

YILIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN ATOM
ÇEKİRDEKLERİNDE DEV VE CÜCE REZONANSLARIN
İNCELENMESİ

Fizikçi Ersin ŞAHİN

F.B.E. Fizik Anabilim Dalında Hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Prof. Dr. Mehmet ŞİRİN

Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Prof. Dr. Ali TUTAY

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Mehmet ŞİRİN (Yıldız Teknik Üniversitesi)

İSTANBUL,2009

YILIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN ATOM
ÇEKİRDEKLERİNDE DEV VE CÜCE REZONANSLARIN
İNCELENMESİ

Fizikçi Ersin ŞAHİN

F.B.E. Fizik Anabilim Dalında Hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Prof. Dr. Mehmet ŞİRİN

Yrd. Doç. Dr. Kutsal BOZKURT

Prof. Dr. Ali TUTAY

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Mehmet ŞİRİN (Yıldız Teknik Üniversitesi)

İSTANBUL,2009

İÇİNDEKİLER

Sayfa

SİMGE LİSTESİ.....	i
KISALTMA LİSTESİ.....	iii
ŞEKİL LİSTESİ.....	iv
TABLO LİSTESİ.....	viii
ÖNSÖZ.....	ix
ÖZET.....	x
ABSTRACT.....	xi
1.GİRİŞ.....	1
2.MODEL.....	8
2.1 Hartree-Fock.....	8
2.1.1 Hartree-Fock Formalizmi.....	8
2.1.2 Skyrme-Hartree-Fock.....	11
2.1.3 Landau-Migdal Etkileşimi.....	14
2.2 Hartree-Fock +RPA.....	15
2.2.1 Hartree-Fock+RPA Formalizmi.....	15
2.3 Sonlu Sıcaklık Hesapları.....	21
3. HESAPLAR.....	22
3.1 Sıfır Sıcaklık (T=0 MeV) için Hesaplar.....	23
3.1.1 Z=68, A=28 Nikel için Grafikler (^{68}Ni).....	23
3.1.1.1 GDR için Grafikler.....	23
3.1.1.2 PDR için Grafikler.....	25
3.1.2 Z=50, A=112 Kalay için Grafikler (^{112}Sn).....	28
3.1.2.1 GDR için Grafikler.....	28
3.1.2.2 PDR için Grafikler.....	30
3.1.3 Z=50, A=114 Kalay için Grafikler (^{114}Sn).....	33
3.1.3.1 GDR için Grafikler.....	33
3.1.3.2 PDR için Grafikler.....	35

3.1.4Z=82, A=208 Kurşun için Grafikler (^{208}Pb).....	38
3.1.4.1GDR için Grafikler.....	38
3.1.4.2PDR için Grafikler.....	40
3.1.5Z=50, A=180 Kalay için Grafikler (^{180}Sn).....	43
3.1.5.1GDR için Grafikler.....	43
3.1.5.2PDR için Grafikler.....	45
3.2 Sonlu Sıcaklık (T=2 MeV)için Hesaplar.....	48
3.2.1Z=68, A=28 Nikel için Grafikler (^{68}Ni).....	48
3.2.1.1PDR için Grafikler.....	48
3.2.1.2GDR için Grafikler.....	49
3.2.2Z=82, A=208 Kurşun için Grafikler (^{208}Pb).....	50
3.2.2.1PDR için Grafikler.....	50
3.2.2.2GDR için Grafikler.....	51
4.SONUÇ ve TARTIŞMA.....	52
EKLER.....	56
KAYNAKLAR.....	58
ÖZGEÇMİŞ.....	62

SİMGE LİSTESİ

A: Kütle Numarası

Z: Proton Numarası

N: Nötron Numarası

J: Spin

j: Açısal Momentum

j: Tek-parçacık Dalga Fonksiyonu

q_i : İzospin

E_x : Uyarılma Enerjisi

M: Çekirdeğin Kütlesi

Ni : Nikel

H: Hamiltonyen

ρ : Pi Sayısı

k: Boltzmann Sabiti

fm: Femtometre

MeV: Mega elektronvolt

Pb: Kurşun

T: Sıcaklık

U: Potansiyel Terimi

Sn: Kalay

s : Spin Parameresi

Φ : Slater Determinantı

Ψ : Schrödinger Dalga Fonksiyonu

m : Kuantum numarası

F_0 : Landau Parametresi

G_0 : Pertürbe olmamış Green Fonksiyonu

G^{RPA} : RPA Green Fonksiyonu

$S(E)$: Tepki Fonksiyonu

ρ : Geçiş Yoğunluğu

$\hat{F}$: Geçiş Operatörü

n : Baş Kuantum Numarası

k : Momentum Operatörü

p : Nükleon yoğunluğu

J_q : Akım Yoğunluğu

t_q : Kinetik Enerji Yoğunluğu

W_q : Spin-Orbit Potansiyeli

a : Skyrme Parametresi

W_0 : Skyrme Parametresi

x_i : Skyrme Parametresi

R_a : Radyal Fonksiyon

X_{mo} : İzospin Fonksiyonu

Y_{jlm} : Küresel Harmonik Fonksiyon

KISALTAMA LİSTESİ

HF: Hartree-Fock

RPA: Random Phase Approximation (Bağımsız Faz Yaklaşımı)

GMR: Giant Monopole Resonance (Dev Monopol Rezonans)

GDR: Giant Dipole Resonance (Dev Dipol Rezonans)

GQD: Giant Quadrupole Resonance (Dev Kuadropol Rezonans)

PDR: Pygmy Dipole Resonance (Cüce Dipol Rezonans)

SHF: Skyrme Hartree-Fock

N-N: Nükleon-Nükleon

LM: Landau-Migdal

ŞEKİL LİSTESİ

	Sayfa
Şekil-1.1 Çekirdekte Uyarılma modları.....	2
Şekil-1.2 Çekirdekte elektrik dipol uyarılmaları.....	3
Şekil-1.3 Nötron-protonların olası konfigürasyonları	4
Şekil-3.1 Nikel çekirdeğinde KDEO etkileşimi için GDR Grafiği	23
Şekil-3.2 Nikel çekirdeğinde SkM* etkileşimi için GDR Grafiği	23
Şekil-3.3 Nikel çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için GDR Grafiği	24
Şekil-3.4 Nikel çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için GDR Grafiği	24
Şekil-3.5 Nikel çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için GDR Grafiği	25
Şekil-3.6 Nikel çekirdeğinde KDEO etkileşimi için PDR Grafiği	25
Şekil-3.7 Nikel çekirdeğinde SkM* etkileşimi için PDR Grafiği	26
Şekil-3.8 Nikel çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için PDR Grafiği	26
Şekil-3.9 Nikel çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için PDR Grafiği	27
Şekil-3.10 Nikel çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için PDR Grafiği	27
Şekil-3.11 Kalay çekirdeğinde KDEO etkileşimi için GDR Grafiği	28
Şekil-3.12 Kalay çekirdeğinde SkM* etkileşimi için GDR Grafiği	28
Şekil-3.13 Kalay çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için GDR Grafiği	29
Şekil-3.14 Kalay çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için GDR Grafiği	29
Şekil-3.15 Kalay çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için GDR Grafiği	30
Şekil-3.16 Kalay çekirdeğinde KDEO etkileşimi için PDR Grafiği	30
Şekil-3.17 Kalay çekirdeğinde SkM* etkileşimi için PDR Grafiği	31
Şekil-3.18 Kalay çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için PDR Grafiği	31

Şekil-3.19	Kalay çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için PDR Grafiği	32
Şekil-3.20	Kalay çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için PDR Grafiği	32
Şekil-3.21	Kalay çekirdeğinde KDEO etkileşimi için GDR Grafiği	33
Şekil-3.22	Kalay çekirdeğinde SkM* etkileşimi için GDR Grafiği	33
Şekil-3.23	Kalay çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için GDR Grafiği	34
Şekil-3.24	Kalay çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için GDR Grafiği	34
Şekil-3.25	Kalay çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için GDR Grafiği	35
Şekil-3.26	Kalay çekirdeğinde KDEO etkileşimi için PDR Grafiği	35
Şekil-3.27	Kalay çekirdeğinde SkM* etkileşimi için PDR Grafiği	36
Şekil-3.28	Kalay çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için PDR Grafiği	36
Şekil-3.29	Kalay çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için PDR Grafiği	37
Şekil-3.30	Kalay çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için PDR Grafiği	37
Şekil-3.31	Kurşun çekirdeğinde KDEO etkileşimi için GDR Grafiği	38
Şekil-3.32	Kurşun çekirdeğinde SkM* etkileşimi için GDR Grafiği	38
Şekil-3.33	Kurşun çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için GDR Grafiği	39
Şekil-3.34	Kurşun çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için GDR Grafiği	39
Şekil-3.35	Kurşun çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için GDR Grafiği	40
Şekil-3.36	Kurşun çekirdeğinde KDEO etkileşimi için PDR Grafiği	40
Şekil-3.37	Kurşun çekirdeğinde SkM* etkileşimi için PDR Grafiği	41
Şekil-3.38	Kurşun çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için PDR Grafiği	41
Şekil-3.39	Kurşun çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için PDR Grafiği	42
Şekil-3.40	Kurşun çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için PDR Grafiği	42
Şekil-3.41	Kalay çekirdeğinde KDEO etkileşimi için GDR Grafiği	43
Şekil-3.42	Kalay çekirdeğinde SkM* etkileşimi için GDR Grafiği	43

Şekil-3.43	Kalay çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için GDR Grafiği	44
Şekil-3.44	Kalay çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için GDR Grafiği	44
Şekil-3.45	Kalay çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için GDR Grafiği	45
Şekil-3.46	Kalay çekirdeğinde KDEO etkileşimi için PDR Grafiği	45
Şekil-3.47	Kalay çekirdeğinde SkM* etkileşimi için PDR Grafiği	46
Şekil-3.48	Kalay çekirdeğinde SLy5 etkileşimi için PDR Grafiği	46
Şekil-3.49	Kalay çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için PDR Grafiği	47
Şekil-3.50	Kalay çekirdeğinde Skyrme etkileşimleri için PDR Grafiği	47
Şekil-3.51	Nikel çekirdeğinde KDEO etkileşimi için sonlu sıcaklıkta PDR Grafiği	48
Şekil-3.52	Nikel çekirdeğinde Sly7 etkileşimi için sonlu sıcaklıkta PDR Grafiği	48
Şekil-3.53	Nikel çekirdeğinde KDEO etkileşimi için sonlu sıcaklıkta GDR Grafiği	49
Şekil-3.54	Nikel çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için sonlu sıcaklıkta GDR Grafiği	49
Şekil-3.55	Kurşun çekirdeğinde KDEO etkileşimi için sonlu sıcaklıkta PDR Grafiği	50
Şekil-3.56	Kurşun çekirdeğinde Sly7 etkileşimi için sonlu sıcaklıkta PDR Grafiği	50
Şekil-3.57	Kurşun çekirdeğinde KDEO etkileşimi için sonlu sıcaklıkta GDR Grafiği	51
Şekil-3.58	Kurşun çekirdeğinde SLy7 etkileşimi için sonlu sıcaklıkta GDR Grafiği.....	51

TABLO LİSTESİ

Sayfa

Tablo 1.1 SkM*, Skyrme etkileşimi için parametreler.....	56
Tablo 1.2 SLy5, Skyrme etkileşimi için parametreler.....	56
Tablo 1.3 SLy7, Skyrme etkileşimi için parametreler.....	57
Tablo 1.4 KDEO, Skyrme etkileşimi için parametreler.....	57

ÖNSÖZ

Yüksek lisans derslerimde karşılaştığım zorluklarda bana yol gösteren ve tezimin araştırma safhasından yazım kısmına kadar sürekli yardımlarını esirgemeyen, her türlü kaynak ve teknik desteği bana sunan, Yıldız Teknik Üniversitesi öğretim üyelerinden değerli tez danışmanım Prof.Dr. Mehmet ŞİRİN'e ve hocam Yrd.Doç.Dr. Kutsal BOZKURT'a şükranlarımı sunarım.

Yıldız Teknik Üniversitesi'nde lisans eğitimi aldığım dönemde tanıştığım, Bekir KARAOĞLU sayesinde fizik bilimine olan merakım artmıştır. Benim nükleer fizik ile tanışmama vesile olan, her zaman örnek aldığım Fizik Profesörü Bekir KARAOĞLU'na teşekkür ederim.

Son olarak beni bugünlere getiren, her şeyimi borçlu olduğum değerli aileme sonsuz teşekkür ederim.

Ersin ŞAHİN

ÖZET

NÖTRON BAKIMINDAN ZENGİN ATOM ÇEKİRDEKLERİNDE DEV ve CÜCE REZONANSLARIN İNCELENMESİ

Bu çalışmada, nötron bakımından zengin atom çekirdekleri ^{68}Ni , ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{180}Sn ve ağır çekirdek ^{208}Pb için Dev Dipol Rezonans (GDR) ve Cüce Dipol Rezonans (PDR) değişik nükleon-nükleon etkileşimi olan Skyrme kuvvetleri (Skm*, SLy5, SLy7 ve KDEO) kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplamalar, koordinat uzayında özuyumlu alan teorisi olarak bilinen Hartree-Fock (HF) ve Bağımsız Faz yaklaşımı (RPA) yöntemleri kullanılarak yapılmıştır. Yapılan hesaplar sonucu, farklı Skyrme kuvvetleri için PDR şiddet değerlerinin genelde deneysel verilerle uyduğu gözlenmiştir. Diğer yandan, GDR şiddet değerleri SLy7 ve KDEO etkileşimi için deneysel verilerle daha uygun olduğu görülmüştür. Aynı zamanda, dev ve cüce dipol rezonansların hesapları $T=0$ MeV ve $T=2$ MeV sıcaklıkları için karşılaştırılmıştır. PDR ve GDR şiddetlerinin sıcaklığa hassas olarak bağlı olduğu ve özellikle de PDR için, kolektif etkilerinin $T=4$ MeV de tamamen kaybolduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: cüce dipol rezonans, dev dipol rezonans, Skyrme kuvvetleri, Hartree-Fock, bağımsız faz yaklaşımı

ABSTRACT

PYGMY AND GIANT DIPOLE RESONANCE IN NEUTRON RICH NUCLEI

In this thesis, we study Pygmy Dipole Resonance (PDR) and Giant Dipole Resonance (GDR) for the case of neutron rich nuclei ^{68}Ni , ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{180}Sn and heavy nuclei ^{208}Pb using effective nucleon-nucleon Skyrme interactions such as Skm*, SLy5, SLy7 and KDEO. We use the mean-field theory (HF) and employ the random phase approximation (RPA) in a coordinate space. We observe that the PDR calculations for the different Skyrme interactions are in good agreement with their experimental results. On the other hand, the GDR strength distribution value for the SLy7 and KDEO interactions are more agreeable with their experimental values. We then compare the PDR and GDR calculations at zero and finite temperature ($T=2$ MeV). We find that the PDR and GDR strength distribution depends sensitively on temperature, and especially for PDR calculations the collective effects almost disappear at $T=4$ MeV.

Keywords: pygmy dipole resonance, giant dipole resonance, Skyrme forces, Hartree-Fock, random phase approximation

1. GİRİŞ

Nükleer fizikte, çekirdek içindeki nükleon-nükleon etkileşimler hakkındaki bilgiler nükleer yapıların özelliklerini tanımlamada çok önemlidir. Nükleon-nükleon etkileşimleri hala çok net değildir. Efektif nükleon-nükleon potansiyelini tanımlayabilmek için iki yaklaşım kullanılmaktadır. Birinci yaklaşım; nükleer madde içindeki nükleon-nükleon etkileşimleri, serbest nükleon-nükleon etkileşimi tarafından oluşmaktadır. İkinci yaklaşım ise; “phenomenological” modeli olarak adlandırılmaktadır. Bu model parametrelerden oluşan efektif etkileşim ile başlamaktadır. Rölativistik olmayan yaklaşıma göre efektif nükleon-nükleon etkileşimleri, Hartree-Fock deneysel veri sonuçları ile elde edilmektedir [1].

Skyrme etkileşimi, Hartree-Fock (HF) için hesaplamaları daha basit hale getirmektedir. Skyrme etkileşiminin birçok çeşidi bulunmaktadır. Skyrme çeşitlerinin parametreleri Hartree-Fock’un temel durum özellikleri ile ilgili deneysel sonuçlardan yararlanılarak literatür çalışması ile bulunabilmektedir. Skyrme etkileşimleri seçtiğimiz nükleer veri setine göre değişmektedir. 1975’de Beiner SIII, SIV, SV, SVI Skyrme çeşitlerini üretmiştir. Günümüzde daha çok deneysel veriye ulaşılabilinmekte dolayısı ile çekirdek için yeni Skyrme etkileşim çeşitleri, parametreleri tanımlanabilmektedir. Pür nötron ve simetrik nükleer madde için Skyrme parametreleri yerine, sabit koşullarda Landau parametreleri kullanılmaktadır. Landau parametresi, Skyrme parametrelerinin terimi olarak yazılabilmektedir.

Kolektif hareketin var oluşu, çoklu-parçacık sistemlerinin genel kuantum özelliklerindendir. Çekirdek içindeki kolektif modların çalışılması, nükleer maddenin özellikleri, uyarılmış durumlar ve nükleer kuvvetler hakkında bilgilerimizi geliştirmektedir. Zayıf alanda uyarılmış çekirdeğin dağılım fonksiyonun pik değeri dev kolektif modudur [2,3].

Tipik kolektif uyarılma örneği olan Dev Dipol Rezonans (GDR) nötron ve protonun birbirlerine karşı titreşimidir ve uyarılma enerjisi 10 MeV’in üstündedir. Bu rezonanslar, deneysel olarak Bothe (1937), Baldwin (1947), Baldwin (1948) grupları taraflarından uzun süre çalışılmıştır. Teorik modeller ise, Migdal (1944), Goldhabe (1948), Steinwedel (1950) taraflarından ilk olarak ortaya konulmuştur.

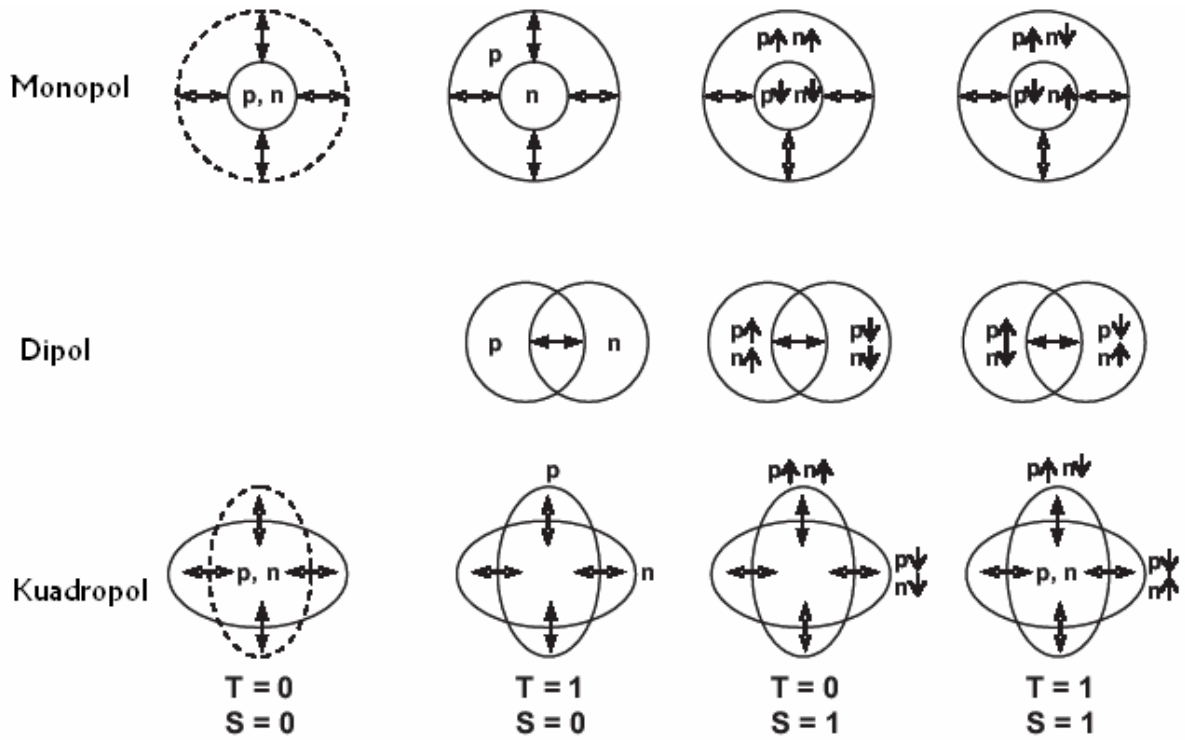
Dev rezonans durumları temel kolektif titreşim modlarıdır. Dev rezonans, zayıf alan ile uyarılmış çekirdek deki dağılım fonksiyonun rezonans pikleri ile tanımlanmaktadır. Dev

rezonans piklerin genişliği ve boyları tipik piklerden daha büyüktür (Wong,1990). Dev rezonans, sıvı-damlası modeline göre açısal momentum, spin ve izospin olarak sınıflandırılmaktadır [4].

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 Kuadropol Rezonans (GQR) olarak adlandırılır.

Şekil 1.1



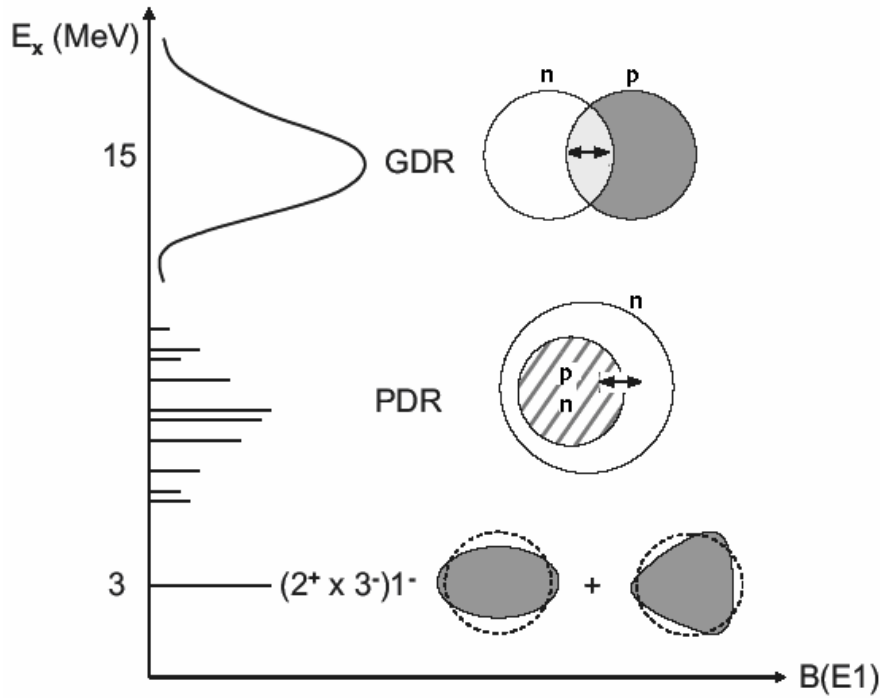
Şekil 1.1’de İzovektör için uyarılma modları gösterilmektedir.

İzospine (T) göre;

- DT=0 durumu, izoskaler olarak adlandırılır. Bu durumda nötron ve proton aynı fazda titreşir.
- DT=1 durumu, izovektör olarak adlandırılır. Bu durumda nötron ve proton birbirlerine zıt yönde titreşirler.

