

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE DEV ÇOKLU
REZONANSLARIN İNCELENMESİ**

EMEL ÇINAR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2013

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE DEV ÇOKLU
REZONANSLARIN İNCELENMESİ**

EMEL ÇINAR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
FİZİK PROGRAMI**

**DANIŞMAN
DOÇ. DR. KUTSAL BOZKURT**

İSTANBUL, 2013

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE DEV ÇOKLU
REZONANSLARIN İNCELENMESİ**

Emel ÇINAR tarafından hazırlanan tez çalışması 03.07.2013 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Hasan TATLIPINAR

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Ali TUTAY

İstanbul Üniversitesi

Yüksek Lisans çalışmalarım süresince, bana yol gösteren bilgi ve desteğini esirgemeyen değerli hocam ve tez danışmanım Doç.Dr. Kutsal BOZKURT'a ,
Çalışmalarım süresince yardımlarıyla beni sürekli destekleyen, bilgi ve birikimlerini benimle paylaşan Araştırma Görevlisi Esra YÜKSEL'e,

Ayrıca bana desteklerini hiç bir zaman esirgemeyen,sabırları ve destekleriyle tüm öğretim hayatım boyunca her zaman yanımda olan çok sevdiğim aileme,
Eşime,

Sonsuz teşekkürler...

Temmuz, 2013

Emel ÇINAR

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ	VI
KISALTMA LİSTESİ	VII
ŞEKİL LİSTESİ	VIII
ÖZET	IX
ABSTRACT	X
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
1.1 Literatür Özeti	1
1.2 Tezin Amacı	1
1.3 Hipotez	1
BÖLÜM 2	
DEV REZONANS	2
2.1 Dev Rezonans Modlarının Sınıflandırılması.....	2
2.1.1 Makroskopik Resim	2
2.1.2 Mikroskopik Resim	4
2.2 İzovektörel Dev Dipol Rezonans (IVGDR)	5
2.2.1 IVGDR İçin Daha İleri Çalışmalar	5
2.3. İzoskaler Dev Kuadropol Rezonans (ISGQR).....	6
2.4 İzoskaler Dev Monopol Rezonans (ISGMR)	6
BÖLÜM 3	
MODEL.....	8
3.1 Hartree-Fock.....	8
3.1.1 Hartree-Fock Formalizmi.....	8
3.1.2 Genel Varyasyon Denklemi	8
3.1.3 Skyrme Kuvveti ile Hartree- Fock Hesaplama	11
3.1.4 Skyrme Kuvveti ile Enerji Hesabı	12
3.2 RPA Denklemlerinin Türetilmesi.....	13

BÖLÜM 4

HESAPLAMALAR	15
4.1 Ca İzotopları için Grafikler	16
4.1.1 IVGDR için Grafikler.....	16
4.1.2 IVGDR için Geçiş Yoğunluğu Grafikleri	17
4.2 Ni İzotopları için Grafikler	18
4.2.1 IVGDR için Grafikler.....	18
4.2.2 IVGDR için Geçiş Yoğunluğu Grafikleri	19
4.3 Ca İzotopları için Grafikler	20
4.3.1 ISGMR için Grafikler	20
4.3.2 ISGMR için Geçiş Yoğunluğu Grafikleri.....	21
4.4 Ni İzotopları için Grafikler	22
4.4.1 IVGMR için Grafikler.....	22
4.4.2 IVGMR için Geçiş Yoğunluğu Grafikleri	23
4.5 Ca İzotopları için Grafikler	24
4.5.1 ISGQR için Grafikler.....	24
4.5.2 IVGQR için Geçiş Yoğunluğu Grafikleri	25
4.6 Ni İzotopları için Grafikler	26
4.6.1 IVGQR için Grafikler	26
4.6.2 IVGQR için Geçiş Yoğunluğu Grafikleri	27

BÖLÜM 5

SONUÇ ve ÖNERİLER	28
KAYNAKLAR	31
ÖZGEÇMİŞ.....	33

SİMGE LİSTESİ

A	Kütle Numarası
Z	Proton Numarası
N	Nötron Numarası
L	Açısal Momentum
S	Spin
T	İzospin
$\hbar$	Planck Sabiti
M	Çekirdeğin Kütlesi
Ni	Nikel
Cu	Bakır
Pb	Kurşun
Au	Altın
Bi	Bizmut
Li	Lityum
H	Hamiltonyen
fm	Femtometre
MeV	Mega elektronvolt
KeV	Kilo elektronvolt
T	Kinetik Enerji
V	Potansiyel Enerji
ϕ	Slater Determinantı

KISALTMA LİSTESİ

GMR	Giant Monopole Resonance (Dev Monopol Rezonans)
GDR	Giant Dipole Resonance (Dev Dipol Rezonans)
GQR	Giant Quadrupole Resonance (Dev Kuadropol Rezonans)
HF	Hartree-Fock
PDR	Pygmy Dipole Resonance (Cüce Dipol Rezonans)
RPA	Random Phase Approximation (Bağımsız Faz Yaklaşımı)

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil 1.1	Makroskopik resime dayanan Dev rezonansların sınıflandırılması 3
Şekil 1.2	Kabuk modeli durumu arasındaki E1 ve E2(E0) nin şematik gösterimi..... 4
Şekil 1.3	Bothe ve Gentner tarafından kesit ölçümünde kullanılan düzenek..... 5
Şekil 1.4	Pb çekirdeği içininelastik α saçılması deneyi..... 8
Şekil3.1	Ca izotopları için izovektör dev dipol rezonans (GDR) grafikleri..... 17
Şekil3.2	^{70}Ca çekirdeği için izovektör dev dipol rezonans (GDR) grafiği..... 17
Şekil3.3	Ca izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri..... 18
Şekil3.4	^{70}Ca çekirdeği için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafiği..... 18
Şekil3.5	Ni izotopları için izovektör dev dipol rezonans (GDR) grafikleri..... 19
Şekil3.6	Ni izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri..... 20
Şekil3.7	Ca izotopları için izoskaler dev monopol rezonans (GMR) grafikleri..... 21
Şekil3.8	^{70}Ca çekirdeği için izoskaler dev monopol rezonans (GMR) grafiği..... 21
Şekil3.9	Ca izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri..... 22
Şekil3.10	^{70}Ca çekirdeği için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafiği..... 22
Şekil3.11	Ni izotopları için izoskaler dev monopol rezonans (GMR) grafikleri..... 23
Şekil3.12	Ni izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri..... 24
Şekil3.13	Ca izotopları için izoskaler dev kuadrupol rezonans (GQR) grafikleri..... 25
Şekil3.14	^{70}Ca çekirdeği için izoskaler dev kuadrupol rezonans (GQR) grafiği..... 25
Şekil3.15	Ca izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri..... 26
Şekil3.16	^{70}Ca çekirdeği için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafiği..... 27
Şekil3.17	Ni izotopları için i izoskaler dev kuadrupol rezonans (GQR) grafikleri.... 28

**NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE DEV
ÇOKLUREZONANSLARIN İNCELENMESİ**

Emel ÇINAR

Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans Tezi

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Bu çalışmada, Dev Çoklu Rezonanslar nötron bakımından zengin atom çekirdekleri olan ^{48}Ca , ^{52}Ca , ^{70}Ca ve ^{68}Ni , ^{78}Ni çekirdekleri için Skyrme kuvveti SLy4 kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplamalar, öz-uyumlu alan teorisi olarak bilinen Hartree-Fock (HF) ve Bağımsız Faz yaklaşımı (RPA) yöntemleri kullanılarak yapılmıştır. Yapılan hesaplar sonucu, Skyrme kuvveti için dev çoklu rezonans enerji değerleri karşılaştırılmıştır ve genelde deneysel verilerle uyduğu gözlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Dev çoklu rezonans, Skyrme kuvveti, Hartree- Fock, bağımsız faz yaklaşımı.

GIANT MULTIPOLERESONANCE IN NEUTRON RICH NUCLEI

Emel ÇINAR

Department of Physics

MSc. Thesis

Adviser: Assoc. Prof. Dr. Kutsal BOZKURT

In this thesis, we study Giant Multipole Resonance for neutron rich ^{48}Ca , ^{52}Ca , ^{70}Ca and ^{68}Ni , ^{78}Ni nuclei with Skyrme interaction for SLy4. We use the mean-field theory (HF) and employ the random phase approximation (RPA). We observe that the Giant Multipole calculation with Skyrme interaction (SLy4) is in good agreement with their experimental results.

Keywords: Giant multipole resonance, Skyrme Force, Hartree-Fock, random phase approximation.

1.1 Literatür Özeti

Dev Dipol Rezonans Deneysel olarak Bothe ve Gentner (1937), Baldwin ve Klaiber (1947) tarafından yapılmıştır. Teorik olarak Migdal (1944), Goldhaber ve Teller (1948), Steinwedel ve Jensen (1950) tarafından çalışmalar yapılmıştır[2].

Çekirdekteki dev rezonans türlerinden İzovektörel Dev Dipol Rezonans, İzoskaler Dev Kuadrupol Rezonans ve İzoskaler Dev Monopol Rezonans ile çeşitli deneyler yapılarak bir çok malzemenin radyoaktiviteleri tespit edilerek deneysel ölçümler sonucu oluşturdukları pikler gözlemlenmiştir.

1.2 Tezin Amacı

Bu tez teorik olarak yapılan çalışmalarla nötron bakımından zengin çekirdeklerde nötron miktarındaki artışla birlikte çekirdekte meydana gelen değişiklikleri gözlemlemeyi amaçlamıştır.

1.3 Hipotez

Nötron bakımından zengin çekirdeklerde nötron miktarındaki artışla meydana gelen değişimler incelenmiştir. Nötron miktarının artışına bağlı olarak çekirdekteki uyarma enerjilerinin düşük enerji bölgelerine doğru kaydığı ve nötron artışı sonucu tepki fonksiyonunda dağılmalar ortaya çıkmaktadır [6-11].

DEV REZONANS

Dev rezonans, genellikle çekirdeklerin kolektif titreşimlerini tanımlamak için kullanılan bir terimdir [1]. Kolektif hareketin oluşumu kuantum sistemlerinin ortak bir özelliğidir. Kuantum mekaniksel anlamda rezonans, taban durumu ve kolektif durum arasında bir geçişe denk gelir ve güçlü bir geçiş genliği tarafından açıklanır.

Kolektif uyarılma örneği olan Dev Dipol Rezonans (GDR) nötron ve protonun birbirlerine karşı titreşimidir. Bu rezonanslar deneysel olarak Bothe ve Gentner (1937), Baldwin ve Klaiber (1947) tarafından yapılmıştır. Teorik olarak Migdal (1944), Goldhaber ve Teller (1948), Steinwedel ve Jensen (1950) tarafından çalışmalar yapılmıştır[2].

Dev rezonans temel kolektif titreşim modülüdür ve zayıf bir dış pertürbasyon ile uyarılmış çekirdeklerdeki dağılım fonksiyonunun rezonans pikleri ile tanımlanır. Enerji oranının 10-30 MeV olduğu sistemlerde dev rezonanslar meydana gelir ve pik genişlikleri diğer tipik piklerden daha büyüktür [2].

2.1 Dev Rezonans Modlarının Sınıflandırılması

Dev rezonans kolektif harekete karşılık gelen ve birçok parçacık içeren çekirdeklerde bulunmaktadır.

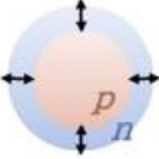
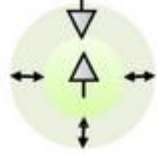
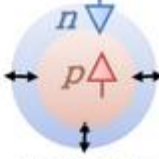
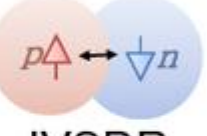
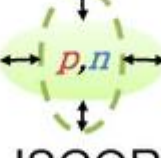
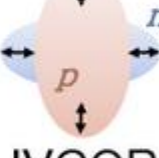
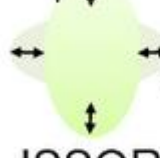
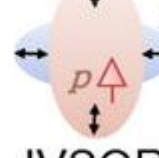
2.1.1 Makroskopik Resim

Dev rezonans sıvı-damlası modeline göre açısal momentum (L), spin (S) ve izospin (T) kuantum numaralarına göre sınıflandırılmaktadır [3].

Açısal Momentuma göre;

- $L=0$ ise, Dev Monopol Rezonans (GMR) modu "breathing mod" olarak adlandırılır.
- $L=1$ ise, Dev Dipol Rezonans (GDR).

- $L=2$ ile yüzey titreşimi Dev Kuadrupol Rezonans (GQR) olarak adlandırılır.

$\Delta L=0$	 ISGMR	 IVGMR	 ISSMR	 IVSMR
$\Delta L=1$		 IVGDR	 ISSDR	 IVSDR
$\Delta L=2$	 ISGQR	 IVGQR	 ISSQR	 IVSQR
	$\Delta S=0$ $\Delta T=0$	$\Delta S=0$ $\Delta T=1$	$\Delta S=1$ $\Delta T=0$	$\Delta S=1$ $\Delta T=1$

Şekil 1.1 Makroskopik resime dayanan Dev rezonansların sınıflandırılması [2].

