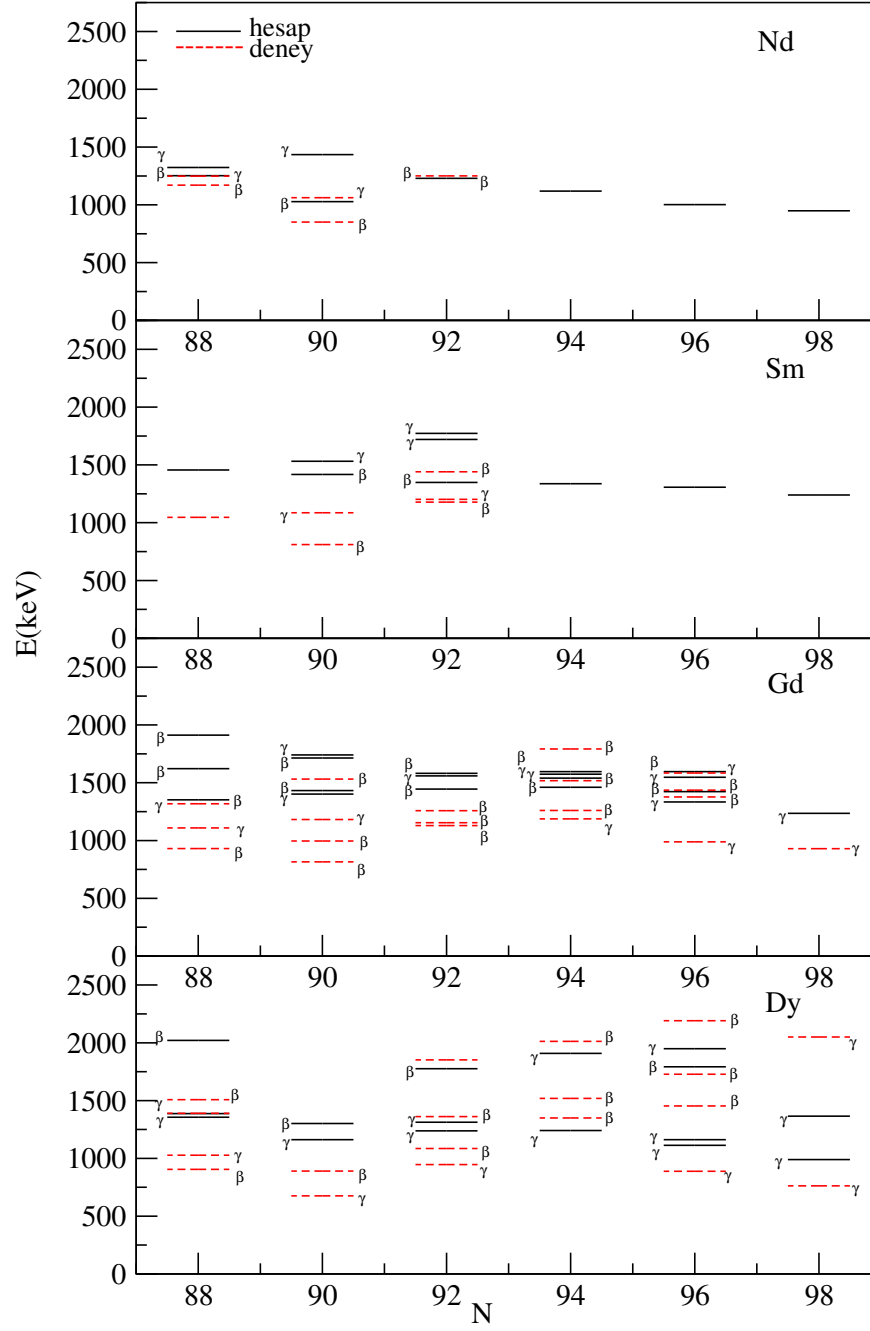
İlgili bölge çekirdekleri için çiftlenim aralıklarına bakıldığında nötrona ait çiftlenim aralıklarının deneysel veriyle daha uyumlu olduğu dikkat çekmektedir. İlgili bölge çekirdeklerinin ilki 60 proton sayısına sahip Nd'dir ve en fazla proton sayısına sahip olan üye ise 72 proton sayısı ile Hf'dur. Alt sihirli sayı olarak kabul edilen 64 proton

sayısına sahip Gd çekirdeğinden sonraki çekirdekler olan Dy, Er, Yb ve Hf izotoplarındaki farklılık dikkat çekicidir.