İzovektör Dev Dipol Rezonans (IVGDR) nükleer ve nötron maddelerin özelliklerini incelerken önemlidir.

Şekil 1.2

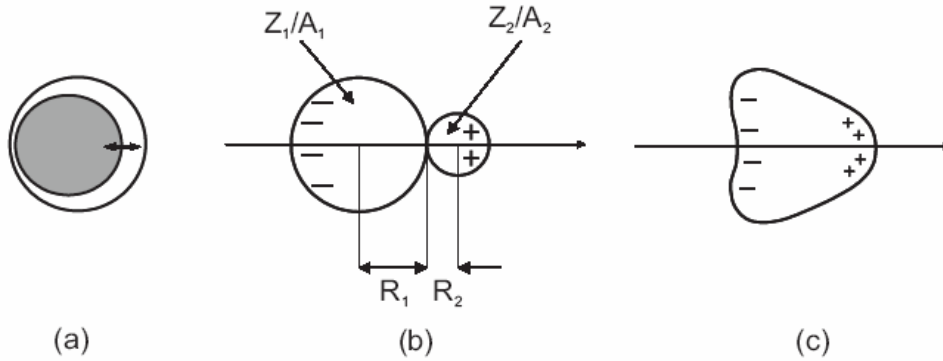


Şekil 1.2'de Çekirdekte elektrik dipol uyarılmaları gösterilmektedir.

Nötron bakımından zengin atom çekirdeklerinin fiziğinin, radyoaktif çekirdek hızlandırıcılarının devreye girmesi ile çok hızlı bir şekilde gelişmesi beklenmektedir. Nötron bakımından zengin radyoaktif atom çekirdeklerinin yapısını anlamak için teorik modellerin geliştirilmesi ve bu konuda hesapların yapılması gerekmektedir.

Nötron zengini çekirdeklerde ($A > Z$; nötron sayısı proton sayısından fazla), “GDR” ’nin enerji bölgesinin altında dipol rezonansın başka bir modu görülebilmektedir. Bu moda Pygmy (cüce) Dipol Rezonans “PDR” denilmektedir. PDR, nötron sayısı proton sayısına eşit veya yaklaşık olan çekirdeklere karşı nötron yüzeyinin titreşmesidir (Mohan et.al, 1971). PDR “nötron threshold (başlangıç)” çevresinde bir bölgededir. Şekil 1.2’ de görüldüğü gibi, PDR enerji bölgesi 10 MeV’nin altındadır. Cüce Dipol Rezonansın özellikleri çeşitli deneysel ve teorik çalışmalardan elde edilmektedir. Bu yüzden nükleer sistemin özellikleri hakkında bilgi vermektedir. Örneğin, nötron yüzeyinin kalınlığı, nötron ayrılma enerjisi ve nükleer simetri enerjisi gibi özellikler hakkında bilgi vermektedir. Son yıllarda PDR üzerine özellikle egzotik çekirdeklerde çalışmalar yoğunlaşmaktadır. Nötron bakımından zengin atom çekirdeklerinde PDR araştırılması amacı ile bir çok farklı teorik yaklaşım kullanılmakta özellikle Hartree-Fock+Bağımsız Faz Yaklaşımı (HF+RPA) veya Hartree-Fock-Bogoliubov+Kuasi Parçacık Bağımsız Faz Yaklaşımı (HFB+QRPA) ile rölativistik ve rölativistik olmayan alan teorileri kullanılmaktadır.[5-12]

Şekil 1.3



Şekil 1.3’de Düzgün dağılmamış nötron-protonların olası konfigürasyonları gösterilmektedir.

Taşma sınırı yanındaki çekirdekler, belli şartlar altında, Şekil 1.3’de görüldüğü gibi kütle dağılımları nükleer korun dışına uzaklaşacak şekilde genişleyen nötron veya proton haloları oluşturmaktadır. Halo çekirdeklerin elektrik ve manyetik momentlerinin ölçümleri CERN’de, ISOLDE deneyi adı altında odaklanarak çalışılmaktadır. Bu çekirdeklerde son nüklonların ayrılma enerjileri çok küçük olduğundan, kor dışında geniş bir alana uzanan haloların ortalama yarıçap (rms) değerleri kor ve kütle yarıçapından daha büyük olmaktadır.

Bu halo etkisi, halo çekirdeklerin β -bozunum ihtimallerinin artmasında önemli bir rol oynamaktadır [13]. Hartree-Fock yöntemi veya öz uyumlu alan yöntemi olarak bilinen yaklaşım 1928’de Hartree tarafından formüle edilmiştir.

Bu yaklaşıklığın 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 başarabilmiş ve denklemleri çözebilmek için öz-uyum gerekliliğini temel alan orijinal bir tekraralama süreci önermiştir.

Hartree toplam dalga fonksiyonu, elektron koordinatlarına anti-simetrik değildir. Pauli’nin dışarlama ilkesi ile getirilen bu anti-simetrik gerekliliğini dikkate alan Hartree yönteminin geliştirilmesi 1930’da Fock ve Slater tarafından yapılmıştır. Bu “Hartree-Fock” yöntemi olarak bilinen Hartree kuramının genellemesidir.

Hartree-Fock yaklaşımında, bağımsız parçacık yaklaşıklığı ve Pauli’nin dışarlama ilkesine uygun olarak, N elektronlu dalga fonksiyonunun bir Φ Slater determinantı veya başka bir deyişle, bireysel elektron spin-yörüngemsilerinin anti-simetrik bir çarpımı olduğu varsayılır. Bireysel elektron-spin yörüngemsilerini bulabilmek için, Slater determinantının en iyi biçimini varyasyonel yöntem kullanılarak elde edilmektedir. Bu yüzden Hartree-Fock yöntemi varyasyonel yöntemin özel bir şekli olarak kabul edilmektedir. N elektronlu sistemin, Schrödinger dalga denkleminin çözümü olan $\Psi(q_1, q_2, \dots, q_N)$ dalga fonksiyonun Slater determinantının sadece bir sonsuz toplamı ile temsil edilebildiği belirtilmektedir. Buna göre Hartree-Fock yöntemi atomsal dalga fonksiyonları ve enerjilerinin bulunmasında bir ilk adım olarak göz önüne alınmaktadır. Hartree-Fock yönteminin uygulanmasının atomlarla sınırlanmadığını, bir molekül veya katıdaki elektronlar gibi başka sistemlere de uygulanabildiği bilinmektedir.

RPA (Bağımsız Faz Yaklaşımı), uyarılmış çoklu fermiyon sistemlerini tanımlamak için uygun ve kullanışlı bir metodudur. RPA’ yı formüle etmenin birçok yolu bulunmaktadır. Pratik olan; uzay formalizmi ve tepki fonksiyonu formalizmidir. RPA tepki fonksiyonu formalizmi, basit etkileşim (zero-range) kullanılarak daha basit olarak ifade edilebilir.

Bu durumda, uyarılmış parçacık durumları tam olarak koordinat uzayında tek-parçacık Green fonksiyonu ile çözülebilmektedir. Bu method ilk olarak Shlomo ve Bertsch tarafından geliştirilmiştir [14]. Skyrme etkileşimleri ile GDR hesaplamalarında uygulayan ise Liu ve Van Giai'dir [15]. Üç boyutlu uzay için genelleştirmeleri Nakatsukaa ve Yabana çalışmaktadır [16].

Son yıllarda yapılan deneysel çalışmalarda; ^{68}Ni (Nikel) çekirdeği için GDR'nin deneysel pik değeri 16 MeV [17] ve PDR'nin deneysel pik değeri 10-11 MeV [17] dir. ^{112}Sn (Kalay) çekirdeği için GDR'nin deneysel pik değeri 16,5 MeV [18,19] ve PDR'nin deneysel pik değeri 6,5 MeV [18] dir. ^{114}Sn çekirdeği için GDR'nin deneysel pik değeri 15,2 MeV [20] ve PDR'nin deneysel pik değeri 8-9 MeV [21] dir. ^{208}Pb (Kurşun) çekirdeği için GDR'nin deneysel pik değeri 13,6 MeV [22], 13,7 MeV [23,24] ve PDR'nin deneysel pik değeri 5-8 MeV [24] ve 5,5-6,3 MeV [24] dir.

Son zamanlarda GDR ve PDR için birçok teorik çalışılma yapılmaktadır [25-27]. Çalışmalarda birçok teorik yaklaşım kullanılmaktadır; Steinwedel-Jensen hidrodinamik model [28], Yoğunluk fonksiyonu teorisi [29], geniş-skala kabuk model hesaplamaları [30], öz-uyumlu Skyrme-Hartree-Fock+RPA model [31], Hartree-Fock-Bogoliubov formalizmi [32], kuasi parçacık fonon model [33,34,35,36], rölativistik RPA [37], rölativistik QRPA [38] Ni çekirdeğinin izotopları için PDR hesapları rölativistik RPA kullanılarak hesaplanmıştır [39]. Rölativistik Hartree-Fock-Bogoliubov yöntemi ve Gogny etkileşimi kullanılarak kalay çekirdeğinin izotopları için PDR incelenmiştir [40]. ^{68}Ni çekirdeği için PDR'nin teorik pik değeri 7-8 MeV [41,21]. ^{112}Sn (Kalay) çekirdeği için PDR'nin teorik pik değeri 6-7,5 MeV [42]. ^{208}Pb (Kurşun) çekirdeği için GDR'nin teorik pik değeri 13-14 MeV [43].

Son yıllarda sıfır sıcaklık hesaplamaların yanı sıra, sonlu sıcaklık hesaplamaları da yapılmaya başlanmıştır. Sonlu sıcaklıkta, HFB denklemi yaklaşık yirmi yıl önce A.L. Goodman tarafından ortaya konmuştur [44]. Sonlu sıcaklıklarda HFB denklemi koordinat uzayında, Skyrme etkileşimi kullanılarak genişletilmiştir [45,46]. Son yıllarda, sonlu sıcaklıkta HFB hesapları sıcak çekirdekler için çalışılmaktadır [47]. Birçok bilim insanı tarafından sonlu sıcaklık için nükleer rezonans araştırmaları RPA kullanılarak yapılmaktadır [48]. Sonlu sıcaklıkta öz uyumlu alan HF+RPA hesapları, Skyrme etkileşimleri kullanılarak çalışılmaktadır [49].

Bu çalışmanın, II. Bölümünde model başlığı altında Hartree-Fock formalizmi, Skyrme+Hartree-Fock ve Landau-Migdal etkileşimi hakkında teorik bilgi verilmiştir. III. Bölümünde Skyrme etkileşimleri (KSEO, SkM*, SLy5, SLy7) kullanılarak nötron bakımından zengin atom çekirdekleri ^{68}Ni , ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{180}Sn ve ağır çekirdek ^{208}Pb için Dev Dipol Rezonans ve Cüce Dipol Rezonans hesapları sıfır sıcaklık ($T=0$ MeV) ve sonlu sıcaklık ($T=2$ MeV) için yapıldı. IV. Bölümünde, III. Bölümde yapılan GDR ve PDR hesapları deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır.

2. MODEL

2.1 Hartree-Fock

2..1.1 Hartree-Fock Formalizmi

Hartree-Fock yaklaşımı ile taban durumu dalga fonksiyonları Slater determinantı, Φ (2.1) denklemi ile verilmektedir. “A” atom numarası ve tek-parçacık dalga fonksiyonu “ $j_i (r_i, s_i, q_i)$ ”; burada i, r_i, s_i, q_i sırası ile kaçınıcı parçacık olduğunu, uzayı, spini ve izospini göstermektedir.

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{A}} \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1, \sigma_1, q_1) & \varphi_2(r_1, \sigma_1, q_1) & \dots & \varphi_A(r_1, \sigma_1, q_1) \\ \varphi_1(r_2, \sigma_2, q_2) & \varphi_2(r_2, \sigma_2, q_2) & \dots & \varphi_A(r_2, \sigma_2, q_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_1(r_A, \sigma_A, q_A) & \varphi_2(r_A, \sigma_A, q_A) & \dots & \varphi_A(r_A, \sigma_A, q_A) \end{vmatrix}. \quad (2.1)$$

Zamandan Bağımsız Schrödinger Dalga Denklemi (2.2) ve (2.3) denklemleri ile ifade edilmektedir

$$H \psi(\mathbf{r})_n = \varepsilon_n \psi(\mathbf{r})_n, \quad (2.2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\mathbf{r})_n + V(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r})_n = \varepsilon_n \psi(\mathbf{r})_n. \quad (2.3)$$

Çekirdeğin Toplam Hamiltonyeni, (2.4) denklemi ile ifade edilmektedir. Hamiltonyen; kinetik ve potansiyel olmak üzere iki kısımdan oluşmaktadır. Denklem (2.5) ile “T” kinetik terimi ve “A” çekirdeğin atom numarası gösterilmektedir.

$$H = T + V. \quad (2.4)$$

$$T = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{i=1}^A \frac{\nabla_i^2}{m_{q_i}}. \quad (2.5)$$

İki parçacık Potansiyel terimi $V(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$ için iki terimden oluşmaktadır. Bunlar V_{ij}^{NN} efektif çekirdek-çekirdek ve $V_{Coulomb}^{nn}$ Coulomb çekirdek-çekirdek etkileşimleridir.

$$V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j) = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} (V_{ij}^{NN} + V_{Coulomb}^{nn}). \quad (2.6)$$

Toplam Enerji, denklem (2.7) ile toplam Hamiltonyen ve toplam dalga fonksiyonu cinsinden ifade edilebilmektedir.

$$\mathcal{E} = \langle \phi | H | \phi \rangle,$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^A \int \varphi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r}) \Delta \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ & + \sum_{i < j}^A \int \varphi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\alpha_j}^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) \varphi_{\alpha_j}(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \\ & - \sum_{i < j}^A \int \varphi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r}) \varphi_{\alpha_j}^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}') \varphi_{\alpha_j}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} d\mathbf{r}'. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Varyasyon ilkesini, Hartree-Fock denklemine uygulayalım. Atom numarası “A” korunmaktadır.

$$\sum_{i=1}^A \int |\varphi_i(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} = \sum_{\sigma, q} \int \rho_{\sigma, q}(r) d\mathbf{r} = A. \quad (2.8)$$

$$\delta \left[\mathcal{E} - \sum_i \mathcal{E}_{\alpha_i} \int \varphi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r}) \cdot \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \right] = 0. \quad (2.9)$$

Denklem (2.9) ile verilmekte olan $\mathcal{E}_{\alpha_i}$, ifadesi Lagrange'dir

$$\delta = \frac{\partial}{\partial \varphi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r})} \delta(\varphi_{\alpha_i}^*(\mathbf{r})). \quad (2.10)$$

Tek-parçacık dalga fonksiyonu için Hartree-Fock denklemi (2.11) ifadesi ile verilmektedir.

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) + \sum_j^A \int \varphi_{\alpha_j}(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) \varphi_{\alpha_j}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \\
 & - \sum_j^A \int \varphi_{\alpha_j}(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}') \varphi_{\alpha_j}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}' = \varepsilon_{\alpha_i} \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}).
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Langrange'nin tek-parçacık enerjisine dönüşümü altında Hartree-Fock denklemini (2.12) ifadesi ile tanımlanmaktadır.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) + U_H(\mathbf{r}) \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}) - \int U_F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \varepsilon_i \varphi_{\alpha_i}(\mathbf{r}). \tag{2.12}$$

$U_H(\mathbf{r})$, direkt potansiyeli çekirdek içindeki nükleonların hareketine etki eder ve $U_F(\mathbf{r})$, değişim potansiyeli ifadesidir. Denklem (2.13) ile $U_H(\mathbf{r})$, $U_F(\mathbf{r})$ ifadeleri verilmektedir.

$$\begin{aligned}
 U_H(\mathbf{r}) &= \sum_{i \in F} \int \varphi_i^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_i(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \\
 U_F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= \sum_{i \in F} \varphi_i^*(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_i(\mathbf{r}).
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

$U_H(\mathbf{r})$ ve $U_F(\mathbf{r})$ ifadeleri denklem (2.13) ile hesaplanmaktadır. Hesaplanan değerler denklem (2.12) de kullanılarak tek-parçacık enerjileri ε_i , elde edilmektedir.

2.1.2 Skyrme –Hartree-Fock (SHF)

Çalışmamızda efektif nükleon-nükleon (N-N) etkileşimi olarak Skyrme etkileşimleri kullanılmaktadır.

$$V_{ph}^{Skyrme}(\vec{r}) = V_C(\vec{r}) + V_{LS}(\vec{r}) . \quad (2.14)$$

Burada $V_C(\vec{r})$, merkezi etkileşme teriminin yoğunluğa bağımlı ifadesidir:

$$\begin{aligned} V_C(\vec{r}) = & t_0 (1 + x_0 P_q^\sigma) \delta(\vec{r}) \\ & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_q^\sigma) \times \left[k_q^S \delta(\vec{r}) + \delta(\vec{r}) k_q^r \right] \\ & + t_2 (1 + x_2 P_q^\sigma) k_q^S \delta(\vec{r}) k_q^r \\ & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_q^\sigma) \rho^\alpha(\vec{r}) \delta(\vec{r}) . \end{aligned} \quad (2.15)$$

$V_{LS}(\vec{r})$ ise; spin-orbit etkileşme terimini ifade etmektedir:

$$V_{LS}(\vec{r}) = +iW_0 \vec{k}_q \delta(\vec{r}) (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \times \vec{k}_q . \quad (2.16)$$

Burada $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ ve $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$ olmak üzere t_i , x_i , a ve W_0 Skyrme etkileşiminin parametreleridir. $P_q = 1/2 (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$, spin değişim operatörü, $\vec{\sigma}_i$ Pauli spin operatörü, $\vec{k}_q = -i (\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)/2$ ve $\vec{k}_q^S = i (\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2)/2$, sağ yöndeki ve sol yöndeki momentum operatörleridir. Skyrme parametreleri, Hartree-Fock' un deneysel sonuçları ile bulunmaktadır. Tablo I' de bazı Skyrme parametrelerinin değerleri verilmektedir. Çekirdeğin toplam enerjisi denklem (2.17) ile verilmektedir.

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \langle \phi | H | \phi \rangle = \langle \phi | \frac{1}{2} \sum_q (V_q^{NN} + V_{Coulomb}^{NN}) | \phi \rangle , \\ \mathcal{E} &= \int [\kappa(\vec{r}) + H_{Skyrme}(\vec{r}) + H_{Coulomb}(\vec{r})] d\vec{r} = \int H(\vec{r}) d\vec{r} . \end{aligned} \quad (2.17)$$

Denklem (2.18) ile $\kappa(r)$, kinetik enerji yoğunluğunu gösterilmektedir.

$$\kappa(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2m_p} \tau_p(\vec{r}) + \frac{\hbar^2}{2m_n} \tau_n(\vec{r}), \quad (2.18)$$

Aşağıda; $\rho_q(r)$ nükleon yoğunluğu, $\tau_q(r)$ kinetik enerji yoğunluğu, $J_q(r)$ akım yoğunluğu ifadeleri tek-parçacık dalga fonksiyonu $\varphi_i(\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, q_i)$ ile elde edilebilmektedir.

$$\rho_q(\vec{r}) = \sum_{i\sigma} \varphi_i(\vec{r}, \vec{\sigma}, q) \varphi_i^*(\vec{r}, \vec{\sigma}, q), \quad \rho(\vec{r}) = \sum_q \rho_q(\vec{r}). \quad (2.19)$$

$$\tau_q(\vec{r}) = \sum_{i\sigma} \vec{\nabla} \varphi_i^*(\vec{r}, \vec{\sigma}, q) \vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \vec{\sigma}, q), \quad \tau(\vec{r}) = \sum_q \tau_q(\vec{r}). \quad (2.20)$$

$$J_q(\vec{r}) = -i \sum_{i\sigma\sigma'} \varphi_i^*(\vec{r}, \vec{\sigma}, q) [\vec{\nabla} \varphi_i(\vec{r}, \vec{\sigma}', q) \times \langle \sigma | \vec{\sigma} | \sigma' \rangle], \quad J(\vec{r}) = \sum_q J_q(\vec{r}). \quad (2.21)$$

Simetrik sınırsız nükleer maddeyi, yeterince büyük V hacmi içindeki Fermi gazı gibi kabul edersek yüzeyin etkisi ihmal edilebilir ve taban durumu dalga fonksiyonu, Slater determinantı ile temsil edilmektedir. Slater $\vec{k}$ momentumuna sahip düzlem dalga ile oluşturulabilmektedir. $\vec{k}$, sıfır ile $\vec{k}_f$ (Fermi momentumu) aralığındadır. Simetrik çekirdeklerde; kütle numarası, atom numarasına eşit ($Z=N$) olmaktadır.