$\Delta S=0$, $\Delta T=0$ da proton ve nötronlar $\Delta L=0,2,\dots$ tarafından tanımlanan çok kutuplu kalıba uygun olarak salınma fazı olan bir izoskaler titreşim meydana getirirler.

$\Delta L=1$ de titreşim yoktur. Birinci dereceden bir bütün olarak çekirdeğin bir öteleme hareketine karşılık gelir ve bu nedenle bir iç nükleer uyarma değildir.

$\Delta S=0$, $\Delta T=1$ modlarında proton ve nötronlar ΔL tarafından tanımlanan bir çok kutup desenine göre birbirlerine karşı spin $\downarrow$ ve spin $\uparrow$ salınımlarının olduğu bir izovektör titreşimleri meydana getirirler. Aynı kutuplu mod için nötron ve proton dağılımlarını ayırmak için ekstra enerji gerektiğundan izovektör olanlar izoskaler olanlara göre daha yüksek bir enerji ile uyarılır.

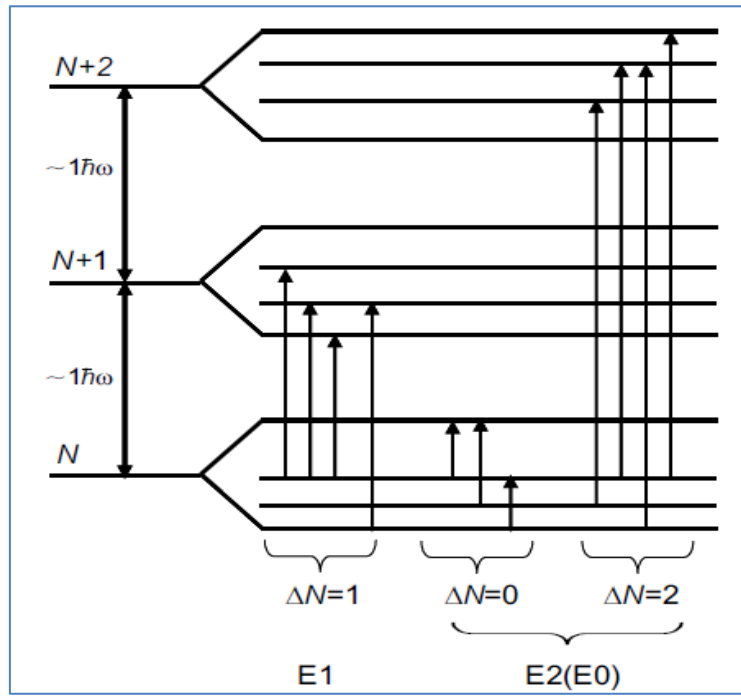
$\Delta S=1$, $\Delta T=0$ modları çekirdekte spin $\uparrow$ titreşimine karşı spin $\downarrow$ çok kutuplu desen oluşur ve ΔL tarafından izoskaler titreşimlere sahiptirler.

$\Delta S=1$, $\Delta T=1$ modları spin $\downarrow \uparrow$ proton ve spin $\uparrow \downarrow$ nötrona karşı salınan izovektör titreşimlerdir.

2.1.2 Mikroskobik Resim

Mikroskobik olarak dev rezonanslar, parçacık - deşik uyarılmalarının tutarlı bir süper pozisyonu olarak tanımlanmıştır.

Dev rezonansların sayısal özellikleri şematik bir kabuk model resmi dikkate alınarak anlaşılabilir. Bu modelde parçacık- deşik etkileşiminin mümkün olan tüm geçişleri tutarlı bir süperpozisyon oluşturarak kolektif durumların oluşumuna neden olur. Bu modelde birbirini izleyen kabuklarda $N, N+1, N+2$ enerji farkı $\Delta E = \Delta N (1\hbar\omega) = \Delta N (41A^{-1/3})$ MeV'dir [2]. Geçişler parite korunumundan dolayı sadece $\Delta N \leq \lambda$ iken gerçekleşmektedir. Bu yüzden λ geçişleri, Tablo 1.1 de verilen basit bir şema ile ve Şekil 1.2 de gösterilen $\Delta N = 1, 3, \dots$ ve $\Delta N = 0, 2, \dots$ de gerçekleşmektedir.



Şekil 1.2 Tek parçacıklı geçişler ile Kabuk modeli durumu arasındaki E1 ve E2(E0) nin şematik gösterimi[2].

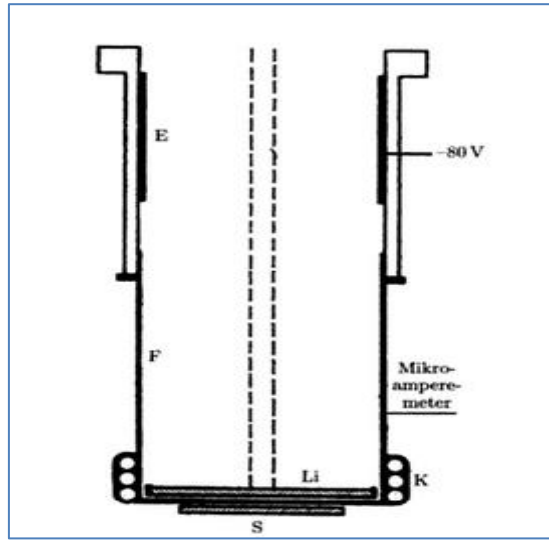
Şekil 1.2 'de gösterildiği üzere kolektif durumu verilen paritenin mümkün olan bütün parçacık-deşik durumlarında tutarlı bir süperpozisyon oluşturulmuştur. İzoskaler rezonansın altında ve izovektör rezonansın üzerinde bulunan enerji pertürbe olmayacaktır. Deneysel

olarak izoskaler monopol rezonans $\Delta L = \Delta T = \Delta S = 0$ da $2\hbar_w$ ve izovektör dipol rezonans $\Delta L = \Delta T = 1$ ve $\Delta S = 0$ $1\hbar_w$ olduğu durumlarda hemen hemen aynı uyarma enerjisine sahiptir.

2.2 İzovektörel Dev Dipol Rezonans (IVGDR)

Çekirdekteki dev rezonans türüne ilk kanıt 1937’de Bothe ve Gentner tarafından yapılan çalışmalarla elde edilmiştir [4]. Deneylerinde $Li(p, \gamma)$ reaksiyonundan elde edilen γ ışını ile bombardıman edilerek çeşitli malzeme örneklerinin radyoaktivitelerini ölçmüşlerdir.

Şekil 1.3 ‘de gösterilen deneysel düzeneğe Li hedefi, 300 keV Cockcroft –Walton hızlandırıcı sistemde su soğutmalı Faraday kabında proton ile bombardıman edilerek ilk kez bir Li çekirdeğini 300 keV proton ile parçaladılar. Radyoaktif çekirdek üreten S örneğinde (n, γ) tarafından üretilen verimi, β aktivitesi ölçülerek tespit edilmiştir. Entegre γ yoğunluğu Li hedefine belirli bir mesafede yer alan Geiger sayacı ile ölçülmüştür. Bu kurulum ile $^{63}Cu(n, \gamma)$ reaksiyonunun $5 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ lik kesitini ölçmüşlerdir.



Şekil 1.3 Bothe ve Gentner tarafından (n, γ) kesit ölçümü için kullanılan deneysel düzenek [2].

2.2.1 IVGDR İçin Daha İleri Çalışmalar

Çekirdeğin dipol salınım kavramı 1944 yılında Migdal tarafından tanımlanmıştır. Ancak dev rezonans olgusu sistematik bir çalışma ile 1947 yılında Baldwin ve Klaiber ile başlamıştır [5]. Yaptıkları çalışmada betatron ile elektronlar hızlandırılarak enerjileri IVGDR uyarma

enerjisinin üstüne çıkmıştır. Daha sonra yüksek yoğunluklu lineer hızlandırıcılar kullanılarak foton ışını elde dılmıştır.

Uzun yıllar IVGDR deneysel çalışmalar sonucunda özetlenerek Berman ve Fultz Berger ve daha sonra Dietrich ve Berman tarafından soğurma kesiti olarak yorumlanmıştır. IVGDR çok genel bir olgudur çok hafif çekirdek ^4He ve çok ağır ^{238}U olmak üzere bütün çekirdeklerde meydana gelir.

2.3. İzoskaler Dev Kuadrupol Rezonans (ISGQR)

ISGQR ilk olarak 1970 sonlarında bulunmuştur. İlk izoskaler rezonans ISGQR dir ve Çekirdeğin şeklini belirlemede kullanılır. İzovektörel dev kuadrupol rezonans nötron ve proton yoğunluk dağılımı arasında kutuplardan basık, elips şeklinde bulunan kolektif bir salınıma denk gelir [6]. IVGQR çok yüksek uyarma enerjilerinde bulunur. Kararlı olmayan nötron bakımından zengin çekirdeklerde nötron yüzeyinin yüksek enerjili kuadrupol titreşim moduna belirgin bir etkisi bulunmaktadır [7,8,9].

Yapılan deneysel çalışmalar sonucu ağır çekirdeklerde IVGQR 10 – 15 MeV arasında tek bir pik olduğu gözlemlenmiştir. Bu tür çalışmalar Skyrme kuvvetleri ve RPA hesapları ile yapılmıştır [11].

Egzotik çekirdeklerdeki dev kuadrupol rezonans RPA yöntemi ile hesaplanmıştır [11].

İki kez sihirli ^{78}Ni , ^{132}Sn çekirdeklerinde deneysel olarak enerjileri 1-1,5 MeV üzerindedir. IVGQR uyarma enerjileri ise tahmini $64 \text{ MeV } A^{-1/3}$ olarak bulunmuştur [11].

ISGQR ait bazı özellikler aşağıda belirtilmiştir. Bunlar;

- ISGQR olgusu $16 \leq A \leq 238$ olan tüm çekirdeklerde gözlenmiştir.
- Hafif çekirdekler için güç dağılımı parçalıdır.
- Gauss ya da Lorentzian dağılımında $A > 64$ tür.
- $A = 50$ olan çekirdeklerde genişlik 6 MeV iken $A = 208$ için 3 MeV dir.

2.4 İzoskaler Dev Monopol Rezonans (ISGMR)

$\Delta L = 0$ izoskaler dev monopol rezonans sıkışma modu olarak bilinir ve çekirdeğin radyal salınımına karşılık gelir. Bu uyarma enerjisi doğrudan çekirdeğin sıkıştırılabilirliği ile ilgilidir.

İnelastik α saçılması deneyi 120 MeV'de $^{206,208}\text{Pb}$, ^{197}Au , ^{209}Bi için 1977 'de Harakeh tarafından yapılmıştır. ^{208}Pb için 12° ve 14° de elde edilen spektrum Şekil 1.4 'de gösterilmiştir. 12° Spektrum eğrisi 14° deki spektrum eğrisine göre daha yüksektir[2].

İnelastik saçılan α parçacıklarının açisal dağılımı Youngblood tarafından yapılan bir deney ile $\Delta L=0$ da çok küçük saçılma açılarında ölçüleceğini belirtilmiştir.

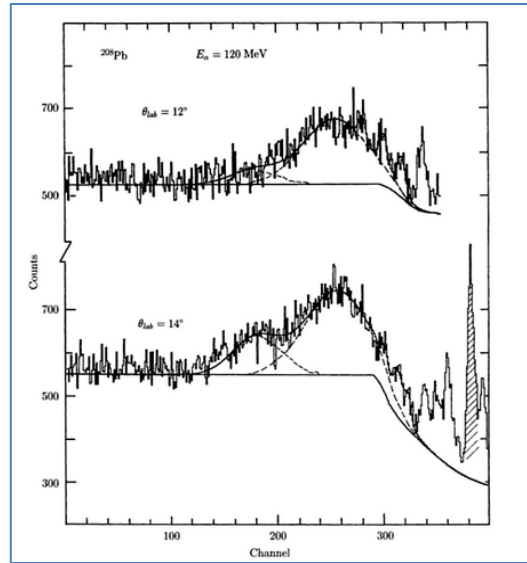
ISGMR 1977 yılında keşfedilmesinden itibaren bugüne kadar sadece yoğun inelastik α saçılması tarafından değil aynı zamanda inelastik He saçılması tarafından çalışılmıştır [12]. Yıllar boyunca toplanan en son inelastik α saçılması verileri 240 MeV'de Texas A&M de Youngblood tarafından gerçekleştirilen deneyde ISGMR ye ait birçok yeni özellik bulmuştur.

$A>90$ çekirdeklerde ISGMR bazı çekirdeklerde Gauss tarafından tarif edilebilir bir güç dağılımına sahiptir.

Gauss kütle merkezi enerjisi $80 A^{-1/3}$ MeV dir. Ayrıntılı güç dağılımı sıkıştırılmazlık hesabı için önem taşımaktadır [13].

$A=90$ olan çekirdeklerde Pb bölgesinde genişliği yaklaşık 2,5 MeV 'den 4 MeV 'e kadar artar.

Deforme olmuş çekirdeklerde ISGMR güç dağılımı aynı kütledeki küresel çekirdeklerden daha da geniştir.



Şekil 1.4Pb çekirdeği için inelastik α saçılması deneyi [2].

3.1 Hartree-Fock**3.1.1 Hartree-Fock Formalizmi**

Hartree-Fock yöntemi veya öz-uyumlu alan yöntemi 1928'de Hartree tarafından formülize edilmiştir.

