

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**PULSARLARIN GALAKSİDEKİ DAĞILIMLARI,  
IŞIMALARI VE OLUŞUMLARINDA  
NÖTRİNO-ÇEKİRDEK SİMÜLASYONLARI**

**DOKTORA TEZİ**

**Safiye ÖZKAN**

**Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. Ali GULİYEV**

**Şubat 2011**

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

PULSARLARIN GALAKSİDEKİ DAĞILIMLARI,  
IŞIMALARI VE OLUŞUMLARINDA  
NÖTRİNO-ÇEKİRDEK SİMÜLASYONLARI


DOKTORA TEZİ

Safiye ÖZKAN

Enstitü Anabilim Dalı : FİZİK

Bu tez 04/02/2011 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

  
Prof. Dr. Ali GULİYEV  
Jüri Başkanı

  
Prof. Dr. Elşen VELİ  
Üye

  
Prof. Dr. Recep AKKAYA  
Üye

Doç. Dr. Cevad SELAM  
Üye

Doç. Dr. Aşkın ANKAY  
Üye





## TEŞEKKÜR

Doktora çalışmalarım sırasında bilgilerini benimle her fırsatta paylaşan, emeklerini ve yakın ilgilerini esirgemeyen değerli danışman hocam Sayın Prof. Dr. Ali GULİYEV ile eşi Sayın Zehra GULİYEV'e teşekkürlerimi bir vefa borcu bilmekteyim.

Bu çalışma süresinde her zaman moral desteğini ve emeğini esirgemeyen değerli hocam Sayın Doç. Dr. Aşkın ANKAY'a ve Yrd. Doç. Dr. Sinan Kaan YERLİ'ye minnet ve teşekkürlerimi sunarım. Tez çalışmam sırasında bana huzurlu bir ortamda çalışma fırsatı veren, yardımlarını esirgemeyen Prof. Dr. Recep AKKAYA'ya, Doç. Dr. Ekber GULİYEV'e, Yrd. Doç. Dr. Zemine ZENGİNERLER'e, Yrd. Doç. Dr. Filiz ERTUĞRAL'a, Arş. Gör. Emre TABAR'a ve ayrıca tüm tez aşaması sürecinde benden yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Hakan YAKUT'a teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca SAÜ BAPK Başkanlığı'na 2009-50-02-013 nolu doktora tez projesi kapsamında verdiği destekten dolayı teşekkür ederim.

Bu çalışma yürütülürken; bugüne kadar bana maddi ve manevi her konuda destek veren, sürekli moral desteğini, anlayışını, yakın ilgilerini, teşvik ve öğütlerini esirgemeyip beni yalnız bırakmayan canım annem Ayşe ÖZKAN ile babam Hakkı ÖZKAN'a, kardeşlerim Mehmet'e ve Hürriyet'e yürekten teşekkürlerimi bir vefa borcu bilmekteyim. Doktora çalışmalarımı yürütebilme şansı veren Sayın Hocam Prof. Dr. Necat BİRİNCİ'ye, Prof. Dr. Önal ERGENEKON'a, Prof. Dr. Nuri ÜNAL'a, Prof. Dr. Suphi KORMALI'ya, Prof. Dr. İsrail KURTCEPHE'ye, Av. Ali Rıza TIRAŞ ile Av. Semih ÖNEM'e ve emeği geçen herkese yürekten teşekkürlerimi bir vefa borcu bilmekteyim.

# İÇİNDEKİLER

TEŞEKKÜR.....	ii
İÇİNDEKİLER .....	iii
SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ.....	vi
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	ix
TABLolar LİSTESİ.....	xiv
ÖZET.....	xix
SUMMARY.....	xx
BÖLÜM 1.	
GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.	
RADYO PULSARLAR.....	10
2.1. Radyo Pulsarlar İçin $P - \dot{P}$ İlişkisi .....	12
2.2. Pulsarların Uzay Dağılımları.....	17
2.3. Pulsarların Kutupsal Koordinatta Uzay Dağılımı .....	43
2.4. Pulsarların Işınım Gücü Fonksiyonları.....	47
BÖLÜM 3.	
TEK PARÇACIK MODELİ.....	58
3.1. Giriş.....	58
3.2. Manyetik Dipol (M1) Geçişleri.....	62
3.3. Elektrik Dipol (E1) Geçişleri.....	65

## BÖLÜM 4.

MİKROSKOPİK MODELDE KUAZİPARÇACIK RASGELE FAZ YAKLAŞIMI (QRPA) YÖNTEMİ .....	66
4.1. Deforme Çekirdeklerde Spin-Titreşim Karakterli $1^+$ Seviyeleri.....	66
4.2. Manyetik Dipol Uyarılmaları .....	68
4.2.1. $I^{\pi}K = 1^{+1}$ seviyelerinin manyetik dipol özellikleri .....	73
4.2.2. $I^{\pi}K = 1^{+1}$ seviyelerinin nötrino-çekirdek uyarılma matris elemanlarının toplam kuralları .....	74
4.3. Elektrik Dipol Uyarılmaları.....	75

## BÖLÜM 5.

ESNEK OLMAYAN NÖTRİNO-ÇEKİRDEK SAÇILMA TESİR KESİTLERİ .....	79
5.1. Giriş.....	79
5.2. Nötrino Çekirdek Saçılma Tesir Kesitleri .....	81
5.3. Nötrino-Çekirdek Nükleer Matris Elemanları ve Lee Yaklaşımı....	84
5.4. Tesir Kesitlerinin Analitik İfadesi.....	87
5.5. Süpernova Nötrino Spektrumu.....	90

## BÖLÜM 6.

DEMİR VE AKTİNİT BÖLGESİ ÇEKİRDEKLERİ .....	94
6.1. Giriş.....	94
6.2. Demir ve aktinit bölgesi izotoplarında nötrino-çekirdek uyarılma diferansiyel ve ortalama integral tesir kesitlerinin değerlerinin incelenmesi .....	97
6.2.1. Demir izotoplarının ortalama ve diferansiyel tesir kesitlerinin sayısal sonuçları .....	100
6.2.2. Krom izotoplarının diferansiyel ve ortalama tesir kesitleri.....	109
6.3. Aktinit çekirdeklerinin ortalama ve diferansiyel tesir kesitleri.....	117
6.4. Aktinit Bölgesi $^{232}\text{Th}$ ve $^{236,238}\text{U}$ Çekirdeklerinin Manyetik ve Elektrik Dipol Uyarılmaları .....	127
6.4.1. $^{232}\text{Th}$ Çekirdeği .....	132

6.4.2. $^{236}\text{U}$ Çekirdeği .....	134
6.4.3. $^{238}\text{U}$ Çekirdeği .....	135

## BÖLÜM 7.

SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	137
KAYNAKLAR.....	140
EKLER.....	149
ÖZGEÇMİŞ.....	166

## SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

A	: Kütle Numarası
$a^+(a)$	: Parçacık üretme(yoketme) operatörü
$\alpha^+(\alpha)$	: Kuaziparçacık üretme (yoketme) operatörü
B	: Manyetik alan
b	: Galaktik enlem
$\beta$	: Çekirdeğin Deformasyon Parametresi
B(E1)	: İndirgenmiş Elektrik Dipol Uyarılma İhtimali
B(M1)	: İndirgenmiş Manyetik Dipol Uyarılma İhtimali
C	: Sabit
Cr	: Krom
d	: Yıldızın uzaklığı
$D_{MK}$	: Wigner dönme fonksiyonu
$\Delta$	: Gap Parametresi
$\delta$	: Ortalama Alan Potansiyelinin Deformasyon Parametresi
E	: Enerji
$\vec{E}$	: Elektrik alan
$e_{eff}$	: Efektif Yük
Fe	: Demir
F	: Akı
GC	: Küresel küme
$g_s$	: Spin jiromanyetik faktörü
$g_l$	: Yörünge jiromanyetik faktörü
$g_s^{eff}$	: Efektif spin jiromanyetik faktörü
$g_R$	: Dönme jiromanyetik faktörü
Hf	: Hafniyum

HR	: Hertzsprung-Russell
HS	: Harmonik Salıncı
I	: Spin veya Eylemsizlik momenti
$j$	: Açısal Momentum
K	: Toplam Açısal Momentumun Simetri Eksenindeki İzdüşümü
$l$	: Galaktik boylam
L	: Işınım gücü
LMXB	: Düşük kütleli X-ışın çiftleri
LY	: Lee Yaklaşımı
$\lambda$	: Kimyasal Potansiyel
M	: Yıldızın kütlesi
$M_k$	: Kritik kütle
$\bar{\mu}$	: Manyetik moment operatörü
$\mu$	: Elektronların ortalama moleküler kütlesi
N	: Birim hacimdeki pulsar sayı yoğunluğu
NRF	: Nükleer Rezonans Flüoresans
NRI	: Dönme Değişmez Olmayan
NY	: Nötron Yıldızı
$\Omega$	: Açısal dönüş hızı
$\dot{\Omega}$	: Açısal hızın zamanla değişimi
$\pi$	: Parite
P	: Periyot
$P_0$	: Başlangıç periyodu
$\dot{P}$	: Periyodun zamanla değişimi
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
R	: Yıldızın yarıçapı veya Nükleer yarıçap
RI	: Dönme Değişmez
$Q^+(Q)$	: Fonon üretme(yoketme) operatörü
QRPA	: Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
SN	: Süpernova
SNK	: Süpernova Kalıntısı
sqp	: Tek Kuazi parçacık



$\sigma$	: Spin Operatörü
t	: Yaşama zamanı
T	: Sıcaklık
$\tau$	: İzotopik Spin Operatörü veya Karakteristik yaş
TDA	: Tamm-Dancoff Yaklaşımı
Th	: Toryum
TR	: Öteleme Değişmez Model
U	: Uranyum
WS	: Woods-Saxon Potansiyeli
V	: Hız
Z	: Atom Numarası

## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1.	Radyo pulsarlar için $P$ 'nin $\dot{P}$ 'a göre dağılımı. Pulsarların yaşları yatay koyu çizgilerle, birim zamandaki enerji değişimleri sağa aşağı doğru çapraz kesikli çizgilerle ve manyetik alan şiddeti ( $B$ ) sol aşağı doğru uzanan kesikli çizgilerle gösterilmiştir.....	13
Şekil 2.2.	Galaksimizdeki 1750 pulsar için galaktik boylama karşı galaktik enlem dağılımı.....	17
Şekil 2.3.	Galaksimizdeki 1750 pulsar için galaktik boylama karşı galaktik enlem dağılımı.....	18
Şekil 2.4.	$d < 40$ kpc, $P \geq 0.015$ s, $\dot{P} \geq 10^{-17}$ s/s olan 1460 izole radyo pulsarın galaksindeki dağılımı.....	19
Şekil 2.5.	$d < 40$ kpc, $\dot{P} \geq 10^{-17}$ s/s, $P \geq 0.015$ s, $\tau \leq 10^7$ yıl bölgesinde bulunan 1460 galaktik radyo pulsarın galaksi düzleminden uzaklıklarının galaktik boylamlarına göre dağılımı.....	22
Şekil 2.6.	Galaksimizdeki $\tau \leq 10^7$ yıl olan 943 izole radyo pulsarın galaksi düzleminden dik uzaklıklarının galaktik boylamlarına göre dağılımı.....	25
Şekil 2.7.	$Z > 0.5$ ve $Z < -0.5$ , $\dot{P} > 10^{-17}$ s/s, $P > 15$ ms, $d < 40$ kpc bölgesindeki 106 galaktik radyo pulsarın galaktik düzlemden dik uzaklıklarının galaktik boylamlarına göre dağılımıdır.....	26
Şekil 2.8.	$\dot{P} \geq 10^{-17}$ s/s ve $P \geq 15$ ms, $d < 40$ kpc olan 1460 galaktik radyo pulsarın galaksi düzleminden dik uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı .....	38
Şekil 2.9.	Galaktik düzlemde $Z < 0.5$ kpc, $Z > -0.5$ kpc aralığında Berdnikov aralığı dışındaki $\tau \leq 10^7$ yıl olan 825 pulsarın galaktik düzlemden dik uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı .....	39

Şekil 2.10.	Galaktik düzlemde $Z > 0.5 \text{ kpc}$ ve $Z < -0.5 \text{ kpc}$ aralığı dışında, $\tau \leq 10^7$ yıl olan 837 galaktik izole radyo pulsarın galaktik düzlemden uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı...	40
Şekil 2.11.	Galaktik düzlemde $Z > 0.5 \text{ kpc}$ ve $Z < -0.5 \text{ kpc}$ aralığındaki $\tau \leq 10^7$ yıl olan 106 galaktik izole radyo pulsarın galaktik düzlemden dik uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı.....	41
Şekil 2.12.	Karakteristik yaşı $7 \cdot 10^5$ yıldan az olan, $\dot{P} \geq 10^{-17} \text{ s/s}$ , $P \geq 15 \text{ ms}$ olan 285 pulsar için karakteristik yaşlarına karşılık uzaklık dağılımları.....	42
Şekil 2.13.	Galakside gözlenen 1750 pulsarın galaksi düzlemindeki dağılımı. G galaktik merkezdir.....	43
Şekil 2.14.	Galaksideki $d < 40 \text{ kpc}$ , $\dot{P} \geq 10^{-17} \text{ s/s}$ , $P \geq 15 \text{ ms}$ olan pulsarlar dışında gözlenen 1460 pulsarın galaksi düzlemindeki dağılımı. G galaktik merkezdir.....	45
Şekil 2.15.	1400 MHz ve 400 MHz' de akısı bulunan 451 pulsar için ışınım gücü dağılımları.....	46
Şekil 2.16.	Galaksideki $d < 40 \text{ kpc}$ , $\dot{P} \geq 10^{-17} \text{ s/s}$ , $P \geq 15 \text{ ms}$ olan 1400 MHz ve 400 MHz' de akısı bulunan 404 pulsar için ışınım gücü dağılımları.....	47
Şekil 2.17.	Güneşten uzaklığı $d \leq 1.5 \text{ kpc}$ ve $\log \tau \leq 7$ olan radyo pulsarlarının 400 ve 1400 MHz frekanslarında, ışınım demeti etkisi (effect of beaming fraction)' nin katıldığı durumdaki ışınım gücü fonksiyonları kurulmuştur. Burada birim hacimdeki ( $\text{kpc}^3$ ) pulsar sayı yoğunluğu N ve radyo pulsarların ışınım gücü $L(\text{mJy kpc}^2)$ olmak üzere radyo pulsarların ışınım güçlerine göre sayı yoğunluğu dağılımları verilmiştir.....	50
Şekil 2.18.	Güneşten uzaklığı $d \leq 1.5 \text{ kpc}$ ve $\log \tau \leq 7$ olan radyo pulsarlarının 400 ve 1400 MHz frekanslarında, ışınım demeti etkisi (effect of beaming fraction)' nin katılmadığı durumdaki ışınım gücü fonksiyonları kurulmuştur. ....	50

Şekil 2.19.	400 MHz frekansında akısı bulunan $\tau < 3 \times 10^5$ yıl olan 38 pulsar için, $3 \times 10^5 < \tau < 5 \times 10^5$ olan 21 pulsar için ve $\tau > 5 \times 10^5$ olan 578 pulsar için ışınım güçlerinin karakteristik yaşlarına göre değişimi.....	51
Şekil 2.20.	1400 MHz frekansında akısı bulunan ve $\tau < 3 \times 10^5$ yıl olan 37 pulsarın, $3 \times 10^5 < \tau < 5 \times 10^5$ yıl aralığında 18 pulsarın ve $\tau > 5 \times 10^5$ yıl aralığında da 390 pulsarın 1400 MHz frekansındaki ışınım güçlerinin karakteristik yaşlarına göre dağılımı.....	52
Şekil 2.21.	1110 pulsarın 400 ve 1400 MHz frekanslarındaki ışınım güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımı.....	54
Şekil 2.22.	$\dot{P} \geq 10^{-17}$ , $P \geq 0.015$ s olan 979 pulsarın 400 ve 1400 MHz frekanslarındaki ışınım güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımı.....	57
Şekil 3.1.	Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik Titreşici (HT) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. ....	58
Şekil 3.2.	Çekirdekte proton ve nötron sistemlerinin potansiyel kuyusu diyagramları .....	60
Şekil 5.1.	(a) $\nu(\bar{\nu}) + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_Z X^* + \nu(\bar{\nu})$ , (b-sol) $\bar{\nu} + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} X + e^+$ ve (b-sağ) $\nu + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} X + e^-$ , nötrino çekirdek uyarılmaları reaksiyonlarının şematik diyagramları.....	80
Şekil 5.2.	Nötrino sayı yoğunluğunun yıldızın sıcaklığına ve enerjisine göre dağılımının farklı açılardan görünümü.....	92
Şekil 5.3.	T ve E'ye bağlı olarak nötrino enerji yoğunluğunun değişimi.....	93
Şekil 6.1.	Şekil 6.1. ${}^{56}\text{Fe}$ , ${}^{48}\text{Cr}$ , ${}^{232}\text{Th}$ ve ${}^{236}\text{U}$ çekirdeklerinde $S_k(k=0,1,2)$ toplamalarının enerjiye göre kademeli olarak artış diyagramları. Şekilde $S_0$ toplamı 10 kat, $S_1$ toplamı ise 3 kat büyütülmüştür.....	99

- Şekil 6.2. Süpernovaların  $T_\nu=4$  MeV (a) ve  $T_\nu=8$ MeV (b) sıcaklıklarında  $^{56}\text{Fe}$  için  $n(E_\nu, T_\nu)$  yoğunluk fonksiyonunun (kesikli çizgiler), nötrino-çekirdek saçılmasının  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$  ortalama tesir kesiti (sürekli çizgiler) ve  $d\sigma/dE_\nu$  diferansiyel kesitlerinin ( $10^{-42}$   $\text{cm}^2$  birimlerinde, noktalı çizgiler) nötrino enerjisine göre dağılımı..... 103
- Şekil 6.3.  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeğinde tam çözüm (sürekli çizgi) ve Lee Yaklaşımı (kesikli çizgi) çerçevesinde,  $B(GT_0, n)$  uyarılma ihtimalinin  $\omega_n$  enerjisine ve ortalama tesir kesitlerinin nötrino enerjilerinin  $E_\nu=5$  MeV ve 16 MeV değerlerinde  $T_\nu$  sıcaklığına göre dağılımı..... 105
- Şekil 6.4. (a) Süpernova ortamında  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeğinde  $\bar{\sigma}_\nu$  ortalama tesir kesitinin yıldız sıcaklığına ve nötrinoların enerjisine göre 3 boyutlu dağılımıdır. Burada  $\bar{\sigma}(E_\nu, T_\nu)$  değerleri dik eksenle verilir, (b) 50 MeV enerjili nötrinoların tam çözüm (sürekli çizgi) ve LY (kesikli çizgi) metodları ile hesaplanan ortalama tesir kesitlerinin  $T_\nu$  sıcaklığına bağlı olarak değişimi ..... 108
- Şekil 6.5. İntegral tesir kesitlerinin tam (a) ve Lee Yaklaşımı (b) çerçevesindeki değerlerinin süpernovaların T sıcaklıklarına göre dağılımları..... 109
- Şekil 6.6. (a) Süpernovaların  $T_\nu=4$  MeV ve (b)  $T_\nu=8$ MeV sıcaklıklarında  $^{48}\text{Cr}$  için  $n(E_\nu, T_\nu)$  yoğunluk fonksiyonunun (kesikli çizgiler), nötrino-çekirdek saçılmasının  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$  ortalama tesir kesiti (sürekli çizgiler) ve  $d\sigma/dE_\nu$  diferansiyel kesitlerinin ( $10^{-42}$   $\text{cm}^2$  birimlerinde, noktalı çizgiler) nötrino enerjisine göre dağılımı. Şekil (a)'da  $d\sigma/dE_\nu$  değerleri  $10^{-3}$  ile çarpılmıştır, Şekil (b)'de ise  $n(E_\nu, T_\nu)$  değerleri 4 ile çarpılmıştır,  $d\sigma/dE_\nu$  değerleri de 500'e bölünmüştür..... 113