Skyrme etkileşimi için Hartree-Fock denklemi, normalize tek-parçacık dalga fonksiyonu $\varphi_i(r)$ ve sabit toplam enerji ile bulunmaktadır.

$$\frac{\delta}{\delta \rho_{\sigma,q}} \left[\varepsilon - \sum_i \varepsilon_i \int \rho_{\sigma,q} d\vec{r} \right] = 0. \quad (2.22)$$

Çekirdeği küresel kapalı bir kabuk olarak düşürsek, tek-parçacık dalga fonksiyonunu; radyal fonksiyonu $R_\alpha(\vec{r})$, küresel harmonik fonksiyonu $Y_{jlm}(\vec{r}, \vec{\sigma})$ ve izospin fonksiyonu $X_{m_q}(q)$ terimleri ile ifade edebilmekteyiz.

$$\varphi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}, q) = \frac{R_\alpha(\mathbf{r})}{r} Y_{jlm}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) X_{m_q}(q). \quad (2.23)$$

Burada, n, j, l, m_q kuantum numaralarıdır.

$$Y_{jlm}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) = \sum_{m_l, m_s} \left\langle l \frac{1}{2} m_l m_s \middle| j m \right\rangle Y_{lm_l}(r) \mu_{m_s}(\boldsymbol{\sigma}), \quad (2.24)$$

$$X_{m_q} = \delta_{q, m_q}, \quad \mu_{m_s} = \delta_{\delta, m_s}. \quad (2.25)$$

$$\sum_m Y_{jlm}^*(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) Y_{jlm}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) = \frac{2j+1}{4\pi}, \quad (2.26)$$

$$\tau(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n, j_\alpha, l_\alpha} (2j_\alpha + 1) \left[\left(\frac{dR_\alpha(\mathbf{r})}{dr} \right)^2 + \frac{l_\alpha(l_\alpha + 1)}{r^2} R_\alpha^2(\mathbf{r}) \right]. \quad (2.27)$$

$$J_q(\mathbf{r}) = J_q(\mathbf{r}) \mathbf{r} = -i \sum_{i=1}^A \varphi_i^*(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) \frac{\mathbf{r}}{r} (\nabla \times \boldsymbol{\sigma}) \varphi_i(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (2.28)$$

$$J_q(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n, j_\alpha, l_\alpha} (2j_\alpha + 1) \left[j_\alpha(j_\alpha + 1) - l_\alpha(l_\alpha + 1) - \frac{3}{4} \right] R_\alpha^2(\mathbf{r}). \quad (2.29)$$

Burada $U_q(\mathbf{r})$; R uzayına bağlı Hartree-Fock denkleminde elde edilebilmektedir [50],

$$\begin{aligned} U_q(\mathbf{r}) = & t_0 \left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho(\mathbf{r}) - t_0 \left(\frac{1}{2} + x_0\right) \rho_q(\mathbf{r}) + \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \right] \tau(\mathbf{r}) \\ & - \frac{1}{4} \left[t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1\right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \right] \tau_q(\mathbf{r}) + \frac{\alpha + 2}{12} t_3 \left(1 + \frac{x_3}{2}\right) \rho^{\alpha+1}(\mathbf{r}) \\ & - \frac{\alpha}{12} t_3 \left(\frac{1}{2} + x_3\right) \rho^{\alpha-1}(\mathbf{r}) (\rho_p^2(\mathbf{r}) + \rho_n^2(\mathbf{r})) - \frac{1}{6} t_3 \left(\frac{1}{2} + x_3\right) \rho^\alpha(\mathbf{r}) \rho_q(\mathbf{r}) \\ & - \frac{1}{8} \left[3t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) - t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \right] \nabla^2 \rho(\mathbf{r}) \\ & + \frac{1}{8} \left[3t_1 \left(\frac{1}{2} + x_1\right) + t_2 \left(\frac{1}{2} + x_2\right) \right] \nabla^2 \rho_q(\mathbf{r}) \\ & - \frac{1}{2} W_0 [\nabla J(\mathbf{r}) + \nabla J_q(\mathbf{r})] + \delta_{q, \frac{1}{2}} e^2 \int \frac{\rho_{ch.}(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'. \end{aligned} \quad (2.30)$$

2.1.3 Landau-Migdal Etkileşimi

Landau-Migdal parametreleri, enerji yoğunluğu fonksiyonun farklılığından elde edilmektedir. Simetrik nükleer maddeler için ($l = 0$) Landau parametresi denklem (2.31) ile verilmektedir [51].

$$V_{ph}(1,2) = N_0^{-1} [F_0 + F'_0 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + G_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + G'_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2] \delta(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad (2.31)$$

İzoskaler Landau parametresi formül (2.32) ile verilmektedir.

$$F_0 = N_0 \left\{ \frac{3}{4} t_0 + \frac{1}{16} t_3 \rho^\alpha (\alpha + 1)(\alpha + 2) + \frac{1}{8} k_F^2 [3t_1 + (5 + 4x_2)t_2] \right\}. \quad (2.32)$$

İzovektör Landau parametresi formül (2.33) ile verilmektedir.

$$F'_0 = -N_0 \left\{ \frac{1}{4} t_0 (1 + 2x_0) + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha (1 + 2x_3) + \frac{1}{8} k_F^2 [t_1 (1 + 2x_1) - t_2 (1 + 2x_2)] \right\}. \quad (2.33)$$

Spin bağımlı izoskaler G_0 ve izovektör G'_0 Landau parametreleri aşağıdaki gibi Skyrme parametreleri cinsinden ifade edilmektedir.

$$G_0 = -N_0 \left\{ \frac{1}{4} t_0 (1 - 2x_0) + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha (1 - 2x_3) + \frac{1}{8} k_F^2 [t_1 (1 - 2x_1) - t_2 (1 + 2x_2)] \right\},$$

$$G'_0 = -N_0 \left[\frac{1}{4} t_0 + \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha + \frac{1}{8} k_F^2 (t_1 - t_2) \right]. \quad (2.34)$$

Burada, $N_0 = \frac{2k_F m^*}{\pi^2 \hbar^2}$, ile ifade edilmektedir.

2.2 Hartree-Fock+RPA

2.2.1 Hartree-Fock+RPA Formalizmi

Çok-parçacık sistemlerde Hartree-Fock metodu, çekirdeğin temel durum özelliklerini tanımlamaktadır. Hartree-Fock yöntemi, çekirdeğin temel durum özellikleri için güzel bir modeldir. RPA, düşük uyarılma enerjili durumları ve çekirdek içindeki dev (dev) rezonansları tanımlamada oldukça başarılı bir yöntemdir. RPA teorisinde çekirdekteki uyarılmış durumlar, temel durumun üstündeki uyarılmış parçacık ve deşiklerin süperpozisyonu olarak düşünülebilir.

RPA Green fonksiyonuna ulaşmak için zamana bağlı Hartree-Fock teorisi kullanılmaktadır. Hartree-Fock teorisindeki tek-parçacık Hamiltoniyeni;

Toplam Hamiltoniyen;

$$H(\rho) = H_0 + V_d(\rho), \quad (2.35)$$

burada $H_0 = T + V$ 'dir. Toplam Hamiltoniyeni özdeğer problemi olarak yazabilmekteyiz. T kinetik enerji terimi, V yerel potansiyel ve V_d değişim potansiyelidir.

$$H(\rho)\phi_i = \varepsilon_i \phi_i, \quad (2.36)$$

ϕ_i , tek-parçacık dalga fonksiyonu ve ε_i , tek-parçacık enerjisini ifade etmektedirler.

Yoğunluğu tanımlayacak olursak;

$$\rho = \sum_i \phi_i^* \phi_i. \quad (2.37)$$

Zamana bağlı teoride; $e^{-i\omega t} V_d(\mathbf{r})$ terimi Hamiltoniyene eklenmektedir. V_d ile ρ' doğru orantılı olduğundan yoğunluğun zamanla değişimi denklem (2.38) ile verilmektedir.

$$\rho = \rho_0 + (\rho' e^{-i\omega t}), \quad (2.38)$$

burada ρ_0 , pertürbe olmamış Hartree-Fock yoğunluğudur. Tek-parçacık dalga fonksiyonu, yoğunluk salınımına ($e^{\pm i\omega t}$) izin verir ve denklem (2.39) ile ifade edilebilir.

$$\varphi_i = \varphi_i^0 + e^{-i\omega t} \varphi_i' + e^{i\omega t} \varphi_i'' , \quad (2.39)$$

φ' ve φ'' , dalga fonksiyonları φ^0 dalga fonksiyonuna dik olarak alınmalıdır. Kuantum mekanik formalizmi açısından diklik koşulu denklem (2.40) ile verilmektedir.

$$\langle \varphi_i | \varphi_i \rangle = \langle \varphi_i^0 | \varphi_i^0 \rangle = 1. \quad (2.40)$$

Yeni Hartree-Fock Hamiltoniyeni denklem (2.41) ile verilmektedir.

$$H(t) = H_0 + \left(e^{-i\omega t} V_d + e^{-i\omega t} \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' \right). \quad (2.41)$$

Zamana bağlı Hamiltoniyeni, zamana bağlı Schrödinger denkleminde yerine koyarsak yeni Hartree-Fock denklemi (2.42) ile ifade edilmektedir.

$$\left\{ H_0 + \left(e^{-i\omega t} V_d + e^{-i\omega t} \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' \right) - \varepsilon_i \right\} \varphi_i = i \frac{d}{dt} \varphi_i . \quad (2.42)$$

Denklem (2.43) ile verilen dalga fonksiyonunu yeni Hartree-Fock denkleminde kullanırsak;

$$\left\{ H_0 + \left(e^{-i\omega t} V_d + e^{-i\omega t} \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' \right) - \varepsilon_i \right\} (\varphi_i^0 + \varphi_i' e^{-i\omega t} + \varphi_i'' e^{+i\omega t}) = i \frac{d}{dt} (\varphi_i^0 + \varphi_i' e^{-i\omega t} + \varphi_i'' e^{+i\omega t})$$

$$(H_0 - \varepsilon_i) \varphi_i' (e^{-i\omega t}) + \left(V_{du} + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' \right) \varphi_i^0 (e^{-i\omega t}) = +w \varphi_i' (e^{-i\omega t}), \quad (2.43)$$

$$(H_0 - \varepsilon_i) \varphi_i'' (e^{+i\omega t}) + \left(V_{du} + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho'^* \right) \varphi_i^0 (e^{+i\omega t}) = -w \varphi_i'' (e^{+i\omega t}).$$

$(e^{+i\omega t})$ ve $(e^{-i\omega t})$ terimleri sadeleştirilir ve φ'_i, φ''_i fonksiyonları yalnız bırakılırsa,

$$\begin{aligned} (H_0 - \varepsilon_i - w)\varphi'_i &= -\left(V_d + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho'\right)\varphi_i^0, \\ \varphi'_i &= -\frac{1}{(H_0 - \varepsilon_i - w)}\left(V_d + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho'\right)\varphi_i^0. \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} (H_0 - \varepsilon_i + w)\varphi''_i &= -\left(V_d + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho'\right)\varphi_i^0, \\ \varphi''_i &= -\frac{1}{(H_0 - \varepsilon_i + w)}\left(V_d + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho'\right)\varphi_i^0. \end{aligned} \quad (2.45)$$

$$\rho = \sum_i \varphi_i^* \varphi_{\bar{s}}. \quad (2.46)$$

(2.39) ile verilen dalga denklemi kullanılırsa;

$$\rho = \sum_i \left(\varphi_i^{0*} + \varphi_i^{*} e^{+i\omega t} + \varphi_i^{''*} e^{-i\omega t} \right) \left(\varphi_i^0 + \varphi_i' e^{-i\omega t} + \varphi_i'' e^{+i\omega t} \right), \quad (2.47)$$

$$\rho = \sum_i \left[3 + e^{-i\omega t} (\varphi_i^{0*} \varphi_i' + \varphi_i^{''*} \varphi_i^0) + e^{i\omega t} (\varphi_i^{0*} \varphi_i'' + \varphi_i^{*} \varphi_i^0) + e^{2i\omega t} (\varphi_i^{*} \varphi_i') + e^{-2i\omega t} (\varphi_i^{''*} \varphi_i^*) \right].$$

Denklem (2.38)'de ρ ve ρ' arasındaki ilişkiden ρ' tanımlanabilmektedir.

$$\rho' = \sum_i \left(\varphi_i' \varphi_i^{0*} + \varphi_i^{''*} \varphi_i^0 \right). \quad (2.48)$$

Bulduğumuz φ'_i, φ''_i dalga fonksiyonlarını ρ' 'da yerine koyarsak,

$$\rho' = -\sum_i \varphi_i^{0*} \left\{ \frac{V_d + (\delta V / \delta \rho) \rho'}{H_0 - \varepsilon_i - w} + \frac{V_d^* + \rho' (\delta V^* / \delta \rho)}{H_0 - \varepsilon_i + w} \right\} \varphi_i^0. \quad (2.49)$$

$$\frac{1}{H_0 - \varepsilon_i - w} = \sum_m \varphi_m^*(r_1) \frac{1}{\varepsilon_m - \varepsilon_i - w} \varphi_m(r_2), \quad (2.50)$$

$$\frac{1}{H_0 - \varepsilon_i + w} = \sum_m \varphi_m^*(r_1) \frac{1}{\varepsilon_m - \varepsilon_i + w} \varphi_m(r_2).$$

Pertürbe olmamış Green fonksiyonunu tanımlarsak,

$$G_0(r_1, r_2, w) = \sum_i \varphi_i^{0*}(r_1) \left[\frac{1}{H_0 - \varepsilon_i - w} + \frac{1}{H_0 - \varepsilon_i + w} \right] \varphi_i^0(r_2). \quad (2.51)$$

Yukarıdaki denklemde, H_0 'ın enerji özdeğerleri, Hartree-Fock orbit cinsinden genelleştirilir ve $m = p$ (*proton*), $i = h$ (*nötron*) ve $\varphi_i^{0*} = \varphi_i^*$, $\varphi_i^0 = \varphi_i$ dönüşümleri ile Green fonksiyonu yeniden düzenlenirse, G_0 aşağıdaki gibi ifade edilebilir

$$G_0 = \sum_{ph} \varphi_p^*(r_1) \varphi_h(r_2) \left[\frac{1}{\varepsilon_p - \varepsilon_h - w} + \frac{1}{\varepsilon_p - \varepsilon_h + w} \right] \varphi_h^*(r_1) \varphi_p(r_2). \quad (2.52)$$

Denklem (2.52) pertürbe olmamış Green fonksiyonu olarak tanımlanmaktadır.

$$\rho' = -\sum G_0 \frac{1}{2} \left\{ (V_d + V_d^*) + \left(\frac{\delta V}{\delta \rho} + \frac{\delta V^*}{\delta \rho} \right) \rho' \right\}, \quad (2.53)$$

$$\rho' = G^{RPA} V_d. \quad (2.54)$$

$$G^{RPA} = \frac{\rho'}{V_d}, \quad (2.55)$$

burada, G^{RPA} pertürbe olmuş Green fonksiyonudur.

$$G^{RPA} = \frac{-\sum G_0 \frac{1}{2} \left\{ (V_d + V_d^*) + \left(\frac{\delta V}{\delta \rho} + \frac{\delta V^*}{\delta \rho} \right) \rho' \right\}}{V_d} \quad (2.56)$$

$$G^{RPA} = \frac{G_0 \frac{1}{2} (2V_d + 2 \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho')}{V_d} = G_0 \left(1 + \frac{\delta V}{\delta \rho} \rho' / V_d \right) = G_0 \left(1 + \frac{\delta V}{\delta \rho} G^{RPA} \right)$$

$$G^{RPA} \left(1 + G_0 \frac{\delta V}{\delta \rho} \right) = G_0, \quad (2.57)$$

$$G^{RPA} = G_0 \frac{1}{\left(1 + G_0 \frac{\delta V}{\delta \rho} \right)} = G_0 \left(1 + G_0 \frac{\delta V}{\delta \rho} \right)^{-1}.$$

$$G^{RPA} = G^o [1 + V_{ph} G^o]^{-1}, \quad (2.58)$$

burada V_{ph} parçacık-deşik etkileşimini göstermektedir. G_0 , kabuk modele göre çözüm yapabilmek için Clebsch-Gordan katsayıları cinsinden genelleştirilebilir.

$$G_0(r_1, r_2, w) = \sum_{ph} \frac{C^{phL*}(r_1) C^{phL}(r_2)}{\varepsilon_p - \varepsilon_n - w - i\eta} + \frac{C^{hpl}(r_1) C^{hpl}(r_2)}{\varepsilon_p - \varepsilon_n + w - i\eta}. \quad (2.59)$$

Burada, $C^{hpl}(r) = f_L(l_p, j_p, l_h, j_h) \varphi_p(r) \varphi_h(r)$ Clebsch-Gordan katsayılarıdır. $f_L(l_p, j_p, l_h, j_h)$ sabit katsayı kısmı, $\varphi_p(r) \varphi_h(r)$ ise radyal kısmı oluşturmaktadır. $f_L(l_p, j_p, l_h, j_h)$ aşağıdaki gibi ifade edilebilir

$$f_L(l_p, j_p, l_h, j_h) = \sqrt{\frac{(j_p + 1/2) + (l_h + 1/2)}{4\pi(2L+1)}} [1 + (-1)^{l_h + l_p - L}] (-)^{L + 1/2 - j_p(j_p + 1/2 - j_h - 1/2 IL^0)}. \quad (2.60)$$

Dağılım fonksiyonun şiddeti (tepki fonksiyonu) $S(\varepsilon)$, geçiş yoğunluğu $\hat{\rho}_t$ benzer şekilde geçiş operatörü $\hat{F}$, dev rezonansın miktarını karakterize etmektedirler.

Genel geçiş operatörü;

$$\hat{F} = \sum \hat{f}(i). \quad (2.61)$$

$$\hat{f} = f(\vec{r}) [\vec{Y}_L \times \vec{S}^\sigma]^J T^q. \quad (2.62)$$

Burada,

$J = (1, 2, \dots)$ Toplam açısai momentum

$L = (0, 1, 2, \dots)$ Yörüngesel açısai momentum

$\sigma = (0, 1)$ ve $q = (0, 1)$, Spin ve izospindir.

$T^\tau = 1$ (izoskaler) veya $\frac{1}{2}$ (izovektör)

$S^\sigma = 1$ (elektirik) veya $\frac{1}{2}$ (manyetik)

$\hat{f}_0 = r^2 Y_{00}$ (monopol durumlarda $L=0$)

$\hat{f}_1 = r Y_{10}$ (dipol durumlarda $L=1$)

İzoskaler durumlarda $L \geq 2$ için geçiş operatörü denklem (2.63) ile verilmektedir.

$$\hat{f}_L = r^L Y_L. \quad (2.63)$$

Tepki fonksiyonu $S(E)$;

$$S(\varepsilon) = \sum_n \left| \langle 0 | \hat{F} | n \rangle \right|^2 \delta(E_n - E_0 - E). \quad (2.64)$$

Green fonksiyonu, RPA yaklaşımı ile;

$$S(\varepsilon) = \sum_n \left| \langle 0 | \hat{F} | n \rangle \right|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_n) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\text{Tr}(\hat{f} G^{RPA} \hat{f}) \right]. \quad (2.65)$$

2.3 Sonlu Sıcaklık Hesapları

Buraya kadar yapılan formalizmler sıfır sıcaklıkta yapılmıştır. Sonlu sıcaklıklarda PDR ve GDR analizleri için denklem (2.52) aşağıdaki şekilde ifade edilebilmektedir.

$$G_0^T = \left[\sum_{ph} \varphi_p^*(\mathbf{r}_1) \varphi_h(\mathbf{r}_2) \left[\frac{1}{\varepsilon_p - \varepsilon_h - w} + \frac{1}{\varepsilon_p - \varepsilon_h + w} \right] \varphi_h^*(\mathbf{r}_1) \varphi_p(\mathbf{r}_2) \right] (f_p - f_n), \quad (2.66)$$

Burada , f_p ve f_n Fermi-Dirac dağılım fonksiyonları olup aşağıdaki denklemler ile verilmektedir.

$$f_p = \frac{1}{1 + e^{\beta \varepsilon_p}} \quad \text{ve} \quad f_n = \frac{1}{1 + e^{\beta \varepsilon_n}} \quad \left(\beta = \frac{1}{T} \right) \quad T, \text{ sıcaklığı ifade etmektedir.}$$

3.HESAPLAMALAR

Bu çalışmada izovektör dev ve cüce dipol rezonans hesapları nötron bakımından zengin atom çekirdekleri ve ağır çekirdekler için yapıldı. Hesaplamalarda öz uyumlu alan teorisi (HF) ve bağımsız faz yaklaşımı kullanıldı (RPA). HF+RPA Greens fonksiyonu yöntemleri koordinat uzayında nötron bakımından zengin atom çekirdekleri ^{68}Ni , ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{180}Sn ve ağır çekirdek ^{208}Pb için PDR ve GDR incelenmesinde kullanıldı. PDR ve GDR analizleri için değişik Skyrme kuvvetleri veya etkileşmeleri olan Skm*, SLy5, SLy7 ve KDE0 parametreleri kullanıldı. Kullanılan Skyrme parametreleri Tablo-1, Tablo-2 Tablo-3 ve Tablo-4’de verilmiştir. RPA hesaplarında, parçacık-deşik etkileşiminde bilindiği gibi Skyrme tipindeki tüm etkileşmeleri içermektedir ve hesaplarda operatör sayısı arttıkça nümerik işlemler daha da zorlaşmaktadır. Bu nedenle, yine Skyrme parametrelerinden oluşan Landau-Migdal etkileşmeleri RPA hesaplarında kullanıldı [51]. Hesaplarımızda spin etkileşmelerini ihmal ettik. Dev dipol rezonans için enerji aralığımız 5-25 MeV, cüce dipol rezonans için ise 4-12 MeV dir. Hesaplarımızı öncelikle sıfır sıcaklıkta ve her bir çekirdek için yaptık. Daha sonra dağılım fonksiyonun şiddetinin sıcaklıkla değişimini analiz etmek için sonlu sıcaklık ($T=2$ MeV) hesaplarını ^{68}Ni ve ^{208}Pb çekirdeklerinde SLy7 ve KDE0 etkileşmelerini kullanarak inceledik. Aşağıda her bir çekirdek için, farklı Skyrme parametrelerinde dağılım fonksiyonun şiddetinin enerjiye göre değişimini ve sonra tüm etkileşmelerdeki dağılımı “Lorentziyen” durumlarıyla birlikte gösterilmiştir.

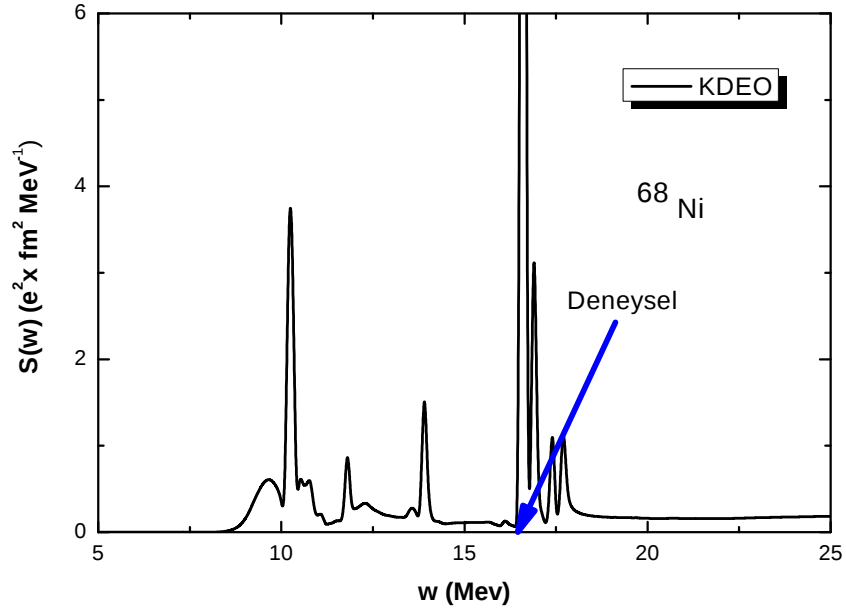
Nümerik Hesaplamalar

Nümerik analizler için FORTRAN programında yazılmış olan HF ve RPA kodlarını kullandık. Programda, küresel kabuk modeline göre önce her bir çekirdeğin uyarılmış enerji seviyelerini HF yöntemiyle hesapladık. Daha sonra, bu hesaplar RPA programında Landau-Migdal etkileşmelerini de ekleyip, her bir çekirdek için, farklı Skyrme parametreleri kullanarak, dağılım fonksiyonlarının şiddetlerinin enerjiye göre değişimini grafiklerde gösterdik. Programda 150 (mesh point) kullanılarak HF ile proton ve nötron enerjileri hesaplanmıştır. Proton ve nötronların büyüklüğü 0,3fm olarak alınmıştır. Hesaplamalar $j^{\pi} = 1^{-}$ izovektör elektrik dipol durumlar için yapılmıştır.