Bu yaklaşığın başlangıç noktası olarak "Zamandan Bağımsız Parçacık " modeli kabul edilmektedir. Bu modele göre; her parçacık çekirdeğin çekici alanı ve diğer parçacıklardan ötürü itme etkileşimlerinin ortalama etkisini hesaba katan, bir etkin potansiyel ile hareket etmektedir. O zaman, çok parçacık sistemindeki her parçacık, kendi dalga fonksiyonu ile tanımlanmaktadır. Hartree bireysel parçacık denklemlerini oluşturmayı başaramamış ve denklemleri çözebilmek için öz-uyum gerekliliğini temel alan orijinal bir iterasyon süreci önermiştir.

3.1.2 Genel Varyasyon Denklemi

Hartree-Fock varyasyon ilkesini uygulamaya öncelikle Schrödinger denklemini kullanarak başlarsak;

$$H \left| \psi \right\rangle = E \left| \psi \right\rangle. \quad (3.1)$$

Eşdeğer varyasyon denklemi;

$$\delta E [\psi] = 0, \quad (3.2)$$

$$E[\psi] = \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle}. \quad (3.3)$$

(3.2) ve (3.3) varyasyonu kullanılarak (3.4) denklemi elde edilir;

$$\langle \delta \psi | H - E | \psi \rangle + \langle \psi | H - E | \delta \psi \rangle = 0. \quad (3.4)$$

$|\psi\rangle$ genel, kompleks bir fonksiyon olduğu için birbirinden bağımsız varyasyon $|\delta \psi\rangle$ ve $\langle \delta \psi|$, gerçekte ve sanal kısmı üzerinde varyasyon yapılabilir.

(3.4) denkleminde $|\delta \psi\rangle$ yerine $-i|\delta \psi\rangle$ ile yazılırsa (3.5) denklemi elde edilir;

$$-i \langle \delta \psi | H - E | \psi \rangle + i \langle \psi | H - E | \delta \psi \rangle = 0. \quad (3.5)$$

(3.4) ve (3.5) denklemleri kullanılarak (3.6) konjuge denklemi elde edilir,

$$\langle \delta \psi | H - E | \psi \rangle = 0. \quad (3.6)$$

$|\delta \psi\rangle$ keyfi bir değer olduğu için, (3.6) öz değer denklemi (3.1) denklemi ile eşdeğerdir.

Bu tür varyasyon yöntemleri yaklaştırılması $|\psi\rangle$ genellikle matematiksel basit bir deneme dalga fonksiyonlarının bir dizi ile sınırlı olmasından oluşur.

Varyasyon yöntemi özellikle taban durumundaki herhangi bir deneme dalga fonksiyonu $|\psi\rangle$ saptanmaları için uygundur ve (3.7) denklemi ile gösterilir bu nedenle E_0 her zaman bir varyasyon hesaplama alt sınırı olacaktır,

$$E[\psi] > E_0. \quad (3.7)$$

Bunu kanıtlamak için, Hamiltonyen öz fonksiyonlar açısından deneme dalga fonksiyonu (3.8) ve (3.9) denklemi geliştirilmiştir.

$$|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n |\psi_n\rangle, \quad (3.8)$$

$$H |\psi_n\rangle = E_n |\psi_n\rangle, \quad (3.9)$$

$$E \approx E_0 + \frac{\sum_n \alpha_n^* \alpha_n E_n}{\sum_n |\alpha_n|^2} - E_0. \quad (3.10)$$

Taban durumu enerjisini dejenere olmadığı durumlarda, (3.10) eşitliği geçerlidir. Ancak α_n katsayının sıfıra eşit olmadığı durumlarda $|\psi\rangle$ ile $|\psi_n\rangle$ birbirleriyle orantılıdır. İlk uyarılmış durumda $|\psi_0\rangle$ alt uzayda ortogonal olmak zorundadır ve dalga fonksiyonu $|\psi\rangle$ ile $\alpha_0 = 0$ olmalıdır. Bu alt uzay içerisinde $|\psi_1\rangle$, H minimum beklenen değere sahiptir. $|\psi_1\rangle$ Değerini bulmak için $\langle \psi_1 | \psi_0 \rangle = 0$ bağlı koşul ile varyasyon yapmak gerekir. Prensip olarak bu yöntem kullanılarak bütün spektrum hesaplanabilir.

Varyasyon ilkesi sadece doğrusal bir öz değer problemi (3.1) denklemini için geçerlidir.

Kabuk modeli çoğu nükleer özelliklerin niteliklerini açıklamak için uygun bir yaklaşımdır. Bu Öz-fonksiyon ise bir $\phi(1....A)$ slater determinantıdır,

$$H^{HF} = \sum_{i=1}^A h(i), \quad (3.11)$$

$$|HF\rangle = |\phi(1....A)\rangle = \prod_{i=1}^A \alpha_k^+ |-\rangle. \quad (3.12)$$

Fermiyon operatörleri α_k ve α_k^+ tek parçacık dalga fonksiyonu ϕ_k ve tek parçacık Hamilton öz fonksiyonları “h” a karşılık gelir. Yani;

$$h(i) = \phi_k(i) = \epsilon_k \phi_k(i) \quad i = \{r_i, s_i, t_i\}, \quad (3.13)$$

burada r_i konum, s_i spin ve t_i izospindir.

HF dalga fonksiyonu ϕ ile tanımlanan varyasyonu belirleyebilmek için HF enerjisinin hesaplanması gerekir

$$E^{HF} = \langle \phi | H | \phi \rangle. \quad (3.14)$$

İkinci kuantizasyon olarak temsil edilen temel operatörler c_i^+ , c_i kullanılarak, çok parçacıklı bir sistem için Hamilton “H”,

$$H = \sum_{l_1 l_2} t_{l_1 l_2} c_{l_1}^+ c_{l_2} + \frac{1}{4} \sum_{l_1 l_2 l_3 l_4} \bar{v}_{l_1 l_2 l_3 l_4} c_{l_1}^+ c_{l_2}^+ c_{l_4} c_{l_3}. \quad (3.15)$$

şeklinde yazılır.

$$\bar{v}_{l_1 l_2 l_3 l_4} = v_{l_1 l_2 l_3 l_4} - v_{l_1 l_2 l_4 l_3}. \quad (3.16)$$

Burada $\bar{v}$ parçacıklar arası değişim potansiyelini de içermektedir.

Tek parçacık yoğunluğunun enerjisi hesaplanırsa;

$$E^{HF}[\rho] = \sum_{l_1 l_2} t_{l_1 l_2} \langle \phi | c_{l_1}^+ c_{l_2} | \phi \rangle + \frac{1}{4} \sum_{l_1 l_2 l_3 l_4} \bar{v}_{l_1 l_2 l_3 l_4} \langle \phi | c_{l_1}^+ c_{l_2}^+ c_{l_4} c_{l_3} | \phi \rangle, \quad ,$$

veya

$$E^{HF} = \sum_{i=1}^A t_{ii} + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A \bar{v}_{ij,ij} \quad (3.17)$$

olarak ifade edilir. Burada t_{ii} =kinetik enerji ve $\bar{v}$ ise potansiyel enerjiyi temsil etmektedir.

3.1.3 Skyrme Kuvveti ile Hartree- Fock Hesaplama

Hartree-Fock yöntemi için farklı kuvvetler kullanılarak yıllardan beri birçok method uygulanmıştır. Skyrme etkileşimi, Hartree-Fock yöntemi ile kullanıldığında çekirdeğin taban durumu özelliklerini açıklamakta oldukça başarılı olmuştur. Bu yüzden, günümüzde en çok kullanılan nükleon-nükleon etkileşimi Skyrme etkileşimidir.

HF hesaplamalarında fenomenolojik etkileşim olarak Skyrme kuvveti bağlanma enerjisi ve nükleer yarıçap türetmede oldukça önemlidir ve Skyrme kuvveti yoğunluğa bağlıdır.

3.1.4 Skyrme Kuvveti ile Enerji Hesabı

Skyrme kuvveti tek parçacık dalga fonksiyonu $\varphi_i(r, s, t)$ yi içeren bir Slater determinantına $|\phi\rangle$ karşılık gelen Hamiltonyen değerini hesaplar. Coulomb etkileşimi ihmal edilmektedir ve enerji

$$E_0 = \langle \phi | T + V^{(2)} + V^{(3)} | \phi \rangle$$

$$= \sum_{i=1}^A \left\langle i \left| \frac{p^2}{2m} \right| i \right\rangle + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A \langle ij | V^{(2)} | ij \rangle + \frac{1}{6} \sum_{ijk=1}^A \langle ijk | V^{(3)} | ijk \rangle. \quad (3.18)$$

Burada T kinetik enerji, $V^{(2)}$ iki cisim etkileşmesi için potansiyeli ve $V^{(3)}$ üç cisim etkileşim potansiyelini temsil etmektedir.

Skyrme kuvvetinin δ fonksiyonu enerji yoğunluğu $H(r)$ üzerinden integral alınarak E enerjisi ile açıklanabilir

$$E_0 = \int H(r) d^3r. \quad (3.19)$$

$H(r)$ üç tane cebirsel fonksiyon içerir;

Nükleon yoğunluğu,

$$\rho(r) = \sum_{i,s,t} |\psi_i(r, s, t)|^2; \quad (3.20)$$

Kinetik Enerji yoğunluğu,

$$\tau(r) = \sum_{i,s,t} |\nabla \psi_i(r, s, t)|^2; \quad (3.21)$$

Spin yörünge yoğunluğu,

$$J(r) = (-i) \sum_{i,l,s,s'} \psi_i^*(r, s, t) [\nabla \psi_i(r, s', t) \times \sigma_{ss'}]. \quad (3.22)$$

$N=Z$ çekirdekleri için tüm toplamalar alınırsa $H(r)$ değeri

$$H(r) = \frac{\hbar^2}{2m} \tau(r) + \frac{3}{8} t_0 \rho^2 + \frac{1}{16} t_3 \rho^3 + \frac{1}{16} (3t_1 + 5t_2) \rho \tau + \frac{1}{64} (9t_1 - 5t_2) (\nabla \rho)^2 - \frac{3}{4} W_0 \rho \nabla J + \frac{1}{32} (t_1 - t_2) J^2 \quad (3.23)$$

3.2 RPA Denklemlerinin Türetilmesi

RPA, düşük uyarılmış enerjili durumları ve çekirdek içindeki dev rezonansları tanımlamada oldukça başarılı bir yöntemdir. RPA teorisinde çekirdekteki uyarılmış durumlar, temel durumun üstündeki uyarılmış parçacık ve deşiklerin süperpozisyonu olarak düşünülebilir.

Schrödinger denkleminde Hamiltonyen H öz durumları (3.24) ile gösterilir

$$H |v\rangle = E_v |v\rangle \quad (3.24)$$

Operatörler Q_v^+ Q_v şeklinde tanımlanırsa

$$|v\rangle = Q_v^+ |0\rangle \text{ ve } Q_v |0\rangle = 0. \quad (3.25)$$

Burada Q_v^+ yükseltme operatörü Q_v ise alçaltma operatörüdür.

Q_v^+ Operatörü seçilirse

$$Q_v^+ = |v\rangle \langle 0|; \quad (3.26)$$

(2.24) denkleminde (3.25) ve (3.26) uygulanırsa

$$[H, Q_v^+] |0\rangle = (E_v - E_0) Q_v^+ |0\rangle. \quad (3.27)$$

(2.27) denkleminin soldan $\langle 0|$ ile çarpılırsa

$$\langle 0| [H, Q_v^+] |0\rangle = (E_v - E_0) \langle 0| Q_v^+ |0\rangle. \quad (3.28)$$

RPA yaklaşımında uyarılma operatörü

$$Q_v^+ = \sum_{mi} X_{mi}^v a_m^+ a_i - \sum_{mi} Y_{mi}^v a_i^+ a_m.$$

ile tanımlanmaktadır.

Taban durumunda; $Q_\nu^+ |RPA\rangle = 0$, (3.28) denklemleri kullanılarak

$$\langle RPA | [a_i^+ a_m, [H, Q_\nu^+]] | RPA \rangle = \hbar \Omega_\nu \langle RPA | [a_i^+ a_m, Q_\nu^+] | RPA \rangle,$$

$$\langle RPA | [a_m^+ a_i, [H, Q_\nu^+]] | RPA \rangle = \hbar \Omega_\nu \langle RPA | [a_m^+ a_i, Q_\nu^+] | RPA \rangle, \text{ Elde edilir. Burada } \hbar \Omega_\nu, |\nu\rangle$$

durumunun uyarılma enerjisidir.

BÖLÜM 4

HESAPLAMALAR

Bu çalışmada Dev Çoklu Rezonans hesaplamaları nötron bakımından zengin atom çekirdekleri için yapıldı. Hesaplamalarda öz-uyumlu alan teorisi (HF) ile bağımsız faz yaklaşımı (RPA) kullanıldı. Dev Çoklu Rezonans analizleri için Skyrme kuvvetlerinden SLy4 parametresi kullanıldı. Dev dipol rezonans için enerji aralığımız 4-30 MeV, dev monopol rezonans için enerji aralığımız 6-30 MeV, dev kuadrupol rezonans için enerji aralığımız 0-30 MeV dir. Her bir çekirdek için SLy4 parametresinde dağılım fonksiyonu şiddetinin enerjiye göre değişim grafikleri gösterildi. Ca izotopları ve Ni izotopları için geçiş yoğunlukları bulunmuştur.