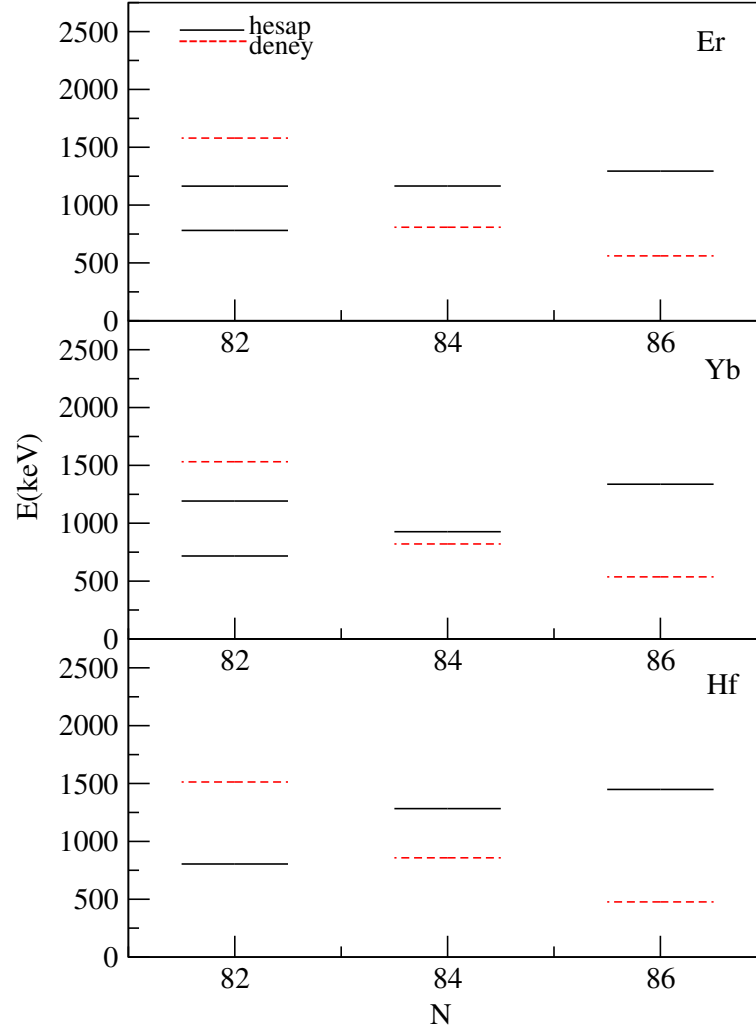
Şekil 4.61 – 4.64’de QRPA ve deneysel 2^+ seviye enerjileri gösterilmiştir.



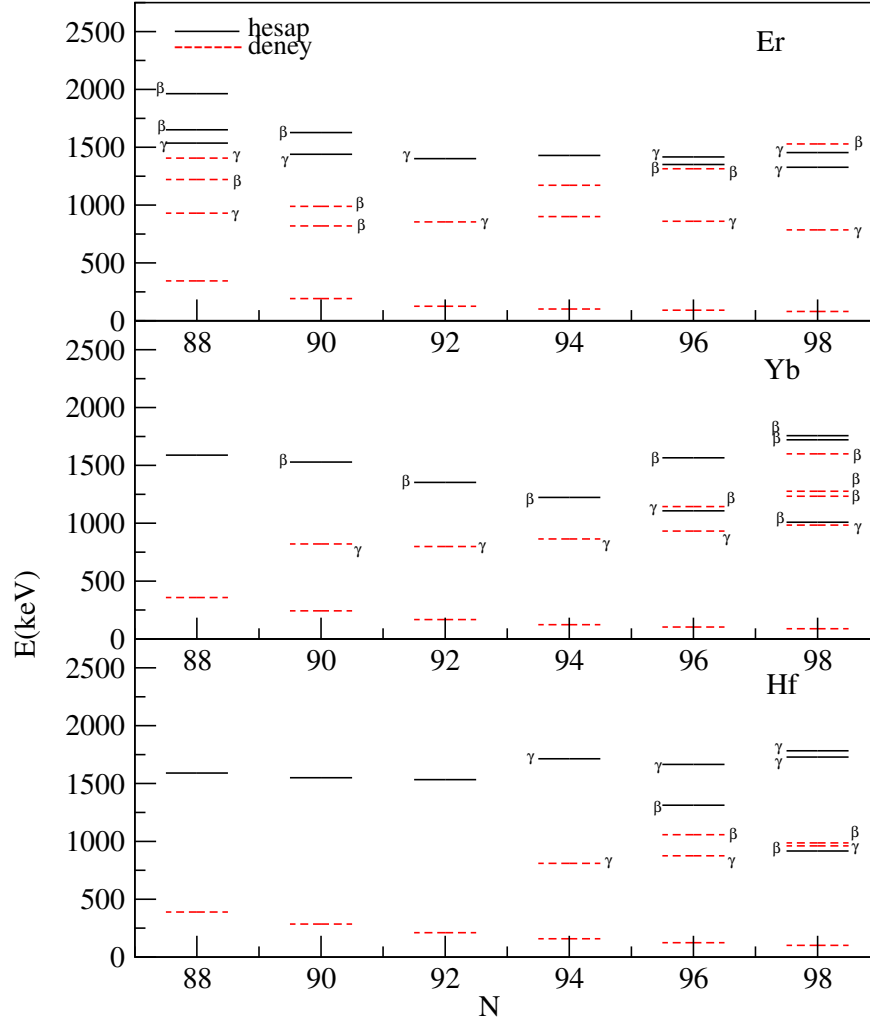
Şekil 4.61: Nd, Sm, Gd, Dy N=82,84,86 izotopları için QRPA sonuçları