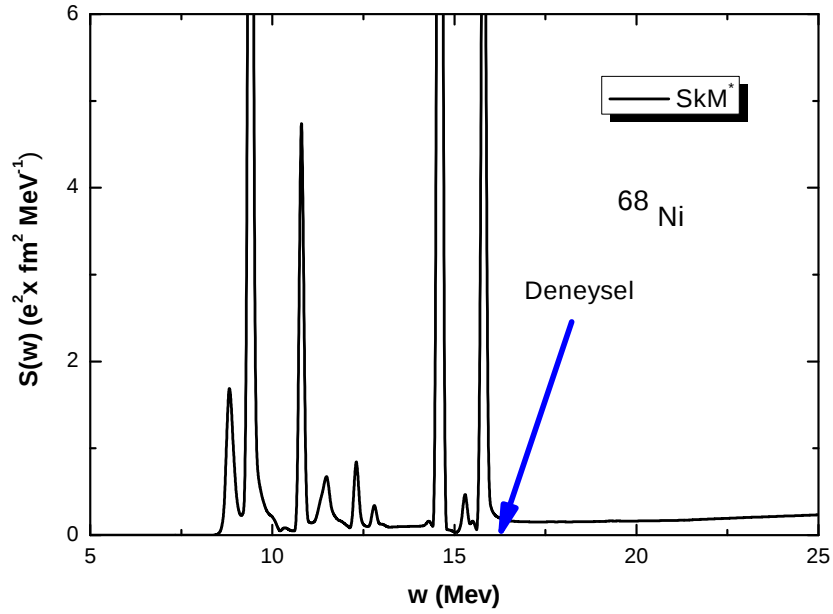
3.1 Sıfır Sıcaklık (T=0 MeV) için Hesaplamalar

3.1.1 Z=68, A=28 Nikel için Grafikler (^{68}Ni)

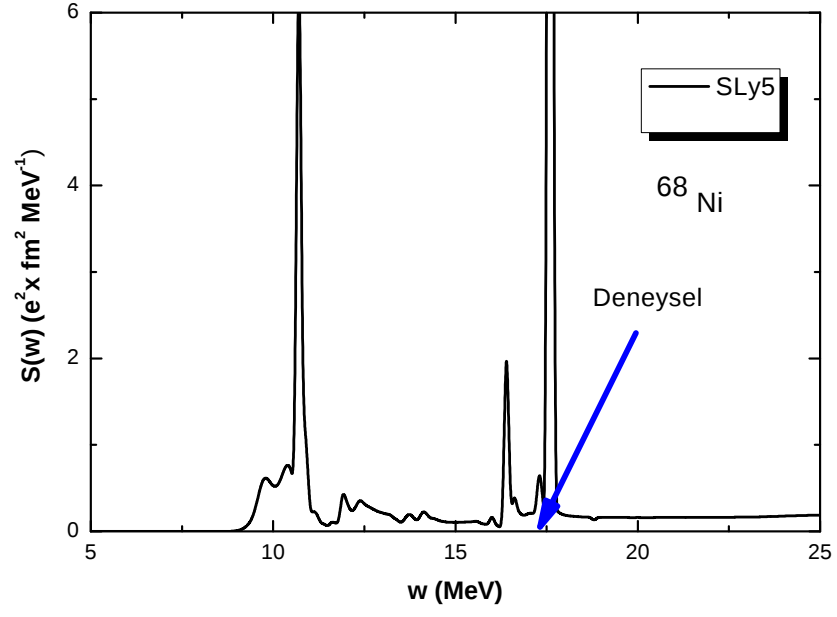
3.1.1.1 GDR için Grafikler



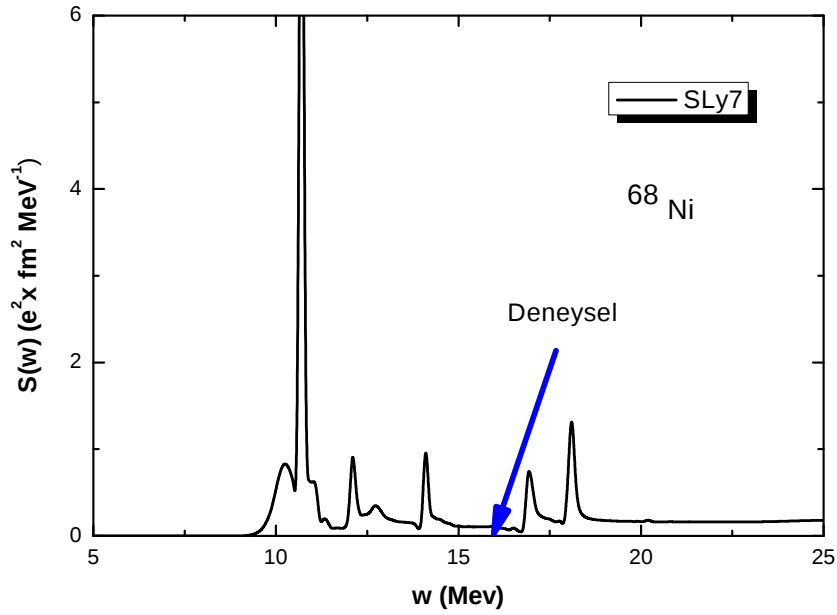
Grafik-1: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Buradaki hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



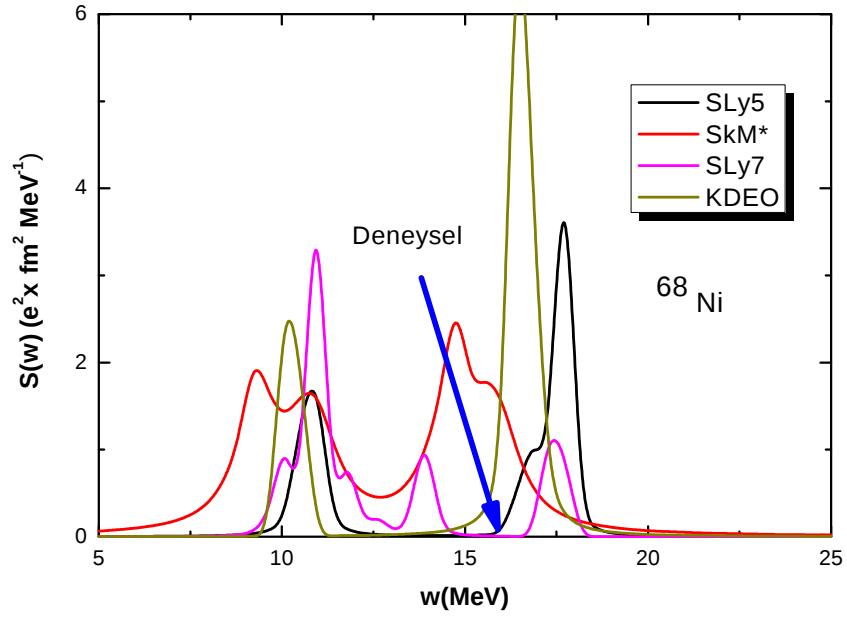
Grafik-2: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Buradaki hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-3: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Buradaki hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.

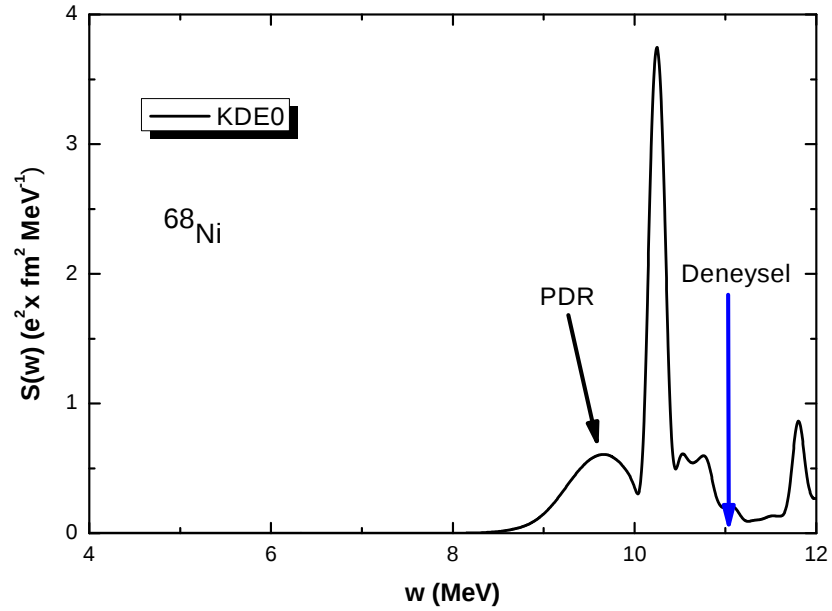


Grafik-4: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Buradaki hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

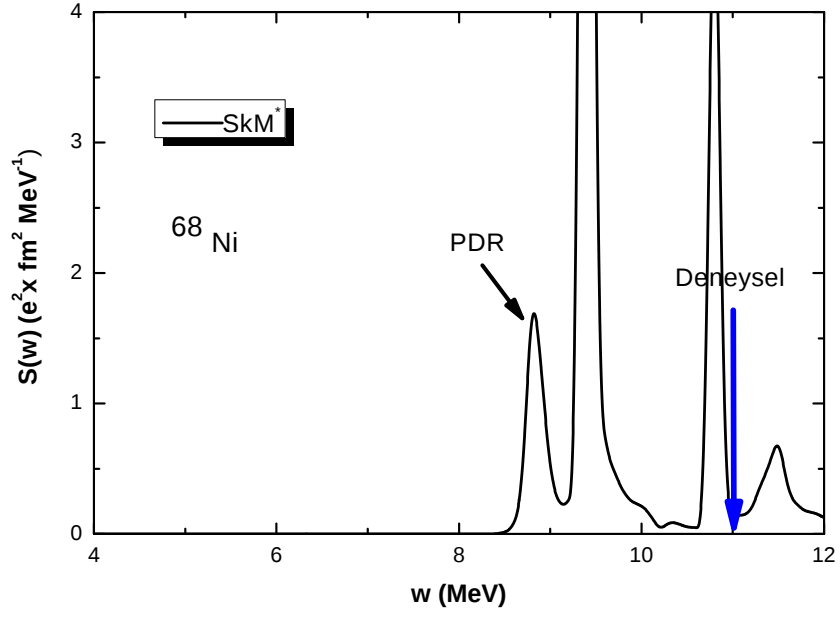


Grafik-5: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

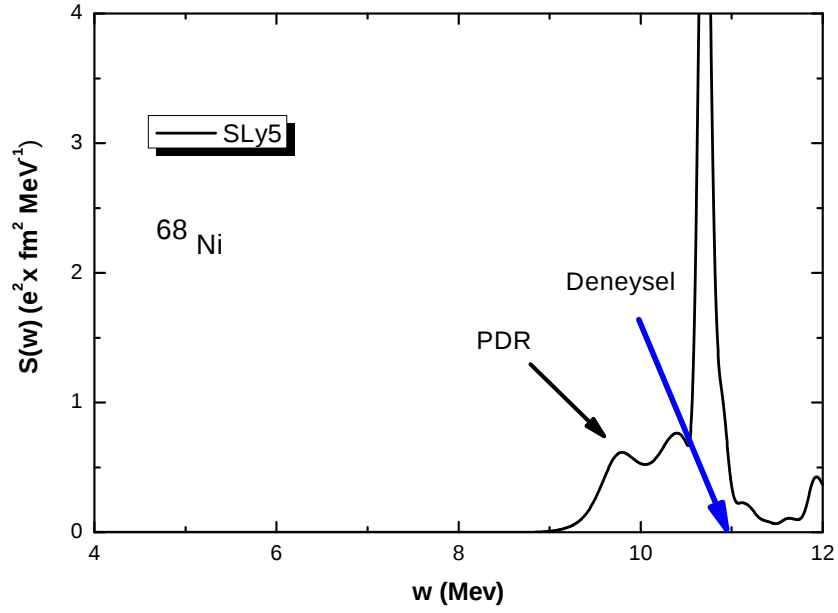
3.1.1.2 PDR için Grafikler



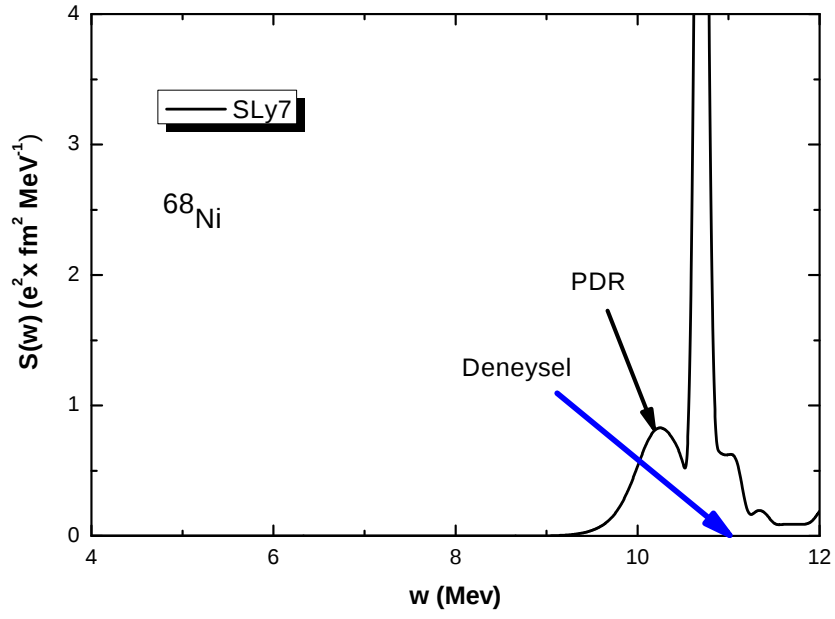
Grafik-6: PDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



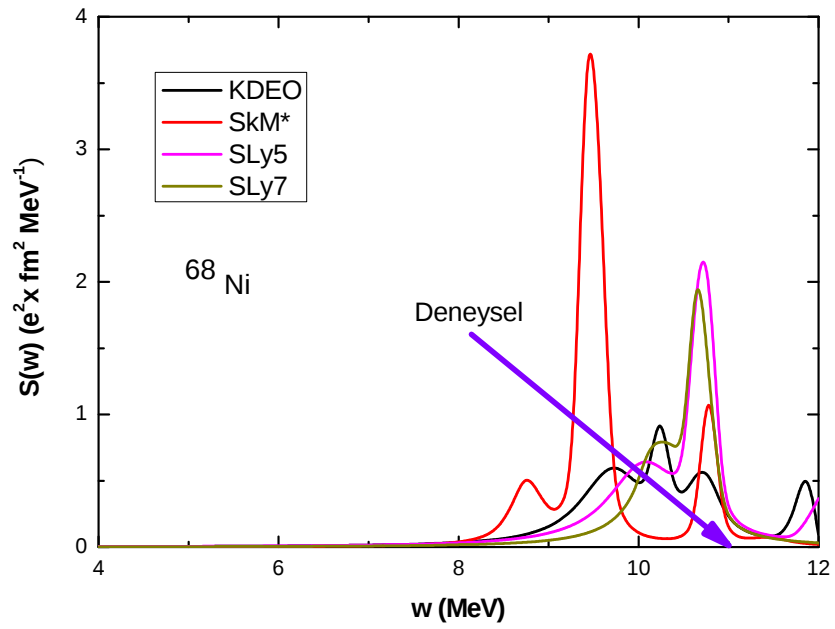
Grafik-7: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-8: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.



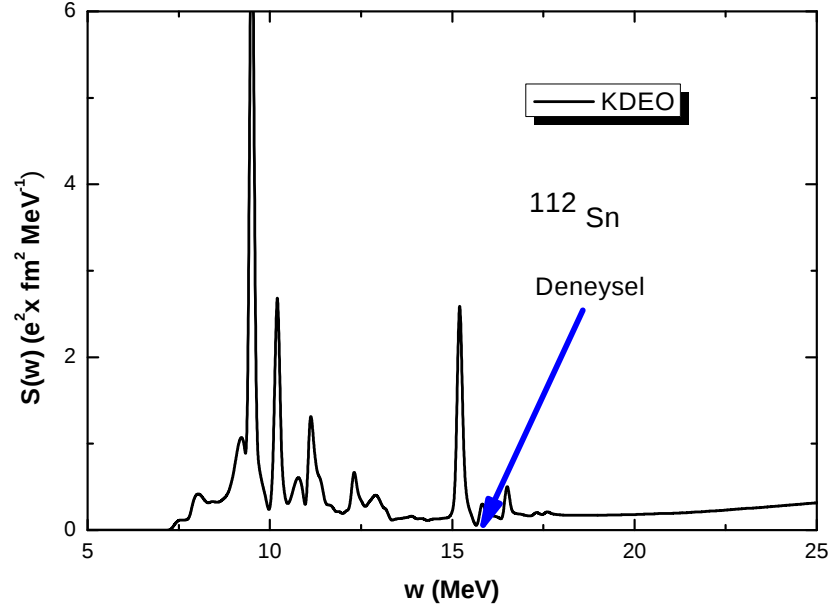
Grafik-9: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.



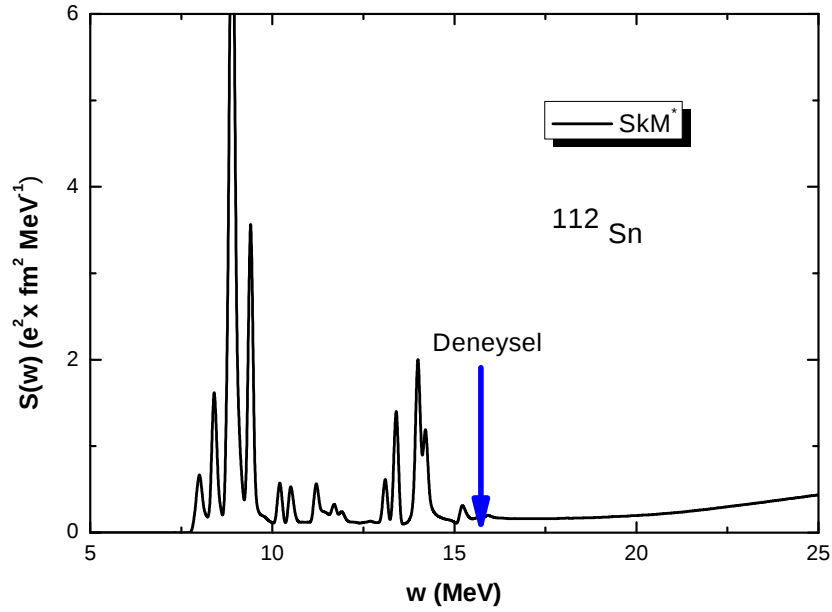
Grafik-10: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

3.1.2 Z=50, A=112 Kalay için Grafikler (^{112}Sn)

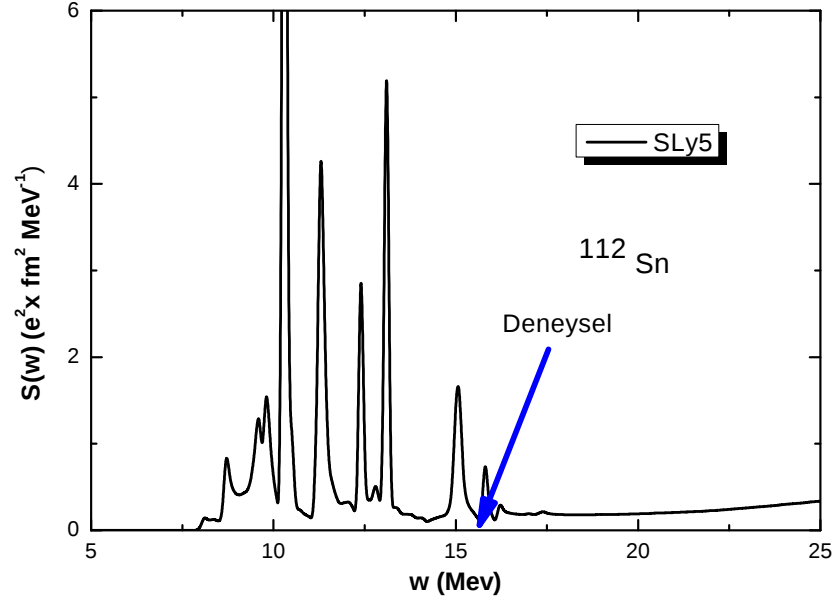
3.1.2.1 GDR için Grafikler



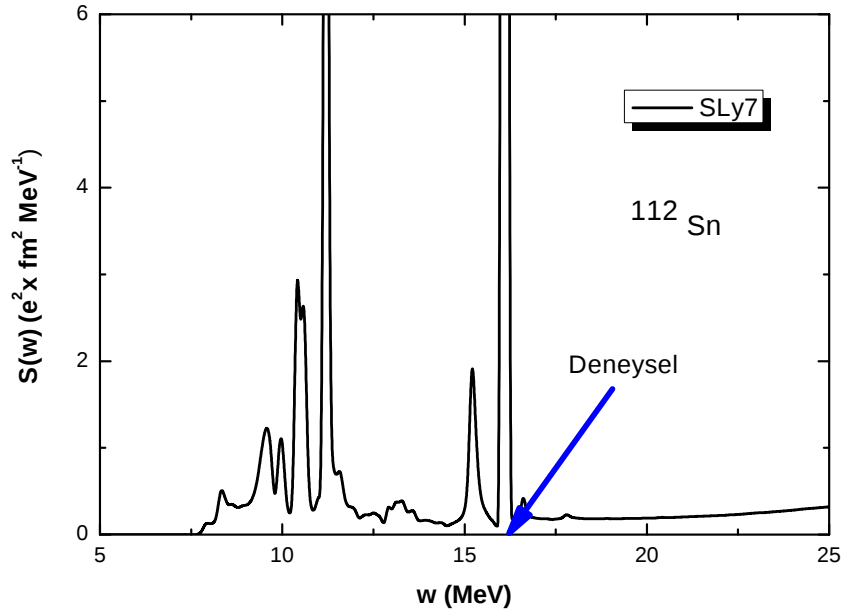
Grafik-11: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



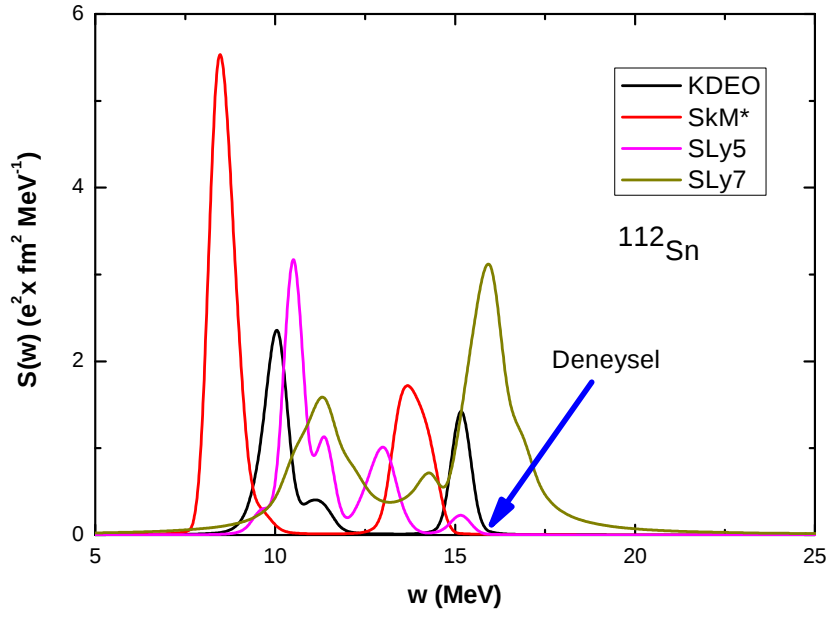
Grafik-12: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-13: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.