Şekil 6.7.	$^{48}\text{Cr}$ çekirdeğinde tam çözüm (sürekli çizgi) ve Lee Yaklaşımı (kesikli çizgi) çerçevesinde, $B(GT_0, n)$ uyarılma ihtimalinin $\omega_n$ enerjisine ve ortalama tesir kesitlerinin nötrino enerjilerinin $E_\nu=5$ MeV ve 26 MeV değerlerinde $T_\nu$ sıcaklığına göre dağılımı.....	114
Şekil 6.8.	$^{48-54}\text{Cr}$ ve $^{52-60}\text{Fe}$ çekirdekleri için nükleon başına ve nötrino türlerine göre ortalama tesir kesitlerinin A kütle sayısına göre değişimi .....	117
Şekil 6.9.	(a) Süpernovaların $T_\nu=4$ MeV ve (b) $T_\nu=8$ MeV sıcaklıklarında $^{48}\text{Cr}$ için $n(E_\nu, T_\nu)$ yoğunluk fonksiyonunun (kesikli çizgiler), nötrino-çekirdek saçılmasının $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$ ortalama tesir kesiti (sürekli çizgiler) ve $d\sigma/dE_\nu$ diferansiyel kesitlerinin ( $10^{-42}$ $\text{cm}^2$ birimlerinde, noktalı çizgiler) nötrino enerjisine göre dağılımı.....	120
Şekil 6.10.	$^{232}\text{Th}$ çekirdeğinde tam çözüm (sürekli çizgi) ve Lee Yaklaşımı (kesikli çizgi) çerçevesinde, $B(GT_0, n)$ uyarılma ihtimalinin $\omega_n$ enerjisine ve ortalama tesir kesitlerinin nötrino enerjilerinin $E_\nu=5$ MeV ve 26 MeV değerlerinde $T_\nu$ sıcaklığına göre dağılımı.....	121
Şekil 6.11.	$^{232}\text{Th}$ çekirdeği için nötrinoların farklı enerjilerinde ortalama integral tesir kesitlerinin analitik ve tam sonuçlarının T sıcaklığına göre değişiminin karşılaştırılması.....	125
Şekil 6.12.	$^{236}\text{U}$ ve $^{238}\text{U}$ izotopları için nötrinoların farklı enerjilerinde ortalama integral tesir kesitlerinin analitik ve tam sonuçlarının T sıcaklığına göre değişiminin karşılaştırılması.....	127
Şekil 6.13.	$^{232}\text{Th}$ , $^{236}\text{U}$ ve $^{238}\text{U}$ çekirdeklerinde teorik olarak hesaplanan B(M1) ve B(E1) ihtimallerinin enerjiye göre dağılımının deney sonuçları (Heil, 1988) ve (Margraf, 1990) ile karşılaştırılması.....	129
Şekil 6.14.	$^{236}\text{U}$ çekirdeğinde sıfır hal dalga fonksiyonunun öteleme simetri kırınımlı $1^-$ uyarılmalarına dağılımı.....	131

## TABLolar LİSTESİ

Tablo 2.1.	1460 pulsarın içerisinde b'si en büyük olan pulsarlar.....	19
Tablo 2.2.	1460 pulsarın içerisinde b ve  Z 'si en küçük olan pulsarlar.....	20
Tablo 2.3.	1460 pulsarın içerisinde  Z 'si en büyük olan pulsarlar.....	22
Tablo 2.4.	Z'si en büyük olan (yaşlı milisaniye ) pulsarlar.....	23
Tablo 2.5.	Galaktik izole radyo pulsarlar içerisinde Z değeri en büyük olan pulsarlar .....	24
Tablo 2.6.	Yaşları büyük olmasına rağmen galaktik düzlemde bulunan pulsarlar.....	27
Tablo 2.7.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 3-10^0$ , $\Delta d = 2.2-2.4 \text{ kpc}$ , $\Delta Z = (-1.4)-(-1.5) \text{ kpc}$ aralığındaki izole pulsarlar.....	28
Tablo 2.8.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 11-15^0$ , $\Delta d = 1.32-7.5 \text{ kpc}$ , $\Delta Z = (-0.52)-(-1) \text{ kpc}$ .....	28
Tablo 2.9.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 20-23 \text{ kpc}$ , $\Delta d = 4-10 \text{ kpc}$ , $\Delta Z = (-0.5)-(-0.6)$ aralığındaki izole radio pulsarlar.....	28
Tablo 2.10.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 27-33 \text{ kpc}$ , $\Delta d = 4-8 \text{ kpc}$ , $\Delta Z = (-0.8)-(-1.3)$ aralığındaki izole radyo pulsarlar.....	28
Tablo 2.11.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	29
Tablo 2.12.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 50 \text{ kpc}$ , $\Delta d = 6-9 \text{ kpc}$ , $\Delta Z = (-0.5)-(-1.5)$ aralığındaki izole radyo pulsarlar.....	29
Tablo 2.13.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	29
Tablo 2.14.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 90-98 \text{ kpc}$ , $\Delta d = 2.8-4.5 \text{ kpc}$ , $\Delta Z = (-0.8)-(-1.2)$ aralığındaki izole radyo pulsarlar.....	29
Tablo 2.15.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	29
Tablo 2.16.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 212-217 \text{ kpc}$ , $\Delta d = 3-5 \text{ kpc}$ , $\Delta Z = (-1.11)-(-2)$ aralığındaki izole radyo pulsarlar.....	29
Tablo 2.17.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	30
Tablo 2.18.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	30

Tablo 2.19.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	30
Tablo 2.20.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	30
Tablo 2.21.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 259-271^0$ , $\Delta d = 5.71-6.3\text{kpc}$ , $\Delta Z = (-0.87)-(-1.5)$ aralığındaki pulsarlar.....	30
Tablo 2.22.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 278-280^0$ , $\Delta d = 4.4-5.2\text{kpc}$ , $\Delta Z = (-0.92)-(-0.94)$ aralığındaki pulsarlar.....	30
Tablo 2.23.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 285-287^0$ , $\Delta d = 12\text{kpc}$ , $\Delta Z = -0.6\text{kpc}$ aralığındaki pulsarlar.....	31
Tablo 2.24.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 290-296\text{kpc}$ , $\Delta d = 1.42-8.5\text{kpc}$ , $\Delta Z = 0.5-0.85\text{kpc}$ aralığındaki pulsarlar.....	31
Tablo 2.25.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 300-301\text{kpc}$ , $\Delta d = 2.5-3.6\text{kpc}$ , $\Delta Z = (-1)-(-1.8)\text{kpc}$ aralığındaki pulsarlar.....	31
Tablo 2.26.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	31
Tablo 2.27.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	31
Tablo 2.28.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 316-319\text{kpc}$ , $\Delta d = 2-8\text{kpc}$ , $\Delta Z = (-0.6)-(-0.7)$ aralığındaki pulsarlar.....	32
Tablo 2.29.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 327-338\text{kpc}$ , $\Delta d = 1-8\text{kpc}$ , $\Delta Z = (-0.5)-(-0.7)$ aralığındaki pulsarlar.....	32
Tablo 2.30.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	32
Tablo 2.31.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 357-3\text{kpc}$ , $\Delta d = 2.4-2.5\text{kpc}$ , $\Delta Z = (0.71)-(0.53)$ aralığındaki pulsarlar.....	33
Tablo 2.32.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 4-6\text{kpc}$ , $\Delta d = 3-9\text{kpc}$ , $\Delta z = 1.5$ aralığındaki pulsarlar.....	33
Tablo 2.33.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 14-35\text{kpc}$ , $\Delta d = 1-6\text{kpc}$ , $\Delta Z = 0.5-1$ aralığındaki pulsarlar.....	33
Tablo 2.34.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 37-50\text{kpc}$ , $\Delta d = 2-4\text{kpc}$ , $\Delta Z = 0.6-1.3$ aralığındaki pulsarlar.....	34
Tablo 2.35.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	34
Tablo 2.36.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	34
Tablo 2.37.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 70-77\text{kpc}$ , $\Delta d = 5.5-6.4\text{kpc}$ , $\Delta Z = 0.5-0.6$ aralığındaki pulsarlar.....	34



Tablo 2.38.	$\tau \leq 10^7$ yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar.....	34
Tablo 2.39.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 225-226^0$ , $\Delta d = 1-1.2$ kpc, $\Delta Z = 0.7$ kpc aralığındaki pulsarlar.....	35
Tablo 2.40.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 281-287^0$ , $\Delta d = 1.9-6.3$ kpc, $\Delta Z = 0.7-1.5$ kpc aralığındaki pulsarlar.....	35
Tablo 2.41.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 290-300^0$ , $\Delta d = 4.5-8$ kpc, $\Delta Z = 0.5-0.9$ kpc aralığındaki pulsarlar.....	35
Tablo 2.42.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 300-302^0$ , $\Delta d = 3-5.5$ kpc, $\Delta Z = 1.1-1.2$ kpc aralığındaki pulsarlar.....	35
Tablo 2.43.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 306-313^0$ , $\Delta d = 1.5-8.5$ kpc, $\Delta Z = 0.5-0.8$ kpc aralığındaki pulsarlar.....	36
Tablo 2.44.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 333-339^0$ , $\Delta d = 2.5-7.5$ kpc, $\Delta Z = 0.5-0.6$ kpc aralığındaki pulsarlar.....	36
Tablo 2.45.	$\tau \leq 10^7$ yıl, $\Delta l = 347-351$ kpc, $\Delta d = 2.4-4.5$ kpc, $\Delta Z = 0.6-1.1$ kpc aralığındaki pulsarlar.....	36
Tablo 2.46.	Sadece yaşa bağlı olarak genç izole radyo pulsarlardan belli $\Delta l$ aralıklarında sapma gösteren pulsarlar.....	36
Tablo 2.47.	1460 galaktik pulsar içerisindeki en genç pulsarlar .....	38
Tablo 2.48.	$\tau \leq 10^7$ yıl olan radyo pulsarlar için 400 MHz frekanslarında beaming etkisinin olduğu ve olmadığı durumlarda lineer fit parametreleri.....	49
Tablo 2.49.	$\tau \leq 10^7$ yıl olan radyo pulsarlar için 1400MHz frekanslarında beaming etkisinin olduğu ve olmadığı durumlarda lineer fit parametreleri.....	49
Tablo 2.50.	Log $L_{400} < 0$ ve/veya Log $L_{1400} < 0$ olan pulsarlar.....	55
Tablo 6.1.	Süper akışkan modeli çiftlenim nicelikleri (MeV) ve $\delta_2$ deformasyon parametreleri .....	97
Tablo 6.2.	Demir ve aktinit bölgesi çekirdekleri için nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin nükleer kısımlarının- $g_A^{-2} S_k = \sum_n^{\omega_n^k} \sum_j \sigma_j t_{33}^j  0\rangle^2$ nümerik değerleri. $S_k$ fonksiyonu (5.10)'da verilmiştir.....	98

Tablo 6.3.	Süpernovanın farklı sıcaklıklarında $^{56}\text{Fe}$ izotopları için elektron, $\mu$ -mezon, $\tau$ -mezon nötrinoları ve antileri için uygun enerjilerde diferansiyel ( $d\sigma/dE_\nu$ ) ve nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_\nu$ ) tam ve Lee Yaklaşımı sonuçlarının karşılaştırılması.....	100
Tablo 6.4.	Süpernovaların belirli $T_\nu$ (MeV) sıcaklıklarında $^{56}\text{Fe}$ için nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin nötrino ve antinötrinoların $\nu_e$ , $\nu_\mu$ ve $\nu_\tau$ tiplerine göre ortalanarak nükleon başına düşen $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$ ortalama değerlerinin farklı yaklaşımlarda karşılaştırılması ( $10^{-42}$ cm <sup>2</sup> birimlerinde ve $E_\nu=150$ MeV).....	102
Tablo 6.5.	Süpernovanın farklı sıcaklıklarında $^{48}\text{Cr}$ izotopu için elektron, $\mu$ -mezon, $\tau$ -mezon nötrinoları ve antileri için uygun enerjilerde diferansiyel ( $d\sigma(E_\nu)/dE_\nu$ ) ve nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_\nu$ ) tam ve LY sonuçlarının karşılaştırılması.....	110
Tablo 6.6.	Süpernovaların belirli $T_\nu$ (MeV) sıcaklıklarında $^{48}\text{Cr}$ için nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin nötrino ve antinötrinoların $\nu_e$ , $\nu_\mu$ ve $\nu_\tau$ tiplerine göre ortalanarak nükleon başına düşen $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$ ortalama değerlerinin farklı yaklaşımlarda karşılaştırılması ( $10^{-42}$ cm <sup>2</sup> birimlerinde ve $E_\nu=150$ MeV).....	111
Tablo 6.7.	Süpernovanın farklı sıcaklıklarında $^{232}\text{Th}$ için elektron, $\mu$ -mezon, $\tau$ -mezon nötrinoları ve antileri için uygun enerjilerde diferansiyel ( $d\sigma(E_\nu)/dE_\nu$ ) ve nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_\nu$ ) tam ve LY sonuçlarının karşılaştırılması.....	118
Tablo 6.8.	$^{232}\text{Th}$ , $^{236}\text{U}$ ve $^{238}\text{U}$ çekirdekleri için 2–2.5 MeV enerji aralığında M1(1), E1(2) ve toplam $\Gamma_0^{tot}$ (3) dipol kalınlıklarının (in meV) teorik ve deneysel (Heil (1988) ve Margraf (1990)) değerlerinin karşılaştırılması.....	128
Tablo 6.9.	$^{232}\text{Th}$ , $^{236}\text{U}$ ve $^{238}\text{U}$ çekirdekleri için 2–2.5 MeV enerji aralığında M1(1), E1(2) ve toplam $\Gamma_0^{tot}$ (3) dipol kalınlıklarının (meV) teorik ve deneysel (Heil (1988) ve Margraf (1990)) değerlerinin karşılaştırılması.....	130

Tablo 6.10.	$^{236}\text{U}$ izotopunda öteleme değişmez QRPA çerçevesinde 4 MeV'a kadar enerjilerde B(E1) ihtimalleri büyük olan seviyelerin $\omega_n$ enerjileri, Nilsson kuantum sayıları ( $Nn_z \Lambda\Sigma$ ) ve iki kuaziparçacık genlikleri $\psi_{ss}^i$ .....	132
Tablo 6.11.	$^{232}\text{Th}$ izotopunda dönme değişmez QRPA çerçevesinde 2.5 MeV'a kadar enerjilerde B(M1) ihtimalleri büyük olan seviyelerin $\omega_n$ enerjileri, Nilsson kuantum sayıları ( $Nn_z \Lambda\Sigma$ ) ve iki kuaziparçacık genlikleri $\psi_{ss}^i$ . Tabloda dalga fonksiyonunun normuna %2 den fazla katkısı olan $\psi_{ss}^i$ genlikleri gösterilmiştir...	133

## ÖZET

Anahtar kelimeler:  $^{48-54}\text{Cr}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236,238}\text{U}$ , Diferansiyel tesir kesiti, ortalama tesir kesiti, Pulsarlar, Süpernova, Lee Yaklaşımı, QRPA, Manyetik dipol

Genç galaktik radyo pulsarların uzay dağılımları incelenerek  $\Delta l$  ve  $\Delta d$  aralıkları bakımından galaktik düzlemden sapmaları belirlendi. Süpernova ortamında çift-çift  $^{48-54}\text{Cr}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$ ,  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{236,238}\text{U}$  çekirdeklerinin nötr-akım nötrino-çekirdek saçılma reaksiyonlarının tesir kesitleri hesaplandı. Manyetik dipol rezonansından küçük enerjilerde nötrino saçılma tesir kesitlerinin nötr-akım aksel vektör matris elemanlarının toplam gücüne bağlı olduğu gösterildi. QRPA metodunun demir ve aktinit bölgesindeki deforme çekirdeklerde  $\nu$ -çekirdek saçılma reaksiyonlarının toplam ve diferansiyel tesir kesitlerini detaylı şekilde açıklayabildiği gösterildi. Bu teori çerçevesinde, belirli çekirdeklerde Kabuk Model gibi geleneksel nükleer modellerin zorluklarla karşılaştıkları durumlar için,  $\nu$ -çekirdek saçılma tesir kesitlerinin temel nicelikleri incelendi. Enerjileri 30 MeV'tan küçük nötrinolar için tesir kesitine manyetik dipol M1 uyarılmalarının etkisinin büyük olduğu gösterilmiştir.  $T_\nu=5-10$  MeV sıcaklıklar arasında tesir kesitleri maksimuma ulaştıktan sonra sıcaklığın artmasıyla ( $T_\nu>10\text{MeV}$ ) eksponansiyal olarak azalır. Nötrino-çekirdek uyarılma tesir kesitlerinin hesaplamaları Lee Yaklaşımı'nın küçük nötrino enerjilerinde deforme çekirdekler için iyi bir yaklaşım olmadığını göstermiştir. Süpernovaların oluşumu esnasında farklı patlama mekanizmaları (stalled shock) durumundaki enerji transferlerini hesaplanabilmesini sağlayan  $T_\nu$  ve nötr-akım Gamow-Teller  $\sigma_3$  matris elemanları cinsinden olan  $\nu$ -çekirdek saçılma reaksiyonlarının integral tesir kesitleri için analitik bir ifade türetilmiştir. Teorik olarak elde edilen integral ve diferansiyel tesir kesiti değerleri Kabuk Model sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Kütle numarası  $A$ 'nın artmasıyla ortalama tesir kesiti için teorik öngörülerle elde edilen sonuçların diğer teorik sonuçlarla benzer davranışlar sergilediği gösterildi. Yapılan araştırmalar QRPA'nın diğer yaklaşımlardan daha avantajlı olduğunu göstermiştir. Elde edilen sonuçlar gelecekte yapılması planlanan  $\nu$ -çekirdek saçılma deneylerinde nükleer modellerin parametrelerinin araştırılması için deneysel araç olması ve diğer tekniklerle ulaşılandan daha yüksek enerjilerde nötrino çekirdek etkileşmeleri hakkında bilginin genişlemesini mümkün kılması açısından ümit vericidir.

# DISTRIBUTION AND LUMINOSITY OF GALACTIC RADIO PULSARS AND NEUTRINO–NUCLEUS SIMULATIONS OF THEIR FORMATION

## SUMMARY

Key Words:  $^{48-54}\text{Cr}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236,238}\text{U}$ , the differential cross section, the averaged cross section, Pulsar, Supernova, Lee suggestion, QRPA, Magnetic dipole

The deviations of the spiral arms from the galactic plane in terms of  $\Delta l$  and  $\Delta d$  were found by examining the spatial distribution of young galactic radio pulsars. Using the new data of pulsars the anti-correlation between the characteristic age and real age of pulsars were derived and a new luminosity function was constructed. We have calculated the cross sections of the neutral-current neutrino-nucleus ( $\nu$ -Nucleus) induced scattering reactions on even-even  $^{48-54}\text{Cr}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$ ,  $^{232}\text{Th}$  and  $^{236,238}\text{U}$  nuclei. At energies below the magnetic dipole resonance neutrino scattering cross section depends only on the total strength of the neutral current axial vector matrix elements. We have demonstrated that in deformed nuclei of iron region and actinide nuclei, QRPA is able to describe the total and differential cross-sections of  $\nu$ -Nucleus scattering reactions in details. In the frame of this theory, the main values of  $\nu$ -Nucleus scattering cross sections for investigations of nuclear collective M1 excitations have been calculated in the case where traditional nuclear models, such as Shell Model, have some difficulties for certain nuclei, neutrino energies and temperature regions in the supernova. It is shown that the effect magnetic dipole M1 excitations to cross-sections is largest for neutrino energies smaller than 30 MeV. The enhancement of the cross-section due to the finite temperature ( $T_\nu=5-10$  MeV) is reduced to high temperature ( $T_\nu>10$  MeV). The result of calculations of the neutrino-nucleus excitations cross-sections shows that Lee's suggestion ( $\sigma\tau_3\sim B(M1)$ ) is not a very good approximation at small neutrino energies ( $E_\nu<12$  MeV) for deformed nuclei. Analytical expression for integral cross-section of  $\nu$ -Nucleus scattering reactions has been deduced in terms of  $T_\nu$  and neutral Gamow-Teller  $\sigma\tau_3$  matrix elements., which enables to evaluate energy transport in the stage of the stalled shock in different explosion mechanisms during the formation of the supernovae. The theoretically obtained differential and integral cross section values were compared with Shell Model results. The results have also indicated that theoretical predictions for the averaged cross section exhibit the similar behavior of the other theoretical results with increasing mass-number  $A$ . The present investigation demonstrates the advantage of the QRPA over the other approaches. It has been proved that in the near future  $\nu$ -nucleus induced reactions would be a very promising experimental tool for investigation of parameters of nuclear models and make it possible to extend our knowledge of neutrino-nucleus interactions to higher energies than can be reached with some other techniques.