Şekil 4.62: Nd, Sm, Gd, Dy $N=88-98$ izotopları için QRPA sonuçları



Şekil 4.63: Er, Yb, Hf $N=82, 84, 86$ izotopları için QRPA sonuçları



Şekil 4.64: Er, Yb, Hf N=88–98 izotopları için QRPA sonuçları

QRPA hesaplamalarının verildiği E-N grafiklerinden yola çıkarak, titreşen çekirdek olan ^{142}Nd için QRPA hesapları deneysel veriyle oldukça uyumludur. 148 ve 150 kütle numaralı Nd izotoplarının deneysel olarak tespit edilmiş beta ve gama titreşim bantları mevcuttur ve Şekil 4.61 de bu titreşim bantlarına ait 2^+ seviye enerjileri ve QRPA hesaplamaları neticesinde bu enerjilere karşılık gelen enerjiler gösterilmiştir. Hesaplamalara bakıldığında görülen genel eğilim, sonuçların deneysel veriden daha büyük değerde olduğudur. Oysa ^{144}Nd ve ^{152}Nd çekirdeği için bu durum tam tersidir. ^{152}Nd çekirdeğinin seviye şemasına bakıldığında şekilde gösterilen enerjiye ait bilgi sadece 2^+ seviye enerjisi olduğudur. Bu seviyeden hangi seviyeye geçiş olduğu

deneysel olarak henüz gözlemlenmemiştir. Bu geçişin E2 geçişi olup olmadığı bilinmeden de hesaplama sonucunun tutarlılığı hakkında yorum yapmak güçleşmektedir. ^{144}Nd durumunda ise QRPA hesaplarının veriyle uyumsuz olduğu görülmektedir. ^{146}Nd izotopu ise ^{144}Nd 'dan sonra zincirde deneysel veriyle en az uyuma sahip olan izotoptur.

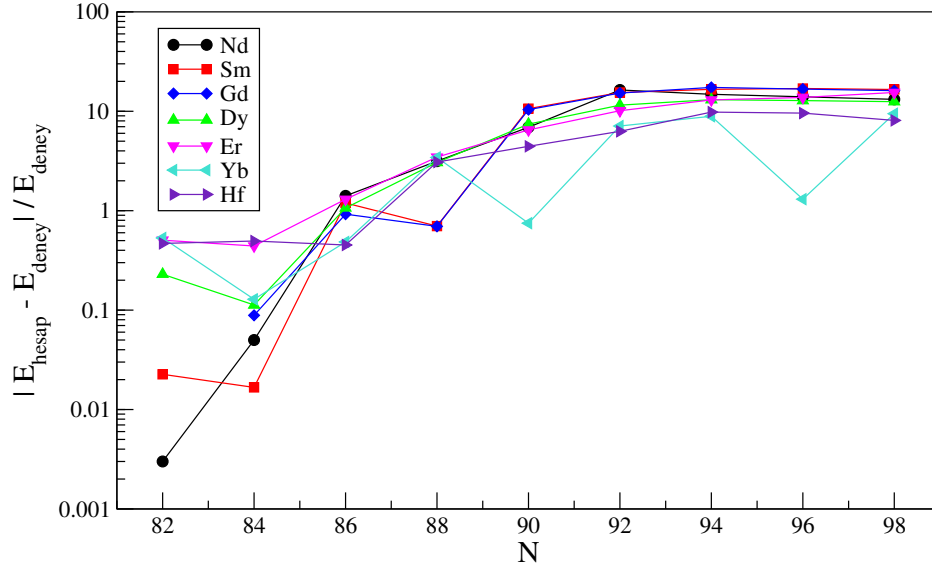
Sm izotoplarına ait hesaplama sonuçların yorumlanmasında da benzer ifadeler kullanılabilir. ^{146}Sm izotopundaki davranış beklenenden farklı ve ^{148}Sm izotopununsa ilk enerji değeriyle deneysel veri arasındaki fark diğer izotoplara nazaran daha fazladır.