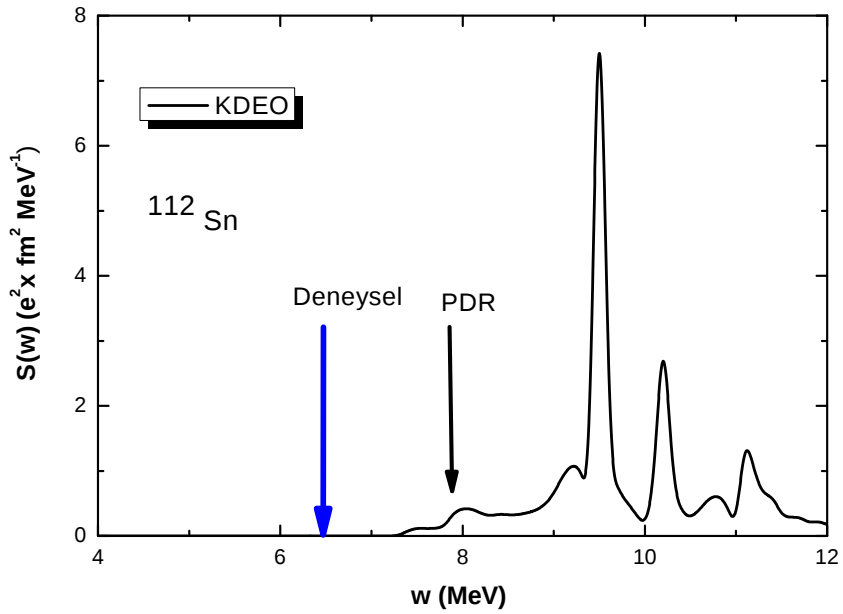


Grafik-14: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

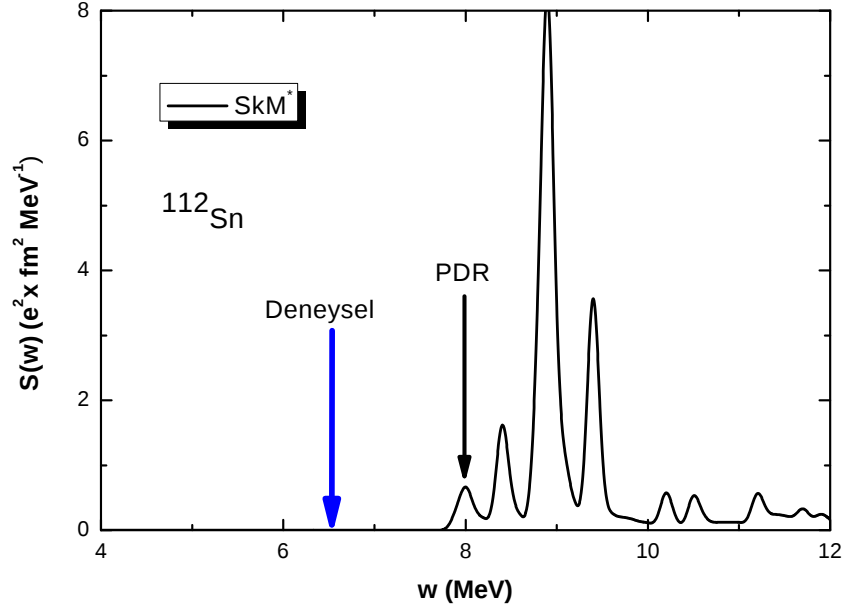


Grafik-15: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

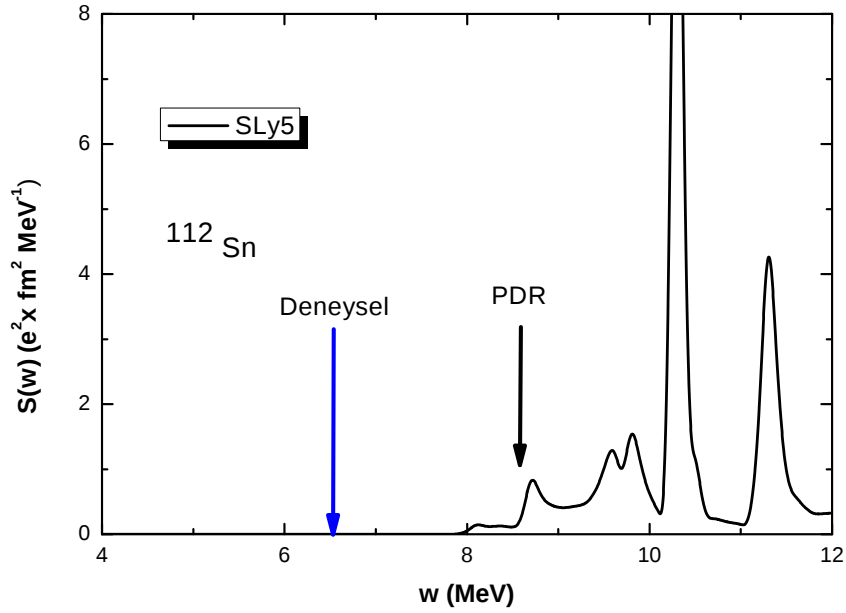
3.1.2.2 PDR için Grafikler



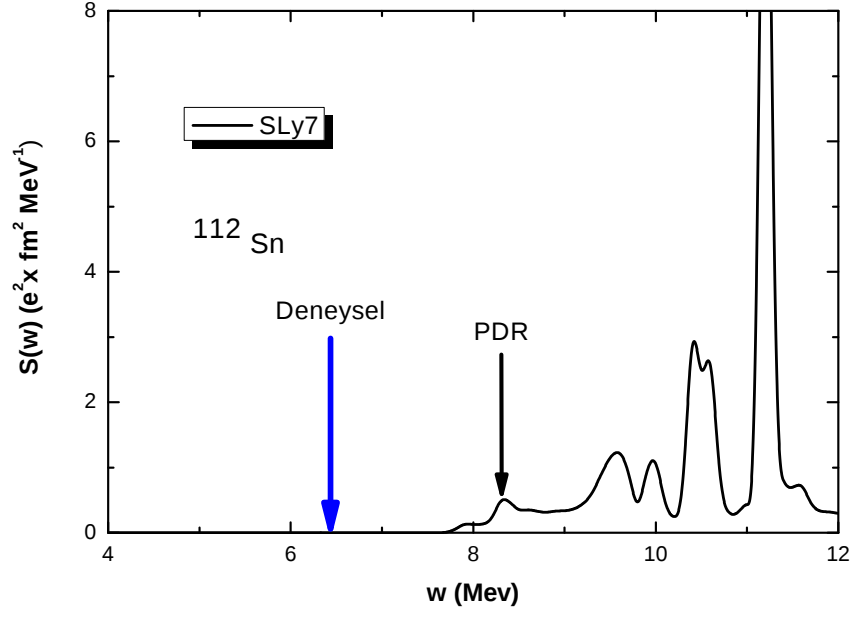
Grafik-16: PDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDE0 etkileşmesi içindir.



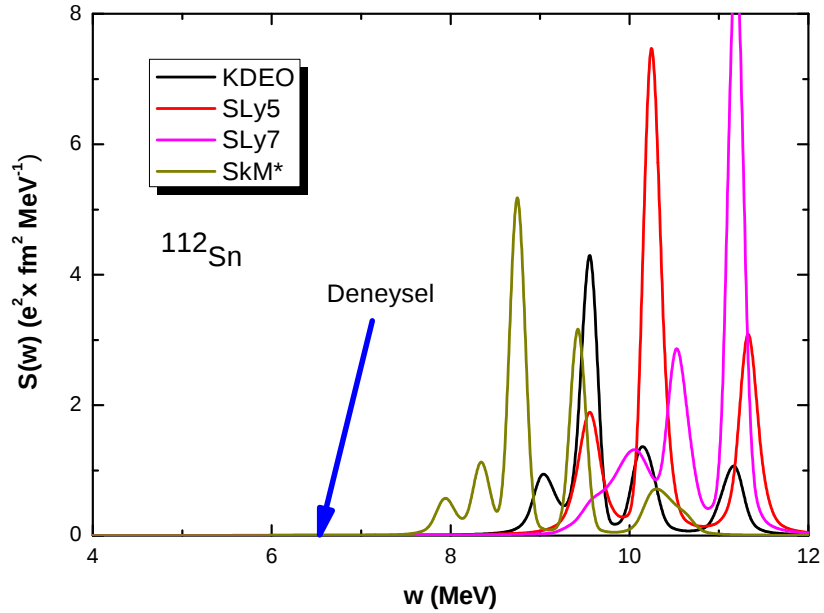
Grafik-17: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-18: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.



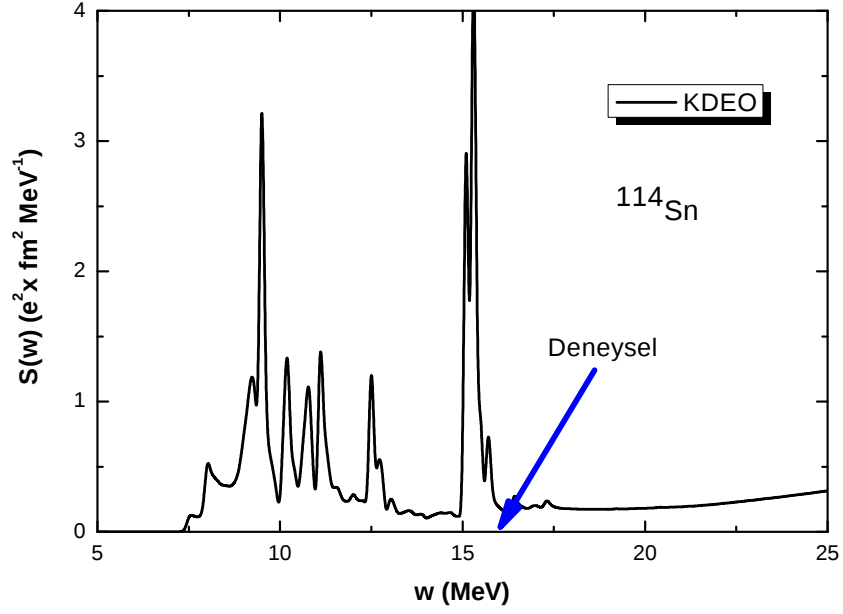
Grafik-19: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.



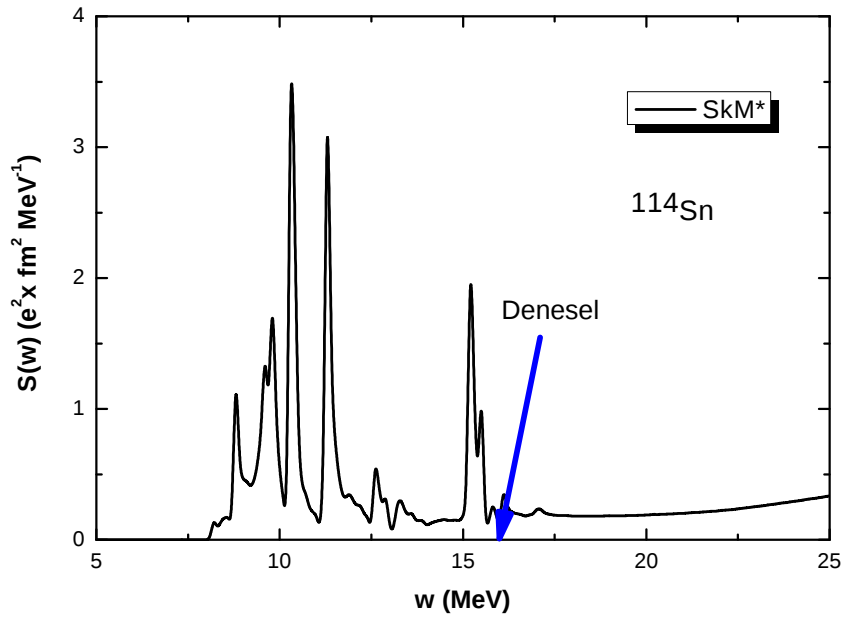
Grafik-20: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

3.1.3 Z=50, A=114 Kalay için Grafikler

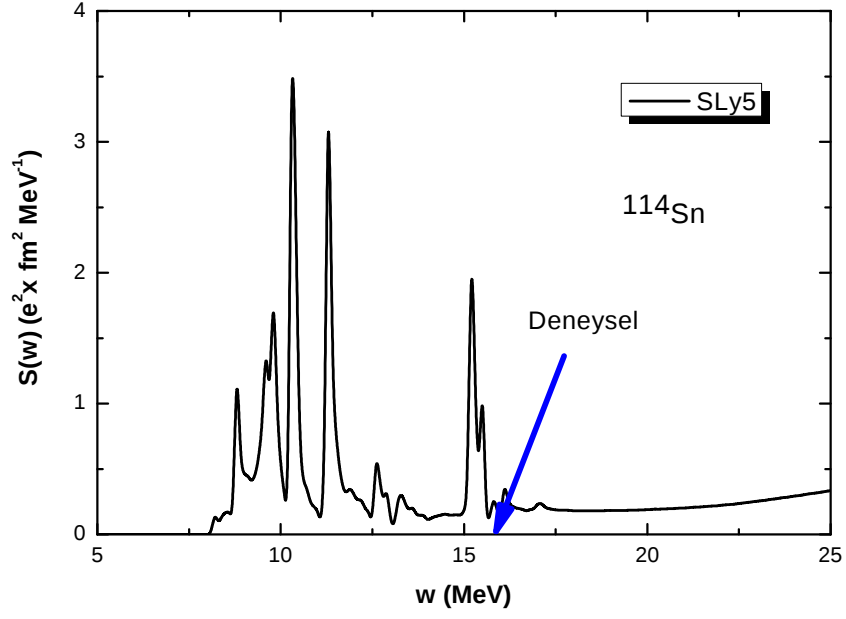
3.1.3.1 GDR dağılım Grafikler



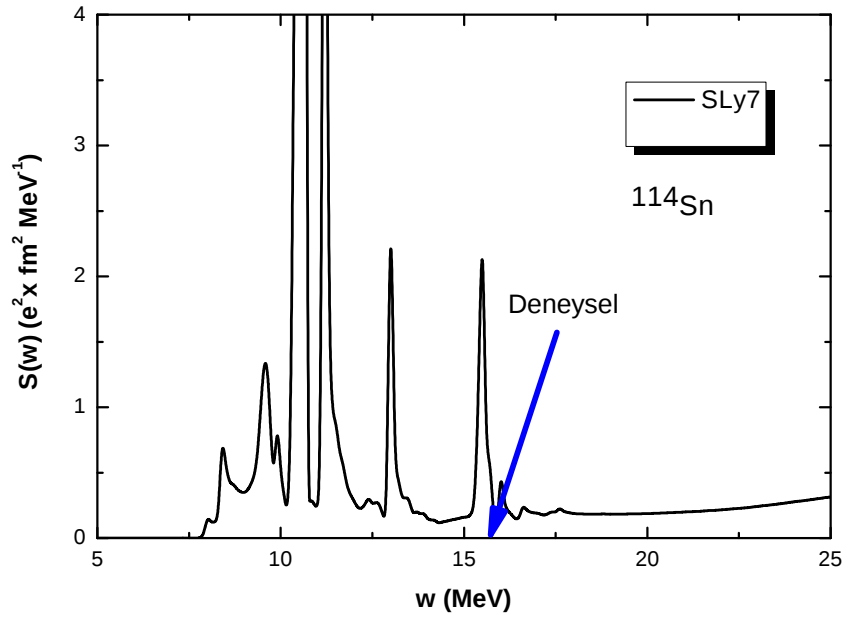
Grafik–21: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



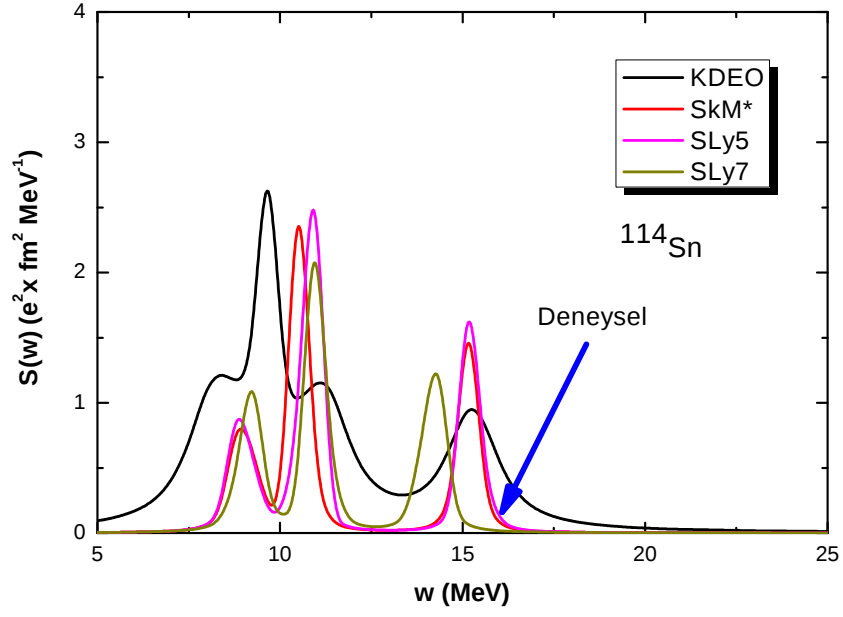
Grafik–22: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-23: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.

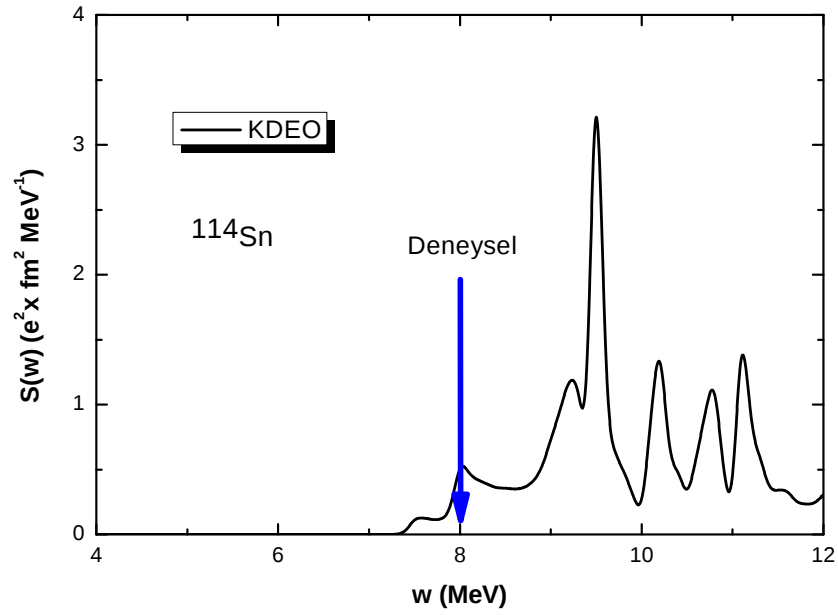


Grafik-24: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

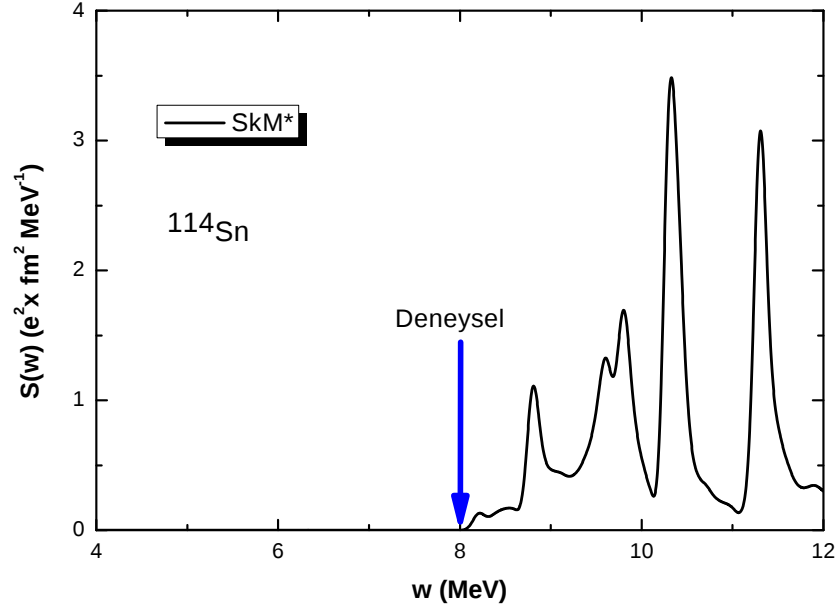


Grafik–25: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

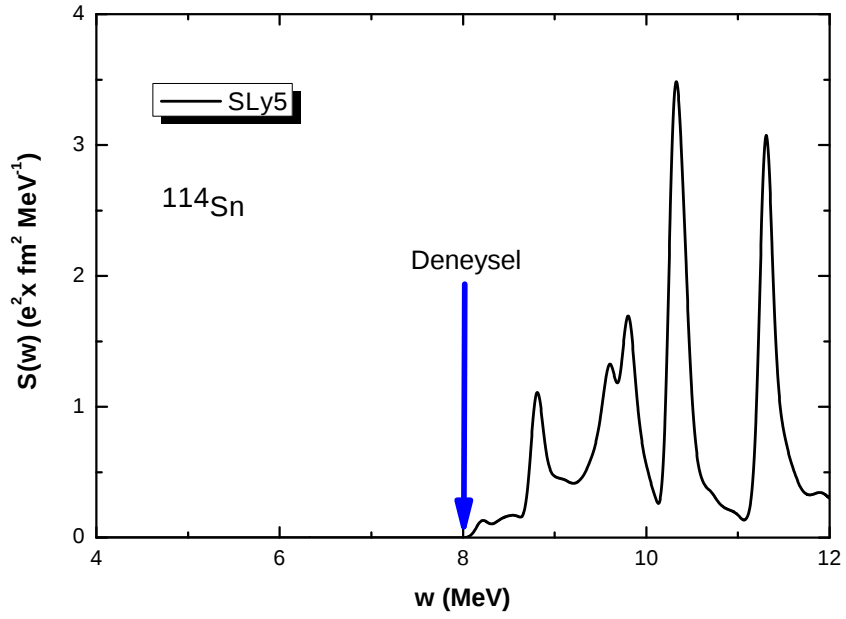
3.1.3.2 PDR için Grafikler



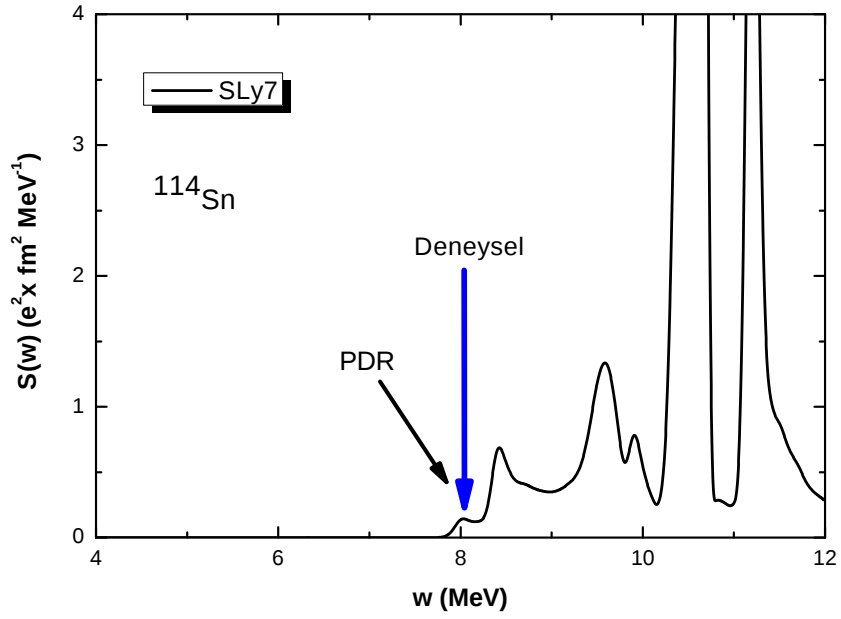
Grafik–26: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



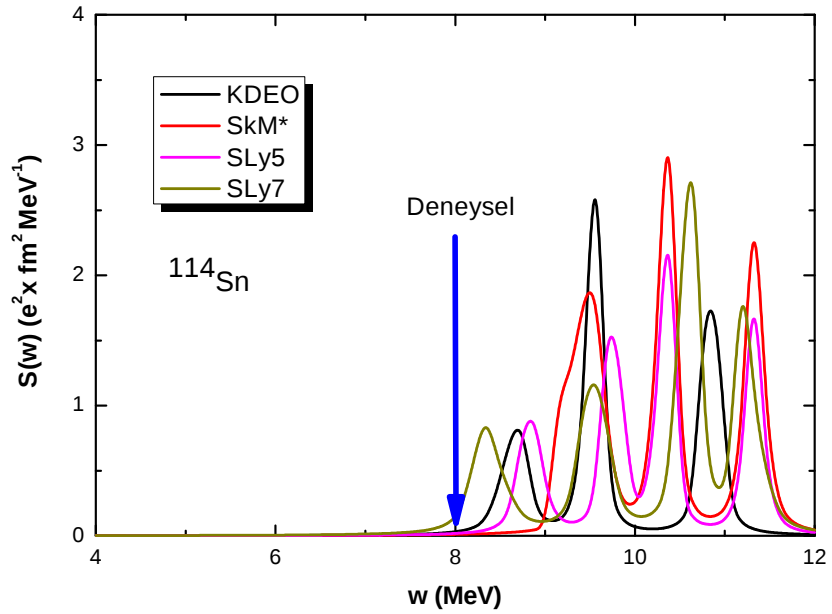
Grafik–27: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik–28: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.