## BÖLÜM 1. GİRİŞ

Büyük kütleli yıldızların kollapse sonucunda nötron yıldızları oluşur. Bu oluşum sırasında küçük ( $10^{-42} \text{ cm}^2$ ) tesir kesitlerine rağmen nötrinoların yıldızın dış kabuğunda ağır elementlerle etkileşmesi sonucu yüksek yoğunluktan dolayı, bu tesir kesitleri çok büyük hale gelir ve önemli nükleer dönüşümlere neden olarak yeni nötrino-nükleosentez olaylarını meydana getirir. Özellikle de yüksek enerjili  $\mu$  ve  $\tau$  nötrinoları, ağır elementlerin büyük enerjili çok-kutuplu rezonanslarını oluşturmasının yanında helyumu protonlarına ve nötronlarına parçalayabilir. Bu oluşumda meydana gelen çok yüksek enerjili nötron ve protonlar ile bunların yutulması geleneksel nükleosentezden farklı yeni nötrino nükleosentez meydana getirir. Süpernovaların şok çöküş (stalled shock) evresinde nötron yıldızına dönüşüm sırasında üretilen nötrinolar enerjilerini yıldız patlaması sürecinde maddeye transfer ederler (Bethe, 1990). Buna göre, nötrino çekirdek uyarılma tesir kesitlerinin süpernova oluşumunda önemli bir yeri vardır (Haxton, 1988 ve Woosley, 1990). Bu enerji transferi nötrinoların nükleonlar tarafından soğurulmasında, nötr akımlar ve yük akımları vasıtasıyla demir bölgesi çekirdeklerine verilmesinde ve patlama evresindeki enerji aktarımının belirlenmesinde oldukça önemlidir (Tovianen, 2001).

Süpernovaların oluşumunda, yıldız içinde yüksek enerjili nükleer reaksiyonlar sonucu çok sayıda yüksek enerjili nötrinolar da ( $E_\nu=3-150 \text{ MeV}$ ) üretilir. Bu kadar geniş enerji aralığında çekirdek uyarılmalarının tesir kesitlerinin güvenilir bir şekilde hesaplanması için ya iyi bir model kullanılmalı ya da tesir kesitinde yer alan nükleer uyarılma matris elemanları başka nükleer deneylerden elde edilerek hesaplamaları yapılmalıdır (Langanke, 2004). Teorik incelemeler nötrino-çekirdek uyarılma tesir kesitlerine esas katkıyı enerjileri 3-20 MeV enerji bölgesinde yerleşen M1-rezonansı oluşturan  $I^\pi=1^+$  seviyeleri ile enerjileri 10-20 MeV arasında olan elektrik dipol ( $I^\pi=1^-$ ) rezonansları vermektedir (Sampaio, 2002, Kolbe, 1999 ve Guliyev vd., 2008,

2009). Fakat  $1^-$  seviyelerin uyarılma matris elemanları 1. mertebeden yasak geçişlere karşı geldiğinden  $1^+$  seviyelerin uygun matris elemanlarından 1 mertebe küçüktür. Buna göre sıcaklıkları  $T=8$  MeV'a ( $T \leq 6.2 \cdot 10^{10}$  K) kadar olan süpernovalarda nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerine esas katkı manyetik dipol M1 geçişlerinden gelmektedir. Hesaplamalar nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin  $10^{-42}$  cm<sup>2</sup> civarında olduğunu gösteriyor. Dolayısıyla bu tür deneylerin yapılması çok zordur (esnek olmayan  $\gamma$ -çekirdek saçılma tesir kesitleri  $10^{-24}$  mertebesindedir).

Son zamanlarda hafif çekirdeklerin nötrino saçılma deneyleri yapılmaktadır. Bu deneylere örnek olarak KARMEN işbirliğinin (Maschuw, 1998 ve Drexlin, 2002, 2003) ve LSND işbirliklerinin (Armbruster, 1998 ve Albert, 1995)  $^{12}\text{C}$  çekirdeğinde 15.1 MeV  $I^\pi=1^+$  seviyelerinin nötrinolarla uyarılma deneyleri gösterilebilir. Bu tür çok zor  $^{12}\text{C}(\nu, \nu'), ^{12}\text{C}^*$  (15.11 MeV) deneylerinde tesir kesiti için  $\sigma_\nu=(10.4 \pm 1.1) \cdot 10^{-42}$  cm<sup>2</sup> gibi bir değer elde edilmiştir. Bu deneylerle ilgili daha ayrıntılı bilgileri (Kolbe, 1999) makalesinden elde edilebilir. Bu konuyla ilgili teorik çalışma sonuçları (Auerbach, 1997 ve Nakayama, 1987) makalelerinde sunulmuştur.

Nötrino çekirdek etkileşmelerinin tesir kesitleri çok küçük ( $10^{-42}$  cm<sup>2</sup>) olduğundan günümüzde nötrinoların orta ve ağır çekirdek saçılma reaksiyonları yeterince incelenmemiştir. Fakat çok küçük enerjili reaktör antinötrinoları ile yapılan deneyler vardır. Bu deneyler nötrinoların düşük enerjilerinden ( $E_\nu \approx 3$  MeV) dolayı A kütle sayısı tek olan çekirdeklerde yapılmıştır (Lee, 1978). Bizim konumuza giren demir bölgesi deforme çift-çift çekirdeklerde nötrino çekirdek uyarılmalarının eşik enerjisi 3 MeV' in üzerindedir. Aynı bölgedeki küresel çift-çift çekirdeklerde ise bu eşik enerjisi 5-6 MeV'in üzerindedir. Çift-çift çekirdeklerin taban durumunda kararlı, spini ve paritesi  $I^\pi=0^+$  olduğundan bu çekirdeklerden nötrino saçılma reaksiyonlarında, tesir kesitindeki  $\sigma_{\tau_3}$  geçiş operatöründen dolayı  $I^\pi=1^+$  manyetik dipol seviyeler uyarılacaktır. Bu seviyeler orta ve ağır çekirdeklerde 8-11 MeV enerji aralığında iyi bilinen manyetik-dipol rezonansları meydana getirdiği (Gabrakov, 1972) çalışmasında gösterilmiştir.

Nötrino-çekirdek uyarılma operatörünün yapısı  $\sigma_{\tau_3}$  şeklindedir (Bkz. Denklem 5.2). Yani izovektör karakterli bir operatördür. Bilindiği gibi çift çekirdeklerde  $1^+$

seviyelerinin fotonlarla ( $\gamma$ ) uyarılma M1 geçiş operatörü de izovektör karakterli spin ve orbital terimlerden oluşmuştur (Bohr ve Mottelson, 1969, 1975). Buna göre M1 operatörünün orbital kısmının spin kısmından çok-kok küçük olduğu varsayıldığında ve Lee Yöntemi (Lee, 1978) olarak bilinen özel durumlarda nötrino-çekirdek uyarılma ihtimalinin nükleer kısmı için Bölüm 5'teki (5.16)'daki  $B(GT_{0,n})_{Lee} \approx 0,1895 g_A^2 B(M1;0 \rightarrow n)$  ifadesi kullanılır. Buradan görüldüğü gibi bu yaklaşım ile  $\gamma$ -çekirdek saçılma reaksiyonlarından veya elektron-çekirdek saçılma reaksiyonlarından elde edilen  $B(M1)$  verilerini kullanarak nötrino-çekirdek tesir kesitlerini teorik model kullanmadan hesaplamak mümkün olmaktadır. Bu yaklaşımı ilk defa Lee (1978) reaktör nötrinoları ile çekirdek uyarılma olay sayılarının hesaplanmasında kullanmıştır. Birkaç yıl önce ise Langanke ve arkadaşları (2004; 2010) süpernova simülasyonlarında  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  ve  $^{50}\text{Ti}$  çekirdeklerinde deneyden bilinen  $B(M1)$  değerlerinden yararlanarak nötrino-çekirdek tesir kesitlerini hesaplamışlardır. Lee Yaklaşımı'nın eksik yönü, M1 geçiş ihtimallerinin hesaplanmasında orbital ve spin matris elemanlarının izoskaler ve izovektör terimlerinin karışımlarını göz önünde bulundurmamalarıdır. (Guliyev vd., 2008, 2009) çalışmalarındaki araştırmalar söz konusu terimlerin katkılarının %20 civarında olduğunu göstermiştir. Bu durum sıcaklığı 5 MeV'den küçük olan pulsarlarda tesir kesitlerinin ve enerji transportunun hesaplanmasında büyük hatalara neden olmaktadır.

Diğer bir yöntem, bizim önem verdiğimiz çekirdeklerde M1 uyarılmalarının deneysel değerlerini başarıyla açıklayan modelleri kullanarak, nötrino-çekirdek uyarılma matris elemanlarını teorik olarak Lee Yaklaşımı'nı kullanmadan hesaplamaktır. Bu yönde yapılan yaygın hesaplamalar çekirdek içinde nükleon-nükleon etkileşmelerini göz önüne alan Kabuk Model (Haxton, 1988 ve Woosley, 1990) ve Mikroskobik Rasgele Faz Yaklaşımı (RPA) yöntemi (Kolbe, 2003, 1999 ve Tovianen, 2001) çalışmalarıdır. Kabuk model çerçevesinde nötr-akım nötrino-çekirdek saçılma reaksiyonlarının tesir kesitlerinin demir bölgesi izotopları için (Richter, 2004, Toivanen, 2001, Sampaio, 2001, 2002, Caurier, 1999, Woosley, 1990, Poves, 2001, Langanke, 2004, Haxton, 1988, Sober, 1985 ve Bugaev, 1979) makalelerinde çekirdek tek parçacık enerjileri küresel baz kullanılarak incelenmiştir. Problemin tam olarak sayısal hesaplanması, bu yöntem çerçevesinde tekniksel olarak zordur.



Yapılan çalışmalarda hesaplamalar çok fazla bilgisayar zamanı gerektirdiği için hesaplamalarda orta ağırlıklı ( $A < 60$ ) olan çekirdekler ele alınmıştır. Bu çalışmalar küresel bazda ve kısıtlı enerji spektrumu kullanılarak yapıldığından elde edilen sonuçlar güvenilir değildir. Bu zorluklardan dolayı birçok çalışmada (Haxton, 1988, 2004, 2008) orta ağırlıklı çekirdeklerde  $\nu$ -çekirdek tesir kesitleri hafif çekirdekler için elde edilen sonuçlara dayanarak interpolasyon yöntemiyle hesaplandığından kesin değildir.

Orta ve ağır çekirdeklerde kolektif uyarılmaları mikroskobik model çerçevesinde başarıyla açıklayan yöntemlerden biri RPA Metodu'dur. (Kuliev vd., 2004) tarafından bu metot çerçevesinde elektrik ve manyetik dipol uyarılmaları Fermi ve Gamow-Teller Rezonansları başarıyla açıklanmıştır. Deforme çekirdeklerde ise QRPA Yönteminin nadir toprak ve aktinit elementlerinde makas mod, elektrik dipol, manyetik dipol rezonanslarının ve bunların özelliklerinin açıklanmasında çok başarılı olduğu iyi bilinmektedir (Soloviev, 1976).

$A < 60$  olan çekirdeklerde RPA Yaklaşımının küresel çekirdekler için dipol uyarılmalarının göz önüne alarak kullanılması (Kolbe, 1996 ve Sampaio, 2002) makalelerinde yüksek kutuplu uyarılmaların da işin içine katılarak yapılmış olduğu diğer çalışmalar (Kolbe, 1999, 2003 ve Toivanen, 2001) makalelerinde sunulmuştur. Bu son çalışmalarda yüksek kutuplu uyarılmaların tesir kesitlerine katkılarının az olduğu görülmüştür. ( Kolbe, 1999) kabuk ve mikroskobik QRPA yaklaşımını kullanan hibrit modeller de  $^{52-56}\text{Fe}$  izotopları için elde edilen sonuçların yetersiz olduğunu göstermiştir.( Kolbe, 1992)'nin Green-Matris Metodu kullanılarak etkin çekirdek kuvvetlerinin Bonn potansiyeli bazında yapılan çalışmaları demir bölgesi çekirdeklerinde test edilmediğinden güvenilir olmayabilir. Bu araştırmalar  $A \leq 60$  olan çekirdekleri küresel kabul ettiği için, RPA' nın başarısız olduğunu göstermiştir (Kolbe, 2001). Bu başarısızlığın esas nedeni söz konusu çekirdeklerin çoğunlukla deforme biçime sahip olmalarıdır. Demir bölgesi çekirdeklerindeki nötron ve proton sayılarının sihirli sayılardan farklı olmalarından dolayı yani nötron ve proton kabuklarının dolu olmamalarından dolayı deforme biçimde olmalarının göz ardı edilmiş olmasıdır.

Süpernovalarda nötrino çekirdek saçılma tesir kesitlerinin incelenmesi çekirdek modellerinin test edilmesinde çok önemlidir. Nötrino-çekirdek uyarılmaları tesir kesitlerinin içerdiği nükleer matris elemanlarının analitik olarak hesaplanması bu tez çalışmasında mikroskobik model çerçevesinde yapılacaktır. Günümüzde bu tür çalışmalar sayısal yaklaşımlar kullanılarak yapılır (Lee, 1978, Woosley, 1990 ve Langanke, 2004).

Süpernova nötrino simülasyonları esnek olmayan nötrino çekirdek saçılma tesir kesitleri  $\sigma\tau_3$  nükleer matris elemanlarının hesaplanmasını gerektirir. Bu matris elemanlar günümüzde kabuk-model çerçevesinde belirli yaklaşımlar kullanılarak hesaplanmaktadır. Fakat bu çalışmalar orta ağırlıklı çekirdeklerle sınırlıdır. Buna göre birçok çalışmada  $\sigma\tau_3$  nükleer matris elemanları yerine elektron-elektron ( $e,e'$ ) saçılma deneylerinde elde edilen B(M1) değerleri (Lee, 1978 ve Langanke, 2004) kullanılarak tesir kesitleri hesaplanabilmektedir. Bu tür yaklaşımlarda elde edilen düşük enerjili matris elemanları süpernovalarda yüksek enerjili nötrino-çekirdek uyarılma tesir kesitlerinin hesaplamalarında uygulanamaz. Fakat bu tür yaklaşımlarda dipol rezonanslarının meydana geldiği bölgelerde seviye yoğunluğunun büyük olmasından kaynaklanan yani rezonansların birbirine çok yakın enerjilerde olmalarından, M1 matris elemanlarının deney değerlerinin güvenilirliği tam değildir. Ayrıca manyetik dipol (M1) ve manyetik kuadropol (M2) rezonanslarının birbirine yakın enerjilerde olmalarından dolayı da M1'in saf olarak gözlenmesinde bilinen birçok zorluklar vardır. Buna göre bu matris elemanlarının teorik olarak çağdaş çekirdek modelleri çerçevesinde hesaplanması çok önemlidir. Bu tür çalışmalar ilk olarak çekirdek kabuk model çerçevesinde (Woosley, 1990, Bruenn ve Haxton, 1991) çalışmalarında yapılmıştır. Diğer bir yöntem de söz konusu çekirdeklerin beta bozunum yarı ömürlerinden uygun matris elemanlarını çekerek tesir kesitlerinin hesaplanmasıdır. Kabuk Modeli çekirdeğin tek parçacık özelliklerinin incelenmesinde başarılıdır. Fakat çekirdek çok parçacıklı bir sistem olduğundan ve kolektif etkileşmeler ön plana çıktığından daha gelişmiş metotlara ihtiyaç vardır. Çekirdek kolektif hareketinin ve titreşimlerinin incelenmesinde mikroskobik model çok yaygın olarak kullanılan bir modeldir. Bu modelin Rastgele Faz Yaklaşımı Metodu (RPA) nükleer matris elemanlarının hesaplanmasında

kullanılan başarılı bir yöntemdir. Bu durumda bu tez çalışmasında matematik aracı olarak (Kuliev vd., 2000)'nin geliştirdiği QRPA yönteminin (Kuliev vd., 2000) versiyonu kullanılacaktır.

Süpernova kor kolaps simülasyonlarında nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri, nükleer matris elemanlarının toplam kurallarıyla belirlendiğinden, uygun matris elemanlarının enerji dağılımlarının yapısından bağımsızdır. Buna göre bu hesaplamalarda çekirdek uyarılma enerjilerinin ve bunlara karşı gelen geçiş matris elemanlarının bilinmesi yeterlidir. Burada matris elemanlarının toplamı QRPA Metodu çerçevesinde (Kuliev vd., 2000, 2004) analitik olarak hesaplanacaktır. Süpernovaların kor kollaps simülasyonlarında demir bölgesi çekirdeklerinin nötrino çekirdek saçılma tesir kesitlerinin bilinmesi güvenilir sonuçlar elde etmek için çok önemlidir

Tez çalışmasındaki amaçlarımızdan bir tanesi QRPA kullanarak nötrino-çekirdek tesir kesitlerinin  $\sigma\tau_3$  matris elemanları içeren toplamlarını (momentlerini) hesaplamak ve süpernovaların evriminde sıcaklık karakteristiklerinin kapsadığı nükleon başına düşen nötrino-çekirdek tesir kesitlerinin ortalamalarının A kütle sayısına bağlılıklarını incelemektir.

Diğer bir amacımız ise galaksimizdeki tüm radyo pulsarlarını inceleyerek her bir pulsarın uzaklığını belirlemek, 400 ve 1400 MHz de akısı bilinenlerin ışınım güçlerini bulmak, sonra da gözlenen tüm pulsarlar için bu iki frekansta ışınım gücü fonksiyonlarını kurmak ve tüm pulsarları istatistik olarak incelemektir (Allakhverdiev, 1997a, 1997b ve Lyne, 2000).

Günümüzde periyodik cetvelin bir çok bölgesinde yerleşen elementlerin esnek olmayan nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin ayrıntılı incelemesi, teknik zorluklardan dolayı tam olarak yapılamamıştır. Az sayıdaki çekirdekler için elde edilen sonuçları genelleştirerek diğer çekirdekler için tesir kesitleri hesaplayan yaklaşımlar da mevcuttur (örneğin Woosley, 1990) gibi. Bu tür interpolasyon yolu ile elde edilen sonuçlar güvenilir olmadığından bu tez çalışmasında sayısal

hesaplamalar (Kuliev vd., 2000) tarafından geliştirilen Woods-Saxon potansiyelini baz alan RPA çerçevesinde ilk defa her bir çekirdek için bireysel olarak yapılmıştır.

Bu tez çalışmasında çift-çift  $^{52-60}\text{Fe}$ ,  $^{48-54}\text{Cr}$ ,  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{236,238}\text{U}$  deforme çekirdeklerinin nötrino-çekirdek tesir kesitleri ve B(M1) geçiş ihtimalleri, deforme çekirdeklerde makas mod ve manyetik dipol rezonanslarının incelenmesinde başarılı sonuçlar veren QRPA yöntemi çerçevesinde ele alınmıştır. Nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri demir ve aktinit bölgesi çekirdekleri için incelenmiştir. Çekirdek uyarılmalarının Gamow-Teller nükleer matris elemanlarının enerjiye göre dağılımı ve Süpernova kor kolaps evresini kapsayan sıcaklıklarda nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri hiç bir yaklaşım kullanılmadan tam olarak hesaplanmıştır.

Tam sonuçlar Lee Yaklaşımı (Lee, 1978 ve Langanke, 2004) ve kabuk model çerçevesinde (Woosley, 1990) elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Yapılan hesaplamalarda nötrino enerjisinin 10 MeV'in altında olduğu değerlerde yaklaşım sonuçlarının tam çözüm sonuçlarından 15-20 kat büyük olduğu görülmüştür. Lee Yaklaşımı ile tam çözüm sonuçlarının karşılaştırılması yüksek enerjilerde ( $E_\nu > 20\text{MeV}$ ) dahi aralarında  $\pm 20\%$ 'lik farkın olduğunu göstermiştir. Ayrıntılı incelemeler sonucunda  $E_\nu < 20\text{MeV}$  enerjilerde Lee Yaklaşımı'nın tesir kesitleri için olduğundan daha fazla değer verdiği görülmüştür. Bu sonuçlar Lee Yaklaşımının, nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında güvenilir olmadığını göstermektedir.

İkinci bölümde her bir pulsarın Güneş'ten uzaklığı bulunup, 400 MHz ve 1400 MHz frekanslarında ışınım demeti etkisinin katıldığı ve katılmadığı durumlardaki ışınım gücü fonksiyonları kurulmuştur ve gerekli incelemeler yapılmıştır. Ayrıca galaksimizdeki tüm pulsarların ışınım güçlerine, uzaklıklarına, galaktik enlemlerine ve karakteristik yaşlarına göre dağılımları istatistik olarak incelenmiştir.

Üçüncü bölümde deforme çekirdeklerin sayısal hesaplamalarında kullanılan tek parçacık ve süperakışkan modelleri ele alınmıştır. Gerekli formüllere geniş yer verilmiştir. İncelenen çekirdekler için uygun bir potansiyelin seçilmesiyle elde edilen tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları teoreminin güvenilir öngörülleri

bakımından çok önemlidir. Woods-Saxon potansiyelinin çekirdek yüzey kesiminin kalınlığını doğru tasvir etmesi ve sonlu derinlikli olmasından dolayı elde edilen başarıları vurgulanmış ve incelenen çekirdekler süperakışkan özellikleri sergilediğinden hesaplamalarda süper akışkan model baz alınmıştır (Soloviev, 1976). Bu model çerçevesinde manyetik ve elektrik dipol geçişleri için uygun matris elemanlarının analitik ifadeleri hesaplanmıştır.