Nümerik Hesaplamalar

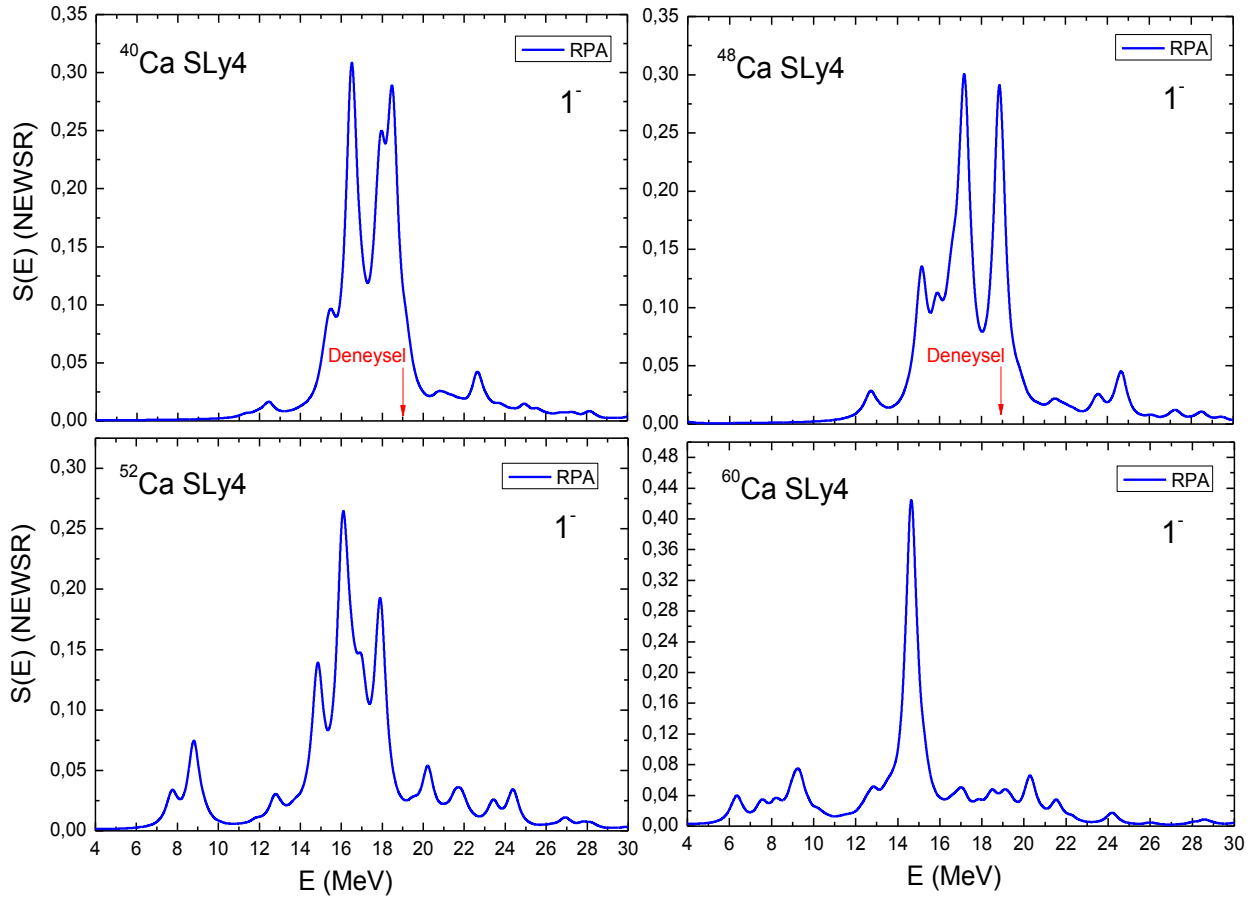
Nümerik analizler için FORTRAN programında yazılmış olan HF ve RPA kodlarını kullanıldı. Programda, küresel kabuk modeline göre önce her bir çekirdeğin taban durum özelliklerini HF yöntemiyle hesaplandı. Daha sonra, bu elde edilen sonuçlara RPA programındaki etkileşmelerini de ekleyip, her bir çekirdek için, Skyrme etkileşimi olan SLy4 parametresini kullanarak, dağılım fonksiyonlarının şiddetlerinin enerjiye göre değişimini grafiklerde gösterildi.

RPA programında kullanılan etkileşmede Spin-yörünge ve coulomb etkileşimi kullanılmamıştır. Bu durumda hesaplamalarımız tam olarak öz-uyumlu değildir. Bu durum bazı çekirdeklerde rezonans enerjilerinde KeV mertebesinde kaymalara sebep olmaktadır. Hesaplamalar R=20 fm kutu için 0.1 fm adım aralığı kullanılarak gerçekleştirildi.

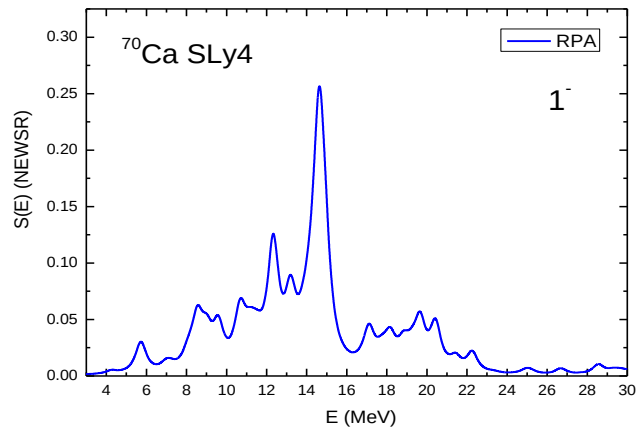
Hesaplamalar $J^{\pi} = 1^{-}$ izovektör dipol, $J^{\pi} = 0^{+}$ izoskaler monopol, $J^{\pi} = 1^{+}$ izoskaler kuadrupol durumları için yapıldı.

4.1 Ca İzotopları için Grafikler

4.1.1 IVGDR için Grafikler

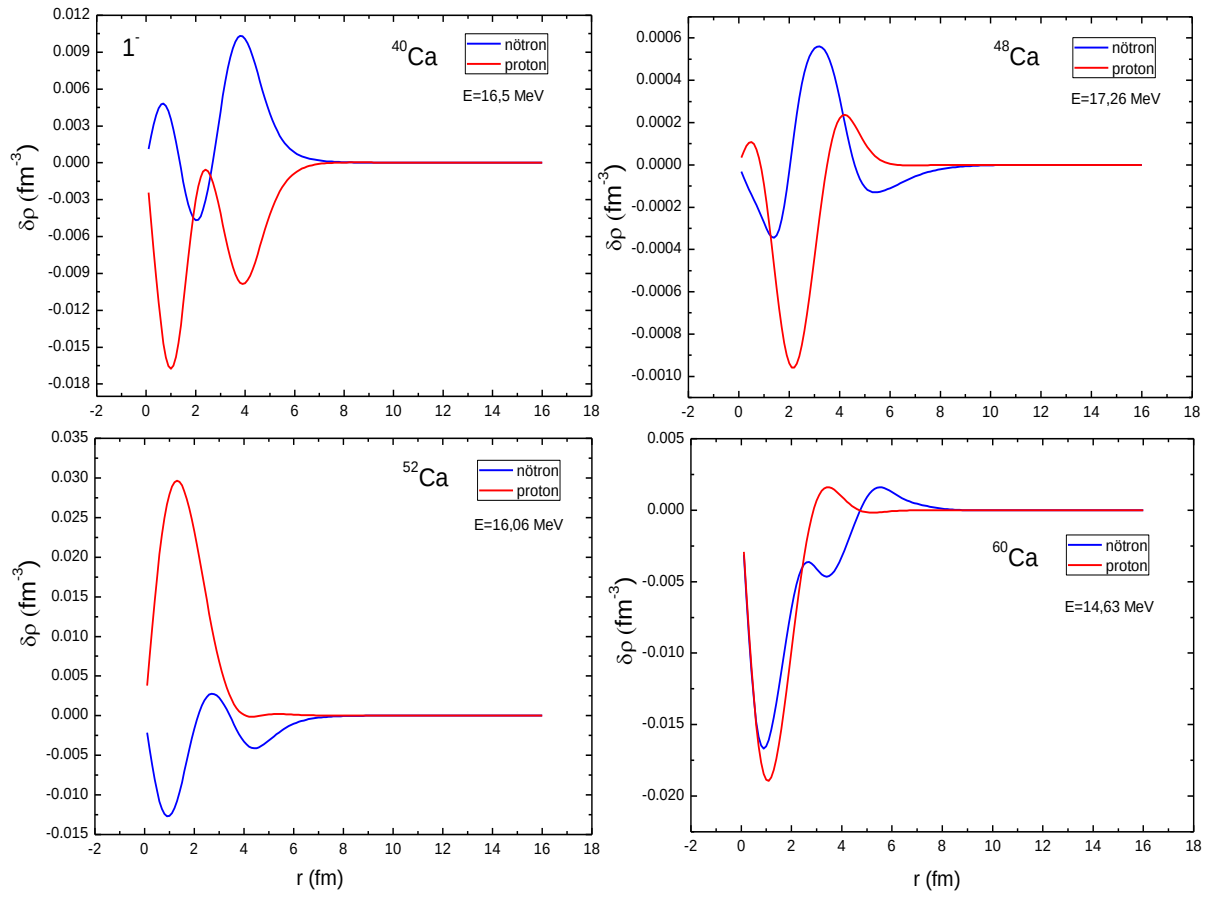


Şekil 3.1 Ca izotopları için izovektör dev dipol rezonans (GDR) grafikleri.

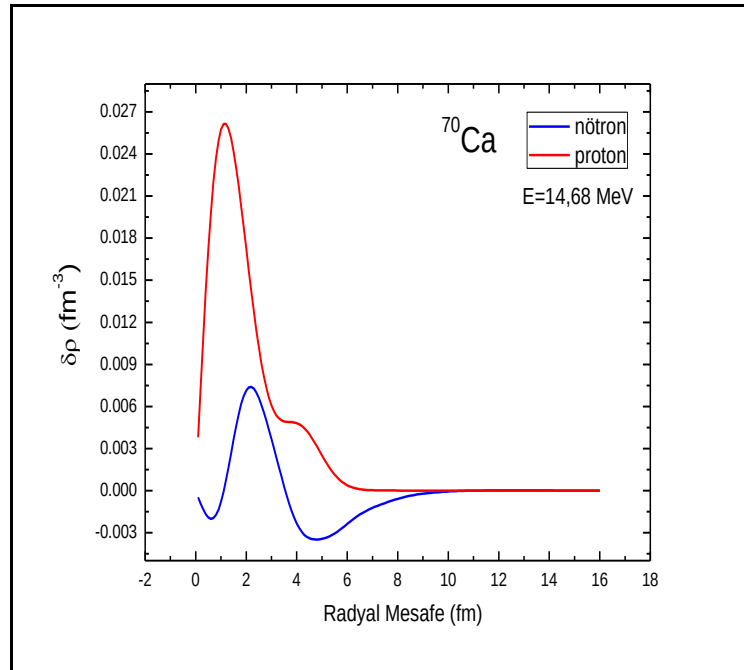


Şekil 3.2 ^{70}Ca çekirdeği için izovektör dev dipol rezonans (GDR) grafiği.

4.1.2 IVGDR İçin Geçiş Yoğunluğu Grafikleri



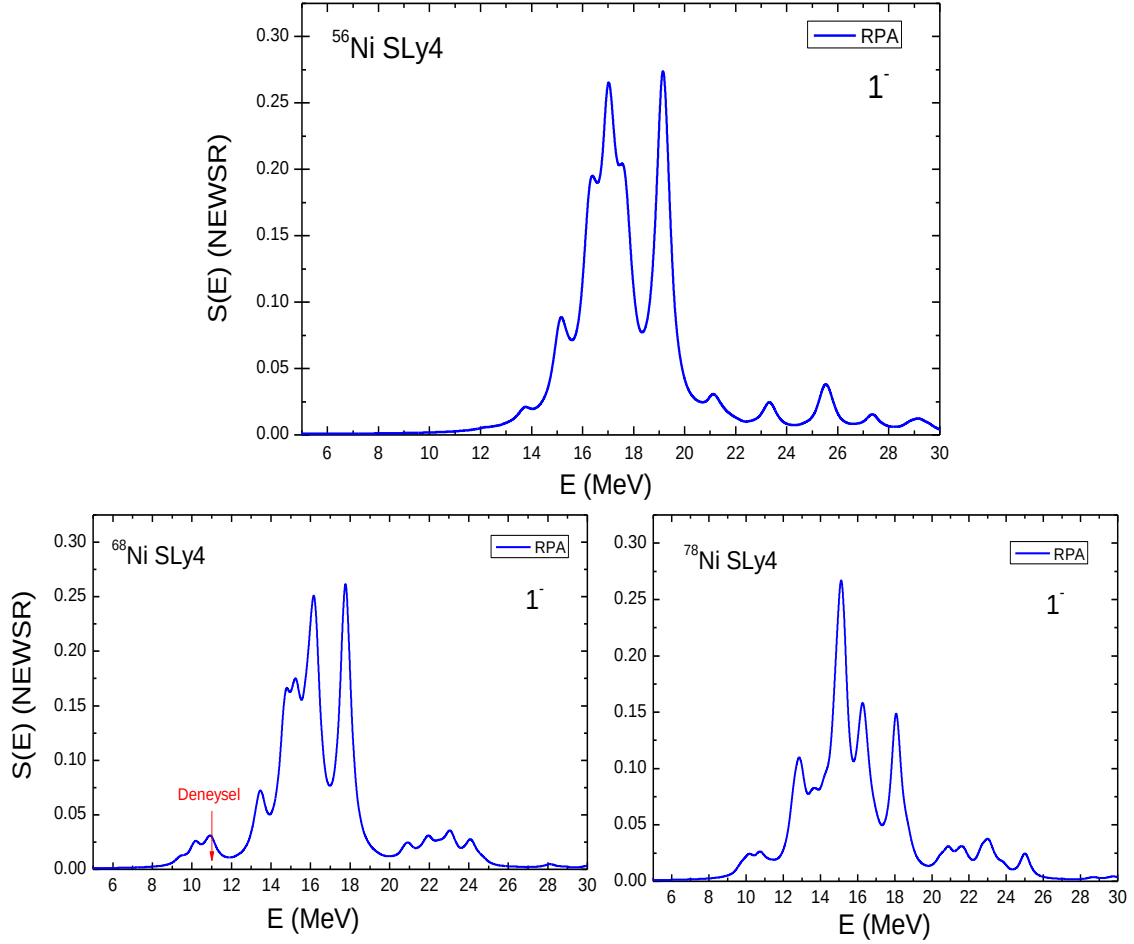
Şekil 3.3 Ca izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri.