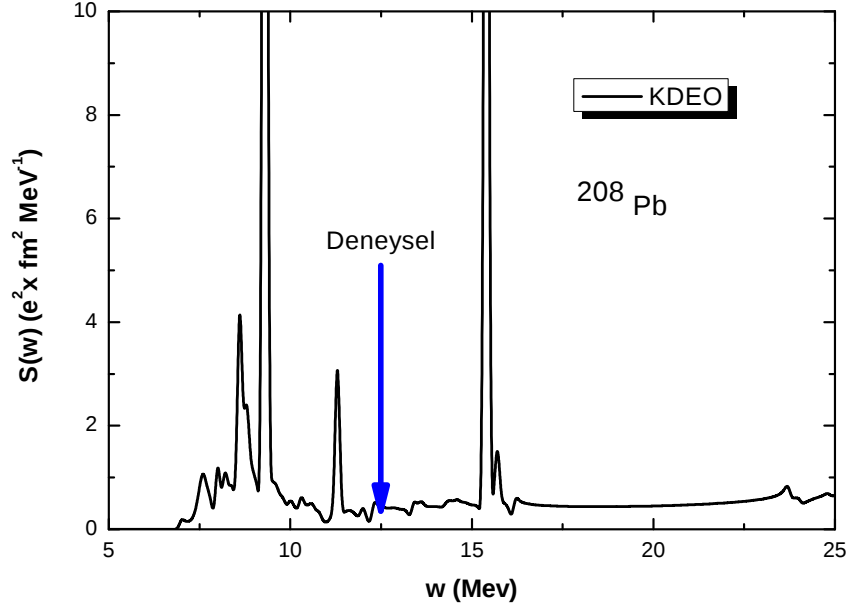
Grafik–29: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.



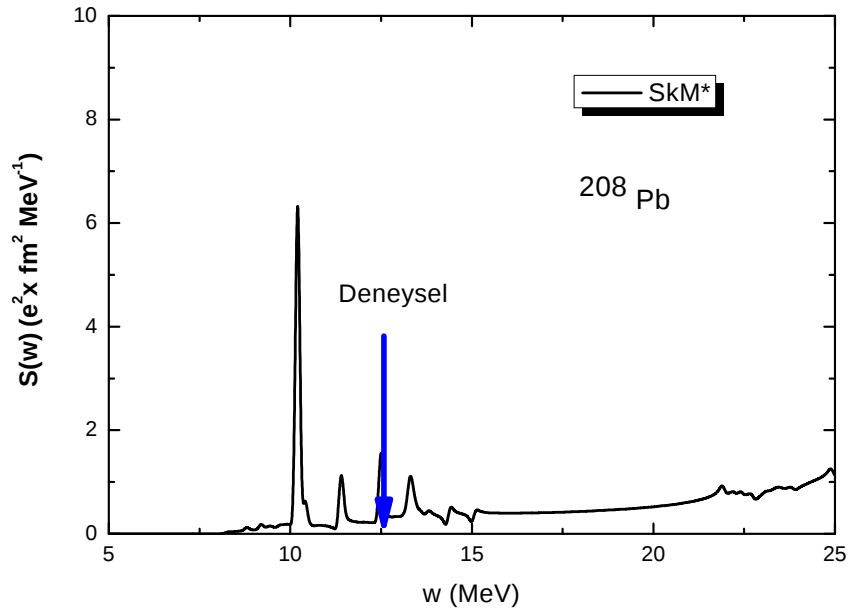
Grafik–30: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

3.1.4 Z=82, A=208 Kurşun için Grafikler (208 Pb)

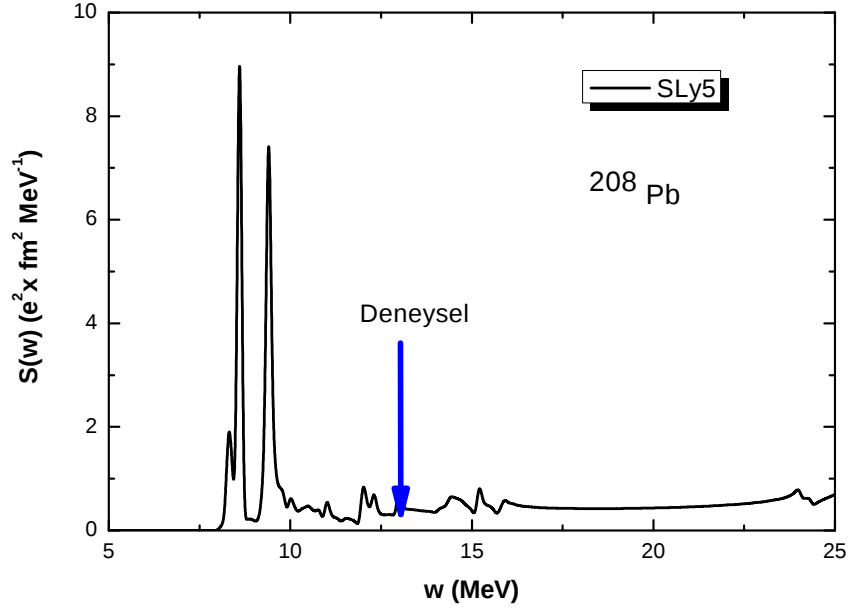
3.1.4.1 GDR dağılım için Grafikler



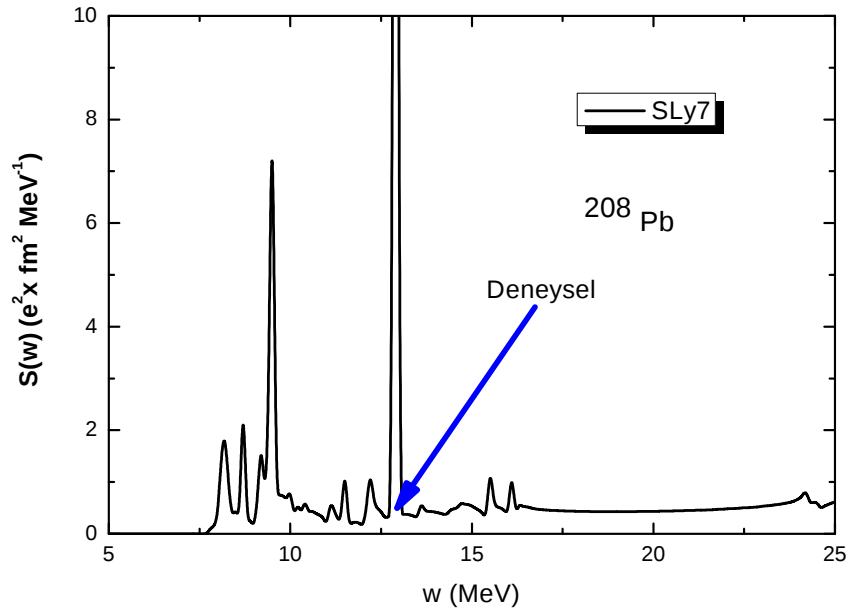
Grafik-31: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



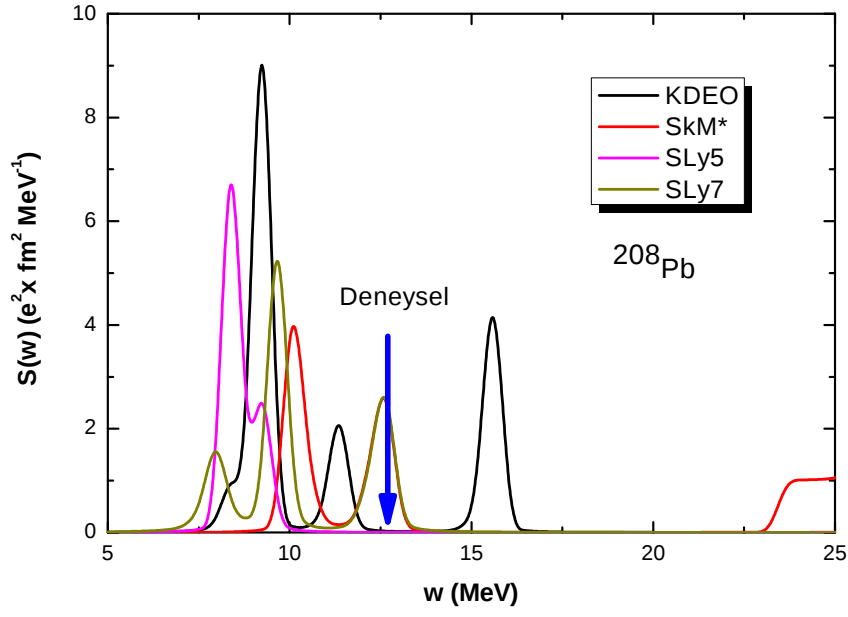
Grafik-32: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-33: GDR dağılım fonksiyonun enerjeye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.

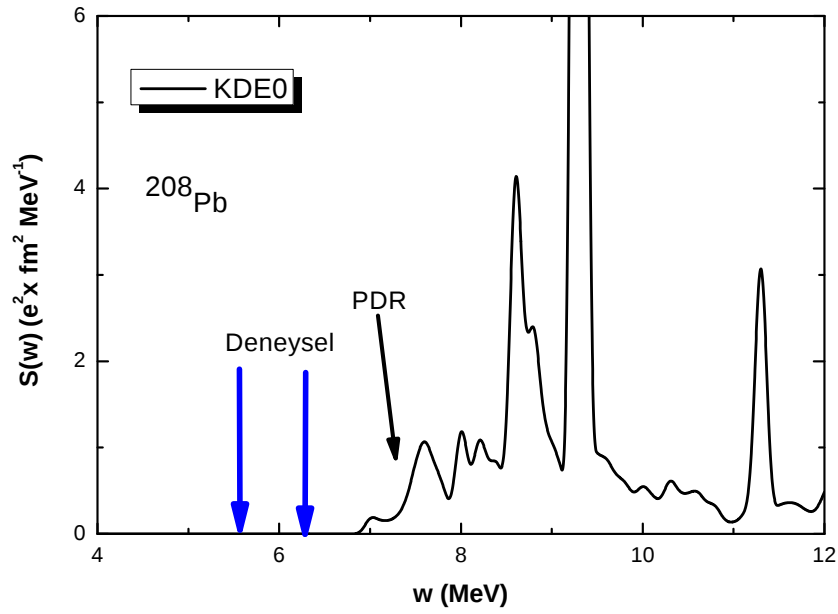


Grafik-34: GDR dağılım fonksiyonun enerjeye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

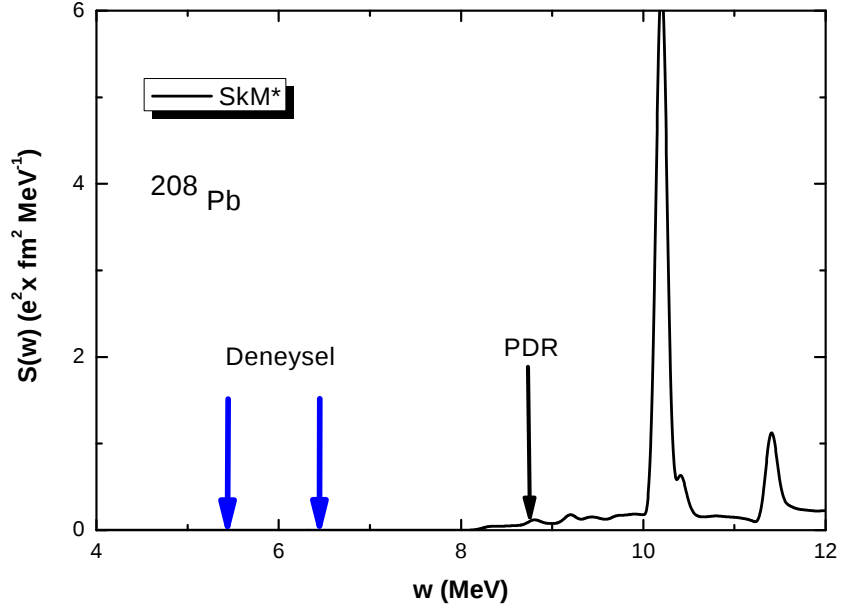


Grafik–35: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

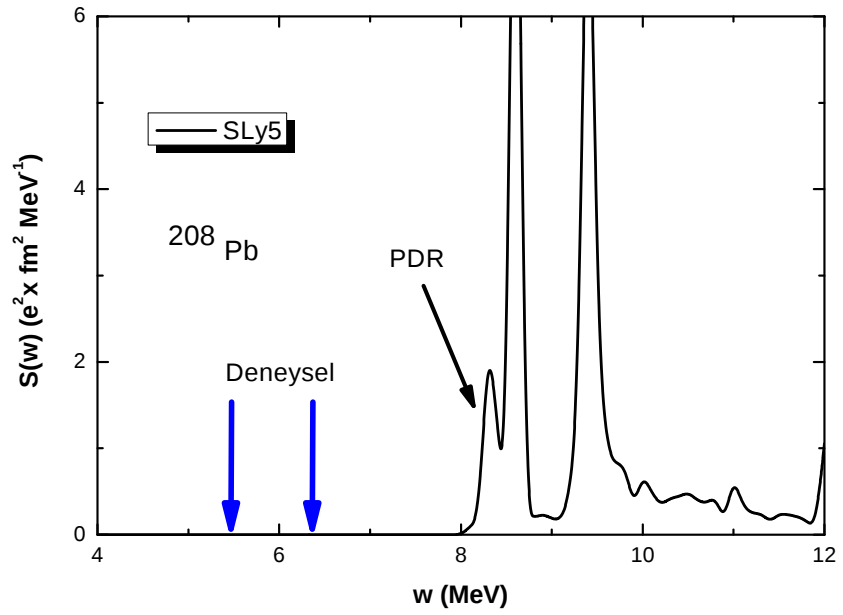
3.1.4.2 PDR için Grafikler



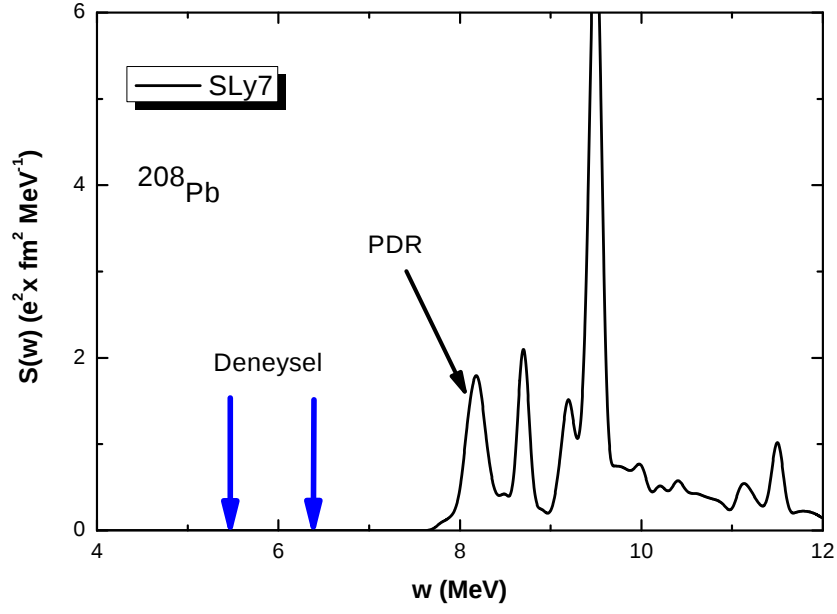
Grafik–36: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



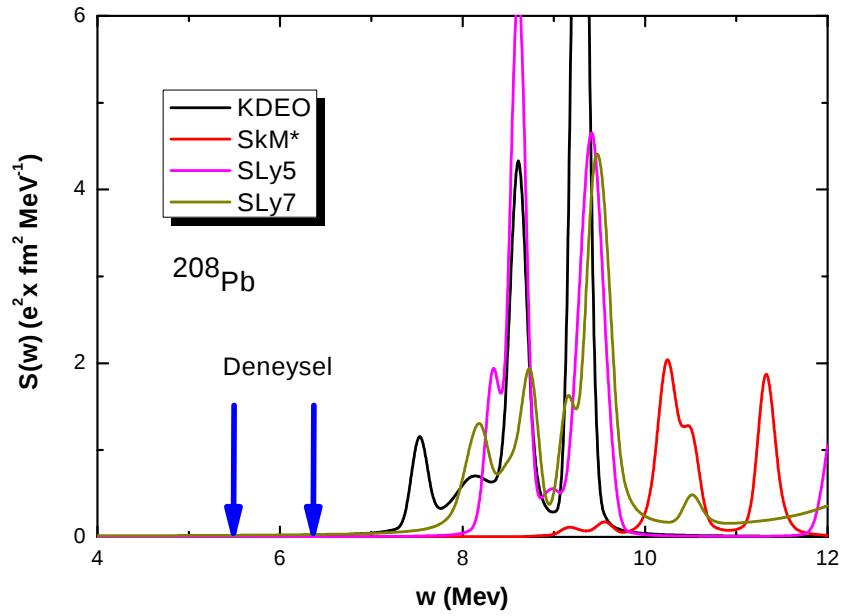
Grafik-37: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-38: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.



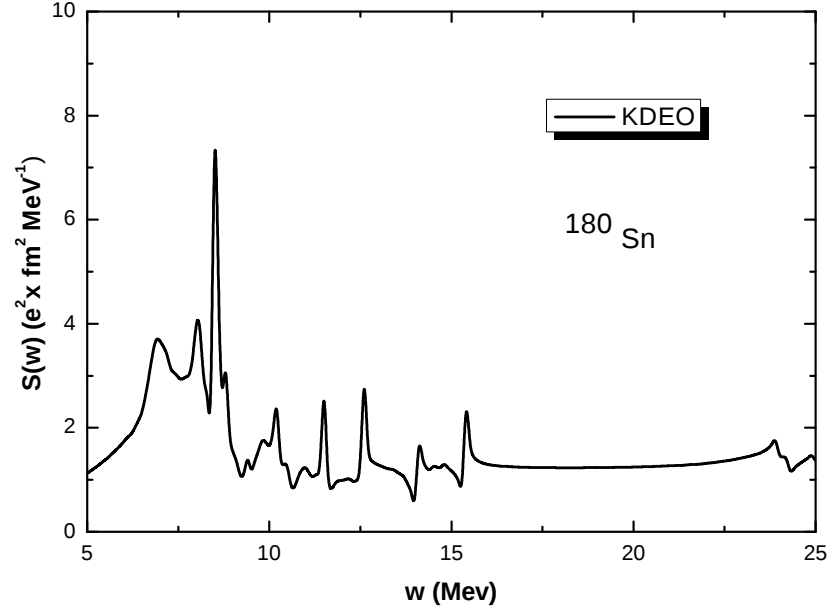
Grafik-39: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.



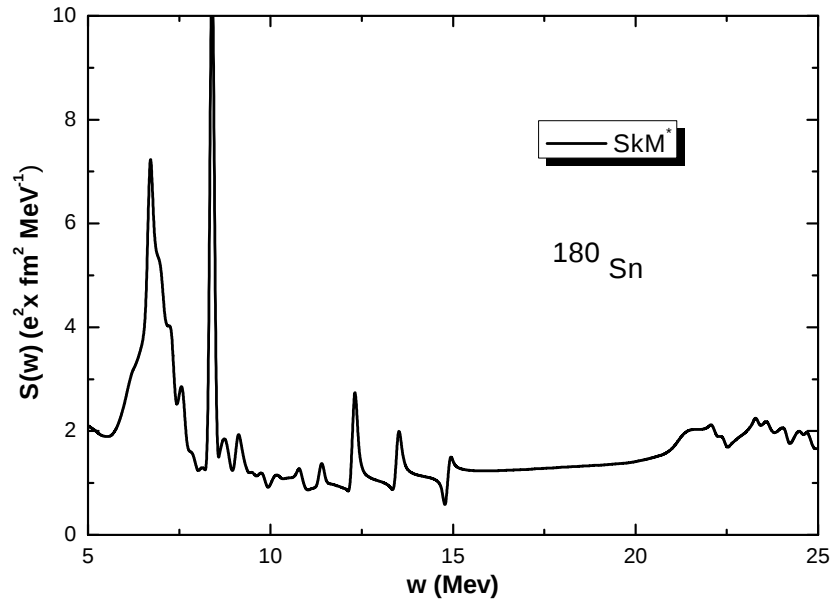
Grafik-40: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

3.1.5 Z=50, A=180 Kalay için Grafikler (^{180}Sn)

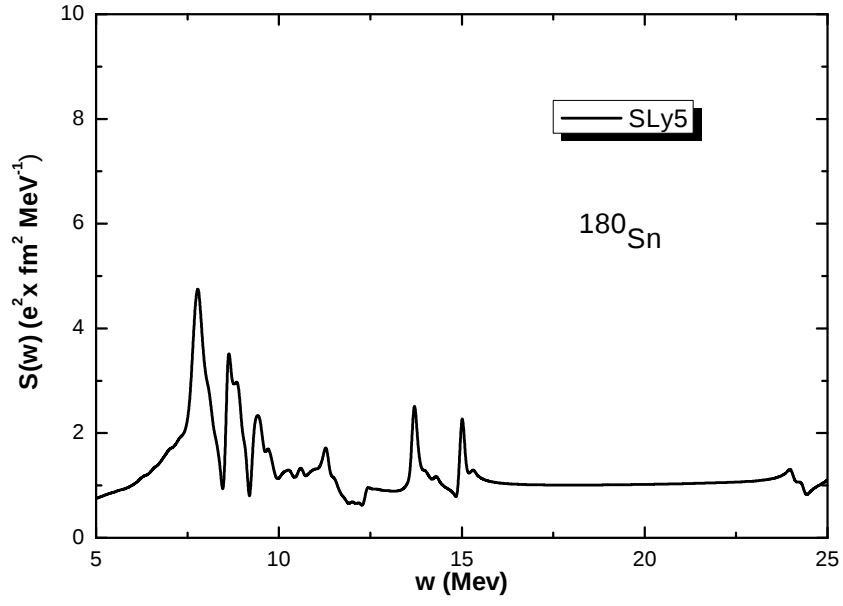
3.1.5.1 GDR için Grafikler



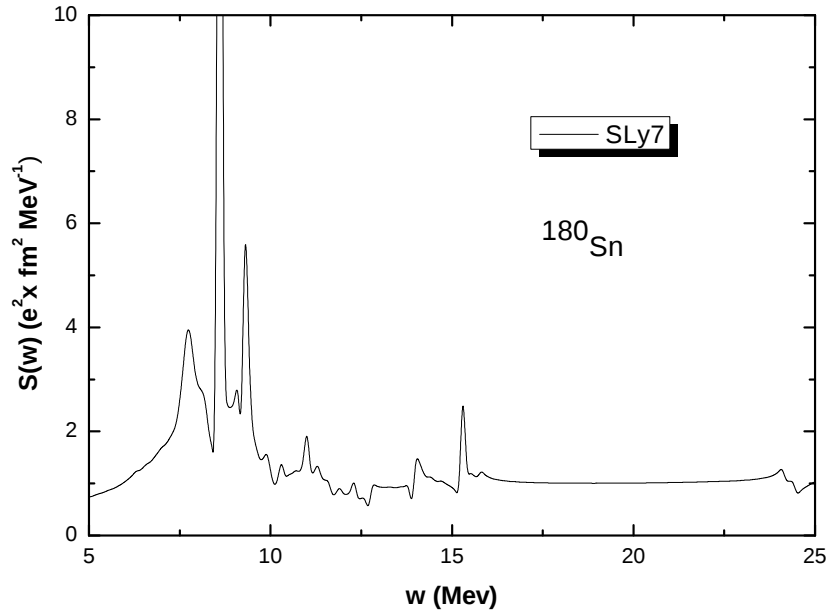
Grafik-41: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



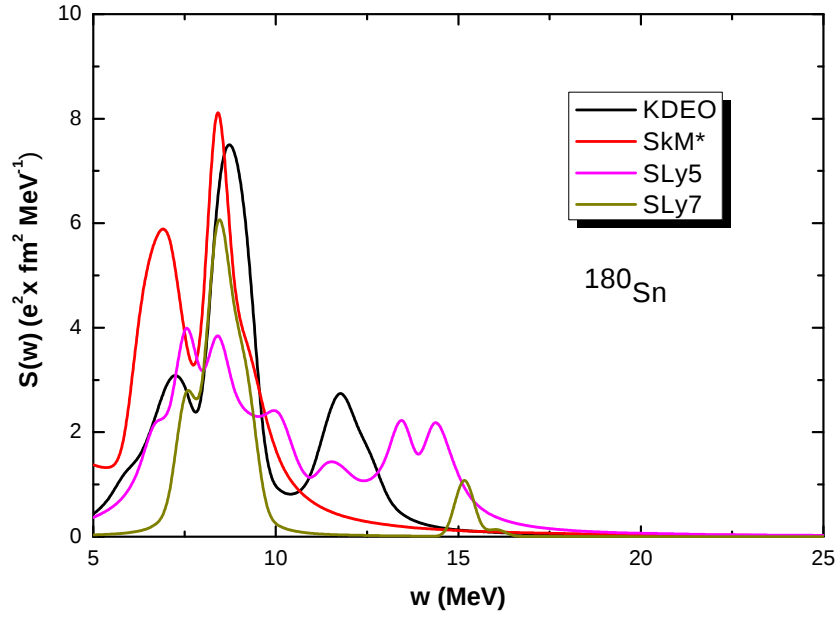
Grafik-42: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-43: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.