Dördüncü bölümde, geçiş ve deforme çekirdeklerin kolektif makas mod (dönme değişmez ve dönme değişmez olmayan QRPA) ve elektrik dipol uyarılmaları (Öteleme+Galileo Değişmez QRPA) için geliştirilmiş teorik modellerin, çekirdek yapısının ve nükleer kuvvetlerin incelenmesindeki önemi hakkında kısa bilgiler verilmiştir (Kuliev vd., 2002). Çift-çift deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol özelliklerinin hesaplanmasında kullanılan analitik ifadeler bu teorik modellerin içerisinde kısaca sunulmuştur.

Beşinci bölümde, esnek olmayan nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri için (O'Connell, 1972) ve daha sonra (Lee, 1978) tarafından uzun dalga yaklaşımında ( $k.r \ll 1$ ) elde edilen formüllerdeki nükleer matris elemanları mikroskobik model çerçevesinde ele alınmıştır. Ayrıca bu bölümde süpernovalarda sıcaklığa bağlı olarak nötrinoların enerjiye göre dağılım fonksiyonları incelenmiştir.

Altıncı bölümde, demir bölgesi ( $^{48-54}\text{Cr}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$ ) ile aktinit bölgesi ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236,238}\text{U}$ ) çekirdekleri için nötrino türüne bağlı olarak diferansiyel ve integral tesir kesitleri ile nükleon başına ortalama tesir kesiti değerleri hesaplanmıştır ve onların A kütle numarasına göre değişimi incelenmiştir (Kuliev vd., 2000 ve Guliyev vd., 2002) tarafından geliştirilen teoriler çerçevesinde iyi deforme çift-çift  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdekleri için elektrik ve manyetik dipol seviyelerinin ( $I^{\pi}K=1^{-}1(0)$  ve  $1^{+}1(0)$ ) enerjileri ( $\omega$ ), B(M1) ve B(E1) geçiş ihtimalleri hesaplanmış ve bu sayısal sonuçlarla mevcut deneysel veriler karşılaştırılmıştır.

Yedinci bölümde ise tez çalışmasında elde edilen sonuçlar bölüm sırasına uygun olarak sunulmuş ve bu sonuçların Türkiye’de uygulanabileceği birkaç merkez ifade edilmiştir.

Ekler kısmında ise tez çalışmasının içindeki uzun ve yorucu olan formüller, çok yer tutan kısaltmalar, gerekli formüller, tablolar ve resimler verilmiştir.

Tez çalışmasının esasını oluşturan makalelerimiz Eur.Phys.Jour A (2010); Balkan Physics Letters (2009); American Institute of Physics (2008), Astronomical and Astrophysical Transactions (2004); Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica (2003); Astronomical and the Astrophysical Transactions(2003) dergilerinde yayınlanmış, ve 25-26. Türk Fizik Derneği Uluslararası Fizik Kongreleri (2008-2009), Bodrum; Nuclear Physics and Astrophysics: From Stable Beams to Exotic Nuclei (2008), Kapadokya; Zecopane Conference on Nuclear Physics (2008), Poland; A Meeting in Honour of Ed van den Heuvel (2005), Netherlands; NATO Advanced Study Institute (ASI) (2004), Marmaris; Tübitak International Ulusal Observatory XIII. International Astronomical Meeting (2002), Antalya; ROTSE III (Robotic Optical Transient Search Experiment) Workshop(2002), Ankara konferanslarında sunulmuştur.

## BÖLÜM 2. RADYO PULSARLAR

Yıldızlar termonükleer füzyon reaksiyonlarını tamamladıklarında yeni bir hidrostatik dengeye ulaşarak bir kompakt cisme dönüşürler (beyaz cüce, nötron yıldızı ya da kara delik). Yıldızlarda gravitasyonel çökmeye karşı hidrostatik dengeyi sağlayan gaz ve foton basıncıdır. Beyaz cücelerde ve nötron yıldızlarında ise dengeyi sağlayan dejenere gaz basıncıdır. Demir ve demir grubu elementlerin (krom, manganez, demir, kobalt ve nikel) bazı izotopları en kararlı çekirdeklere sahiptirler. Bir başka deyişle nükleonları en yüksek bağlanma enerjilerine sahiptir. Daha ağır elementlerin çekirdeklerindeki nükleonlar daha düşük bağlanma enerjilerine sahip olduğundan füzyon reaksiyonları yıldızın nükleer evrimi süresince demir grubu elementleri oluşturmaktan öteye gidemez. Daha ağır olan elementler ancak büyük kütleli yıldızların nükleer evrimleri sonunda kendi üzerlerine çökmeleri (kor-kollaps süpernova patlaması) ile oluşur.

Yıldızlarda füzyon reaksiyonlarının nereye kadar devam edeceği yıldızın baştaki kütesine, elementlerin bolluklarına ve bir yakın ikili yıldız sisteminde bulunuyorsa yanındaki yıldızın kütesine ve uzaklığına bağlıdır. Yıldızın ana kola oturduğu andaki kütesi  $7-8 M_{\odot}$ 'den daha küçükse (Aydın, 1996, Koester ve Reimers, 1996, Tagieva vd., 2003) yıldız en fazla karbon-nitrojen-oksijen oluşturacak kadar füzyon reaksiyonlarını sürdürebilir ve evrimi sonunda bir beyaz cüce yıldızına dönüşür. Beyaz cücelerde dejenere elektron basıncı hidrostatik dengeyi sağlar. Yıldızın başlangıçtaki kütesi  $7-8 M_{\odot}$ 'den daha fazla ise ve yakınında evrimini etkileyecek ikinci bir bileşen yoksa, yıldız evrimi sonunda bir nötron yıldızı haline gelir (çok az bir durumda kara delik oluşur). Nötron yıldızlarında iç yapı beyaz cüce yıldızlara kıyasla çok daha karışıktır. Basitçe diyebiliriz ki, bir nötron yıldızında hidrostatik dengeyi sağlayan dış kısımlarda (tıpkı beyaz cücelerde olduğu gibi) dejenere elektron gazının basıncı, iç kısımlarda ise esas olarak dejenere nötron gazının basıncıdır. Nötron

yıldızının iç kısımlarında ihmal edilemeyecek miktarda mezon oluşma ihtimali nötron yıldızı modelleri açısından önemlidir. Günümüzde nötron yıldızı modelleri bu ihtimal de göz önünde bulundurularak kurulmakta ve hal denklemine bağlı olarak nötron yıldızının kütlesi ile yarıçapı arasında bağlantılar çıkarılmaktadır.

Süpernova patlamaları temel olarak iki sınıfa ayrılmaktadır. Tip-II patlamalar büyük kütleli yıldızların kor-kollapsı sonucu oluşur. Tip-I patlamalarda Ia tipini diğerlerinden ayrı tutmak gerekir. Tip-Ia süpernova patlamalarının yakın ikili sistemdeki beyaz cüce yıldızların üzerine madde aktarımı sonucu oluştuğu düşünülmektedir. Bu tip patlamalardan oluştuğu düşünülen süpernova kalıntılarının (örneğin Kepler ve SN1006 kalıntıları) Galaktik düzlemden uzakta bulunmaları (yıldız oluşum bölgelerinden uzakta) ve içlerinde herhangi bir tip nötron yıldızı gözlemlenmemesi bu senaryoyu desteklemektedir.

Gözlemsel olarak nötron yıldızlarının büyük bir çoğunluğu tek başına (izole) ya da uzak ikili sistemlerde (iki yıldızın birbirinin evrimini ışığa ya da kütle çekimiyle etkilemediği) bulunmaktadır. Radyo pulsar gözlemlerindeki seçim etkileri (ışınım gücü fonksiyonu (luminosity function) ve ışınım demeti etkisi (beaming effect) göz önüne alındığında tüm izole pulsarların oluşum oranı radyo pulsar oluşum oranının yaklaşık iki katıdır.

Radyo pulsar oluşum oranı, X-ışın çiftlerine kıyasla çok daha fazladır. İzole nötron yıldızlarının uzay hızlarının normal yıldızların hızlarına kıyasla yaklaşık 10 kat daha fazla olması (250-300 km/s) kor-kollaps süpernova patlamalarının asimetric olması gerektiğini göstermekte ve yıldızların çoğu ikili sistemlerde gözlemlenirken nötron yıldızlarının tamamına yakınının neden izole halde bulunduğunu açıklamaktadır. Büyük kütleli yıldız içeren bir yakın ikili sistemde çöküş sırasında yeni oluşmakta olan nötron yıldızının böyle yüksek uzay hızlarına çıkabilmesi için patlama asimetrisinin çok büyük olması gerekmez. Nötrino enerjisi çıktıktan sonra kalan patlama enerjisinin 100-1000'de biri (yaklaşık  $10^{48}$  erg) iki bileşenin birbirinden ayrılmasına ve nötron yıldızını 300 km/s hıza çıkartmaya yeterlidir. Yakın ikili sistemlerdeki yörünge hızları mertebelerinde yüksek uzay hızlarına sahip olan O ve



B-tipi 'kaçan' yıldızların gözlemlenmesi de asimetrik patlama fikrini dolaylı olarak desteklemektedir.

Radyo pulsarların istatistik incelemelerine geçmeden önce nötron yıldızı ve pulsarlar hakkındaki başlıca önemli teorik ve gözlemsel fikirleri/sonuçları şöylece özetleyebiliriz:

1) Chadwick 1932'de ilk kez deneysel olarak nötronu buldu. Aynı yıl Landau ideal bir dejenere nötron gazı olan nötron yıldızı fikrini ortaya koydu.

2) Baade ve Zwicky 1934'te yaklaşık patlama enerjisini hesaplayarak Crab nebulası ile nötron yıldızları arasındaki bağlantıyı dolaylı olarak gösterdiler.

Böylece o tarihlerde henüz gözlemsel olarak bilinmeyen nötron yıldızının süpernova patlaması sonucu oluşmuş olabileceği fikri ortaya çıktı.

3) Oppenheimer ve Volkoff 1939'da relativistik hidrostatik denge denklemini kullanarak ilk gerçekçi nötron yıldızı modelini kurdu.

4) Giacconi vd. 1962'de ilk kez Güneş sistemi dışında bulunan bir noktasal güçlü X-ışını kaynağını gözlemlədiler. Böylelikle nötron yıldızı içeren bir ikili yıldız sistemi ilk kez keşfedilmiş oldu.

5) Bu noktasal güçlü X-ışını kaynağını ve buna benzer kaynakları yakın ikili sistemlerde nötron yıldızının yanındaki yıldızdan üzerine madde aktararak oluşturabileceği fikri ilk kez Zeldovich ve Guseinov vd.tarafından 1966'da ortaya kondu.

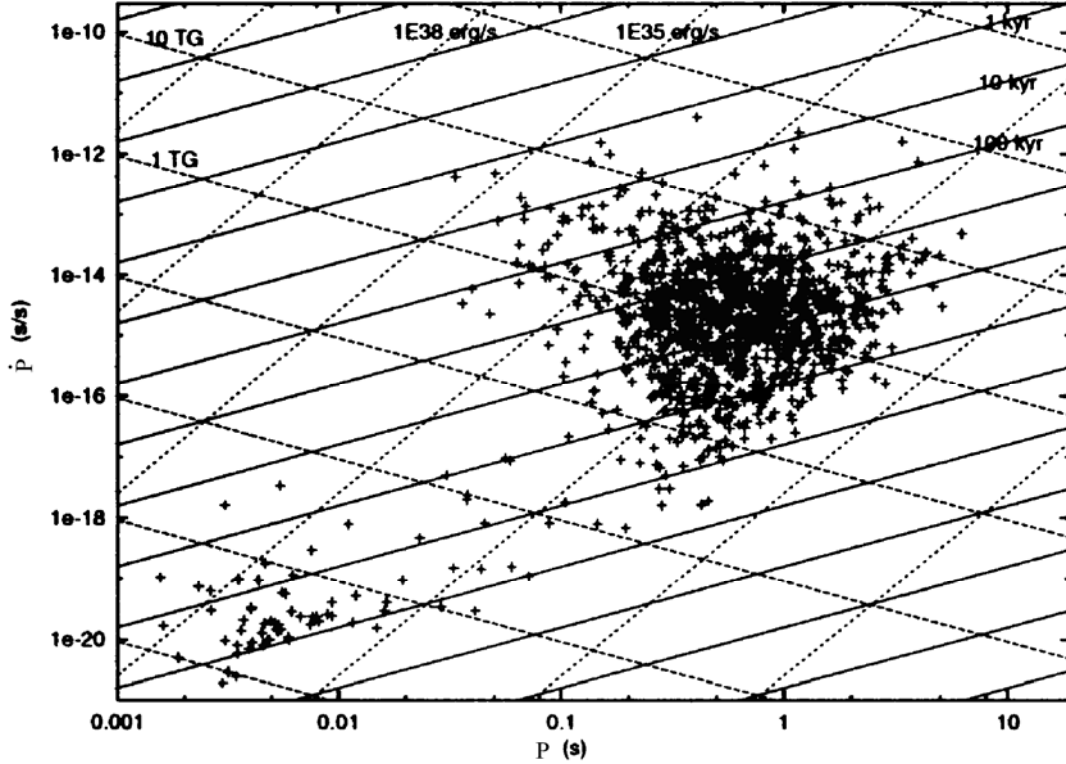
6) Pacini 1967'de dönen bir nötron yıldızının manyetik dipol ışınması yapacağını belirterek ilk kez radyo pulsar fikrini ileri sürdü. Aynı yıl içinde ilk radyo pulsar Hewish vd. tarafından gözlemlendi.

Bu bölümde kullanılacak olan tüm pulsar verileri ATNF 2010 ve Pulsar uzaklıkları 2010 kataloglarından alınmıştır.

## 2.1. Radyo Pulsarlar İçin $P - \dot{P}$ İlişkisi

Radyo pulsarlar için temel gözlenebilir fiziksel değişken dönme periyodu  $P$ 'dir. Birkaç  $P$  ölçümü yapıp basitçe periyodun zamanla değişimi ( $\dot{P}$ ) ölçülebilir. Normal yıldızların evrimini gösteren Hertzsprung-Russell (HR) diyagramına benzer şekilde

pulsarların dönmelerine bağlı fiziksel evrimlerini gösteren P- $\dot{P}$  dağılımı Şekil 2.1’de gösterilmiştir.



Şekil 2.1. Radyo pulsarlar için P'nin  $\dot{P}$ 'a göre dağılımı. Pulsarların yaşları yatay koyu çizgilerle, birim zamandaki enerji değişimleri sağa aşağı doğru çapraz kesik çizgilerle ve manyetik alan şiddeti (B) sol aşağı doğru uzanan kesik çizgilerle gösterilmiştir.

Şekil 2.1' de (P- $\dot{P}$  figürü) sabit  $\dot{E}$ , B ve  $\tau$  çizgileri gösterilmektedir. B ve  $\tau$  çizgileri  $n=3$  durumu ('frenleme indeksi'  $n$  aşağıda tanımlanmaktadır) içindir.  $n=3$  durumunu referans alarak pulsarların manyetik alanı ve yaşındaki değişimler analiz edilebilmektedir.

Dönme kinetik enerji kaybı  $\dot{E}$ , yüzeydeki dipol manyetik alanın dönme eksenine dik olan bileşeni B ve 'karakteristik yaş'  $\tau$  ölçülen P ve  $\dot{P}$ 'yi kullanarak şöylece hesaplanır:

Dönme kinetik enerjisi  $E = \frac{1}{2} I \Omega^2$ ,  $\Omega = \frac{2\pi}{P}$  açısal dönme hızıdır.

M kütleli R yarıçaplı bir nötron yıldızı için eylemsizlik momenti  $I = \frac{2}{5} MR^2$

Dönme kinetik enerjisinin zamana göre değişimi:

$$\dot{E} = I\dot{\Omega}\Omega \quad (2.1)$$

ölçülebilir büyüklükler P ve  $\dot{P}$  cinsinden yazıldığında ( $\dot{\Omega} = \frac{d\Omega}{dt}$ ):

$$\dot{E} = -\frac{4\pi^2 I \dot{P}}{P^3} \quad (2.2)$$

şeklinde olur.

Açısal dönme hızının değişimini basit bir üs yasası ile gösterebiliriz:

$$\dot{\Omega} = -C\Omega^n \quad (C \text{ sabit}) \quad (2.3)$$

$$\Omega^n = \left(\frac{2\pi}{P}\right)^n \quad (2.4)$$

$$\dot{\Omega} = -\frac{2\pi}{P^2} \dot{P} = -C\left(\frac{2\pi}{P}\right)^n \quad (2.5)$$

Buradan da

$$\dot{P} P^{n-2} = +C(2\pi)^{n-1} = \text{sabit} \quad (2.6)$$

bulunur. Burada n ‘frenlenme indeksidir’ ve n=3 ’ te  $\dot{P} P = +C(2\pi)^2 = \text{sabittir}$ .

Manyetik dipol ışınımı;

R yarıçapına sahip  $\Omega$  açısal hızıyla dönen ve kutuptaki dipol manyetik alan şiddeti

$B_K$  olan küresel bir katı cisim için manyetik dipol ışınımı:

$$L = \frac{2}{3} \frac{B_K^2 R^6 \Omega^4}{c^3} \sin^2 \alpha \quad (2.7)$$

Bu ifadede  $c$  ışık hızı ve  $\alpha$  spin ve manyetik eksen arasındaki açıdır.

$$\dot{E} \propto \frac{\dot{P}}{P^3} \propto \Omega \dot{\Omega} \quad (2.8)$$

$$L \propto \frac{1}{P^4} \propto \Omega^4 \quad (2.9)$$

Eğer  $\dot{E} = L$  ise, bir başka deyişle pulsarın spinini yavaşlatan tork sadece manyetik dipol ışınım üretimine bağlı ise,  $n=3$  olmalıdır. Bu durumda  $\dot{P} \propto \frac{1}{P}$  ve  $\dot{\Omega} \propto \Omega^3$  olur.

Bu durumda yüzeydeki dipol manyetik alanın dönme eksenine dik olan bileşeni  $P$  ve  $\dot{P}$  cinsinden şöyle yazılır:

$$B = \left( \frac{3c^3 I P \dot{P}}{8\pi^2 R^6} \right) \quad (2.10)$$

Denklem (2.6)'dan görüldüğü gibi  $n=3$  durumunda  $P \dot{P} = \text{sabit}$  olduğu için  $B = \text{sabit}$  olur.

Yine  $P$  ve  $\dot{P}$  cinsinden pulsarın dönmesinin yavaşlamasına bağlı olarak pulsarın yaşını hesaplamak için şöyle bir ifade yazılabilir:

$$t = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left[ 1 - \left( \frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right] \quad (2.11)$$

Burada,  $P_0$  başlangıç periyodudur.

Gözlemlerden bilindiği gibi radyo pulsarlar kısa dönme periyotlarında doğarlar ve çoğu durumda  $\dot{P}$  değeri başlangıçta büyüktür (Bkz. Şekil 2.1). Dolayısıyla çoğu radyo pulsar için (çok genç olanlar hariç)  $P_0 \ll P$  dir.

Bu durumda pulsar dönmesinin yavaşlamasına bağlı yaş ifadesi:

$$t = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \quad (2.12)$$

elde edilir.