Şekil 3.4 ^{70}Ca çekirdeği için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafiği.

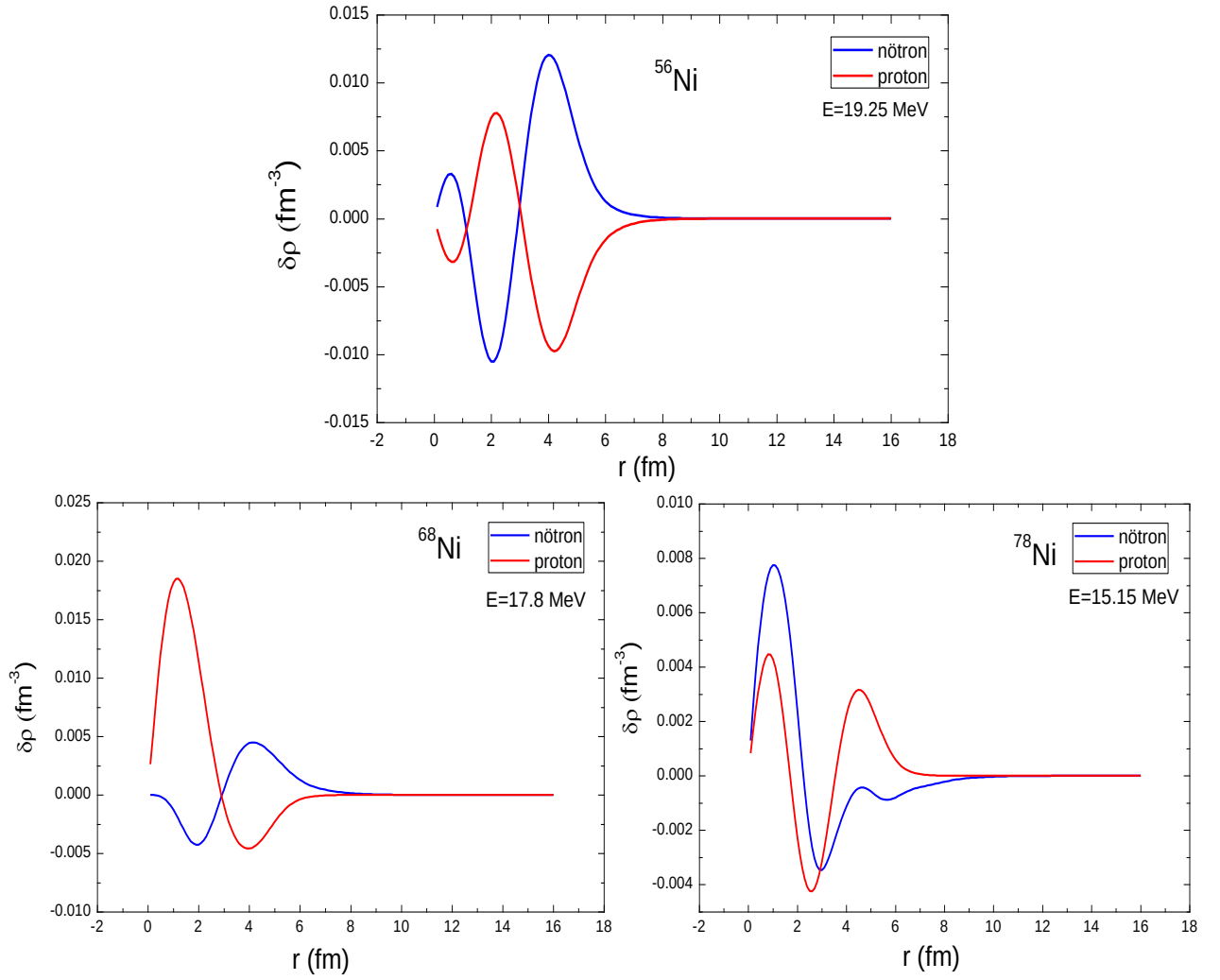
4.2 Ni İzotopları İçin Grafikler

4.2.1 IVGDR İçin Grafikler



Şekil 3.5 Ni izotopları için izovektör dev dipol rezonans (GDR) grafikleri.

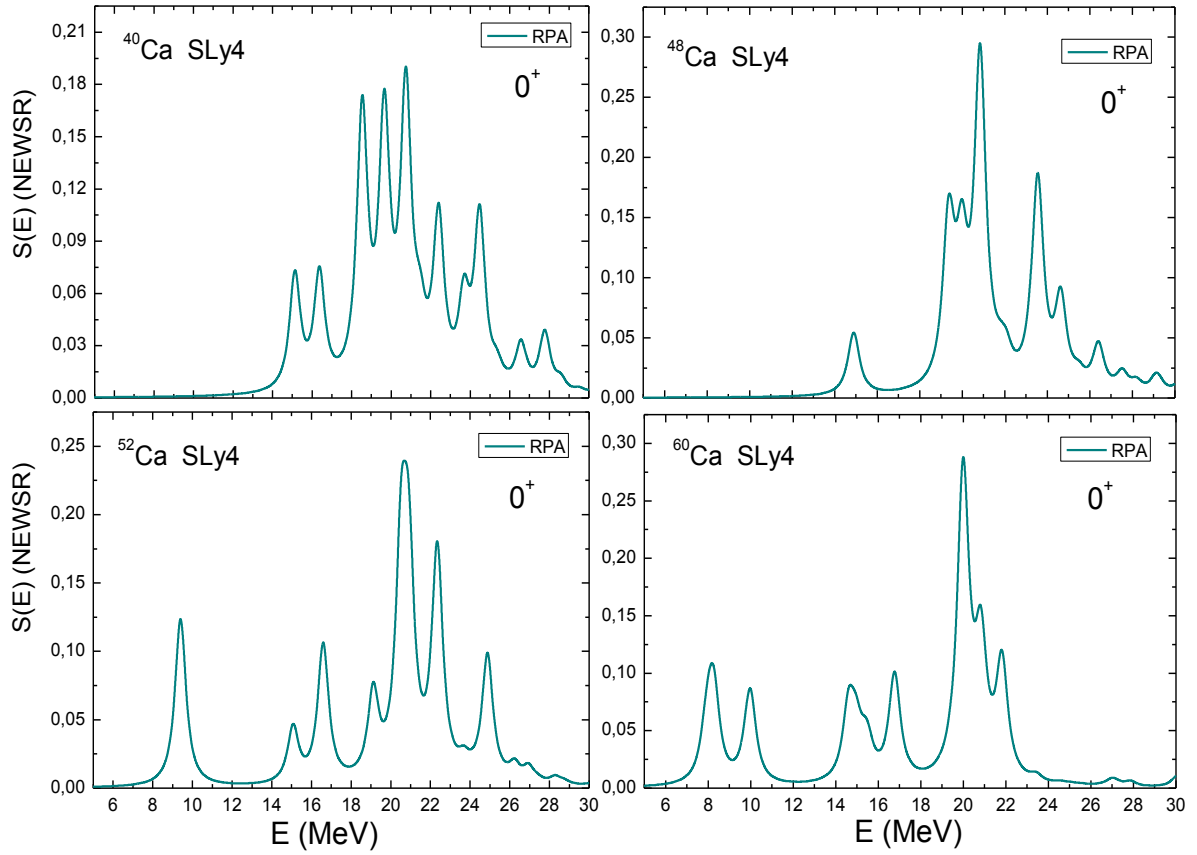
4.2.2 IVGDR İçin Geçiş Yoğunluğu Grafikleri



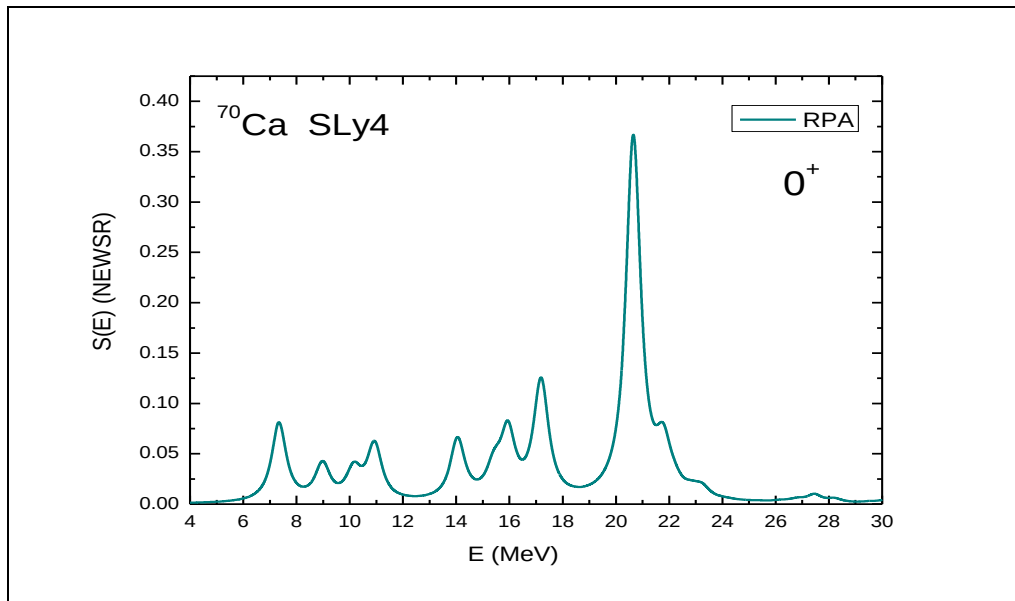
Şekil 3.6Ni izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri.