Gd izotopları için elde edilen sonuç Nd ve Sm izotopları için elde edilen sonuçla benzerlik göstermektedir.

Şekil 4.62 de gösterildiği üzere ^{152}Dy ve ^{156}Dy 'un beta ve gama titreşim bantları QRPA metodu kullanılarak deneysel veriye oldukça yakın olarak belirlenmiştir. N=84'de aynı davranış gözlenmektedir.

Sonuç olarak N=84'de QRPA'in çok iyi sonuç vermemesi bizi şu sonuca götürmektedir: QRPA açısından bakıldığında N=84 faz geçişinin başladığı yerdir. N=86 çekirdekleri de faz geçiş bölgesi elemanlarıdır.

Bu durum, daha açık bir şekilde Şekil 4.65 te gösterilmektedir. Grafikteki ani değişim faz geçişi için bir kanıt teşkil etmektedir ki, bu da N=84 ve N=90 çekirdekleri arasında denk gelir. N=90 için X(5) kritik nokta simetriklik ifadesi tanımlayan algebraik sonuçlara rağmen, Ortalama Alan ötesi yaklaşımına göre geçiş bölgesi N< 90'dan önce başlar.



Şekil 4.65: Deneysel 2^+ seviye enerjilere göre normalize edilmiş QRPA 2^+ seviye enerjileri

Potansiyel değişimin etkilerini araştırmak amacıyla hesaplamalarımızdaki Woods-Saxon potansiyel parametreleri için ‘universal’ potansiyel parametreleri kullanılarak hesaplamalarımız yinelenmiştir. Kullanılan bu parametrelerle hesaplamaları yaptığımız parametrelerin temel farklılığı proton ve nötronlar için yarıçap parametresidir. Yarıçap parametresi büyük seçildiğinde kabuklar için iyi bir tek-parçacık spektrumu yaklaşımı verir. Universal potansiyel yaklaşımıyla tek parçacık enerjileri parçacık-titreşim çiftlenimlerinden kuvvetlice etkilenirler. Bu potansiyelle yapılan 2^+ seviye hesaplamalarında, 2^+ enerjileri deneysel veriye kıyasla daha yüksek değerlerde hesaplanmıştır.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu tez çalışması kapsamında N=82–98 bölgesinde yer alan çift-çift çekirdeklerin sistematik çalışmaları, TRS (Total Routhian Surface) ve QRPA (Quasi-Particle Random Phase Approximation) metotları kullanılarak yapılmıştır. Deforme Ortalama Alan yaklaşımına dayalı TRS hesaplamalarıyla nükleer deformasyonlar, eylemsizlik momenti, kuadrupol moment gibi gözlenebilirler hesaplanmıştır. Böylelikle nötron damlama çizgisine yaklaştıkça düşük seviyeli uyarılmaların gelişimi ve titreşen çekirdekten deforme çekirdeğe faz geçişinin varlığı araştırılmıştır. Hesaplama sonuçları deneysel verilerle karşılaştırılmış ve sonuçlarının deneysel veriyle oldukça uyumlu olduğu tespit edilmiştir.

TRS metodunun başarıyla uygulandığı bölge, nötron sayısı $N \geq 88$ olan bölge olarak belirlenmiştir. Faz geçiş bölgesinde X(5) simetrik olarak belirlenen ve titreşen çekirdek yapısından deforme çekirdek yapısına geçişte kritik nokta olarak ifade edilen N=90 nötron sayısına sahip olan çekirdekler Ortalama Alan hesaplamalarına dayanarak tanımlanmıştır.

Kuadrupol moment, eylemsizlik momenti ve hesaplanan $E(4^+)/E(2^+)$ oranının deneysel verilerle oldukça uyumlu olduğu bulunmuştur.

İlgili bölge çekirdekleri için kuadrupol, oktupol ve hegzadepol deformasyonlar hesaplanmıştır ve özellikle N=90-92 çekirdeklerinin yüksek hegzadepol deformasyona sahip olduğu bulunmuştur [52]. Hesaplanan bu büyük hegzadepol deformasyonlar, ^{150}Nd ile ilgili yapılan çalışmada [53] elde edilen sonuçla da uyumludur.