Sadece magnetik dipol ışınması üretimine bağlı enerji kaybı olduğu durumda ( $n=3$ ) pulsarın ‘karakteristik yaşı’ için;

$$\tau = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (2.13)$$

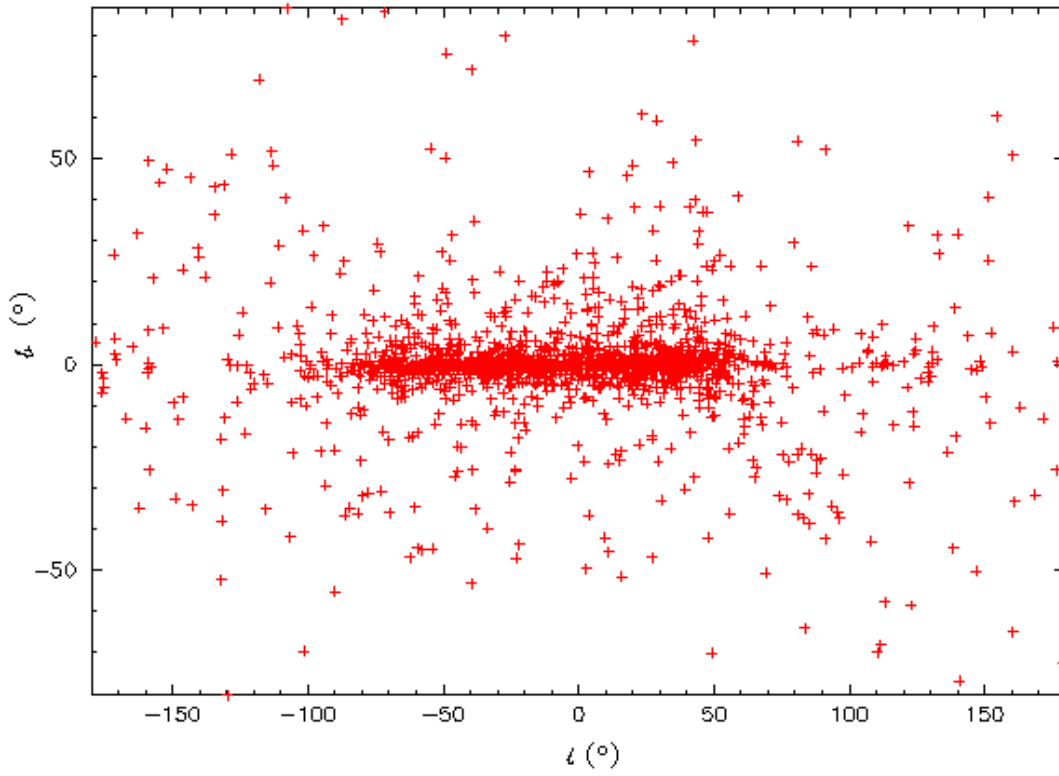
ifadesi yazılabilir.

$P-\dot{P}$  figüründe pulsarın spin evrimini gösteren ‘frenleme indeksi’  $n$  zaman içinde değişebilir. Frenleme indeksini ölçebilmek için  $P$  ve  $\dot{P}$  dışında  $\ddot{P}$ ’ın zamana göre değişimi de ölçülmelidir.

$$n = \Omega \ddot{\Omega} / \dot{\Omega} = 2 - [P\ddot{P} / \dot{P}^2]$$

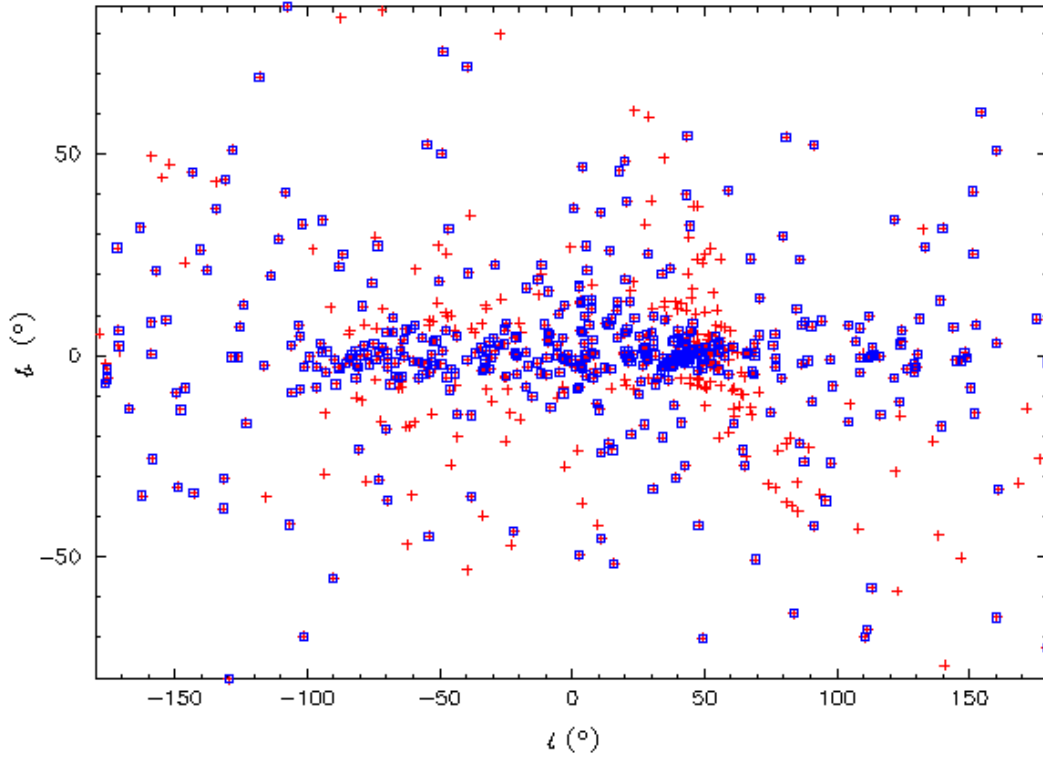
$\ddot{P}$  değerleri ancak kısa  $P$  ve büyük  $\dot{P}$  değerlerine sahip genç radyo pulsarlar için ölçülebilmektedir. Bu ölçümler sonucunda  $n=2.5-2.9$  değerleri bulunmuştur. Bu da radyo pulsarın ilk evrelerinde manyetik dipol ışınması dışında pulsar üzerinde ek torkların varlığını (örneğin ‘pulsar rüzgarında’ atılan relativistik parçacıkların manyetik alanla etkileşmesine bağlı olarak) göstermektedir. Diğer yandan yaşlı pulsarlar için  $n$  değerlerinin büyük olabileceği (Guseinov vd, 2004) çalışmasında gösterilmiştir.

## 2.2. Pulsarların Uzay Dağılımı



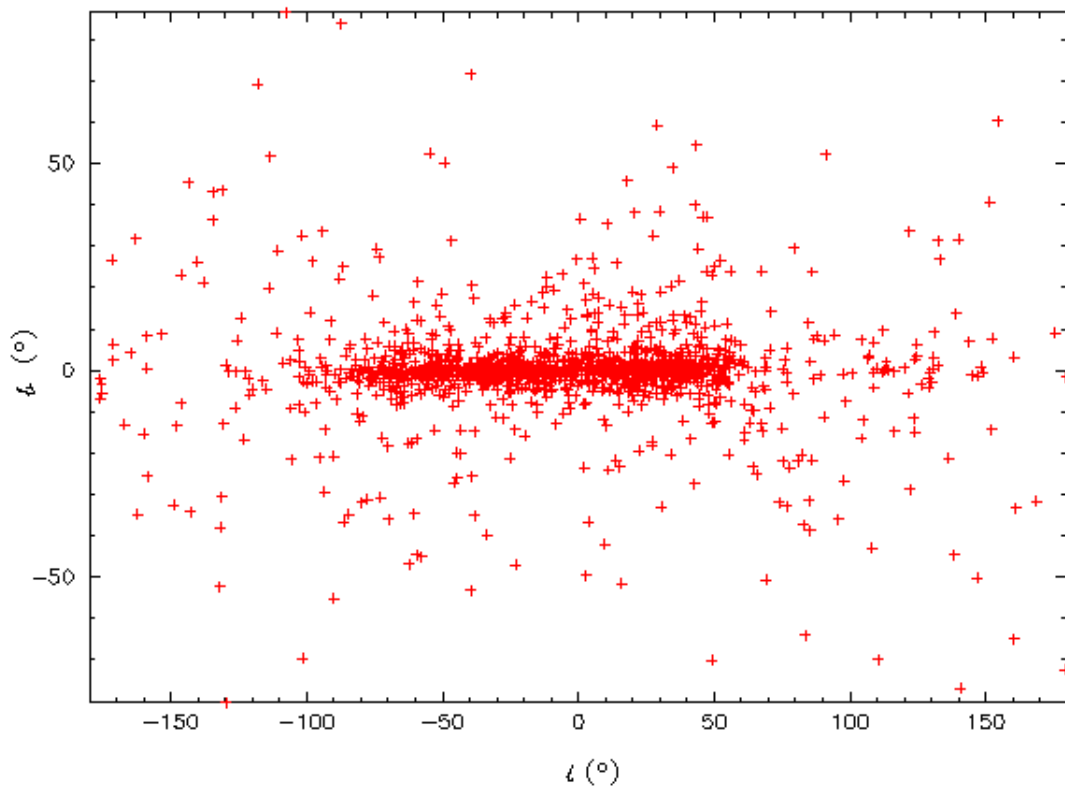
Şekil 2.2. Galaksimizdeki 1750 pulsar için galaktik boylama karşı galaktik enlem dağılımı.

Şekil 2.2’de Galaksimizdeki 1750 pulsarın enlem-boylam ( $l$ - $b$ ) dağılımı gösterilmiştir. Şekil 2.2’de  $-100^0 < l < 80^0$  ve  $-2^0 < b < 2^0$  yönlerinde 769 pulsar vardır,  $-100^0 < l < 80^0$  ve  $-3^0 < b < 3^0$  yönlerinde 940 pulsar,  $-100^0 < l < 80^0$  ve  $-4^0 < b < 4^0$  yönlerinde 1054 pulsar,  $-100^0 < l < 80^0$  ve  $-5^0 < b < 5^0$  yönlerinde 1151 pulsar,  $-100^0 < l < 80^0$  ve  $-10^0 < b < 10^0$  arasında 1365,  $-100^0 < l < 80^0$  ve  $-15^0 < b < 15^0$  arasında 1462 pulsar vardır.



Şekil 2.3. Galaksimizdeki 1750 pulsar için galaktik boylama karşı galaktik enlem dağılımı.

Galaksimizde 400MHz’de akısı bulunan 660 pulsarın ve 1400 MHz’de akısı bulunan 450 pulsarın galaktik boylamlarına karşın galaktik enlem dağılımları Şekil 2.3’de verilmiştir. Şekil 2.3’te, 400 MHz frekansında akısı bulunan 660 pulsardan ve 1400 MHz frekansında akısı bulunan 450 pulsardan en yüksek galaktik enleme sahip olan J1239+2453 ( $l=252.45^{\circ}$ ,  $b=86.54^{\circ}$ ,  $d=0.56\text{kpc}$ ,  $Z=0.5590^{\circ}$ ,  $\log(\tau) = 7.36$  yıl,  $\log(L_{400})=1.54$  mJy  $\text{kpc}^2$ ,  $\log(L_{1400})=0.50$  mJy  $\text{kpc}^2$ ) ve en düşük galaktik enleme sahip olan yani  $b=0^{\circ}$  ve  $Z=0^{\circ}$  bölgesinde 5 pulsar vardır. Sırasıyla bu pulsarlar J1730-3353 ( $l=354.14^{\circ}$ ,  $d=3.8\text{kpc}$ ,  $\log(\tau) = 6.37$  yıl),  $\log(L_{1400})=0.74$  mJy  $\text{kpc}^2$ ), J0901-4624 ( $l=267.40^{\circ}$ ,  $d=5.1\text{kpc}$ ,  $\log(\tau) = 4.90$  yıl),  $\log(L_{1400}) = 1.08$  mJy  $\text{kpc}^2$ ), J1837-0653 ( $l=25.19^{\circ}$ ,  $d=5.03\text{kpc}$ ,  $\log(\tau) = 7.59$  yıl,  $\log(L_{1400})= 1.80$  mJy  $\text{kpc}^2$ ), J2326+6113 ( $l=112.95^{\circ}$ ,  $d=4.2\text{kpc}$ ,  $\log(\tau) = 7.02$  yıl,  $\log(L_{1400}) = 1.89$  mJy  $\text{kpc}^2$ ). Görüldüğü gibi 5 pulsardan sadece bir tanesinin 400 MHz frekansında ışınım gücü varken 1400 MHz frekansında 5 pulsarın da ışınım gücü vardır. Çünkü son zamanlarda incelemeler özellikle 1400 MHz frekansında yapılmıştır.



Şekil 2.4.  $d < 40$  kpc,  $P \geq 0.015$  s,  $\dot{P} \geq 10^{-17}$  s/s olan 1460 izole radyo pulsarın galaksideki dağılımı.

Şekil 2.4'ten görüldüğü gibi galaksimizdeki izole radyo pulsarların çoğu galaktik düzlem etrafındadır. Galaksimizde 400 MHz'de akısı bulunan 576 izole radyo pulsarın ve 1400MHz'de akısı bulunan 403 izole radyo pulsarın galaktik boylamlarına karşın galaktik enlem dağılımları verilmiştir.

Tablo 2.1. 1460 pulsarın içerisinde b'si en büyük olan pulsarlar

PSR adı	b ( $^{\circ}$ )	l ( $^{\circ}$ )	d(kpc)	Z (kpc)	log ( $\tau$ )	P(s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1239+2453	86.54	252.45	0.559	0.56	7.36	1.38	9.6 E-16
J1238+21	83.96	272.79	1.691	1.7	7.09	1.11	1.44 E-15
J0134-2937	-80.25	230.25	1.5	1.48	7.44	0.14	7.84E-17
J0108-1431	-76.81	140.93	0.08	0.08	8.22	0.81	7.70 E-17

Galaktik enlemi (b)'si büyük olan pulsarların  $\tau$ 'ları büyük olsa dahi galaksi düzleminden dik uzaklıkları (z) çok büyük değildir. Çünkü pulsarın uzaklık(d) değerleri küçüktür.



Tablo 2.2. 1460 pulsarın içerisinde b ve  $|Z|$ 'si en küçük olan pulsarlar

PSR adı	b	l	d	$ Z $	$\log(\tau)$	P(s)	$\dot{P}$
J1730-3353	-0.00	354.14	3.8	0.00	6.37	3.27	2.2E-14
J0901-4624	-0.00	267.40	5.1	0.00	4.90	0.44	8.75E-14
<b>J1837-0653</b>	<b>0.00</b>	<b>25.19</b>	<b>5.03</b>	<b>0.00</b>	<b>7.59</b>	<b>1.90</b>	<b>7.72E-16</b>
<b>J2326+6113</b>	<b>0.00</b>	<b>112.95</b>	<b>4.2</b>	<b>0.00</b>	<b>7.02</b>	<b>0.23</b>	<b>3.52E-16</b>
J1722-3632	-0.00	350.93	5.3	0.00	6.15	0.4	4.46E-15
J1921+1419	0.02	49.06	3.1	0.00	6.24	0.62	5.6E-15

Tablo 2.2'deki J1837-0653 ve J2326+6113 pulsarlar  $Z=0$  kpc olan pulsarlar içinde en yaşlı olan pulsarlardır ( $\log\tau > 7$ ). J2326+6113 yüksek bir yatay hıza sahip olmasına karşın ( $v_{\text{yatay}} = 434\text{km/s}$ ) yani ortalama pulsar hızından 1.5-2kat fazladır. Bu pulsar anti-merkezde (antisentırda) olmasına rağmen bu pulsarın olduğu yerden bir galaktik kol geçmektedir. O kolda bir sapma olmalıdır ve bu o sapmadan dolayı sapmanın olduğu yerden galaktik düzleme gelmiş olmalı ya da doğuştan  $b=0^0$  yani galaktik düzlem üzerinde hızının dik bileşeni sıfır olmalıdır.

J1837-0653 bizim  $\Delta l = 14 - 35^0$  aralığındaki sapma bölgesindedir. J1837-0653'nın l ve d değerleri bu  $\Delta l$  aralığında bulunan J1801-0357 ( $l=23.6^0, b=9.26, d=4.8, Z=0.772\text{kpc}$ ) ile J1811-0154 ( $l=26.61^0, b=8.03^0, d=5.5\text{kpc}, Z=0.768\text{kpc}$ ) pulsarların l ve d değerlerine benziyor fakat b'leri farklı ve Z'leri 700-800pc uzakta ayrıca J1837-0653'in  $\tau$ 'su 5-10 kat daha büyük onlardan ama bu pulsar galaktik düzlemde böyle bir durumda pulsar galaktik düzlemde doğmuş olabilir ya da sapmanın olduğu yerden galaktik düzleme gitmiş olabilir.

Pulsarları arkaalan ışımalarının olduğu yer hariç uzaktan görmek mümkün. Çünkü soğurulma yok aynı zamanda pulsardan puls ışımaya geliyor. Bulutun direk uzaklığını belirlemek zor. Pulsarların sayıları fazla çünkü radyo pulsar selection effect olmasına rağmen nötron yıldızının en kolay görünen türüdür. Yakın ikili sistemde görmek çok

kolay ama onların sayısı az. Şekil 2.12'den görüldüğü gibi uzaktaki pulsarlar görülüyor.

Eğer pulsarlar  $\Delta l = 122^\circ - 212^\circ$  yönlerinde ise yani anti-merkez (antisentir) yönünde ise burada kol azdır örneğin  $\Delta l = 90^\circ - 180^\circ$  arasındaki çeyrekte sadece Perseus kolunun bir kısmı yer almaktadır ve aynı zamanda anti-merkez (antisentir) yönünde galaksinin az bir bölümü vardır bu nedenle gayet doğal olarak bu bölgede pulsar sayısı da azdır. Bu istisnai örnekte göstermektedir ki pulsarların sayısı az da olsa galaktik anti-merkez (antisentir) yönündeki bir yerde de pulsar doğmuş olabilir çünkü az da olsa galaktik kolların az bir kısmı o bölgeden geçmektedir.

Galaktik kolları oluşturan çok sayıda bulut, süpernova kalıntısı ve genç yıldız topluluklarıdır. J1837-0653 pulsarı için ise yatay hızı ölçümsel hata payları ile kıyaslanabilir büyüklükte olduğundan, hızının sayısal değeri literatürde verilmemektedir. Bu nedenle kabul edebiliriz ki bu pulsarın hızı ortalama pulsar hızının ( $v=250-300$  km/s) en az bir merteye altında olmalıdır. Bu da yaşı küçük olmamasına rağmen neden hala galaktik düzlemde bazı pulsarların bulunduğunu açıklar ve bizim anlamamızı sağladı.

Bizden uzaklığı ( $d$ ) küçük olan pulsarların  $Z$ 'leri de küçüktür. Eğer  $b$ 'si küçük değilse ve  $Z$ 'si büyük ise işte o zaman pulsarın hızı büyük olmalıdır diye düşünmeliyiz.

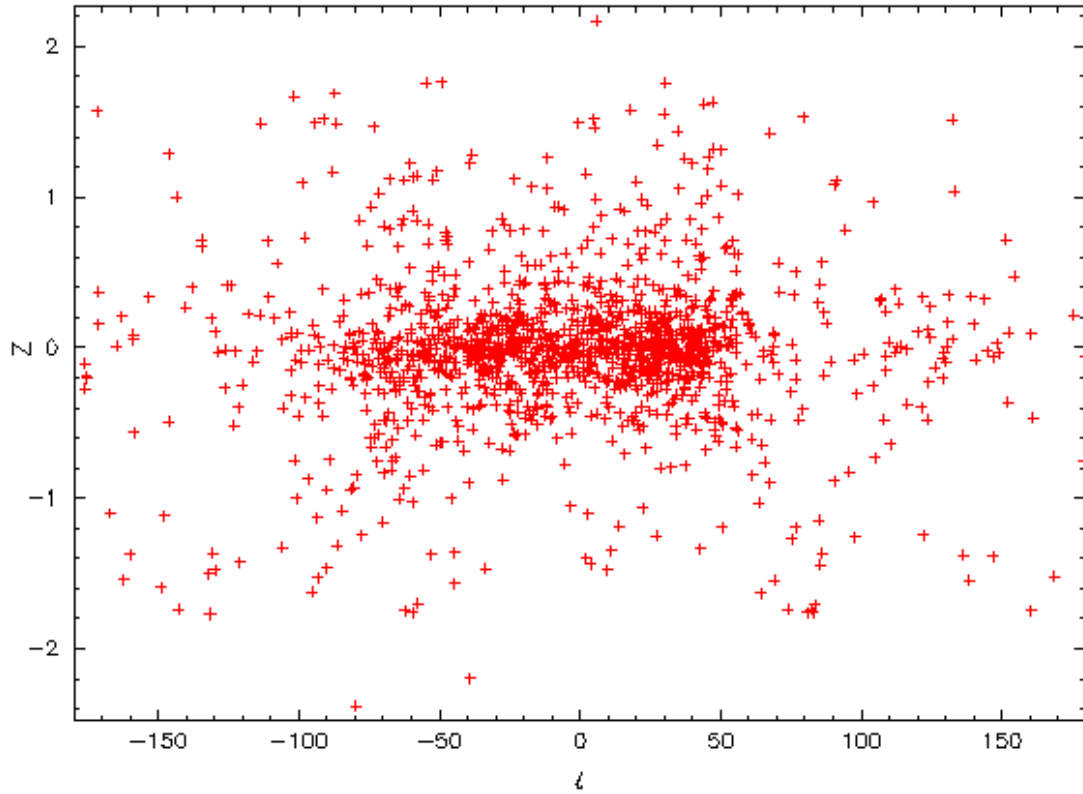
Pulsar verileri ile yaptığımız incelemelerden görüldüğü gibi  $d$ 'si küçük olan pulsarların  $Z$ 'leri de küçüktür. Eğer  $b$ 'si küçük değilse ve  $Z$ 'si büyük olsaydı işte o zaman pulsarın hızı büyük olmalıdır diye düşünmeliyiz. Yine Tablo 2.2'ye baktığımızda  $Z=0^\circ$ ,  $b=0^\circ$  çevresinde farklı karakteristik yaşlarda ve Güneşten farklı uzaklıkta birçok pulsarın olduğu görülmektedir. Tablo 2.1'den Galaksimizdeki  $b$ 'si en büyük pulsarlara baktığımız zaman ise  $b$  değerlerinin büyük olduğu yerde  $\log(\tau)$  değerlerinin de büyük olduğu görülmektedir. Yine pulsarların güneşten uzaklığı yani  $d$ 'sinin büyük olduğu yerde  $Z$  değerlerinin de büyük olduğu görülmektedir.