4.3 Ca İzotopları için Grafikler

4.3.1 ISGMR için Grafikler

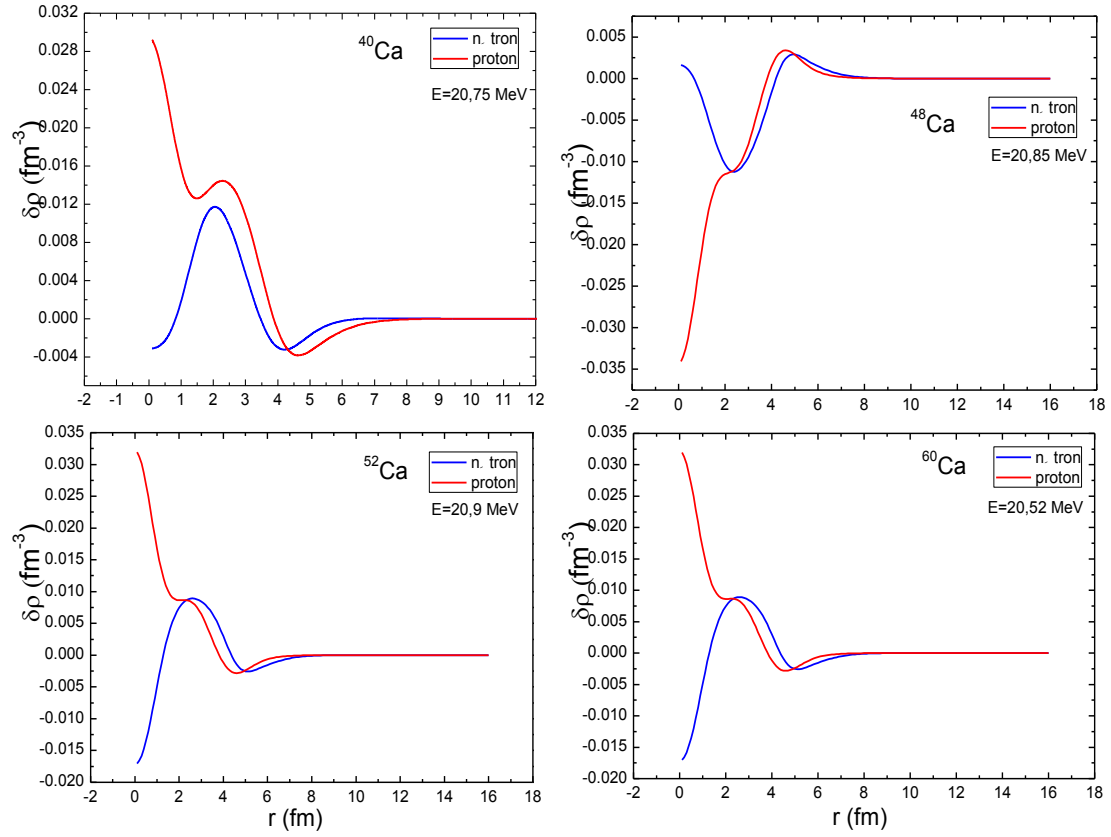


Şekil 3.7 Ca izotopları için izoskaler dev monopol rezonans (GMR) grafikleri

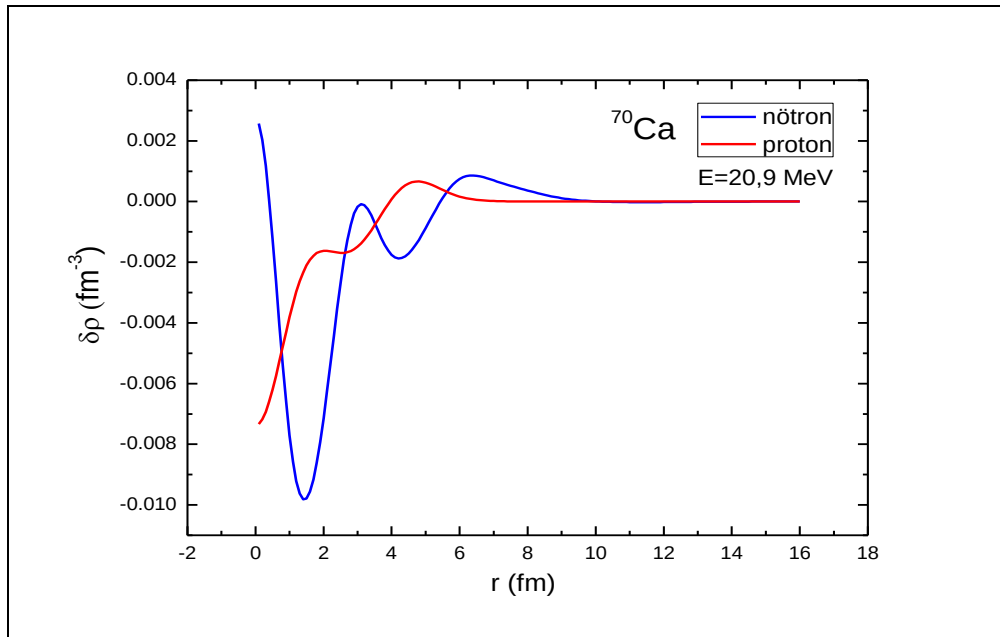


Şekil 3.8 ^{70}Ca çekirdeği için izoskaler dev monopol rezonans (GMR) grafiği.

4.3.2 ISGMR için Geçiş Yoğunluğu Grafikleri



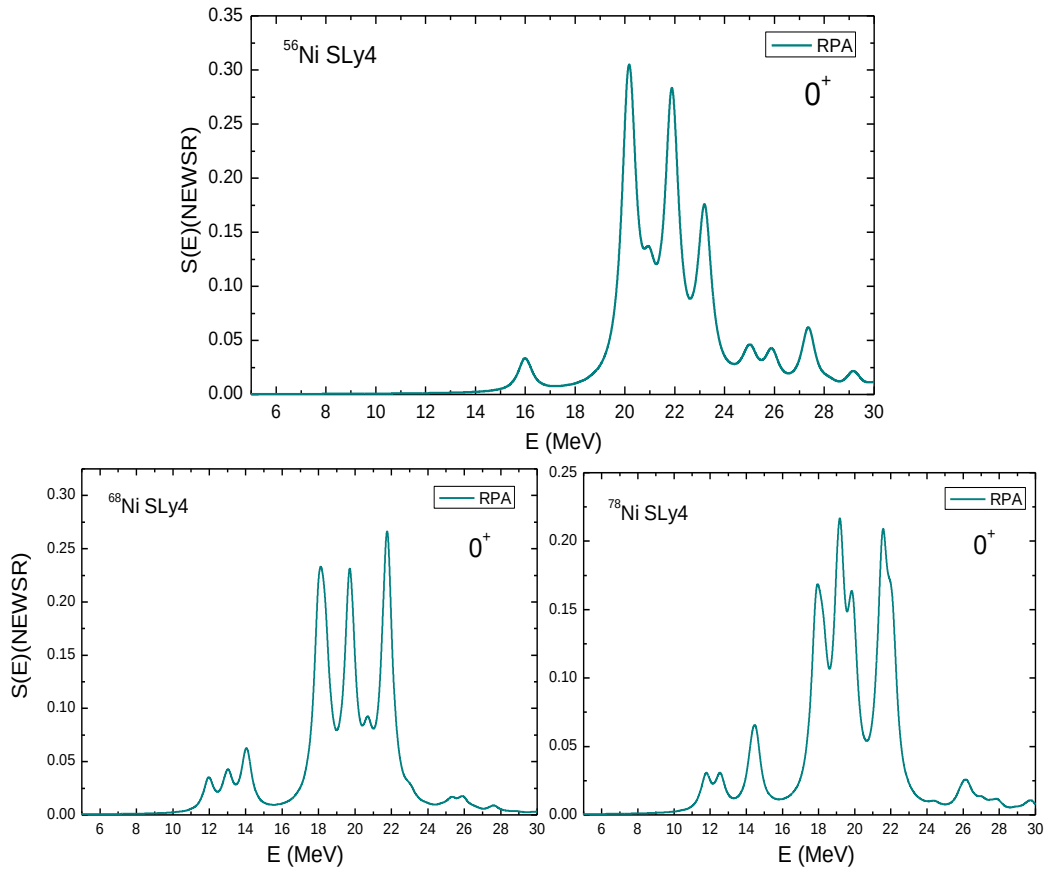
Şekil 3.9Ca izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri.



Şekil 3.10 ^{70}Ca çekirdeği için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafiği.

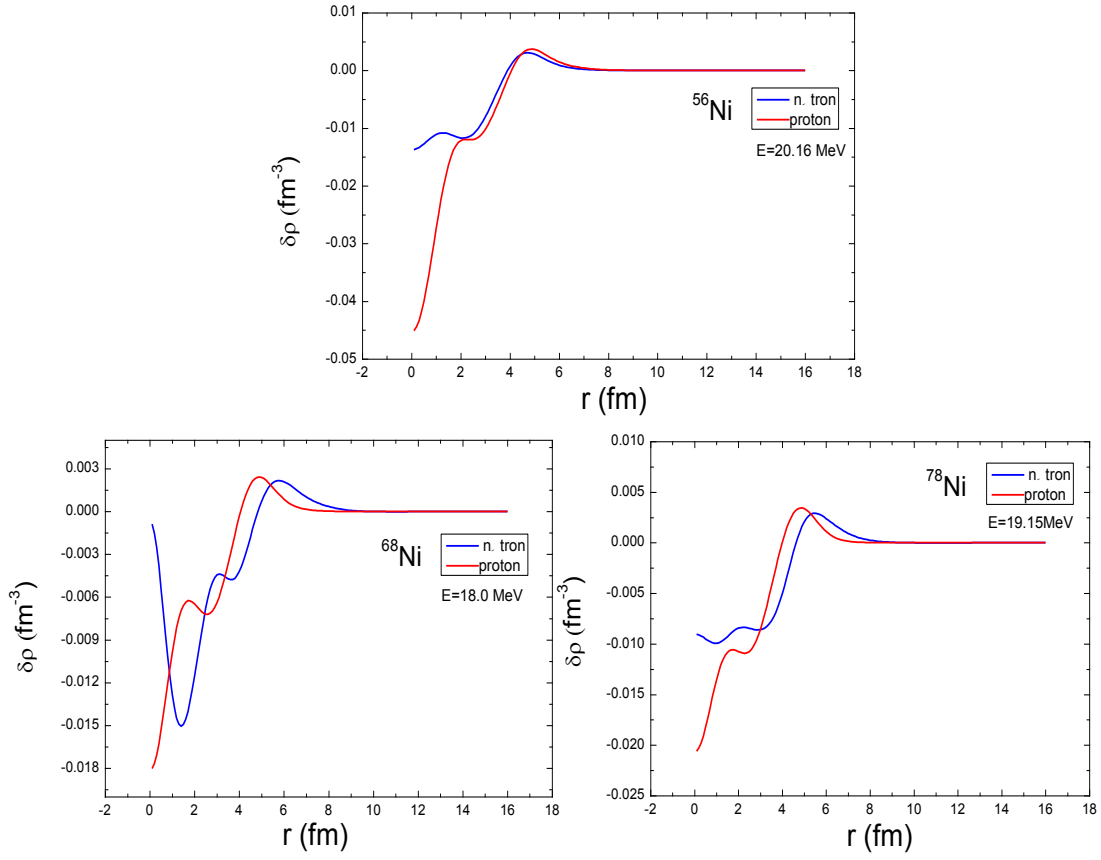
4.4 Ni İzotopları İçin Grafikler

4.4.1 IVGMR İçin Grafikler



Şekil 3.11 Ni izotopları için izoskaler dev monopol rezonans (GMR) grafikleri.

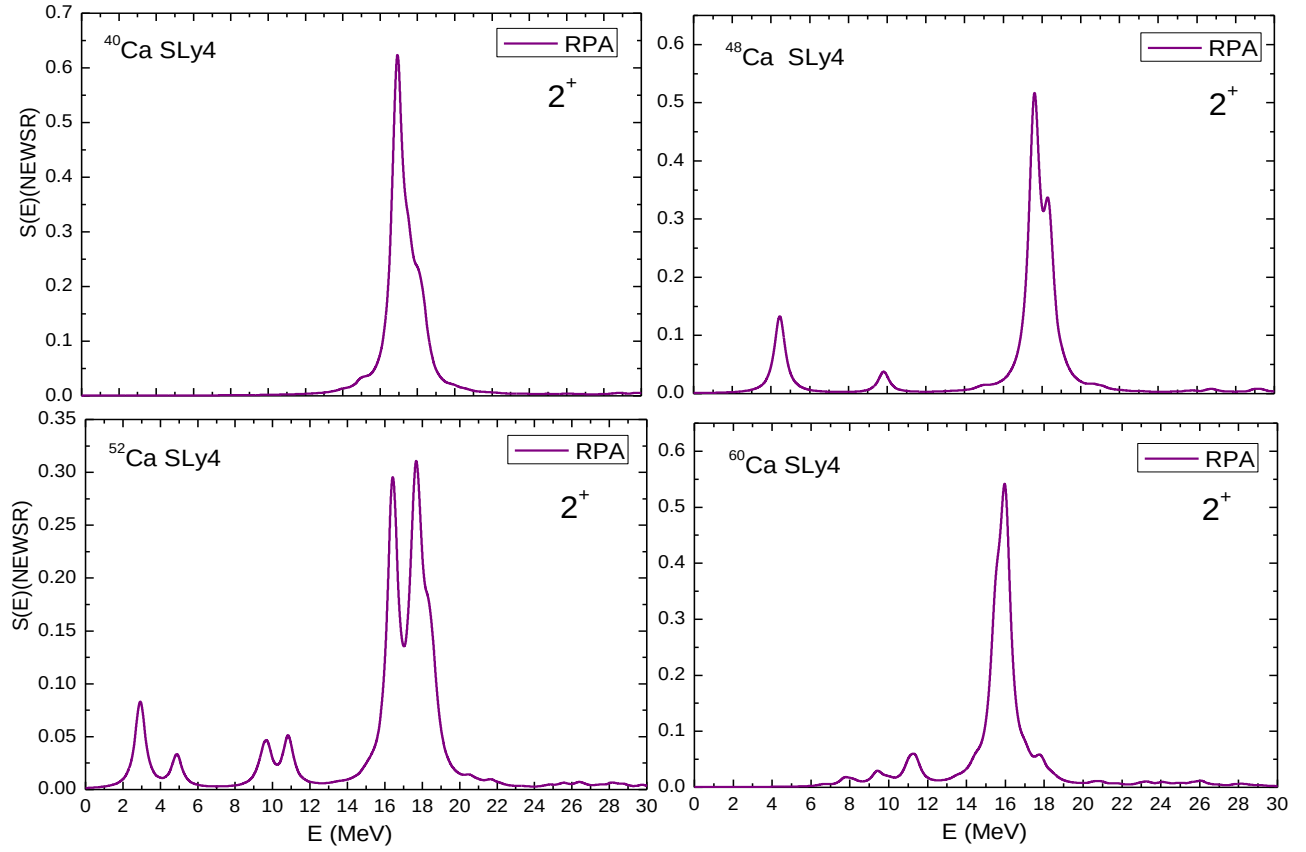
4.4.2 IVGMR İçin Geçiş Yoğunluğu Grafikleri



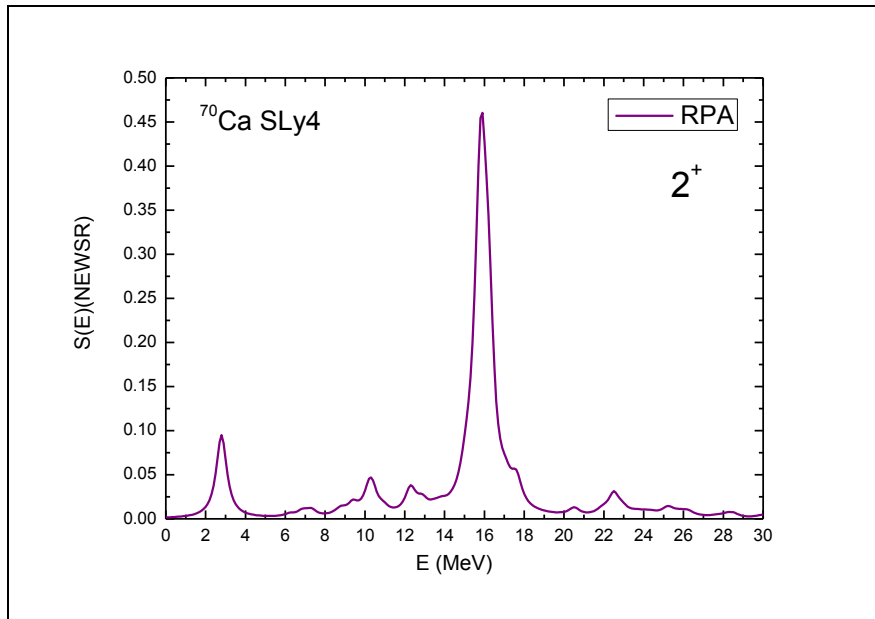
Şekil 3.12Ni izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri.