SU(3) simetri limitinde rigid rotor (katı dönel) çekirdeklere karşılık gelen 3.3 değeri gerçekte idealizasyondur. Çünkü çekirdekler gerçekte rigid rotor değildirler ve cranking hesaplamalarıyla elde edilen eylemsizlik momentindeki değişim, Nükleer Ortalama

Alan cevabını daha doğru olarak verir. Eylemsizlik momentinin artan spinle artışına sebep olan en önemli faktör çiftlenim etkileşmeleridir. Faz geçişleri için bu etkileşmelerin etkileri cebirsel yaklaşımlarda dikkate alınmaz. Bundan dolayı gerçek çekirdekler için kritik nokta simetrisinden elde edilen $E(4^+)/E(2^+) = 2.91$ değeri üzerinde dikkatle düşünülmelidir. Çiftlenim etkileşmelerinin varlığı, çekirdeklerde faz geçişini karakterize eden bu değer kullanımı güçleştirmektedir. Bu durum; kritik değer daha küçük bir sayıyla ifade edilmesi gerekliliği gerçeklerine götürür.

Sözü edilen faz geçişinin açıkça görülebilmesi için, Bölüm 4 te iki boyutlu potansiyel enerji yüzeyleri, potansiyel enerjinin deformasyona bağlı değişimi olarak gösterilmiştir. Bu şekillere göre faz geçişinin varlığını gösteren işaret, potansiyel enerjinin artan deformasyon parametresiyle sabit olmasıdır. Bu durumda çekirdek, titreşmesine devam edecek güçten yoksun olacağından titreşme fazı ortadan kalkacaktır.

Hesaplama sonuçlarından yola çıkarak ^{146}Nd ($N=86$) faz geçişinin başladığı yer olarak belirlenmiştir. Çokça tartışılan $N=90$ 'da ise prolate minimum gözlenmektedir yani kullandığımız model açısından bu izotop deforme değildir ve faz geçişi daha önceden ($N<90$) başlamıştır.

Nitekim benzer çalışma Rölativistik Ortalama Alan (Relativistic Mean Field) kullanılarak yapılmış ve faz geçişi çalışmamızla tutarlı olarak belirlenmiştir [54]. Bu çalışmaya göre, ^{150}Nd , ^{152}Sm , ^{154}Gd ve ^{156}Dy çekirdeklerinin potansiyel enerji yüzeyleri artan deformasyonla sabit kalmamaktadır; diğer bir deyişle $N=90$ faz geçiş noktası değildir, düz potansiyel enerji yüzeyleri $N=86$ 'da gözlemlenmiştir. Bu ifadeler çalışmayı destekleyici niteliktedir. Bununla beraber, ilgili referansta $N=90$ 'da biri derin prolate ($\beta>0$), diğeri ise yüzeysel oblate ($\beta<0$) olmak üzere iki minimum olduğu belirtilmiştir.

Gerçekten de iki boyutlu potansiyel enerji yüzey grafiklerine bakılarak ilgili bölgede oblate-prolate şeklin bir arada varoluşu (shape coexistence) düşünülebilir. Ancak, hesaplamalarda elde edilen üç boyutlu potansiyel enerji yüzey şekilleri bu konuda aydınlatıcı olmuştur. Görülen iki minimumdan oblate olanın bir eyer (sattle) noktası olduğu, diğerin ise gerçek bir prolate minimum olduğu, dolayısıyla bu bölgede bir

şekil değişimin olmadığı tespit edilmiştir. Böylelikle bu bölgede, shape coexistence'ın varolduğunu belirten önceki çalışmaların [54, 55, 56] doğruluğu bu açıdan kanıtlanmamıştır. Dolayısıyla aksel simetrik şekiller için prolate-oblate şekil değişiminin dikkatle ele alınması gerekliliği ortaya çıkmıştır.

Sonuçlarımızdan yola çıkarak, gerçek çekirdekler için faz geçişinin karakterizasyonunun modifiye edilmesinin gerekli olduğu söylenebilir.

QRPA hesaplama sonuçlarının titreşen çekirdekler için iyi sonuçlar verdiği bulunmuştur.

N=82'den N=84'e uyarılma enerjisindeki düşüşü QRPA sonuçları iyi bir şekilde ifade eder.

Ortalama Alan ötesinde etkileşmelerin dikkate alındığı QRPA yaklaşımıyla da faz geçişinin bir nokta olarak değil de bir bölge olarak ifade edilmesi mümkün olmuştur ve QRPA hesaplamaları sonucunda, N=84–90 aralığındaki çekirdeklerin faz geçiş bölgesinde yer aldığı belirlenmiştir.