Tablo 2.3. 1460 pulsarın içerisinde  $|Z|$ 'si en büyük olan pulsarlar

PSR adı	$ Z $	l	b	d	$\log(\tau)$	P(s)	$\dot{P}$
J1846-7403	2.19	320.67	-25.65	5.07	7.11	4.88	6.06E-15
J1632-1013	2.17	5.91	24.64	5.2	8.24	0.72	0.06E-15
J1739+0612	1.76	30.26	18.86	5.44	7.37	0.23	0.15E-15

Tablo 2.1'e göre kıyasladığımız zaman  $\tau$  kıyaslanabilir ama buradaki pulsarların uzaklıkları büyük olduğu için Z'ler de büyüktür.

Şekil 2.5'de 1460 galaktik pulsar için galaktik düzlemden dik olan uzaklıklarının (Z), galaktik boylamlarına göre dağılımı gösterilmiştir.



Şekil 2.5.  $d < 40$  kpc,  $\dot{P} \geq 10^{-17} s/s$ ,  $P \geq 0.015 s$  bölgesinde bulunan 1460 galaktik radyo pulsarın galaksi düzleminde uzaklıklarının galaktik boylamlarına göre dağılımı.

Şekilden görüldüğü gibi pulsarların çoğu galaktik düzleme yakın bölgelerdedirler. Bu durumda pulsarlar spiral kolların (yıldız oluşum bölgelerinin) olduğu yerlerde yani galaktik düzlemde doğarlar. Bazı boylam aralıklarında spiral kollarda

düzlemden 100 pc mertebelerinde sapmalar vardır (Berdnikov, 1987). Radyo pulsarların galaksideki konumlarına bağlı istatistik incelemelerinde bu durumu göze almak gerekir (örneğin Bkz. Tagiyeva, 2004).

Galaksimizdeki 1750 pulsardan 1460 tanesinin  $\dot{P} \geq 10^{-17}$  s/s ve  $P \geq 15$  ms 'dir. 106 pulsarın ise  $\dot{P} \leq 10^{-17}$  s/s ve  $P \leq 15$  ms yani 106 tane yaşlı milisaniye pulsar vardır. Eğer pulsarların periyotları (P) milisaniye mertebelerinde, periyodun zamanla değişim hızı ( $\dot{P}$ ) negatif ise yani pulsarın dönüşü yavaşlamıyor hızlanıyorsa bu pulsarlar yaşlı milisaniye pulsarlardır. Yaşlı milisaniye pulsarlar LMXB (düşük kütleli X-ışın çiftleri)'lerden geldikleri için yani ikili sistemde, accretion sürecinden geçip bunların radyo pulsar olarak doğmaları nötron yıldızı olarak doğmalarından çok sonra gerçekleşiyor ve bu takriben milyar yıl mertebesindedir. Dolayısıyla Z değerlerinin büyük olması normaldir. Yaşlı milisaniye pulsarlar P –  $\dot{P}$  grafiğinde sol alttadır yani P'nin ve  $\dot{P}$ 'in düşük olduğu bölgededir. Bu durumda, nötron yıldızı olarak doğumundan çok daha sonra radyo pulsar olarak gözükteği için (madde aktarımı evresinde radyo ışınması nötron yıldızının etrafındaki plazma ortamından dışarı çıkamadığı için radyo pulsar olarak gözükmez) bu tür pulsarların galaktik düzlemden çok uzakta olması beklenir. Tablo 2.4'te görüldüğü gibi en büyük Z değerine sahip olan (galaktik düzlemden, yıldız oluşum bölgelerinden en uzakta olan) pulsarların hepsi LMXB safhasından geçmiş yaşlı milisaniye pulsarlardır.

Tablo 2.4. Z'si en büyük olan (yaşlı milisaniye ) pulsarlar

PSR adı	l	b	d(kpc)	Z (kpc)	log( $\tau$ )	P (s)	$\dot{P}$
J1342+2822B	42.22	78.71	10.40	10.2	9.31	0.002	1.8E-20
J2140-2310A	27.18 <sup>0</sup>	-46.84 <sup>0</sup>	9.20	6.71	-	0.011	-5.2E-20
J1518+0204A	3.87	46.80 <sup>0</sup>	8.00	5.83	9.33	0.005	4.12E-20
J1518+0204B	3.86	46.81	7	5.10	-	0.008	-3.3E-21

Tez çalışmasında izole pulsarların istatistik verileri ele alınmıştır. Bu nedenle, izole pulsarlara kıyasla çok daha farklı bir evrime sahip olan yaşlı milisaniye pulsarlarını burada incelenmeyecektir.

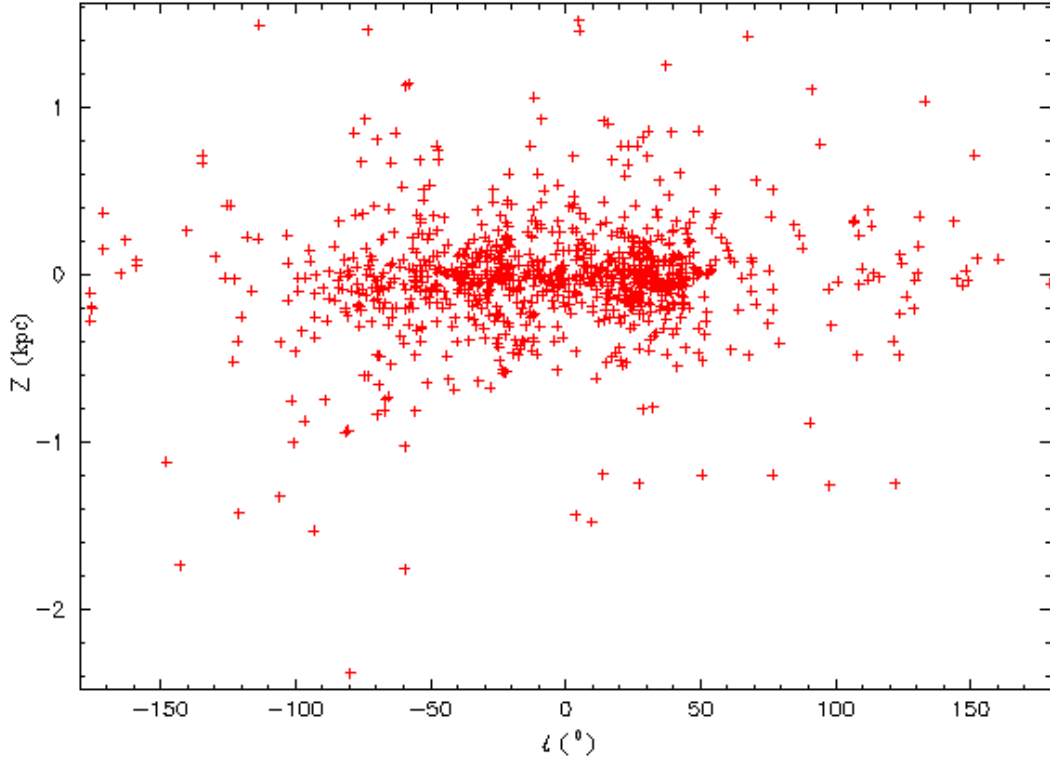
Yaşlı milisaniye pulsarlar dışındaki galaksimizdeki 1460 izole radyo pulsarın içinden  $Z$ 'si en büyük olan pulsarların Tablo 2.3'te J1846-7403 gösterilmiştir. Berdnikov 1987'de verilen gözlemsel verilere göre J1846-7403 pulsarı, galaktik kolun düzleminden yaklaşık -300pc saptığı bölgede yer almaktadır. Bu nedenle  $\tau$ 'su J1632-1013'ün  $\tau$  değerinden bir merteye daha küçük olmasına karşın bu iki pulsarın yaklaşık aynı  $Z$  değerinde olması normaldir.

Şekil 2.5'den görüldüğü gibi Galaksimizdeki 1460 izole radyo pulsarın  $Z$ - $l$  dağılımını inceleyerek Tablo 2.1-2.4'leri yapmamızdaki amaç  $b$ 'si büyük olan pulsarların  $Z$  ve  $d$ ' sini inceleyerek pulsarların hızları hakkında bilgilenmek ve sapmalar hakkında bilgilenmek ayrıca  $Z$ 'si büyük olanları belirleyip kolların yerlerini, pulsarın nereden bulunduğu yere gittiğini tespit etmektir.

Pulsarların tabii ki kollar yönünde olması beklenir. Aynı zamanda  $z=0^0$ ,  $-110^0 < l < 120^0$  bölgesinde yani galaksi düzleminde pulsar sayı yoğunluğunun çok olduğu görülmektedir.  $-2 < Z < 2$  arasında 1457 tane radyo pulsar vardır.

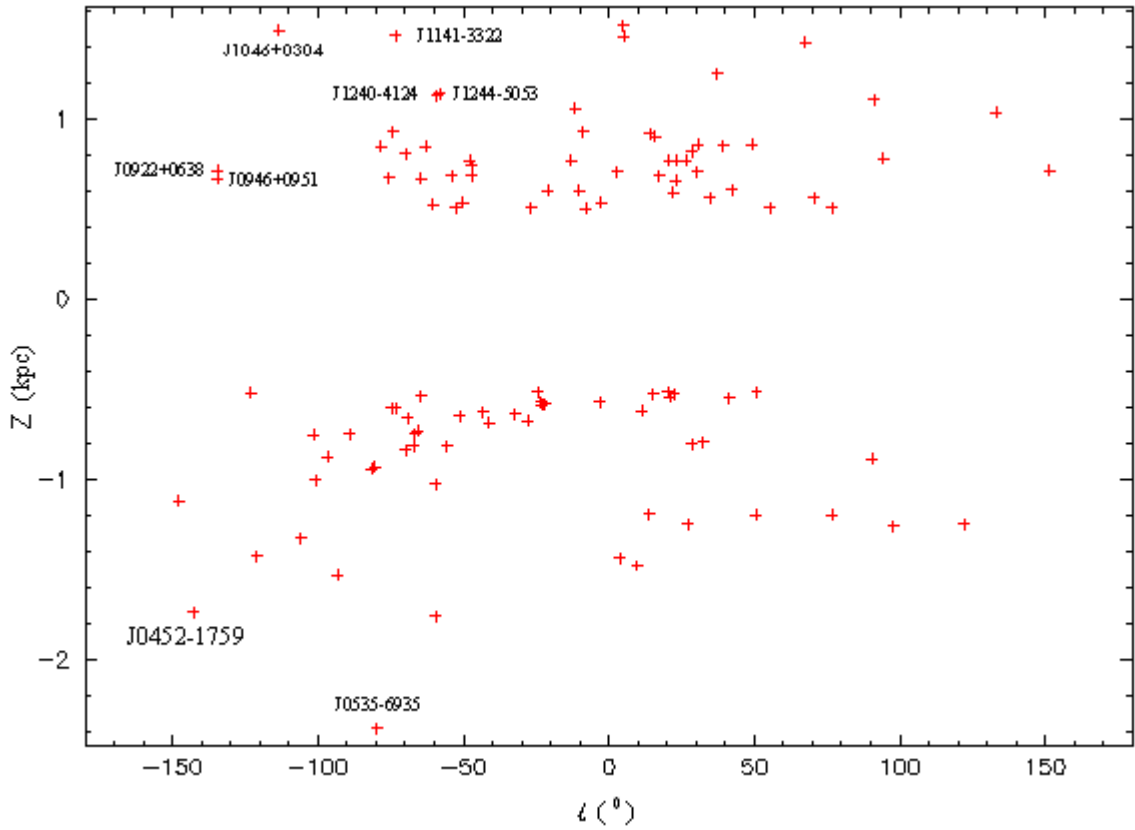
Tablo 2.5. Galaktik izole radyo pulsarlar içerisinde  $Z$  değeri en büyük olan pulsarlar

PSR adı	$l$	$b$	$d(\text{kpc})$	$Z(\text{kpc})$
J1632-1013	5.91	24.64	5.2	2.17
J0448-2749	228.35	37.92	2.88	-1.77
J1311-1228	310.72	50.10	2.3	1.76



Şekil 2.6. Galaksimizdeki  $\tau \leq 10^7$  yıl olan 943 izole radyo pulsarın galaksi düzleminde dik uzaklıklarının galaktik boylamlarına göre dağılımı.

Galaksimizde pulsarların  $\tau$  değerleri,  $\tau \leq 10^7$  bölgesinde gerçek yaş ile tutarlı olmalı yani kıyaslanabilir büyüklükte olmalıdır.  $\tau$ 'yu  $10^7$ 'den kestığımız için ve ortalama hızları 200-300km/s olsa ve  $\tau$  ile gerçek yaş arasındaki farkı da düşünerek aynı zamanda pulsarın galaktik düzlemde doğduğunu ve galaktik düzlemde dik olarak aşağı ya da yukarı gittiğini düşünürsek pulsar galaktik düzlemde  $|Z|_{\text{mak}} = 1$  kpc olur. Şekil 2.6'dan görüldüğü gibi pulsarların çoğu galaktik düzlemde ve çevresindedir. Bizim burada amacımız saçılma bölgelerini görebilmektir. Dolayısıyla aşağıdaki Şekil 2.7'de  $Z > 0.5$  kpc ve  $Z < -0.5$  kpc,  $\dot{P} > 10^{-17}$  s/s,  $P > 15$  ms,  $d < 40$  kpc bölgesindeki 106 galaktik radyo pulsarın galaktik düzlemde dik uzaklıklarının galaktik boylamlarına göre dağılımı incelenmiştir.



Şekil 2.7.  $Z > 0.5$  kpc ve  $Z < -0.5$  kpc,  $\dot{P} > 10^{-17}$  s/s,  $P > 15$  ms,  $d < 40$  kpc bölgesindeki 106 galaktik radyo pulsarın galaktik düzlemden dik uzaklıklarının galaktik boylamlarına göre dağılımı.

Bu tez çalışmasında pulsarların galaktik düzlemden saptıkları  $\Delta l$  aralıkları belirlendi ve Berdnikov aralığı dışında da sapma gösteren çok sayıda pulsarın olduğu gösterildi. Pulsarların dağılımına bakınca Berdnikov aralıklarından daha küçük  $\Delta l$  aralıklarında sapmaların olduğu görüldü. Galaktik düzlemden ciddi sapma gösteren Örneğin yukarıdaki Şekil 2.6'da  $Z > 0.5$  bölgesinde  $\Delta l = 280-315^\circ$  bölgesinde asıl sapma varken bu durum Berdnikov aralığında  $\Delta l = 200-330^\circ$  olarak verilmiştir. Yani Berdnikov aralıklarının çok yüzeysel olduğu ve sapma gösteren her  $\Delta l$  bölgesini kapsamadığı anlaşıldı. Galaktik düzlemden ciddi sapma gösteren çok sayıda pulsar tesbit edildi ve sapma aralıkları  $Z > 0.5$  kpc ve  $Z < -0.5$  kpc bölgesi incelenerek belirlendi. Böylece çok sayıda pulsarın sapma gösterdiği  $\Delta l$  sapma aralıklarındaki pulsarların  $d$ ,  $Z$ ,  $\tau$ ,  $P$ ,  $\dot{P}$  değerleri belirlenerek ve de hızları kontrol edilerek pulsarların fiziksel özellikleri hakkında net bilgi elde edildi. Pulsarların hepsinin galaktik düzlemde doğmadığı gösterildi.

Tablo 2.6. Yaşları büyük olmasına rağmen galaktik düzlemde bulunan pulsarlar

PSR adı	b	l	d	Z	log ( $\tau$ )	P(s)	$\dot{P}$
<b>J1837-0653</b>	<b>0.00</b>	<b>25.19</b>	<b>5.03</b>	<b>0.00</b>	<b>7.59</b>	<b>1.90</b>	<b>7.72E-16</b>
<b>J2326+6113</b>	<b>0.00</b>	<b>112.95</b>	<b>4.2</b>	<b>0.00</b>	<b>7.02</b>	<b>0.23</b>	<b>3.52E-16</b>

İki pulsar da Berdnikov'un  $\Delta l$  aralıklarının dışındadır. Her iki pulsar da galaktik düzlemde ( $b=0^0$ ,  $Z=0$  kpc) ve pulsarların verileri Tablo 2.6'da gösterilmiştir. Bu durumda bu iki pulsar da galaktik düzlem üzerinde doğmuş ve bugüne kadar galaktik düzlem üzerinde hareket etmiş olmalıdır ( $b=0^0$ ). J2326+6113 pulsarı yüksek bir uzay hızına sahip olduğundan dolayı ( $v_{yatay} = 434\text{km/s}$ ) bu açıklama inandırıcı değildir.

Öte yandan her iki pulsar da Tablo 2.6'da verildiği gibi aslında sapmaların olduğu yerdedir. Dolayısıyla bu iki pulsar galaktik düzlemden uzakta doğmuş olmalıdır.

Galaktik Kolların düzlemde sapmalarını genç pulsarların galaksideki dağılımından belirlemek doğrudan bulutsuların dağılımına bakmak ya da Berdnikov'un çalışmasından (Berdnikov, 1987) daha iyi bir sonuç vermektedir.

Pulsarların  $d, b, Z, \tau$  'lerine bakarak pulsarların  $\Delta l$  aralıklarını belirlemeye çalışıyoruz. Örneğin  $d, l, b$ 'si aynı olan 2 pulsar düşünelim. Pulsarların  $d$  ve  $b$ 'si aynı ise  $Z$ 'leri de aynıdır. Bunların  $\tau$ 'ları farklı olabilir. Bunun nedeni uzay hızının büyüklüğünden ve yönünden kaynaklanır.

Galaksimizdeki  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\dot{P} \geq 10^{-17}$  s/s,  $P \geq 15$  ms olan ve  $Z < -0.5$  kpc aralığında olan izole radyopulsarların  $\Delta l$  aralıklarına göre tabloları aşağıda verilmiştir (Bkz. Tablo 2.7-2.30).