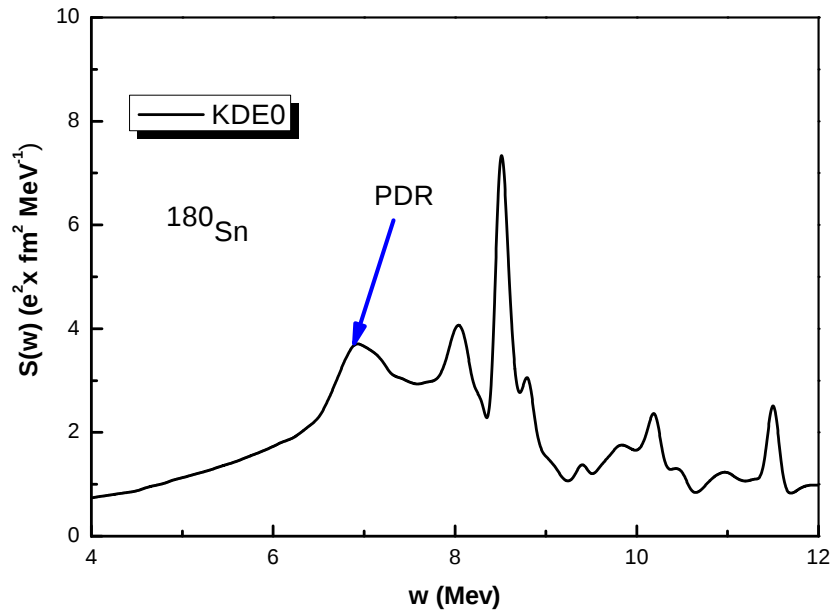


Grafik-44: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

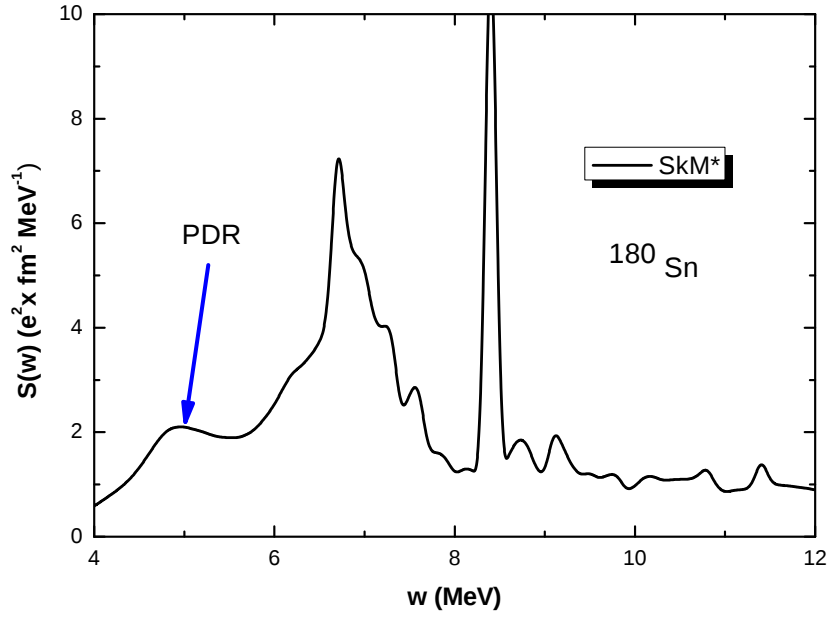


Grafik-45: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

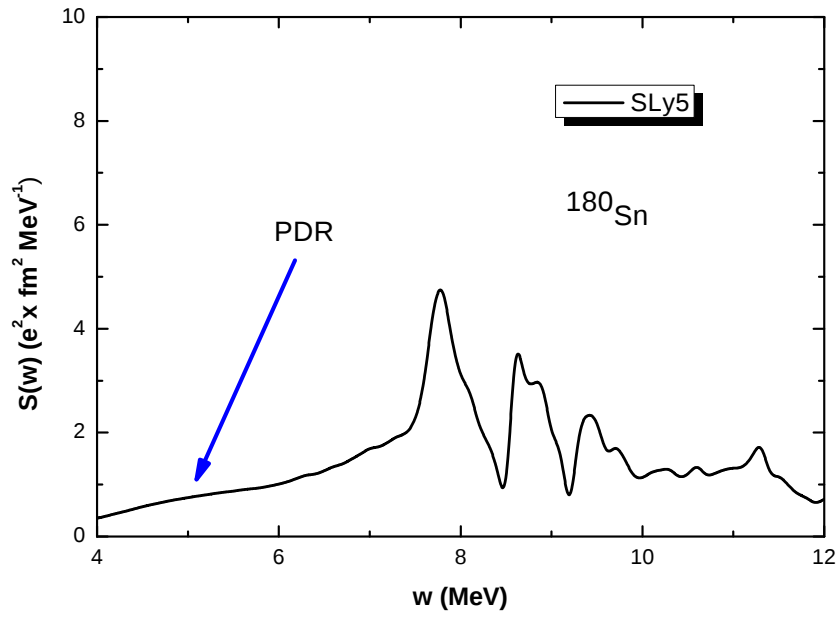
3.1.5.2 PDR için Grafikler



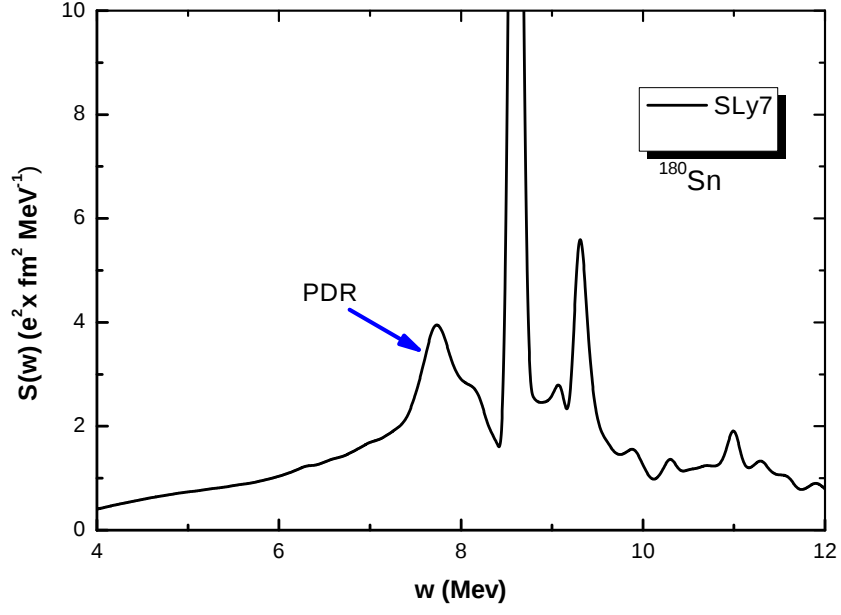
Grafik-46: PDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



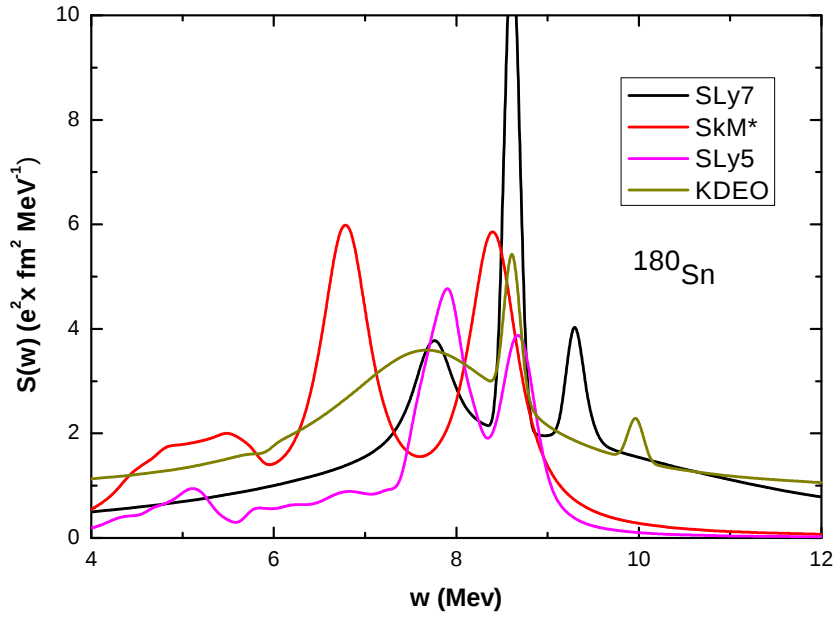
Grafik-47: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SkM* etkileşmesi içindir.



Grafik-48: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy5 etkileşmesi içindir.



Grafik-49: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

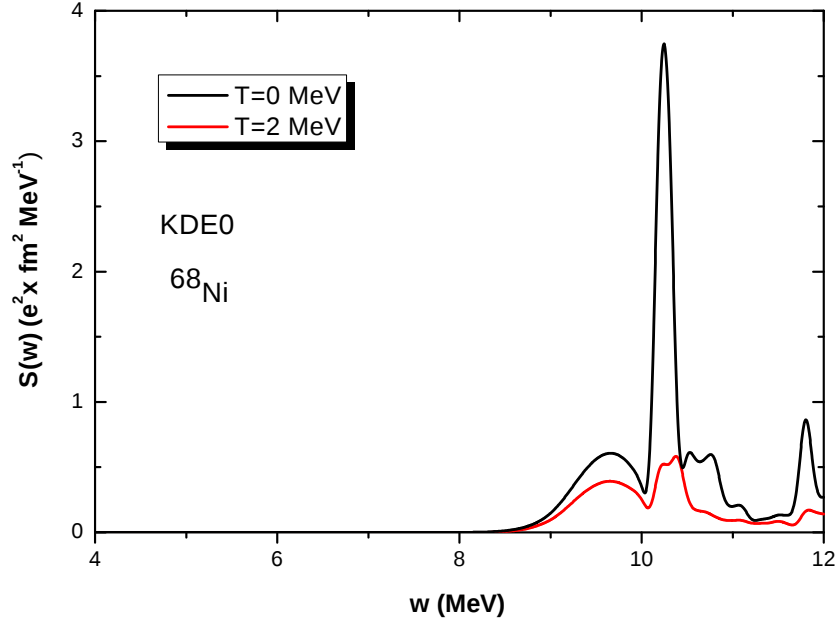


Grafik-50: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre değişiminin Lorentziyen grafiği. Hesaplar KDEO, SkM*, SLy7 ve SLy5 etkileşmeleri içindir.

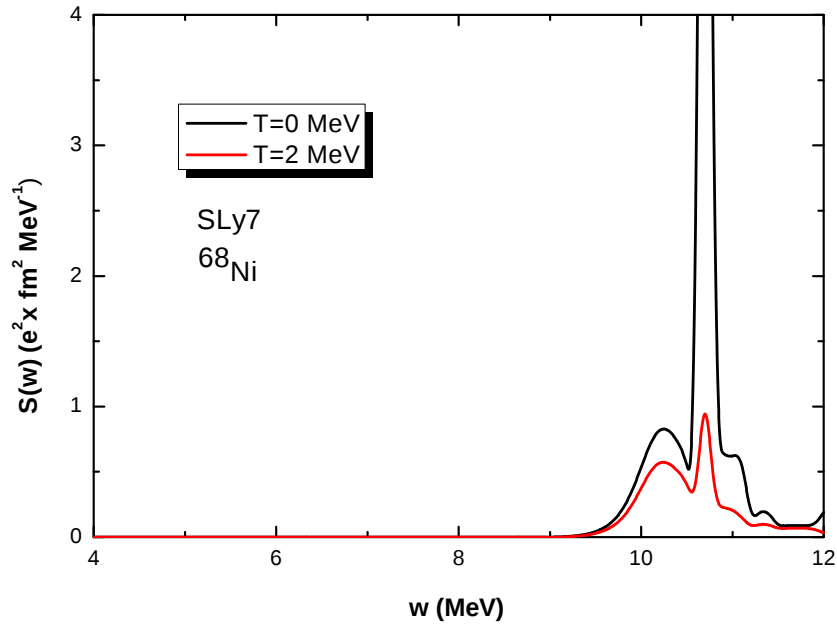
3.2 Sonlu Sıcaklıklar (T=2 MeV) için Hesaplamalar

3.2.1 Z=28, A=68 Nikel için Grafikler (^{68}Ni)

3.2.1.1 PDR için Grafikler

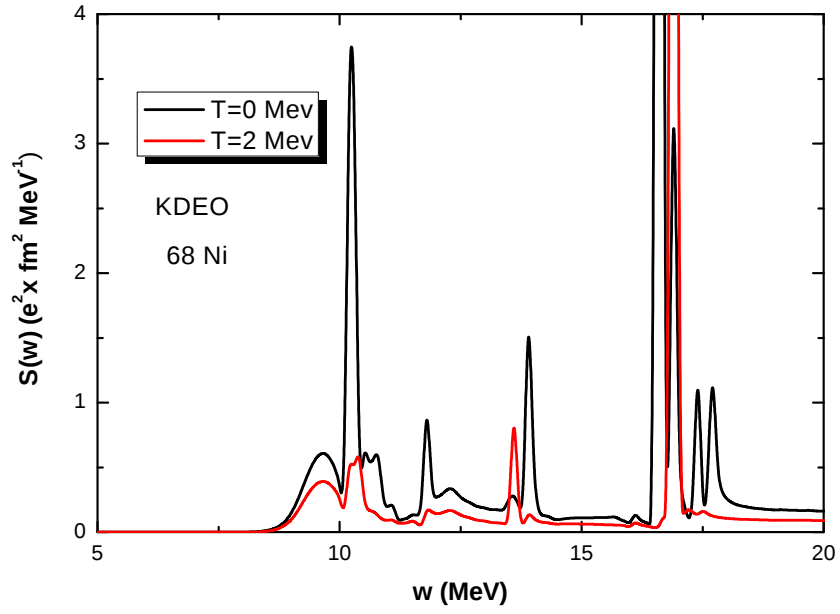


Grafik–51: PDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDE0 etkileşmesi içindir.

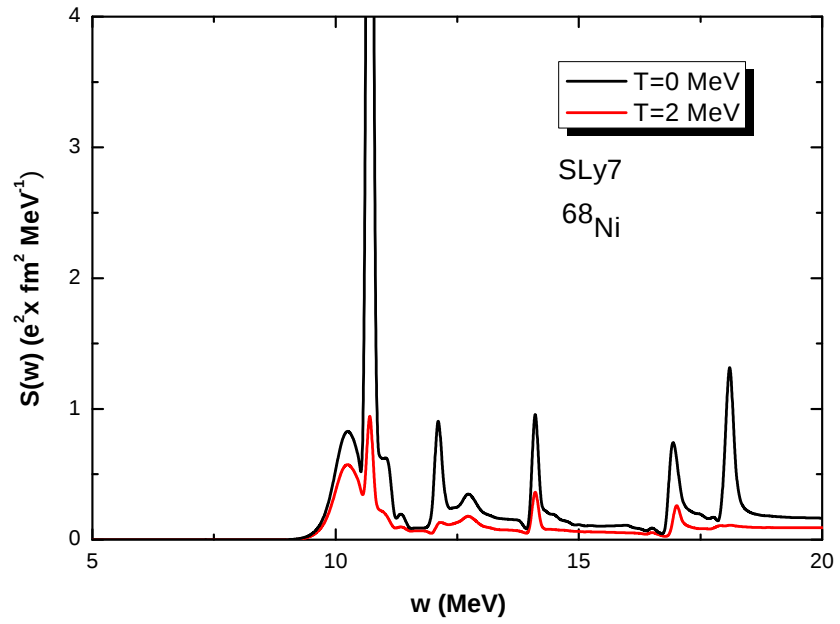


Grafik–52: PDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

3.2.1.2 GDR için Grafikler



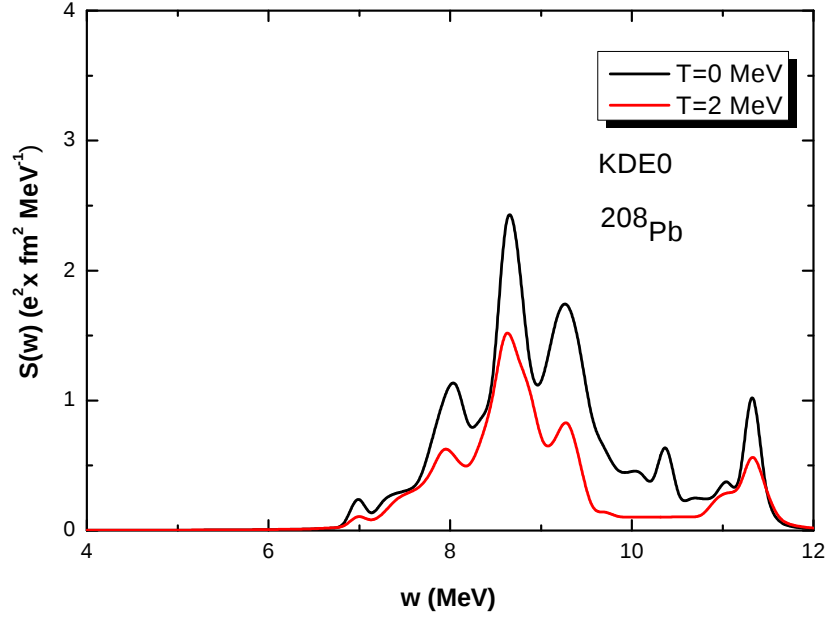
Grafik–53: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



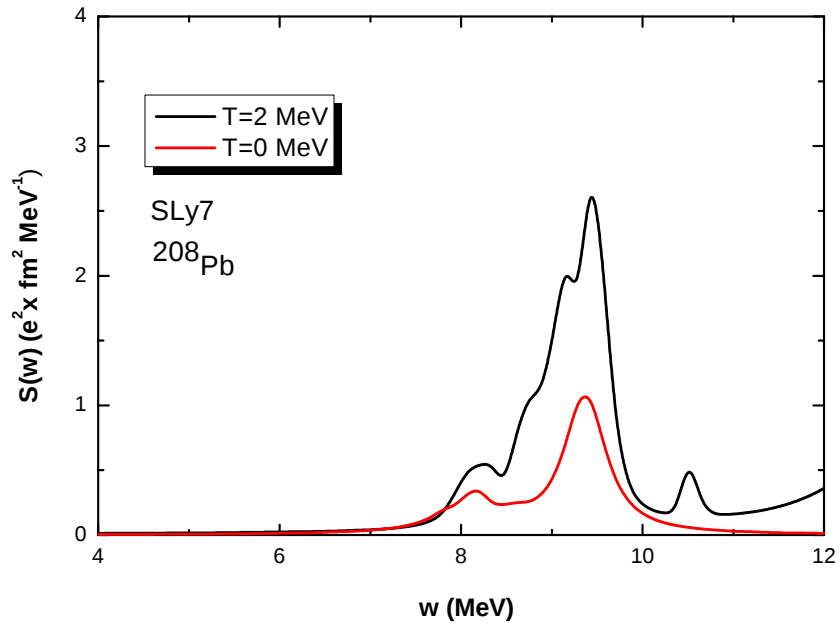
Grafik–54: GDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

3.2.2 Z=82, A=208 Kurşun için Grafikler (208 Pb)

3.2.2.1 PDR için Grafikler

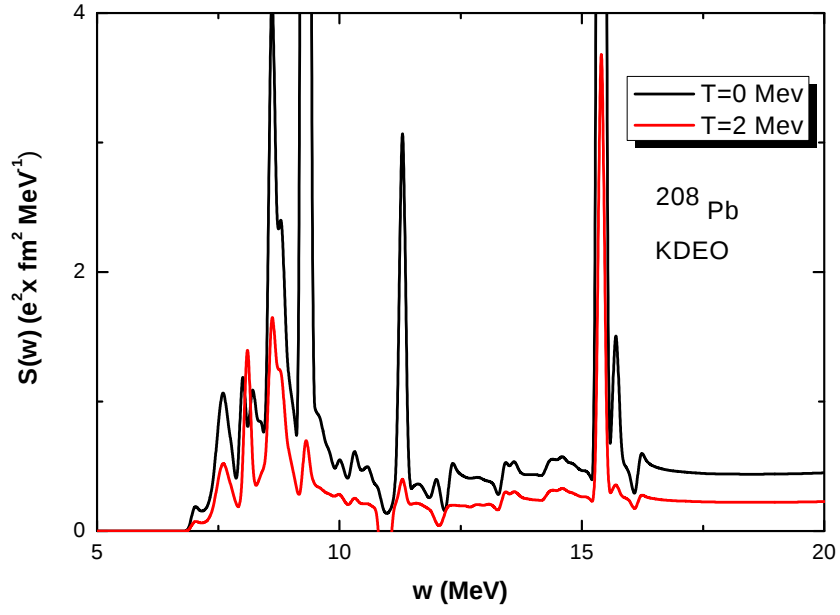


Grafik–55: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDE0 etkileşmesi içindir.