Bu sonuç Ortalama Alan Ötesi Yaklaşımına (Beyond Mean Field Approach, BMFA) dayalı olarak yapılan çalışmayla uyumludur [57]. Nd izotopları için yapılan bu çalışmaya göre ^{148}Nd (N=88) bir geçiş bölgesi çekirdeği olarak adlandırılmaktadır.

Bu çalışmalar dışında faz geçişi üzerine Skyrme Hartree-Fock + BCS yaklaşımına dayalı olarak yapılan ve bu çalışma kapsamında bulunan ve faz geçiş bölgesi açısından sonuçlarımızı destekleyici çalışmalar [54] yanında, tutarlı Ortalama Alan yaklaşımına dayalı olarak yapılmış ve Iachello'nun çalışmalarını destekleyen çalışmalar da mevcuttur [56].

Sonuç olarak, N=82–98 bölgesi için sistematik bir çalışma niteliği taşıyan bu çalışma; model hesaplarına ve ilgili çekirdekler üzerinde yapılan deneysel çalışmalara öncülük edebilir.

KAYNAKLAR

1. ROWE, D.J., 1970, *Nuclear Collective Motion, Models and Theory*, Methuen, London.
2. BENDER, M. ve HEENEN, P.H., 2003, Self-consistent Mean-Field Models for Nuclear Structure, *Reviews of Modern Physics*, 75, No.1, 121-180.
3. NAZAREWICZ, W., WYSS, R. and JOHNSON, A., 1989, Spectroscopy of ^{123}La and Configuration Dependent Proton Pairing, *Nuclear Physics A*, 503, 244-262.
4. WYSS, R., SATULA, W., NAZAREWICZ, W., 1990, Competition Between Triaxial Bands and Highly Deformed Intruder Bands Around ^{180}Os , *Nuclear Physics A*, 511, 324-344.
5. BOHR, A., MOTTELSON, B. R., 1998, *Nuclear Structure, Volume.II Collective Motion*, Benjamin, Reading, Massachusetts.
6. SEGRE, E., 1965, *Nuclei and Particles*, W.A. Benjamin, Inc., New York.
7. ANDERSSON, G., LARSSON, S. E., LEANDER, G., MÖLLER, P., NILSSON, S. G., RAGNARSSON, I., ÅBERG, S., BENGTSSON, R., DUDEK, J., NERLO-POMORSKA, B., POMORSKI, K., ve SZYMAŃSKI, Z., 1976, Nuclear Shell Structure At Very High Angular Momentum, *Nuclear Physics A*, 268, 205-256.
8. INGLIS, D.R., 1954, Particle Derivation of Nuclear Rotation Properties Associated with a Surface Wave, *Physical Review*, 96, 1059-1065.
9. INGLIS, D.R., 1955, Dynamics of Nuclear Deformation, *Physical Review*, 97, 701-706.
10. VON-WEIZSACKER, C.F., 1935, Zur Theorie der Kernmassen, *Zeitschrift für Physik*, 96, 431-458.
11. BETHE, H.A. ve BACHER, R.F., 1936, Stationary States of Nuclei, *Review Modern Physics*, 8 (2), 82-229.
12. KRANE, K.S., 1987, *Introductory Nuclear Physics*, New York, Wiley.
13. STRUTINSKY, V.M., 1967, Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies, *Nuclear Physics A*, 95 (2), 420-442.
14. BARDEEN, J., COOPER, L.N., ve SCHRIEFFER, J.R., 1957, Theory of Superconductivity, *Physical Review*, 108, 1175 – 1204.
15. RING, P., SCHUCK, P., 1980, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag New York Inc.
16. CASTEN, R.F., 2000, *Nuclear Structure from a Simple Perspective*, 2. Baskı, Oxford University Press Inc., New York, 0-19-850724-0.
17. ZAMFIR, V., CASTEN, R.F., 2003, Phase/Shape Transitions in Nuclei, *Proceedings of the Romanian Academy*, V4 No: 2.
18. ARIMA, A., IACHELLO, F., 1975, Collective Nuclear States as Representations of a SU(6) Group, *Physical Review Letters*, 35, 1069-1072.
19. IACHELLO, F., 2000, Dynamic Symmetries at the Critical Point, *Physical Review Letters*, 85, 3580.
20. IACHELLO, F., 2001, Analytic Description of Critical Point Nuclei in a Spherical-Axially Deformed Shape Phase Transition, *Physical Review Letters*, 87, 052502.