4.5 Ca izotopları için Grafikler

4.5.1 ISGQR için Grafikler

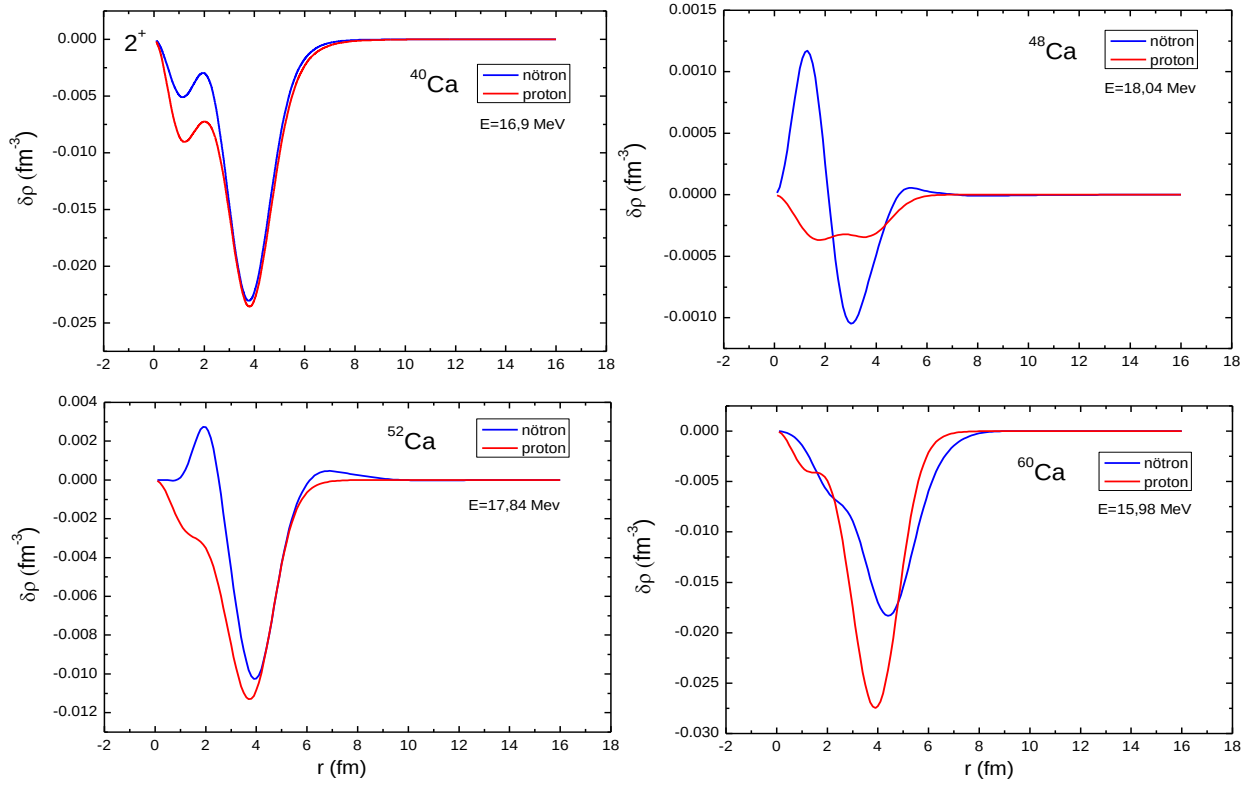


Şekil 3.13 Ca izotopları için izoskaler dev kuadrupol rezonans (GQR) grafikleri.

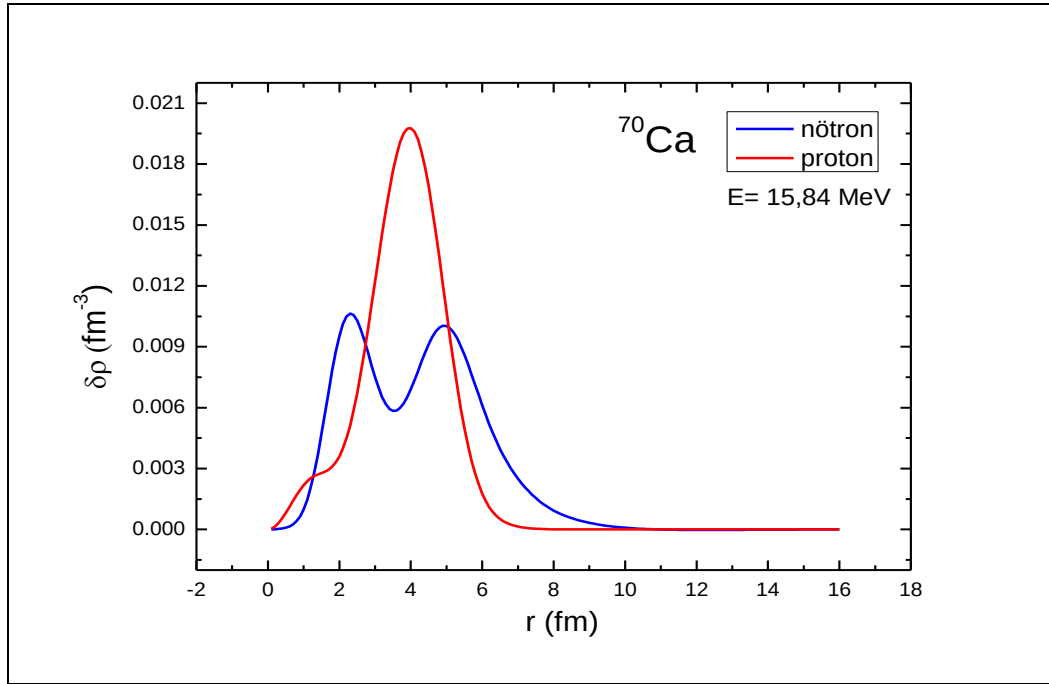


Şekil 3.14 ^{70}Ca çekirdeği için izoskaler dev kuadrupol rezonans (GQR) grafiği.

4.5.2 IVGQR için Geçiş Yoğunluğu Grafikleri



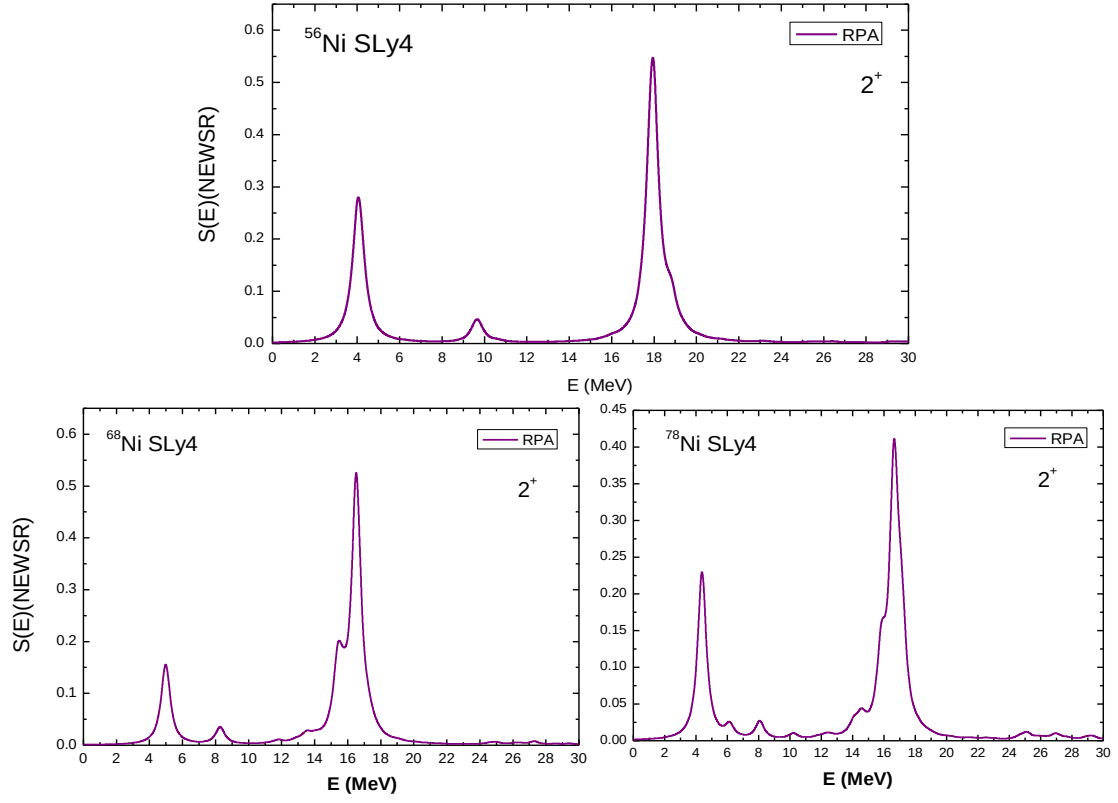
Şekil 3.15 Ca izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri.



Şekil 3.16 ^{70}Ca çekirdeği için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafiği.

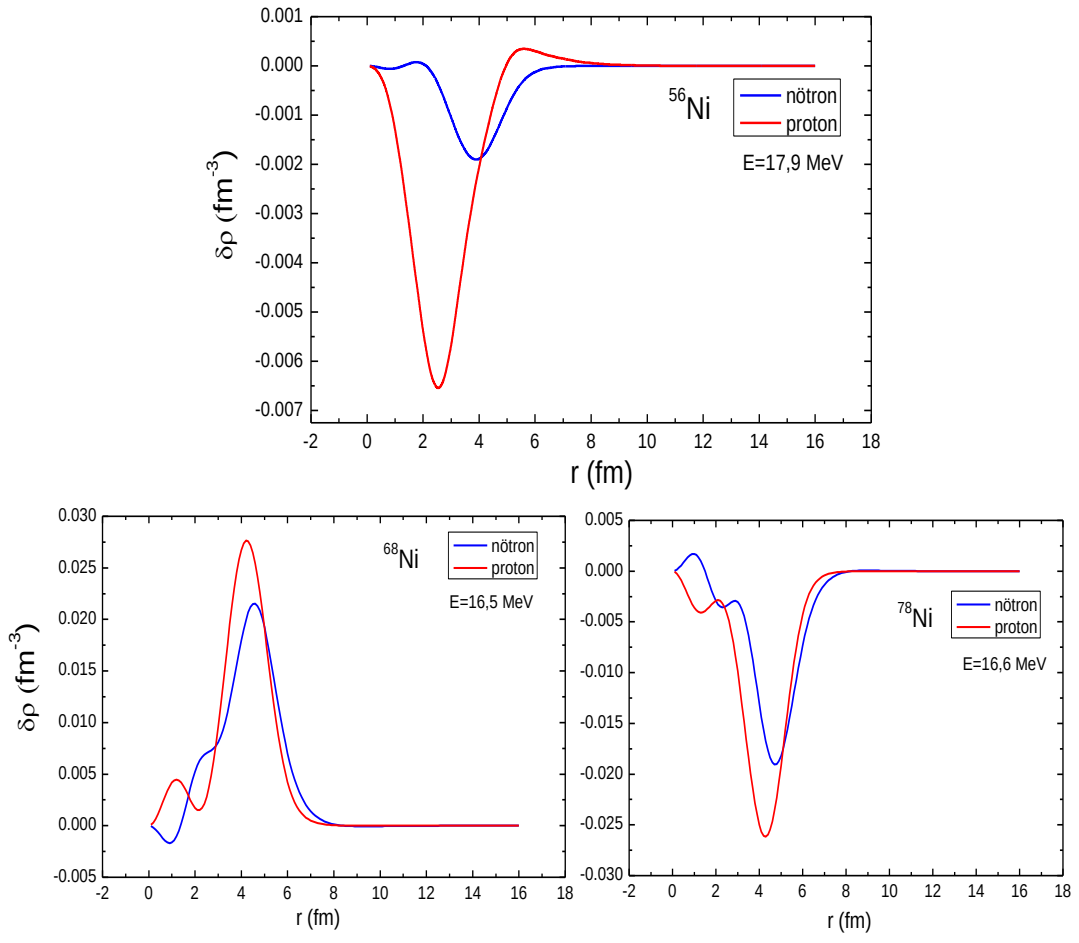
4.6 Ni İzotopları İçin Grafikler

4.6.1 IVGQR İçin Grafikler



Şekil 3.17 Ni izotopları için i izoskaler dev kuadrupol rezonans (GQR) grafikleri.