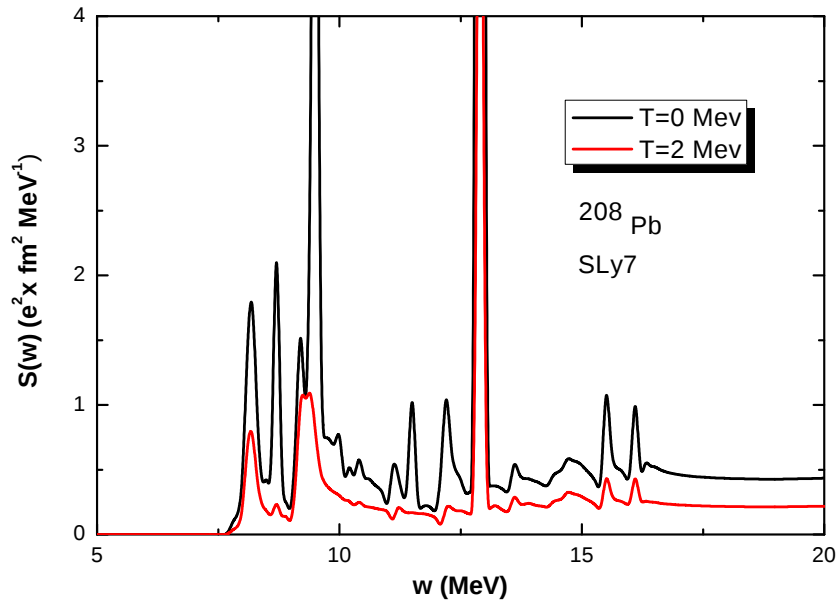


Grafik–56: PDR dağılım fonksiyonun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

3.2.2.2 GDR için Grafikler



Grafik-57: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar KDEO etkileşmesi içindir.



Grafik-58: GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre grafiği. Hesaplar SLy7 etkileşmesi içindir.

4. SONUÇLAR ve TARTIŞMA

Bu çalışmada Dev ve Cüce rezonanslar, değişik Skyrme kuvvetleri kullanılarak sıfır ve sonlu sıcaklıklarda hesaplandı. Hesaplarda SkM*, SLy5, SLy7 ve KDE0 gibi değişik Skyrme parametreleri kullanıldı. Bu parametreler Tablo-1, Tablo-2, Tablo-3, Tablo-4 ile gösterilmiştir. Dağılım fonksiyonun $S(w)$ enerjiye göre değişimi w (MeV), nötron bakımından zengin çekirdekler ^{68}Ni , ^{112}Sn , ^{114}Sn , ağır çekirdek ^{208}Pb ve nötronca çok çok zengin deneme bir küresel çekirdeği olan ^{180}Sn için hesaplanarak Grafik 1-50'de bazı deneysel verilerle karşılaştırıldı. Ni çekirdeğinin deforme olmuş bir çekirdek olmasına karşın, hesaplarda küresel kabul edildi ve koordinat uzayında incelendi. Denklem 2.14'deki Skyrme tipi etkileşmesi yerine, yine Skyrme parametrelerinden oluşmuş Landau-Migdal etkileşmeleri kullanıldı [51]. Denklem 2.31'de (Landau-Migdal etkileşmesinde) izoskaler F_0 ve izovektör F_0' parametreleri kullanılmıştır. Hesaplara, spin etkileşmeleri katılmamıştır. Bu çalışmada, HF+RPA yaklaşımı kullanıldı ve çiftlenim (pairing effects) etkileri hesaplara katılmadı. 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. Hesaplar, izovektör elektrik dipol durumlar $J^\pi = 1^-$ için yapıldı. PDR için enerji aralığımız 4-12 MeV arası ve GDR için 5-25 MeV arası olarak seçildi. Bu çalışmada, her bir Skyrme parametrelerinin önemi tüm çekirdekler de hem GDR hem de PDR için ayrı ayrı incelendi. Yine bu çalışmalarda, EWSR (Energy-Weighted Sum Rule) her bir çekirdek için nümerik sonuçlara göre hesaplandı ve bu aralık yaklaşık olarak %1-%2 aralığında bulundu.

İlk hesaplar ^{68}Ni için yapıldı. Grafik 1-4 sırasıyla, KDE0, SkM*, SLy5 ve SLy7 için GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre durumu gösterildi. KDE0, SkM* SLy5 ve SLy7 için GDR enerji piki sırasıyla 16,6, 15,8, 17,6 ve 18,0 MeV olarak gözlemlendi. GDR'nin deneysel değeri 16 MeV [17] dir. Grafik 6-9'de, aynı çekirdek için PDR pik değerleri sırasıyla 9,7, 8,8, 10,4 ve 10,2 MeV olarak ölçüldü. PDR'nin deneysel değeri 11,0 MeV civarındadır [17]. KDE0, SkM* SLy5 etkileşmeleri için, GDR ve PDR'nin pik değerlerinin deneysel verilerle uyduğuna görmekteyiz. Burada, SLy7 ve KDE0 parametreleri, PDR için oldukça iyi sonuç vermesine rağmen, GDR'nin pik değeri deney sonuçlarından biraz farklı bir değer almıştır. Diğer taraftan, kuasi-parçacık bağımsız faz yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde SLy7 ile yapılan hesaplar $J^\pi = 1^-$ için iyi sonuç vermiştir [52]. Fakat bu hesaplamalarda

çiftlenim etkileri de HF+BCS yöntemi kullanılarak katılmıştır. Nötron bakımından zengin çekirdeklerinin GDR tepki fonksiyonlarının hesaplarında SLy7 etkileşmesinin önemi buradan ortaya çıkmaktadır. Bir sonraki çalışma konumuz olan HFB+QRPA çerçevesinde, bunların hesapları çok daha detaylı bir şekilde yapılacaktır. Grafik-5 ve Grafik-10'da GDR ve PDR'nin dağılım fonksiyonlarının değerlerini tüm etkileşmeler için Lorentziyen durumlarını gösterdik.

Grafik 11-15 ve Grafik 16-20 ^{112}Sn çekirdeği içindir. KDE0, SkM* SLy5 ve SLy7 için GDR pikleri sırasıyla 15,1, 13,8, 13,0 ve 16,3 MeV olarak hesaplanmıştır. Bu çekirdek için GDR'nin deneysel sonucu 16,5 MeV [22] dir. PDR'nin pik değerleri ise, 9,0, 8,0, 9,7 ve 9,7 MeV olarak hesaplanmıştır. Yine bu çekirdek için PDR'nin deneysel sonucu 6,5 MeV [53] dir. ^{112}Sn çekirdeğinde, tüm Skyrme parametreleri için, PDR değerlerinin genelde deneysel verilerle uygun olduğu gözlenmiş olmasına rağmen (çünkü nümerik olarak hesapladığımız beklenen PDR değerleri 10 MeV nin altındadır), GDR hesaplarında SLy7 ve KDE0 parametreleri deneysel sonuçla daha uygun olduğu gözlemlenmiştir.

^{114}Sn için yapılan GDR ve PDR hesaplarının sonuçları Grafik 21-30'da gösterilmiştir. Grafik 21-24 sırasıyla, KDE0, SkM*, SLy5 ve SLy7 için GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre durumu gösterildi. KDE0, SkM* SLy5 ve SLy7 için GDR enerji piki sırasıyla 15,1, 15,1, 15,1 ve 15,3 MeV olarak gözlemlendi. GDR'nin deneysel değeri 15-16 MeV [22] dir. PDR'nin pik değerleri ise; 8,67, 8,8, 8,05 ve 8,03 MeV olarak hesaplanmıştır. Yine bu çekirdek için PDR'nin deneysel sonucu 8-9 MeV [22] dir. Grafik-25 ve Grafik-30'da GDR ve PDR'nin dağılım fonksiyonlarının değerlerini tüm etkileşmeler için gösterdik. ^{114}Sn çekirdeğinde, tüm Skyrme çeşitleri için, PDR ve GDR değerlerinin deneysel verilerle uygun olduğu gözlemlenmiştir.

^{208}Pb için yapılan GDR ve PDR hesaplarının sonuçları Grafik 31-40'da gösterilmiştir. Grafik 31-34 sırasıyla, KDE0, SkM*, SLy5 ve SLy7 için GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre durumu gösterildi. KDE0, SkM* SLy5 ve SLy7 için GDR enerji piki sırasıyla 15,2, 10,2, 9,0 ve 12,8 MeV olarak gözlemlendi. GDR'nin deneysel değeri 13,6 MeV [53] dir. PDR'nin pik değerleri ise; 7,5, 9,2, 8,2 ve 8,14 MeV olarak hesaplanmıştır. Yine bu çekirdek için PDR'nin deneysel sonucu 7,5-8 MeV dir [25,54]. Grafik-35 ve Grafik-40'da GDR ve PDR'nin dağılım fonksiyonlarının değerlerini tüm etkileşmeler için gösterdik. ^{208}Pb çekirdeğinde, tüm Skyrme çeşitleri için, PDR değerlerinin deneysel verilerle uygun olduğu gözlenmiş olmasına rağmen,

GDR hesaplarında sadece SLy7 parametreleri deneysel sonuçla daha uygun olduğu gözlemlenmiştir.

Nötron bakımından çok çok zengin deneme bir çekirdek olan ^{180}Sn için yapılan GDR ve PDR hesaplarının sonuçları Grafik 41-50'da gösterilmiştir. Grafik 41-44 sırasıyla, KDE0, SkM*, SLy5 ve SLy7 için GDR dağılım fonksiyonunun enerjiye göre durumu gösterildi. PDR'nin pik değerleri ise; 7,5, 5,3, 5,11 ve 7,7 MeV olarak hesaplanmıştır. Grafik-45 ve Grafik-50'de GDR ve PDR'nin dağılım fonksiyonlarının değerlerini tüm etkileşmeler için gösterdik. ^{180}Sn çekirdeğinde Cüce Dipol Rezonans (PDR) için pik değerlerini hangi enerji aralığında olduğunu tahmin edebilmekteyiz [55].

Grafik-50-58'de sonlu sıcaklık ($T=2$ MeV) ve sıfır sıcaklık ($T=0$ MeV) için GDR ve PDR hesapları yapıldı. Hesaplar KDE0 ve SLy7 Skyrme etkileşimleri kullanılarak ^{68}Ni ve ^{208}Pb çekirdekleri için yapıldı. Dev Dipol Rezonans (GDR) hesapları için enerji aralığımız 5-20 MeV ve Cüce Dipol Rezonans için enerji aralığımız 4-12 MeV seçildi. Grafik-50-58'de rezonans şiddetinin sonlu sıcaklıkla ($T=2$ MeV), sıfır sıcaklığına ($T=0$ MeV) göre daha düşük olduğu ve sönüme uğradığı fakat piklerin yerlerinin genelde değişmediği görüldü. $T=4$ MeV'de ise PDR rezonans şiddetinin iyice sönüme uğradığı görülmüştür.

Sonuç olarak, Cüce Dipol Rezonanslar Skm*, KDE0, SLy5 ve SLy7 gibi değişik Skyrme etkileşimlerinin tümü için genelde deneysel veriler ile uygunluğu görülmüştür. Fakat Dev Dipol Rezonans için SLy7 ve KDE0 parametreleri ^{112}Sn - ^{208}Pb çekirdeklerinde iyi sonuç vermesine rağmen diğer Skyrme etkileşimleri olan SkM* ve SLy5 deneysel sonuçlar ile uygunluk gösterememektedir. Buradaki amaç, PDR ve GDR için en uygun Skyrme parametrelerini bulmaktır. Son yıllarda yapılan çalışmalar, bazı Skyrme etkileşmeleri için Dev Dipol Rezonanslarında HF+RPA yaklaşımının yetersiz olduğunu göstermiştir ve GDR hesaplarında çiftlenim etkisi oldukça önem kazanmıştır. Cüce Dipol Rezonanslar düşük enerjilerde gözlemlendiği için çiftlenim etkisinin önemini fazla beklememekteyiz. Sonuçta; PDR için tüm etkileşmelerin deneysel verilerle uygunluğu gözlemlenmiştir fakat diğer yandan GDR için durum böyle değildir. GDR hesaplarında HF+RPA yaklaşımın yerine HFB+QRPA yani kuazi-parçacık bağımsız faz modeline gereksinim doğmuştur. Bu yaklaşımın etkilerini bir sonraki çalışmamızda daha detaylı inceleyeceğiz. Aynı zamanda yapılan tüm hesaplamaların sonlu sıcaklıkta nasıl değiştiği detaylı bir şekilde incelenmiştir. Sıcaklığın GDR ve PDR pikleri üzerinde sönümleyici etkisi gözlenmiştir. Fakat $T=4$ MeV de GDR için

şiddet fonksiyonun dağılımının sönümü gözlemlememize rağmen, bu sıcaklık değeri için, PDR'nın rezonans şiddetinin değeri tamamen kaybolmuştur.

EKLER

Tablo 1. Skm* için Skyrme parametreleri.

Parametreler	SkM*
$t_0 (Mev. fm^3)$	-2645.0
$t_1 (Mev. fm^5)$	410.0
$t_2 (Mev. fm^5)$	-135.0
$t_3 (Mev. fm^{3(1+\alpha)})$	15595.0
x_0	0.090
x_1	0.000
x_2	0.000
x_3	0.000
$W_0 (Mev. fm^5)$	130.0
α	0.166

Tablo 2. SLy5 için Skyrme parametreleri.

Parametreler	SLy5
$t_0 (Mev. fm^3)$	-2483.450
$t_1 (Mev. fm^5)$	484.230
$t_2 (Mev. fm^5)$	-556.690
$t_3 (Mev. fm^{3(1+\alpha)})$	13757.0
x_0	0.776
x_1	-0.317
x_2	-1.0
x_3	1.263
$W_0 (Mev. fm^5)$	125.0
α	0.166

Tablo 3. SLy7 için Skyrme parametreleri.

Parametreler	SLy7
$t_0 (Mev. fm^3)$	-2480.800
$t_1 (Mev. fm^5)$	461.290
$t_2 (Mev. fm^5)$	-433.930
$t_3 (Mev. fm^{3(1+\alpha)})$	13699.0
x_0	0.848
x_1	-0.492
x_2	-1.0
x_3	1.393
$W_0 (Mev. fm^5)$	125.0
α	0.166

Tablo 4. KDEO için Skyrme parametreleri.

Parametreler	KDEO
$t_0 (Mev. fm^3)$	-2526.5110
$t_1 (Mev. fm^5)$	430.9418
$t_2 (Mev. fm^5)$	-398.3775
$t_3 (Mev. fm^{3(1+\alpha)})$	14235.5193
x_0	0.7583
x_1	-0.3087
x_2	-0.9495
x_3	1.1445
$W_0 (Mev. fm^5)$	128.9649
α	0.1676

KAYNAKLAR

- [1] G.F. Bertsch, S.F. Tsai, Physics Reports 18, No.2 125 (1975).
- [2] P.Ring and P. Schuck, The Nuclear Many Body Problem (Springer,Berlin,1980).
- [3] O.Wieland, Phys.Rev. Lett. , 102, 092502 (2009).
- [4] Mehmet Şirin, "Çekirdek Fiziği", YTÜ, İstanbul, TÜRKİYE, 2006.
- [5] D. Vautherin and D. Brink, Phys. Rev. C5, 626 (1972).
- [6] S. Moszkowski, Phys. Rev. C2, 402 (1970).
- [7] J. Negele and D. Vautherin, Phys. Rev. C5, 1472 (1972).
- [8] Benjamin,N.Y, A. M. Lane, Nuclear Theory, (1969).
- [9] G. Baym and L. Kadanoff, Phys. Rev. , 124 (1961).
- [10] T. Skyrme, Nucl. Phys. 9, 615 (1959).
- [11] J. Eisenberg, B.Spicer and M. Rose, Nucl. Phys. 71, 273 (1965).
- [12] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure (Benjamin, N.Y., 1969).
- [13] T. Sert, 8-17 B izotoplarının HALO çekirdek özelliklerinin incelenmesi, (2006).
- [14] B.K. Agrawal, S. Shlomo, and V. Kim Au, Phys. Rev. C72, 014310 (2005).
- [15] M. Grasso, N.Sandulescu, Nguyen Van Giai, R.J. Liotta, Phys.Rev. C64, 064321 (2001).
- [16] T.Nakatsukaa and Kazuhiro Yabana, Phys. Rev. C71, 024301 (2005).

- [17] O.Wieland and A. Barcco, Phys. Rev. Lett. 102, 092502 (2009).
- [18] J. Piekarewicz, Phys. Rev. C73, 044325 (2006).
- [19] B.L. Berman, S.C.Fultz, Rev. Mod. Phys. 47, 713 (1975).
- [20] E.Litvinova, Nötronça zengin çekirdeklerde PDR ve GDR incelenmesi, FrankfurtInstitute for Advanced Studies, (2009).
- [21] J. Piekarewicz, Phys. Rev. C 78, 025807 (2008).
- [22] Jun Liang, Phys. Rev. C75, 054320 (2007).
- [23] DM Brink, “Giant Resonances in Excited Nuclei”, Department of Physics, Oxford University, 2008.
- [24] N.Ryezayava, et al, Phys. Rev. Lett. 89, 272502 (2002).
- [25] M. A Deleplanque, Nuclear Science Division, Phys. Rev. C 69, 044309 (2004).
- [26] Z.Y. Mu, H. Toki, B.Q. Chen and N.V. Giai, Prag. Theor.Phys. 98, 917 (1997).
- [27] L. Cao and Z.Ma, Mod. Phys. Lett. A19, 2845 (2004).
- [28] Y. Suzuki, K. Ikeda, H. Sato, Prog. Theor. Phys. 83, 180 (1990).
- [29] J. Chambers, E. Zaremba, J.P. Adams, B. Castel, Phys. Rev. C 50, R2671 (1994).
- [30] H. Sagawa, T. Suzuki, Phys. Rev. C 59, 3116 (1999).
- [31] P.G. Reinhard, Nucl. Phys. A 649, 305c (1999).
- [32] G. Coló, P.F. Bortignon, Nucl. Phys. A 696, 427 (2001).

- [33] M. Tohyama, A.S. Umar, Phys. Lett. B 516, 415 (2001).
- [34] M. Matsuo, Nucl. Phys. A 696, 371 (2001).
- [35] N. Tsoneva, H. Lenske, Ch. Stoyanov, Nucl. Phys. A 731, 273 (2004).
- [36] H. Lenske , N. Tsoneva, Ch. Stoyanov, Phys. Lett. B 586, 213 (2004).
- [37] D. Vretenar *et al.*, Phys. Rev. C63, 047301 (2001).
- [38] N. Paar, P. Ring, T. Nikšić, D. Vretenar, Phys. Rev. C67, 034312 (2003).
- [39] K. Hagino, H. Sagawa, Nuclear Physics A695, 82 (2001).
- [40] N. Paar, P. Ring, T. Nikšić, D. Vretenar, Phys. Lett. B 606, 034312 288 (2005).
- [41] N. Paar, T. Niksic, D. Vretenar, and P. Ring, Phys. Lett. B606, 288 (2005).
- [42] N.Tsoneva, H. Lenske, Egzotik çekirdeklerde PDR, (2009).
- [43] Bertraint, Phys. Rev. C34, 45 (1986).
- [44] A.L. Goodman, Nucl.Phys. A 352, 30 (1981).
- [45] J. Dobaczewski, H. Flocard and J. Treiner, Nucl. Phys. A422, 103 (1984).
- [46] Winger, E. P., in: C. E. Porter (Ed.), Statistical Theories of Spectra: Fluctuations Academic Press, New York, (1965).
- [47] J.L. Egido and L.M. Robledo, Phys.Rev.Lett. 85, 26 (2000).
- [48] D. Vautherin and N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A422, 140 (1984).
- [49] H. Sagawa and G.F. Bertsch, Phys.Lett. 146B, 138 (1984).

- [50] Au Kim Vuong, New Skyrme Nucleon-Nucleon Interaction For The Mean-Field Approximation , Academic Press, Texas, (2007) .
- [51] Nguyen Van Giai, H. Sagawa, Phys. Lett. B106, 5 (1981).
- [52] D. Vretenar, N. Paar, P. Ring and G.A.Lalazissis, Nucl. Phys. A692, 496 (2001).
- [53] N.Paar, Phys.Rev. B 606, 288 (2005).
- [54] Piekarewicz, J. Phys. Rev. C 73, 044325 (2006).
- [55] D. Vretenar, N. Paar, P. Ring and G.A.Lalazissis, Nucl. Phys. C63, 047301 (2001).

ÖZGEÇMİŞ

Ersin ŞAHİN

24.06.1985

Çankaya/ ANKARA

Eğitim:

*2007-2009 YILDIZ TEK ÜNİ FİZİK YÜKSEK LİSANS (devam etmekte)

[YÜKSEK LİSANS BAŞLANGIÇ REFERANASLARI: Prof. Dr. BEKİR KARAOĞLU]

*2003-2007 YILDIZ TEK ÜNİ. FİZİK LİSANS

*2005-2009 ANADOLU ÜNİ İKTİSAT LİSANS

Bilisayar :

* C ;PROGRAMLAMA DİLİ

* FOTRAN 77 ; PROGRAMLAMA DİLİ (başlangıç seviyesi)

*MATEMATİKA

* ROOT

* OFİS PROGRAMLARI

Sertifikalar:

*İNGİLİZCE "ELC" ; (İNGİLTERE / BRIGHTON)

*TFD -25: SÖZLÜ SUNUM

*BALKAN FİZİK KONFERANSI 2008 (KATILIM BELGESİ)

*ÖĞRENCİ YARIŞMASI / BODRUM 2008 (KATILIM BELGESİ)

Ödüller:

*2007- YTÜ FİZİK BÖLÜM BİRİNCİLİĞİ

*ONUR ÖĞRENCİSİ

*2002 HASAN ŞADOĞLU LİSESİ İKİNCİLİĞİ

Konferanslar:

- *TFD-25
- *UFOK (ODTÜ)
- *BALKAN FİZİK DERNEĞİ (2008,BODRUM)
- *YTÜ FİZİK ŞENLİĞİ 2007
- *AVRUPA BİRLİĞİ 2007
- *TÜBİTAK (MARMARA)

Çalışma Alanı:

- *NÜKLEER FİZİK (TEORİK)
- *KLİNOPTİOLİTE
- * GPRS (LiSANS)

Yurt Dışı Deneyimi:

- *İNGİLTERE - 1 AY
- *ALMANYA -1 AY

Lisans Tezi:

- * "GPRS" = Genel Paket Radyo Servisi (YTÜ)

Deneyim:

- *MUHASEBE BUROSU (KÜÇÜKYALI)
- *YTÜ Öğrenci Asistanlık (Fizik Bölümü)

İletişim:

- * MAİL: 1-)ersinsahinbjk@hotmail.com
2-)ersinsahinbjk@gmail.com

- * TEL: 0536- 498- 00- 04