21. CASTEN, R.F., ZAMFIR N.V., 2001, Empirical Realisation of a Critical Point Description in Atomic Nuclei, *Physical Review Letters*, V87, N5.
22. CLARK, R.M., CROMAZ, M., DELEPLANQUE, M.A.,DESCOVICH, M., DIAMOND, R.M., FALLON, P., FIRESTONE, R.B., LEE, I., MACCHIAVELLI, A.O., MAHMUD, H., RODRIGUEZ-VIEITEZ, E., STEPHENS, F.S., WARD, D. Searching For X(5) Behavior in Nuclei, *Physical Review C*, 69, 024308-1-10.
23. PEKER, L.K., ve TULI, J.K., 1997, Nuclear Data Sheets for A=146, *Nuclear Data Sheets*, 82, 187, No.DS970020, 187-378.
24. BHAT, M.R., 2000, Nuclear Data Sheets for A=148, *Nuclear Data Sheets*, 89,797-984.
25. MATEOSIAN E.Der, ve TYLI, J.K., 1995, Nuclear Data Sheets for A=150, *Nuclear Data Sheets*, 75, 827, 827-989.
26. ARTHA-COHEN, A., 1996, Nuclear Data Sheets for A=152, *Nuclear Data Sheets*, 791, No.0012, 1-276.
27. REICH, C.W., ve HELMER, R.G.,1998, Nuclear Data Sheets for A=154, *Nuclear Data Sheets*, 85, 171, No.DS980020, 171-414.
28. HELMER, R.G, 2004, Nuclear Data Sheets for A=158, *Nuclear Data Sheets*, 101, 325-519.
29. HELMER, R.G, REICH, C.W., 1999, Nuclear Data Sheets for A=162, *Nuclear Data Sheets*, 87, 317-506.
30. REICH, C.W., 2003, Nuclear Data Sheets for A=156, *Nuclear Data Sheets*, 99, 753-1030,
31. REICH, C.W., 1996, Nuclear Data Sheets for A=160, *Nuclear Data Sheets*, 78, 547, No.0011, 547- 740.
32. IGNATOCHKIN, A.E., SHURSHIKOV, E.N.,1987, Nuclear Data Sheets for A=166, *Nuclear Data Sheets*, 52, 365-465.
33. SINGH, B., 2001, Nuclear Data Sheets for A=164, *Nuclear Data Sheets*, 93, 243-446.
34. BAGLIN, C.M., 2002, Nuclear Data Sheets for A=170, *Nuclear Data Sheets*, 96, 611-874.
35. Isotope Explorer, version 3.0 b1, IP, LBNL - Lund collaboration, ENSDF Viewer, <http://ie.lbl.gov/ensdf>
36. KRÜCKEN, R., ALBANNA, B, BIALIK, C., CASTEN, R.F., COOPER, J.R., DEWALD, A., ZAMFIR, N.V., BARTON, C.J., BEAUSANG, C.W., CAPRIO, M.A., HECTH, A.A., KLUG, T., NOVAK, J.R., PIETRALLA, N. ve BRENTANO, P.Von, 2002, B(E2) Values in ¹⁵⁰Nd and the Critical Point Symmetry X(5), *Physical Review Letters*, 88, 232501.
37. CASTEN, R.F., ZAMFIR, V., 2001, Empirical Realization of a Critical Point Description in Atomic Nuclei, *Physical Review Letters*, 87, 052503.
38. DEWALD, A., MOLLER, O., TONEV, D., FITZLER, A., SAHA, B., JESSEN, K., HEINZE, S., LINNEMANN, A., JOLIE, J., ZELL, K.O., BRENTANO, P.Von, PETKOV, P., CASTEN, R.F., CAPRIO, M., COOPER, J.R., KRUCKEN, R., ZAMFIR, V., BAZZACCO, D., LUNARDI, S., ALVAREZ, C.R., BRANDOLINI, F., DE ANGELIS, C.Ur, G., NAPOLI, D.R., FARNEA, E., MARGINEAN, N., MARTINEZ, T. ve AXIOTIS, M., 2004, Shape Changes and Test of the Critical-Point Symmetry X(5) in N= 90 Nuclei, *European Physics Journal*, A 20, 173-178.
39. WOODS, D., ve SAXON, D.S., 1954, Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering, *Physical Review*, 95, 577-578.