Tablo 2.7.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 3-10^0$ ,  $\Delta d = 2.2-2.4$  kpc,  $\Delta z = (-1.4)-(-1.5)$  kpc aralığındaki izole pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J2038-3816	3.85	-36.74	2.4	-1.43	6.78	1.58	4.1E-15
J2108-3429	9.70	-42.2	2.2	-1.47	6.81	1.42	3.5E-15

Tablo 2.8.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 11-15^0$ ,  $\Delta d = 1.32-7.5$ kpc,  $\Delta z = (-0.52)-(-1)$ kpc

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1828-2119	11.36	-4.73	7.5	-0.62	6.81	0.51	1.26E-15
J1941-2602	13.90	-21.82	3.2	-1.19	6.82	0.40	9.56E-16
J1949-2524	15.26	-23.38	1.32	-0.52	6.67	0.96	3.27E-15

Tablo 2.9.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 20-23^0$ ,  $\Delta d = 4-10$ kpc,  $\Delta z = (-0.5)-(-0.6)$ kpc aralığındaki izole radyo pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1854-1421	20.46	-7.21	4.1	-0.51	6.64	1.14	4.16E-15
J1840-1207	20.94	-3.20	9.71	-0.54	6.57	0.75	3.19E-15
J1845-1114	22.28	-3.86	7.81	-0.52	6.21	0.20	2.00E-15

Tablo 2.10.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 27-33^0$ ,  $\Delta d = 4-8$ kpc,  $\Delta z = (-0.8)-(-1.3)$ kpc aralığındaki izole radyo pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1946-1312	27.08	-18.18	4.0	-1.25	6.59	0.49	1.98E-15
J1903-0632	28.48	-5.68	8.1	-0.80	6.30	0.43	3.40E-15
J1910-0309	32.28	-5.68	8	-0.79	6.56	0.5	2.18E-15

Tablo 2.11.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J2005-0020	41.33	-16.63	1.9	-0.54	6.15	2.28	2.56E-14

Tablo 2.12.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 50^{\circ}$ ,  $\Delta d = 6-9$ kpc,  $\Delta z = (-0.5)-(-1.5)$  kpc aralığındaki izole radyo pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1953+1149	50.71	-8.08	8.5	-1.19	6.67	0.85	2.86E-15
J1941+1341	50.80	-4.47	6.5	-0.51	6.85	0.56	1.23E-15

Tablo 2.13.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J2215+1538	76.78	-32.93	2.2	-1.19	6.40	0.37	2.36E-15

Tablo 2.14.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 90-98^{\circ}$ ,  $\Delta d = 2.8-4.5$ kpc,  $\Delta z = (-0.8)-(-1.2)$ kpc aralığındaki izole radyo pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J2157+4017	90.49	-11.34	4.5	-0.88	6.85	1.52	3.43E-15
J2305+3100	97.72	-26.66	2.8	-1.25	6.94	1.57	2.89E-15

Tablo 2.15.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0048+3412	122.26	-28.67	2.6	-1.25	6.91	1.22	2.35E-15

Tablo 2.16.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 212-217^{\circ}$ ,  $\Delta d = 3-5$ kpc,  $\Delta z = (-1.11)-(-2)$ kpc aralığındaki izole radyo pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0601-0527	212.20	-13.48	4.8	-1.12	6.68	0.39	1.30E-15
J0452-1759	217.08	-34.09	3.1	-1.74	6.18	0.55	5.75E-15

Tablo 2.17.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0630-2834	236.95	-16.76	1.8	-0.52	6.44	1.24	7.12E-15

Tablo 2.18.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0719-2545	238.93	-5.83	14.0	-1.42	6.33	0.97	7.28E-15

Tablo 2.19.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0738-4042	254.19	-9.19	8.3	-1.32	6.57	0.37	1.61E-15

Tablo 2.20.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0206-4028	258.60	-69.63	0.8	-0.75	6.92	0.63	1.19E-15

Tablo 2.21.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 259-271^\circ$ ,  $\Delta d = 5.71-6.3$ kpc,  $\Delta z = (-0.87)-(-1.5)$ kpc aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0746-4529	259.20	-10.10	5.71	-1.00	6.42	2.79	16.66E-15
J0809-4753	263.30	-7.96	6.3	-0.87	6.45	0.54	3.08E-15
J0745-5353	266.63	-14.27	6.2	-1.53	6.10	0.21	2.73E-15
J0840-5332	270.77	-7.14	6	-0.74	6.84	0.72	1.64E-15

Tablo 2.22.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 278-280^\circ$ ,  $\Delta d = 4.4-5.2$ kpc,  $\Delta z = (-0.92)-(-0.94)$ kpc aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0856-6137	278.57	-10.43	5.2	-0.94	6.96	0.96	1.67E-15
J0849-6322	279.43	-12.17	4.4	-0.92	6.87	0.36	7.90E-16
J0535-6935	280.08	-31.94	4.5	-2.38	5.44	0.20	11.5E-15

Tablo 2.23.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 285-287^0$ ,  $\Delta d = 12\text{kpc}$ ,  $\Delta z = -0.6\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d (\text{kpc})$	$Z (\text{kpc})$	$\log (\tau)$ yıl	$P(\text{s})$	$\dot{P} (\text{s/s})$
J1020-6026	285.30	-2.85	12.1	-0.60	5.52	0.14	6.7386E-15
J1031-6117	286.88	-2.88	12	-0.60	6.43	0.31	1.78E-15

Tablo 2.24.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 290-296^0$ ,  $\Delta d = 1.42-8.5\text{kpc}$ ,  $\Delta z = 0.5-0.85\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d (\text{kpc})$	$Z (\text{kpc})$	$\log (\tau)$ yıl	$P(\text{s})$	$\dot{P} (\text{s/s})$
J0401-7608	290.31	-35.91	1.42	-0.83	6.75	0.54	1.538E-15
J1054-6452	290.89	-4.78	7.9	-0.6583	6.97	1.84	3.14E-15
J1055-6905	292.88	-8.50	5.5	-0.8130	6.36	2.92	2.033E-14
J1112-6613	293.19	-5.23	8.2	-0.7475	6.81	0.33	8.24E-16
J1112-6926	294.42	-8.22	5.1	-0.7292	6.66	0.82	2.84E-15
J1130-6807	295.48	-6.43	4.8	-0.5375	6.95	0.25	4.5968E-16

Tablo 2.25.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 300-301^0$ ,  $\Delta d = 2.5-3.6\text{kpc}$ ,  $\Delta z = (-1)-(-1.8)$  kpc aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d (\text{kpc})$	$Z (\text{kpc})$	$\log (\tau)$ yıl	$P(\text{s})$	$\dot{P} (\text{s/s})$
J1159-7910	300.41	-16.55	3.6	-1.0255	6.47	0.525	2.817E-15
J0113-7220	300.62	-44.69	2.5	-1.7582	6.03	0.325	4.859E-15

Tablo 2.26.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d (\text{kpc})$	$Z (\text{kpc})$	$\log (\tau)$ yıl	$P(\text{s})$	$\dot{P} (\text{s/s})$
J1306-6617	304.46	-3.46	13.5	-0.8147	6.10	0.473	5.9745E-15

Tablo 2.27.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d (\text{kpc})$	$Z (\text{kpc})$	$\log (\tau)$ yıl	$P(\text{s})$	$\dot{P} (\text{s/s})$
J1352-6803	308.61	-5.87	6.3	-0.6443	6.91	0.628	1.234E-15

Tablo 2.28.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 316-319^0$ ,  $\Delta d = 2-8\text{kpc}$ ,  $\Delta z = (-0.6)-(-0.7)\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1708-7539	316.68	-20.22	1.8	-0.6221	7.00	1.19	1.88E-15
J1519-6308	318.74	-4.90	8.0	-0.6833	6.52	1.25	5.96E-15

Tablo 2.29.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 327-338^0$ ,  $\Delta d = 1-8\text{kpc}$ ,  $\Delta z = (-0.5)-(-0.7)\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1635-5954	327.75	-8.31	4.4	-0.6359	6.79	0.529	1.368E-15
J1649-5553	332.08	-7.15	5.4	-0.6721	6.76	0.613	1.698E-15
J1711-5350	335.69	-8.46	3.5	-0.5149	5.96	0.899	1.5494E-14
J1749-5605	336.64	-14.26	2.3	-0.5665	7.00	1.332	2.12E-15
J2155-5641	337.05	-47.05	0.8	-0.5856	6.71	1.373	4.23E-15
J1700-4939	338.01	-4.54	7.3	-0.5778	6.93	0.578	1.078E-15

J1711-5350'nin  $\tau$  sı  $\tau = 10^{5.96}$  yıl bu durumda  $\tau$  gerçek yaş olarak düşünülebilir. Pulsar eğer galaktik düzlemde ise ve ortalama 300km/s hızla giderse  $Z$ 'in maksimum değeri 273.6pc olur oysa tabloya bakınca  $Z=514.9$  kpc burada da saçılmanın olduğu açıkça bellidir.

Tablo 2.30.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1817-3618	356.80	-9.37	3.5	-0.5698	6.48	0.387	2.0465E-15

Galaksimizdeki  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\dot{P} \geq 10^{-17} \text{ s/s}$ ,  $P \geq 15\text{ms}$  olan ve  $Z > 0.5\text{kpc}$  aralığında olan izole radyo pulsarların  $\Delta l$  aralıklarına göre tabloları aşağıda verilmiştir. (Bkz. Tablo 2.31-2.45)

Tablo 2.31.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 357-3^0$ ,  $\Delta d = 2.4-2.5$ kpc,  $\Delta z = (0.71)-(0.53)$ kpc aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	d (kpc)	Z (kpc)	log ( $\tau$ ) yıl	P(s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1650-1654	2.86	17.23	2.4	0.7109	6.94	1.749	3.2027E-15
J1652-2404	357.32	12.45	2.5	0.5390	6.93	1.703	3.15876E-15

Tablo 2.32.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 4-6^0$ ,  $\Delta d = 3-9$ kpc,  $\Delta z = 1.5$ kpc aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	d (kpc)	Z (kpc)	log ( $\tau$ ) yıl	P(s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1721-1936	4.86	9.74	9	1.5226	6.99	1.00403	1.6240E-15
J1623-0908	5.30	27.18	3.2	1.4617	6.89	1.27644	2.5807E-15

Tablo 2.33.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 14-35^0$ ,  $\Delta d = 1-6$ kpc,  $\Delta z = 0.5-1$ kpc aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	d (kpc)	Z (kpc)	log ( $\tau$ ) yıl	P(s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1645-0317	14.11	26.06	2.1	0.9226	6.54	0.387	1.78043E-15
J1725-0732	15.87	15.32	3.43	0.9062	6.95	0.239	0.4296E-15
J1735-0724	17.27	13.28	3	0.6891	6.74	0.419	1.2147E-15
J1614+0737	20.63	38.16	1.25	0.7723	6.91	1.2068	2.35957E-15
J1805-0619	21.99	7.22	4.7	0.5907	6.87	0.4546	9.690E-16
J1728-0007	23.03	18.29	2.1	0.6590	6.74	0.3860	1.1226E-15
J1801-0357	23.60	9.26	4.8	0.7724	6.64	0.9214	3.3101E-15
J1811-0154	26.61	8.03	5.5	0.7683	6.96	0.9249	1.608E-15
J1802+0128	28.61	11.56	4.1	0.8216	6.62	0.5542	2.109E-15
J1805+0306	30.41	11.71	3.5	0.7104	6.54	0.2187	9.99455E-16
J1812+0226	30.71	9.69	5.1	0.8584	6.54	0.7939	3.59963E-15
J1811+0702	34.71	12.10	2.7	0.5660	6.43	0.4617	2.692E-15

Tablo 2.34.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 37-50^\circ$ ,  $\Delta d = 2-4$ kpc,  $\Delta z = 0.6-1.3$ kpc aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1740+1311	37.08	21.68	3.4	1.2560	6.94	0.8030	1.45132E-15
J1814+1130	39.20	13.31	3.7	0.8518	6.86	0.7512	1.66038E-15
J1837+1221	42.41	8.74	4	0.6078	6.70	1.9635	6.200E-15
J1752+2359	49.10	23.07	2.2	0.8621	7.00	0.4090	0.6427E-15

Tablo 2.35.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1922+2110	55.28	2.93	10	0.5112	6.32	1.0779	8.1803E-15

Tablo 2.36.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1813+4013	67.41	24.03	3.5	1.4253	6.76	0.9310	2.5487E-15

Tablo 2.37.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 70-77^\circ$ ,  $\Delta d = 5.5-6.4$ kpc,  $\Delta z = 0.5-0.6$ kpc aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1948+3540	70.70	5.05	6.4	0.5634	6.21	0.7173	7.06120E-15
J2002+4050	76.61	5.29	5.5	0.5071	6.92	0.9050	1.73878E-15

Tablo 2.38.  $\tau \leq 10^7$  yıl aralığındaki yalnız izole radyo pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^\circ$ )	$b$ ( $^\circ$ )	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log(\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1509+5531	91.33	52.29	1.4	1.1076	6.37	0.7396	4.99821E-15
J2046+5708	94.20	8.64	5.2	0.7812	5.83	0.4767	1.11216E-14
J0653+8051	133.18	26.83	2.3	1.0381	6.71	1.2144	3.79878E-15
J0921+6254	151.43	40.73	1.1	0.7177	6.84	1.5679	3.60812E-15
J1046+0304	246.41	51.70	1.9	1.49	5.62	0.32627	12.42E-15

Tablo 2.39.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 225-226^0$ ,  $\Delta d = 1-1.2\text{kpc}$ ,  $\Delta z = 0.7\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J0946+0951	225.41	43.13	0.98	0.67	6.70	1.0977	3.49339E-15
J0922+0638	225.42	36.39	1.21	0.72	5.70	0.4306	1.37195E-14

Tablo 2.40.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 281-287^0$ ,  $\Delta d = 1.9-6.3\text{kpc}$ ,  $\Delta z = 0.7-1.5\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1036-4926	281.52	7.73	6.3	0.8474	6.69	0.5103	1.6483E-15
J1116-4122	284.45	18.07	2.18	0.6762	6.27	0.9431	7.9536E-15
J1141-3107	285.75	29.39	1.9	0.9324	6.64	0.5384	1.9602E-15
J1141-3322	286.59	27.27	3.2	1.4662	7.00	0.2915	4.6346E-16

Tablo 2.41.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 290-300^0$ ,  $\Delta d = 4.5-8\text{kpc}$ ,  $\Delta z = 0.5-0.9\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1121-5444	290.08	5.87	7.9	0.8079	6.49	0.5357	2.7669E-15
J1156-5707	295.45	4.95	7.8	0.6730	5.24	0.2884	2.6451E-14
J1210-5559	297.14	6.42	7.6	0.8498	6.79	0.2797	7.2585E-16
J1225-5556	299.31	6.75	4.5	0.5289	6.89	1.0184	2.063E-15

Tablo 2.42.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 300-302^0$ ,  $\Delta d = 3-5.5\text{kpc}$ ,  $\Delta z = 1.1-1.2\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1240-4124	300.69	21.41	3.1	1.1316	6.67	0.5122	1.739E-15
J1244-5053	301.76	11.97	5.5	1.1407	6.64	0.2752	9.998E-16



Tablo 2.43.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 306-313^0$ ,  $\Delta d = 1.5-8.5\text{kpc}$ ,  $\Delta z = 0.5-0.8\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1312-5516	306.01	7.46	5.3	0.6881	6.37	0.8492	5.706E-15
J1320-5359	307.30	8.64	3.4	0.5108	5.68	0.2797	9.2543E-15
J1328-4357	309.87	18.41	1.7	0.5369	6.45	0.5326	3.014E-15
J1350-5115	312.23	10.55	4.2	0.7690	6.79	0.2956	7.526E-16
J1355-5153	312.95	9.71	4.4	0.7421	6.56	0.6443	2.813E-15
J1405-5641	312.97	4.74	8.3	0.6859	6.91	0.6175	1.198E-15

Tablo 2.44.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 333-339^0$ ,  $\Delta d = 2.5-7.5\text{kpc}$ ,  $\Delta z = 0.5-0.6\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1535-4114	333.18	11.82	2.5	0.5121	6.23	0.4328	4.0705E-15
J1623-4256	338.89	4.62	7.5	0.6041	6.75	0.3645	1.022E-15

Tablo 2.45.  $\tau \leq 10^7$  yıl,  $\Delta l = 347-351^0$ ,  $\Delta d = 2.4-4.5\text{kpc}$ ,  $\Delta z = 0.6-1.1\text{kpc}$  aralığındaki pulsarlar

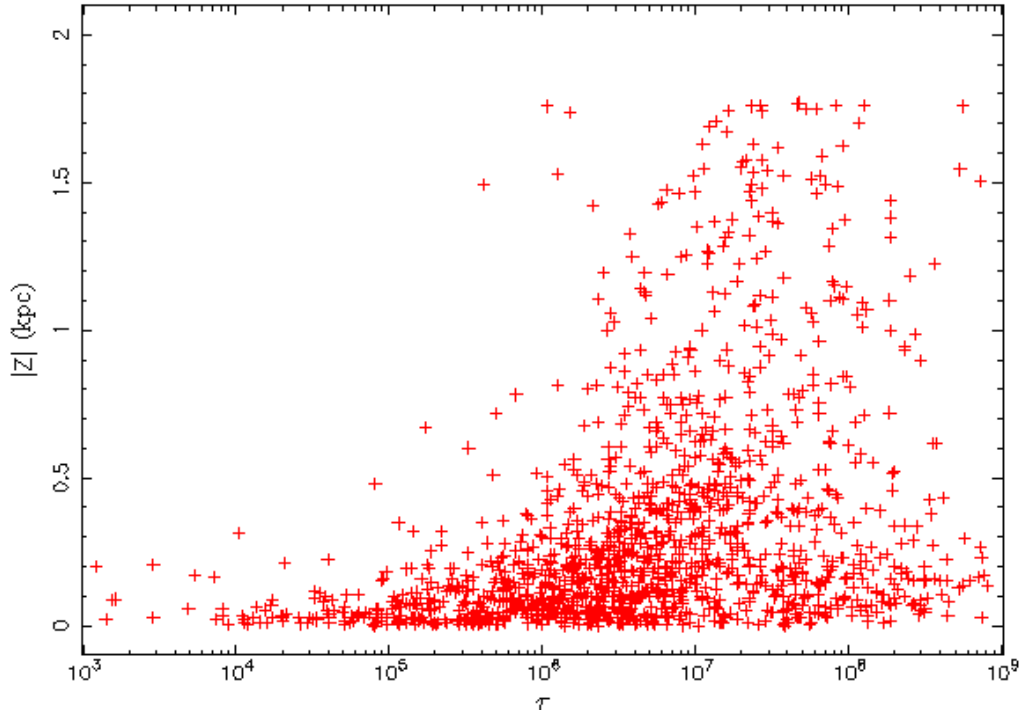
PSR adı	$l (^0)$	$b (^0)$	$d$ (kpc)	$Z$ (kpc)	$\log (\tau)$ yıl	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)
J1603-2712	347.13	18.77	2.4	0.7722	6.61	0.7783	3.00939E-15
J1603-2531	348.38	19.99	3.1	1.0598	6.45	0.2830	1.59223E-15
J1648-3256	349.59	7.75	4.5	0.6068	6.51	0.7194	3.5305E-15
J1612-2408	351.01	19.45	2.8	0.9324	6.97	0.9238	1.5736E-15

Tablo 2.46. Sadece yaşa bağlı olarak genç izole radyo pulsarlardan belli  $\Delta l$  aralıklarında sapma gösteren pulsarlar

PSR adı	$l$ ( $^{\circ}$ )	$b$ ( $^{\circ}$ )	$d$ (kpc)	$\log(\tau)$	$P$ (s)	$\dot{P}$ (s/s)	$ Z $ (kpc)	$ Z _{mak}$ (kpc)
<b>J0535-6935</b>	<b>280.08</b>	<b>-31.94</b>	<b>4.5</b>	<b>5.44</b>	<b>0.20</b>	<b>11.5E-15</b>	<b>2380</b>	<b>82.63</b>
<b>J0113-7220</b>	<b>300.62</b>	<b>-44.69</b>	<b>2.5</b>	<b>6.03</b>	<b>0.325</b>	<b>4.859E-15</b>	<b>1760</b>	<b>321.45</b>
<b>J1159-7910</b>	<b>300.41</b>	<b>-16.55</b>	<b>3.6</b>	<b>6.47</b>	<b>0.5250</b>	<b>2.817E-15</b>	<b>1758.2</b>	<b>885.36</b>
<b>J0452-1759</b>	<b>217.08</b>	<b>-34.09</b>	<b>3.1</b>	<b>6.18</b>	<b>0.55</b>	<b>5.75E-15</b>	<b>1740</b>	<b>454.06</b>
<b>J0745-5353</b>	<b>266.63</b>	<b>-14.27</b>	<b>6.2</b>	<b>6.10</b>	<b>0.21</b>	<b>2.73E-15</b>	<b>1530</b>	<b>377.7</b>
<b>J1046+0304</b>	<b>246.41</b>	<b>51.70</b>	<b>1.9</b>	<b>5.62</b>	<b>0.3263</b>	<b>12.42E-15</b>	<b>1490</b>	<b>125</b>
J0719-2545	238.93	-5.83	14.0	6.33	0.97	7.28E-15	1422	641.38
J1306-6617	304.46	-3.46	13.5	6.10	0.473	5.9745E-15	814	377.7
J2046+5708	94.20	8.64	5.2	5.83	0.4767	1.11216E-14	781	202.82
J0922+0638	225.42	36.39	1.21	5.70	0.4306	1.37195E-14	718	150
J1156-5707	295.45	4.95	7.8	5.24	0.2884	2.6451E-14	673	52.13
J1020-6026	285.30	-2.85	12.1	5.52	0.1405	6.7386E-15	601	99.34
J1711-5350	335.69	-8.46	3.5	5.96	0.899	1.5494E-14	514.9	273.6
J1320-5359	307.30	8.64	3.4	5.68	0.2797	9.2543E-15	510	143.6

Yukarıdaki Tablo 2.46'deki pulsarların  $\tau$ 'ları ile gerçek yaş tutarlı olmalı yani kıyaslanabilir büyüklükte olmalıdır. Tablo 2.47'de  $\tau$  pulsarların yaşı olmak üzere bu pulsarlar galaktik düzlemde doğsaydı ve 300 km/s ortalama hızla galaktik düzleme dik gitseydi galaktik düzlemde maksimum uzaklıkları  $Z_{mak}$  olurdu ve bu  $Z_{mak}$  değeri tabloda  $|Z|_{mak}$  olarak gösterilmiştir. Pulsarların galaktik düzlemde uzaklıkları ise  $|Z|$  olarak gösterilmiştir.