4.6.2 IVGQR İçin Geçiş Yoğunluğu Grafikleri



Şekil 3.18Ni izotopları için proton-nötron geçiş yoğunluğu grafikleri.

BÖLÜM 5

SONUÇ ve ÖNERİLER

Bu çalışmada Dev çoklu rezonanslar, Skyrme kuvvetlerinden SLy4 parametresi kullanılarak hesaplandı.

Bu çalışmada, HF+RPA yaklaşımı kullanıldı ve çalışmalar iki aşamada gerçekleştirildi. İlk olarak, her bir çekirdeğin enerji seviyeleri HF yöntemiyle hesaplandı. Daha sonra, hesaplanan nümerik sonuçlar RPA yöntemi kullanılarak dağılım fonksiyonunun enerjiye göre değişimi incelendi. Hesaplamalar $J^{\pi} = 1^{-}$ izovektör dipol, $J^{\pi} = 0^{+}$ izoskaler monopol, $J^{\pi} = 1^{+}$ izoskaler kuadrupol durumları için yapıldı. Dev dipol rezonans için enerji aralığımız 4-30 MeV, dev monopol rezonans için enerji aralığımız 6-30 MeV, dev kuadrupol rezonans için enerji aralığımız 0-30 MeV olarak seçildi.

İlk hesaplar ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{52}Ca , ^{60}Ca , ^{70}Ca izotopları ve ^{56}Ni , ^{68}Ni , ^{78}Ni izotopları için GDR de yapıldı. Şekil 3.1de ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{52}Ca , ^{60}Ca izotopları ile Şekil 3.2de ^{70}Ca Çekirdeği için yapılan dev dipol rezonans (GDR) sonuçları elde edildi. Çalışmamızda kapalı kabuk ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{52}Ca , ^{60}Ca , ^{70}Ca izotopları kullanıldı. ^{40}Ca çekirdeği için GDR yaklaşık olarak 18.2 MeV civarında bulundu. ^{48}Ca çekirdeği için ise GDR yaklaşık olarak 18.3 MeV civarında bulundu. Bu çekirdekler için GDR deneysel olarak 19.0 MeV civarında bulunmuştur [14]. ^{52}Ca , ^{60}Ca ve ^{70}Ca için GDR enerjileri sırasıyla yaklaşık olarak 17.0 MeV, 15 MeV ve 14 MeV olarak hesaplandı.

Şekil 3.1ve Şekil 3.2de nötron miktarındaki artışla beraber GDR düşük enerji bölgelerine (6-11 MeV) doğru kayma olduğu gözlemlenmiştir. Bunun yanı sıra, nötron artışı sonucu tepki

fonksiyonunda dağılmalar olmaktadır. Literatürde, nötron sayısının artışı ile oluşan bu düşük enerjili modlar, cüce dipol rezonanslar olarak bilinmektedir [15-21].

Şekil 3.3de ^{40}Ca ^{48}Ca ^{52}Ca ^{60}Ca izotopları ile Şekil 3.4 de ^{70}Ca çekirdeği için geçiş yoğunlukları hesaplandı. Proton ve nötron geçiş yoğunlukları, uyarılmış durumların davranışını açıklanmak için kullanılmaktadır. Geçiş yoğunluklarının analizi ve radyal bağımlılıkları, çekirdeklerin uyarılmış durumlarının karakteri hakkında bilgi vermektedir. GDR için seçilen enerjilerde geçiş yoğunlukları incelenmiştir ^{40}Ca ^{48}Ca ^{52}Ca için çekirdeğin iç (0-4 fm) ve dış bölgelerinde (4-10 fm), proton ve nötron geçiş yoğunlukları izovektörel karakterdedir. Yani, proton ve nötron zıt fazdadır. ^{60}Ca da ise, nötron miktarının artışı ile beraber, geçiş yoğunluklarında çekirdeğin iç bölgesinde izoskaler, dış bölgesinde ise izovektörel karakter görülmektedir. ^{60}Ca çekirdeğinin geçiş yoğunluğunun çekirdeğin iç ve dış bölgesinde de izovektör karakterli olması gerekmektedir. Şekil 3.4de ^{70}Ca çekirdeğinde ise geçiş yoğunluğu çekirdeğin iç ve dış bölgesinde izovektörel karakterdedir.

Şekil 3.5de ^{56}Ni ^{68}Ni ^{78}Ni izotopları için yapılan GDR sonuçları bulunmuştur. ^{56}Ni ^{68}Ni ^{78}Ni için GDR enerjileri sırasıyla yaklaşık olarak 19.1 MeV, 17.7 MeV, 15.5 MeV olarak hesaplanmıştır. Nötron miktarındaki artışla beraber GDR düşük enerji bölgelerine (10-12 MeV) doğru kaymaktadır.

Şekil 3.6da ^{56}Ni ^{68}Ni ^{78}Ni izotopları için GDR seçilen enerjilerde proton ve nötron geçiş yoğunlukları incelenmiştir. ^{56}Ni ^{68}Ni izotopunda geçiş yoğunlukları çekirdeğin iç ve dış bölgesinde izovektörel karakterdedir. ^{78}Ni izotopunda ise geçiş yoğunluğu çekirdeğin iç ve dış bölgesinde izovektörel karakterli olması gerekirken izoskaler karakter olarak bulunmuştur.

Şekil 3.7de ^{40}Ca ^{48}Ca ^{52}Ca ^{60}Ca izotopları ile Şekil 3.8de ^{70}Ca Çekirdeği için yapılan dev monopol rezonans (GMR) sonuçları gösterildi. ^{40}Ca ^{48}Ca için GMR enerjisi yaklaşık olarak 20,2 MeV civarında bulundu. Şekil 3.7ve Şekil 3.8de de gösterildiği üzere nötron miktarının artışı ile birlikte ^{52}Ca ve ^{60}Ca da GMR enerjisi düşük bölgelere doğru kaymakta olduğu gözlenmiştir.

Şekil 3.9 da ^{40}Ca ^{48}Ca ^{52}Ca ^{60}Ca izotopları için geçiş yoğunlukları incelendiğinde proton ve nötron geçiş yoğunlukları çekirdeğin iç ve dış bölgesinde izoskaler karakterlidir. Yani aldığımız sonuçlar deneysel verilerle uyumaktadır. Şekil 3.10da ^{70}Ca çekirdeğinde ise nötron

miktarının artışı ile beraber proton ve nötron geçiş yoğunlukları çekirdeğin iç ve dış bölgesinde izoskaler karakterde olması gerekirken izovektörel karakterde bulunmuştur.

Şekil 3.11de ^{56}Ni ^{68}Ni ^{78}Ni izotopları için yapılan GMR sonuçları gösterildi. ^{56}Ni için deneysel olarak bulunan GMR değeri 19.3 ± 0.5 MeV olarak bulunmuştur.[21] ^{56}Ni için RPA sonuçlarına göre GMR enerjisi 20-22 MeV arasında bir dağılım göstermektedir. Yani bulunan sonuçlar deneysel sonuçlarla uyumludur. ^{68}Ni ve ^{78}Ni için GMR değerleri 18-22 MEV arasında dağılım göstermektedir ve nötron artışı ile beraber düşük enerji bölgelerinde (10-12 MeV) oluşan uyarılmalar açıkça görülmektedir.

Şekil 3.12 de ^{56}Ni ^{68}Ni ^{78}Ni izotopları için GMR seçilen enerjilerde proton ve nötron geçiş yoğunlukları incelenmiştir. ^{56}Ni için izoskaler karakterde olan geçiş yoğunlukları nötron miktarındaki artışla beraber özellikle ^{68}Ni çekirdeği için çekirdeğin iç ve dış bölgelerinde izoskaler karakterde olması gerekirken çekirdeğin iç bölgesinde izovektörel karakterde bulunmuştur. ^{78}Ni ise izoskaler karakter görülmektedir.

Şekil 3.13 de ^{40}Ca ^{48}Ca ^{52}Ca ^{60}Ca izotopları ile Şekil 3.14de ^{70}Ca Çekirdeği için yapılan dev kuadropol rezonans (GQR) sonuçları gösterilmektedir. ^{40}Ca ^{48}Ca çekirdekleri için GQR enerjisi yaklaşık olarak 17 MeV civarında bulunmuştur. Nötron miktarının artışı ile beraber ^{52}Ca ve ^{60}Ca için GQR enerjisi yaklaşık olarak 16 MeV civarında bulunmuştur.

Şekil 3.15 de ^{40}Ca ^{48}Ca ^{52}Ca ^{60}Ca izotopları ile Şekil 3.16da ^{70}Ca çekirdeği için geçiş yoğunlukları izoskaler karakterlidir. Yani deneysel verilerle uyum göstermektedir.

Şekil 3.17de ^{56}Ni ^{68}Ni ^{78}Ni izotopları için yapılan GQR sonuçları gösterilmektedir. ^{56}Ni için GQR değeri $16,2 \pm 0.5$ MeV oalarak bulunmuştur. ^{56}Ni için RPA sonuçları ise 18 MeV civarındadır.

Şekil 3.18de ^{56}Ni ^{68}Ni ^{78}Ni izotoplarının geçiş yoğunluklarının izoskaler karakterde olduğu gözlenmiştir.

KAYNAKLAR

- [1] Wong, T., (1990). Giant Resonances, Second Edition, Oxford University, Oxford.
- [2] HARAKEH, M.,(2001). Giant resonances Fundamental High – Frequency Modes of Nuclear Excitation, Oxford Science Publications, New York.
- [3] Şirin, M., (2006). Çekirdek Fiziği, YTÜ Yayınları, İstanbul.
- [4] HARAKEH, M.,(1976). Giant quadrupole (isoscalar) excitations, Oxford Science Publications, Italy.
- [5] Berger, J., (2008). Giant Resonances in Exotic Nuclei DM Brink, Department of Physics, Oxford University, New York.
- [6] Bender, M., (2003). “Dipol Resonances”, Rev.Mod.Phys, 75:121-125.
- [7] Khan,E. , Sandulescu,N ve Grasso,M., (2002). “Nuclear friction and giant resonance characteristics”, Rev.Mod.Phys, 66:24-139.
- [8] Matsuo,M., (2001). Nucl.Phys.A, 109:70-93.
- [9] Paar,N., Ring,P.veVretenar, D., (2003). Phys.Rev C, 85:90-117.
- [10] H.Sagawa and H.Esbensen, (2001). Nucl.Phys.A 693:448.
- [11] S.Peru ,J.F.Berger ve P.F.Bartignon, (2005). Eur. Phys J.A , 26:25.
- [12] D.H Youngblood ve P. Bogucki, (1997). Bronson Phys 23:5-9.
- [13] Y.W.Lui veD.H.Youngblood, (2006). Phys Rewiev C, 73:14-74 .
- [14] T. Hartmann, J. Enders, P. Mohr, K. Vogt, S. Volz ve A. Zilges, (2002). Phys. Rev. C, 65:147.
- [15] N. Paar, D. Vretenar, E. Khan ve G. Colò, (2007). Rep. Prog. Phys, 70:149-161.
- [16] A. M. Fallot, K. Boretzky, T. Aumann, D. Cortina-Gil, U. Datta Pramanik, Th.W.Elze, H. Emling,Klimkiewicz ve N. Paar, (1966). “Giant Resonances in Exotic Nuclei”, Phys. Rev of Research.
- [17] J. Piekarewicz,(2011). Phys. Rev. C, 83:234-319.

- [18] D. Vretenar, N. Paar, P. Ring ve G.A. Lalazissis, (2001). Phys. Rev. C, 63:243.
- [19] T. Kobayashi, S. Shimoura, I. Tanihata, K. Katori, K. Matsuta, T. Minamisono, K. Sugimoto, W. Müller, D.L. Olson, T.J.M. Symons ve H. Wieman, (1989). Phys. Lett. B, 232:51.
- [20] E. Yüksel, E. Khan ve K. Bozkurt, (2012). Nuclear Physics A, 877:35-50.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Emel ÇINAR
Doğum Tarihi ve Yeri : 11.02.1985 AMASYA
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : emelsuzencinar@gmail.com

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Lisans	Fizik	On dokuz Mayıs Üniversitesi	2009
Lise	Sayısal	Amasya Anadolu Lisesi	2005

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2012	İstanbul Üniversitesi Bilgi Teknolojileri Birimi	İş Analisti