40. DUDEK, J., SZYMAŃSKI, Z. ve WERNER, T., 1981, Woods-Saxon Potential Parameters Optimized to the High Spin Spectra in the Lead Region, *Physical Review C*, 23, N2, 920-925.
41. WYSS, R., 1990, *Alignment, Shape and Pairing Effects in Atomic Nuclei in the Mass A=120-140 Region*, Doktora Tezi, Stockholm, ISBN 91,7170014 5.
42. EJIRI, H., VOIGHT, M.J.A.de, 1989, *Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics*, Clarendon Press, Oxford, ISBN 0-19-851723-8.
43. ENGEL, J., BENDER, M., DOBACZEWSKI, J., NAZAREWICZ, W., ve SURMAN, R., 1999, Beta Decay of r-Process Waiting Point Nuclei in a Self-Consistent Approach, *Physical Review C*, 60, 14302.
44. BENDER, M., DOBACZEWSKI, J., NAZAREWICZ, W., 2002, Gamow-Teller Strength and the Spin-isospin Coupling Constants of the Skyrme Energy Functional, *Physical Review C*, 65, 054322-19.
45. GIAMBRONE, G., SCHEIT, S., BARRANCO, F., BORTIGNON, P., COL`O, G., SARCHI, D., ve VIGEZZI, E., 2003, Collective Excitations in Superfluid Nuclei with Finite-range Interactions, *Nuclear Physics A*, 726, 3-36.
46. HAGINO, K., ve SAGAWA, H., 2001, Continuum QRPA in the coordinate space representation, *Nuclear Physics A*, 695, 82-94.
47. GORIELY, S., ve KHAN, E., 2002, Large-scale QRPA Calculation of E1-Strength and Its Impact on the Neutron Capture Cross Section, *Nuclear Physics A*, 706, 217-232.
48. GORIELY, S., KHAN, E., ve SAMYN, M., 2004, Microscopic HFB + QRPA Predictions of Dipole Strength for Astrophysics Applications, *Nuclear Physics A*, 739, 331-352.
49. SATULA, W., DOBACZEWSKI, J., NAZAREWICZ, W., 1998, Odd-Even Staggering of Nuclear Masses: Pairing or Shape Effect, *Physical Review Letter*, 81, 3599-3602.
50. BUTLER, P.A., ve NAZAREWICZ, W., Intrinsic Reflection Asymmetry In Atomic Nuclei, *Review of Modern Physics*, V68, 349-421.
51. GORIELY S., SAMYN, M., BENDER, M., PEARSON., J.M., 2003, Further Explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov Mass Formulas. II. Role of the Effective Mass, *Physical Review C* 68, 054325-36.
52. GANIOGLU, E., ve WYSS, R., 2007, A Systematic Study of the Region N=86-98, *American Institute of Physics Conference Proceedings*, 899, 111.
53. NARA-SIGNH, B.S., NAVAL, V., ve PILLAY, R.G., 2003, Hexadecapole Deformation Studies in $^{148,150}\text{Nd}$, *Pramana Journal of Physics*, 61, 507-515.
54. RODRIGUEZ-GUZMAN, R., ve SARRIGUREN, P., 2007, E(5) and X(5) Shape Phase Transitions Within a Skyrme-Hartree-Fock + BCS Approach, *Physical Review C*, 76, 064303-11.
55. FOSSION, R., BONATSOS, D., LALAZISSIS, G.A., 2006, E(5), X(5), and Prolate to Oblate Shape Phase Transitions in Relativistic Hartree-Bogoliubov Theory, *Physical Review C*, 73, 044310-9.
56. NIKSIC, T., VRETENAR, D., 2007, Microscopic Description of Nuclear Quantum Phase Transitions, *Physical Review Letters*, 99, 092502-5.
57. RODRIGUEZ, T.R., ve EGIDO, J.L., 2008, A Beyond Mean Field Analysis of the Shape Transition in the Neodymium Isotopes, *Physics Letters B*, 663, 49-54.

ÖZGEÇMİŞ

Ela Ganioglu 1979 yılında İstanbul'da doğdu. 2001 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nden mezun oldu. 2003 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Nükleer Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisansını tamamlayarak uzman fizikçi ünvanını aldı. Doktora çalışmaları için İsveç Kraliyet Enstitüsü Nükleer Fizik Grubundan Prof. Dr. Ramon Wyss'le bilimsel çalışmalar yaptı. Doktora çalışmaları yanında Finlandiya Jyvaskyla Üniversitesi ve Almanya GSI araştırma merkezinde nükleer fizik deneylerine katıldı ve İsveç Kraliyet Enstitüsü Nükleer Fizik grup elemanlarıyla çeşitli çalışmalar yaptı. 2002 yılında Araştırma Görevlisi olarak atandığı İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'ndeki görevine halen devam etmektedir.