Tablodaki pulsarlardan J0535-6935'in  $|Z|_{mak}$  değeri 82.63 pc iken,  $|Z|$  değerinin 2380pc olduğu görülmektedir. Bu durumda pulsarın hızının dikey bileşeni büyük olmalı ve burada koldaki sapma çok büyük olmalı ki bu pulsar bu kadar küçük yaşta galaktik düzlemde bu kadar uzaklaşabilsin. Burada çok ciddi bir saçılmanın olduğu çok net görülmektedir. Tablo'daki diğer pulsarların  $|Z_{mak}| < |Z|$  olduğu yani net olarak bir saçılmanın olduğu görülmektedir. Bu durumda bu tablodaki pulsarların ya hızlarının dikey bileşenleri çok büyük olmalı ya da burada koldaki sapma çok büyük olmalı ki bu pulsarlar bu kadar küçük yaşta galaktik düzlemde bu kadar uzaklaşabilsinler.

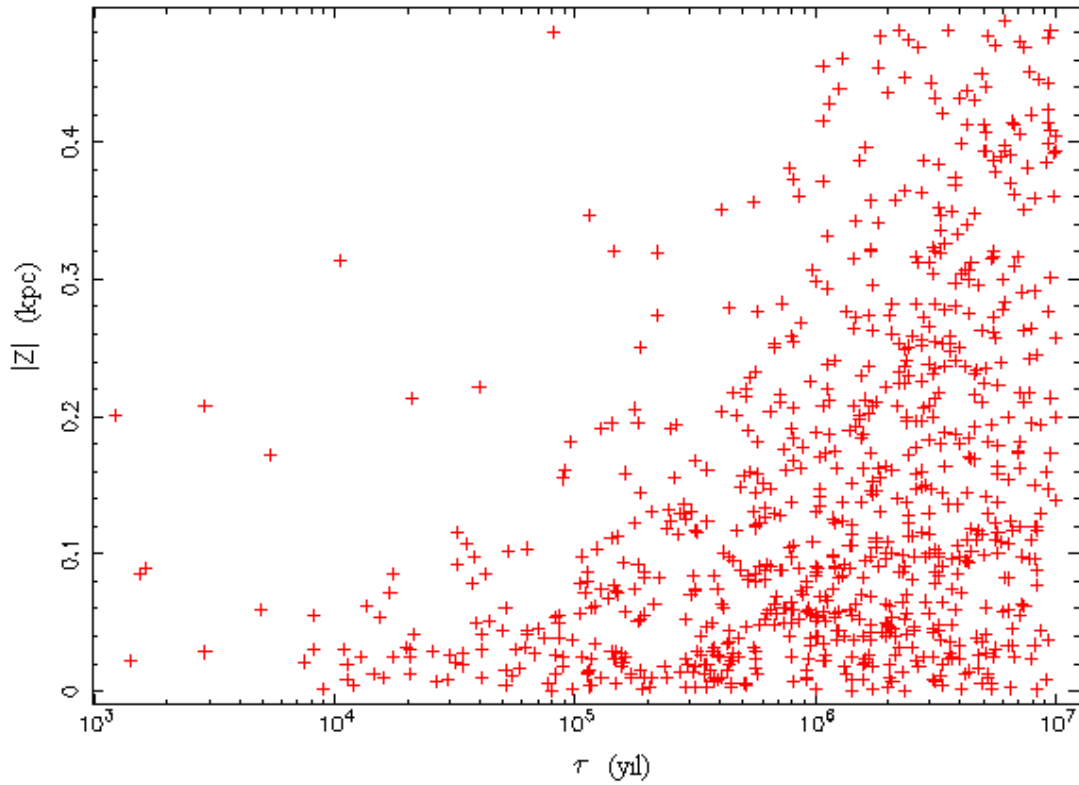


Şekil 2.8.  $\dot{P} \geq 10^{-17}$  s/s ve  $P \geq 15$  ms,  $d < 40$  kpc olan 1460 galaktik radyo pulsarın galaksi düzleminde dik uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı.

Uzay dağılımlarını incelediğimiz 1460 galaktik radyo pulsarın galaksi düzleminde dik uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı Şekil 2.8’de gösterilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi  $\tau \geq 10^7$  durumunda pulsarların Z değerleri yaklaşık aynıdır.

Tablo 2.47. 1460 galaktik pulsar içerisindeki en genç pulsarlar

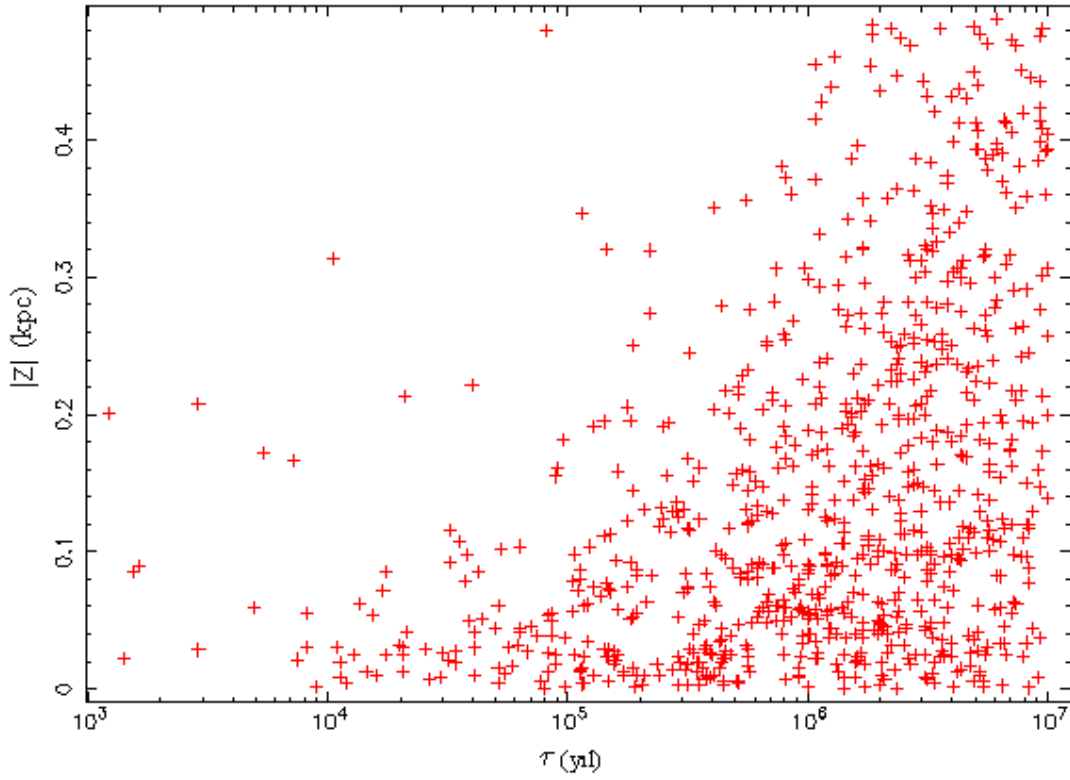
PSR adı	l	b	d(kpc)	z (kpc)	log( $\tau$ )
J0534+2200	184.56	-5.78	2	-0.20	3.09
J1550-5418	327.24	-0.13	9.74	-0.02	3.15
J1513-5908	320.32	-1.16	4.2	-0.08	3.19
J1119-6127	292.15	-0.54	9.5	-0.09	3.21
J1124-5916	292.04	1.75	6.8	0.21	3.46
J1930+1852	54.10	0.27	6.0	0.03	3.46
J1833-1034	21.50	-0.89	3.8	-0.06	3.69
J0205+6449	130.72	3.08	3.2	0.17	3.73
J1357-6429	309.92	-2.51	3.8	-0.16	3.86
J1614-5048	332.21	0.17	7.2	0.02	3.87
J1617-5055	332.50	-0.28	6.2	-0.03	3.91
J1734-3333	354.82	-0.43	7.41	-0.05	3.91
J1708-4009	346.47	0.03	3.80	0.002	3.95



Şekil 2.9. Galaktik düzlemde  $Z < 0.5 \text{ kpc}$ ,  $Z > -0.5 \text{ kpc}$  aralığında Berdnikov aralığı dışındaki  $\tau \leq 10^7$  yıl olan 825 pulsarın galaktik düzlemden dik uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı.

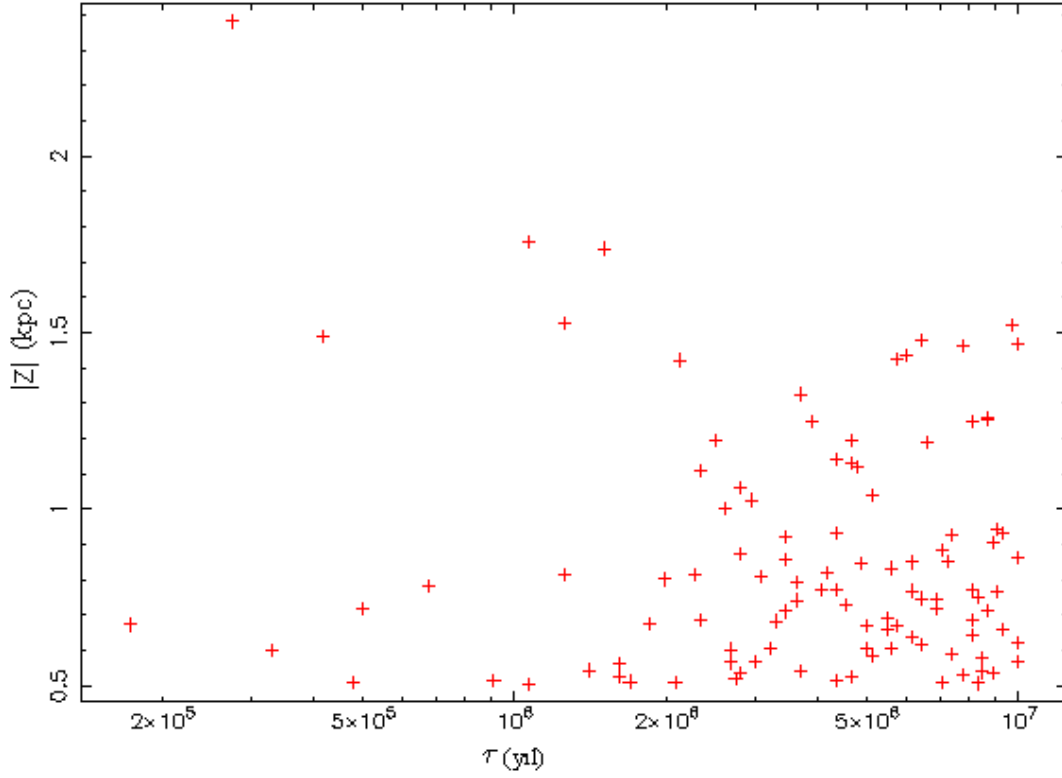
Şekil 2.9'dan net olarak görüldüğü gibi genç pulsarlar galaktik düzleme yakın bölgededir. Genç olanların içerisinde uzaklığı büyük olan yoktur. Ayrıca  $\tau > 10^7$ 'den sonra  $Z$  değeri artmadığı için  $\tau$  gerçek yaşı vermemektedir ve  $\tau$  arttıkça gerçek yaşla  $\tau$  arasındaki fark artar. Guseinov ve diğerleri dipol manyetik alanın zaman içinde azalmasını basit bir üstel düşüş ile modelleyerek bu gözlemsel sonucu açıklamışlardır.  $\tau$  ile gerçek yaş arasındaki farkın oluşması manyetik alandaki düşüş ile olabileceği gibi manyetik alan eksenini ile dönüş eksenini arasındaki açının azalması sonucunda da oluşabilir. Yeni veriler de Şekil 2.12'de göstermektedir ki (Guseinov vd, 2004)'ün bulduğu sonuçları desteklemektedir.

Diğer yandan Şekil 2.10 ve 2.11'de aynı yaşta  $Z$  değerleri çok farklı pulsarlar da vardır. Buradan da pulsarların konumlarının yaşları ile hiçbir bağlantısının olmadığı anlaşılmaktadır.



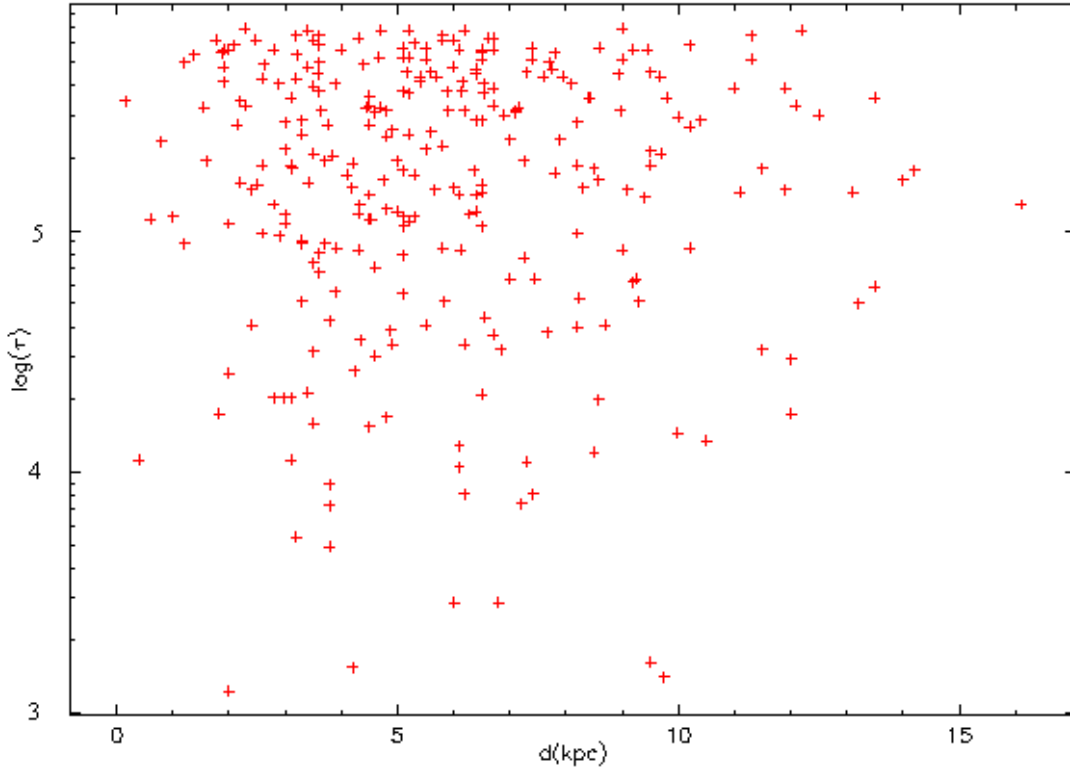
Şekil 2.10. Galaktik düzlemde  $Z > 0.5 \text{ kpc}$  ve  $Z < -0.5 \text{ kpc}$  aralığı dışında,  $\tau \leq 10^7$  yıl olan 837 galaktik izole radyo pulsarın galaktik düzlemden uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı.

Şekil 2.10 'dan görüldüğü gibi bizim ayrıntılı bir şekilde belirlediğimiz  $\Delta l$  aralıkları dışındaki genç radyo pulsarların hepsi galaktik düzlem çevresindedir. Ayrıca Şekil 2.10'da  $Z$  değeri büyük olan hiçbir pulsar yoktur. Bu sonuç ta tesbit ettiğimiz  $\Delta l$  aralıklarının ne kadar doğru olduğunu gösterir.



Şekil 2.11. Galaktik düzlemde  $Z > 0.5 \text{ kpc}$  ve  $Z < -0.5 \text{ kpc}$  aralığındaki  $\tau \leq 10^7$  yıl olan 106 galaktik izole radyo pulsarın galaktik düzlemden dik uzaklıklarının karakteristik yaşlarına göre dağılımı.

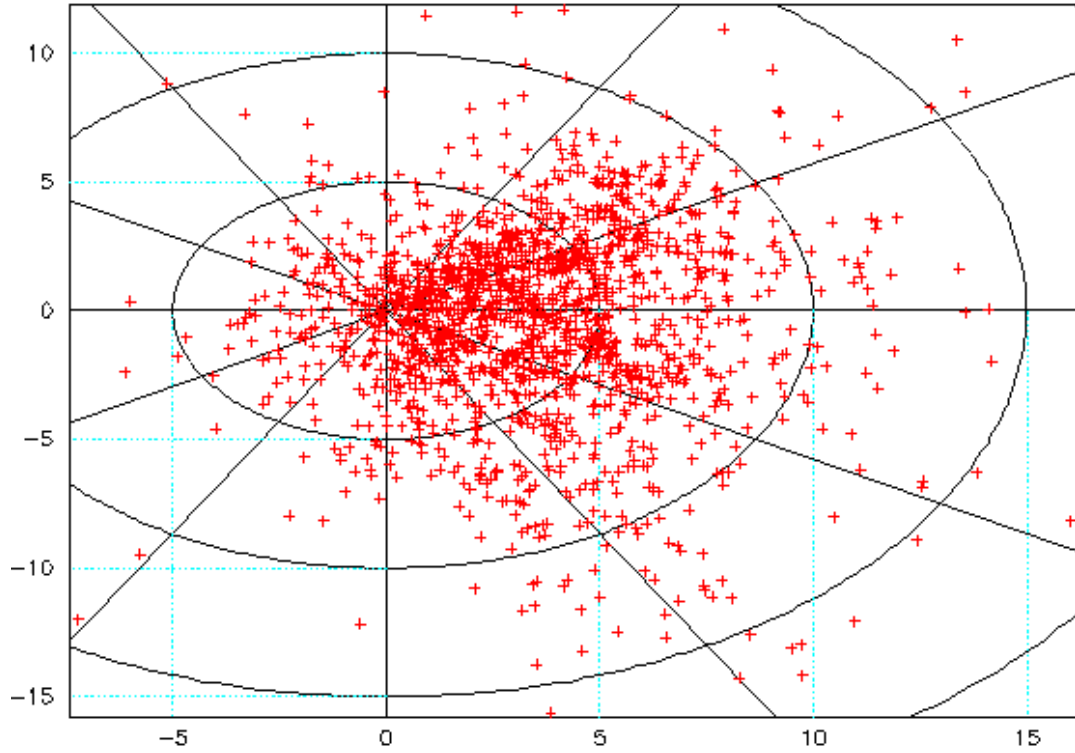
Genç galaktik radyo pulsarların uzay dağılımları ve pulsarların  $l, b, Z$  değerleri incelenerek  $\Delta l$  aralıkları belirlenmiş ve galaktik düzlemde sapma gösteren bölgeler tesbit edilmiştir. Yukarıda bu aralıklar tablolar halinde sunulmuştur (Tablo 2.7-2.45). Şekil 2.11'den sapma gösteren pulsarların dağılımı görülmektedir ve çoğunun galaktik düzlemde dik uzaklıkları 1.8 kpc ten küçüktür. Bu bölgedeki pulsarlar tek tek ayrıntılı incelenmiştir ve genç olmasına rağmen  $Z$  değerleri büyük olan sıra dışı pulsarlar Tablo 2.46'da sunulmuştur.



Şekil 2.12. Karakteristik yaşı  $7.10^5$  yıldan az olan,  $P \geq 10^{-17}$ ,  $P \geq 15$ ms olan 285 pulsar için karakteristik yaşlarına karşılık uzaklık dağılımları.

Şekil 2.12'den görüldüğü gibi pulsarların uzaklıkları yaşlarından bağımsızdır. 2kpc uzaklıkta çok genç  $\tau = 1.23 \times 10^3$  yıl olan bir tane pulsar (Crab pulsarı J0534+2200 ( $l=184.56^\circ$ ,  $b=-5.78^\circ$ )) varken yine 2kpc uzaklıkta yaşları 1000 kattan büyük olan 16 pulsar vardır. Yine şekil 12'de 9kpc uzaklıkta en yaşlı pulsar  $\tau = 6.9183 \times 10^5$  yıl olan J1901+0355 ( $l=37.58^\circ$ ,  $b=-0.44^\circ$ ) varken yine 9 kpc uzaklıkta yaşları 1000 kattan büyük olan 240 pulsar vardır. Yani pulsarların uzaklıkları karakteristik yaşlarına bağlı değildir. Pulsarlar uzakta ise doğal olarak onları görme şansımız azalır. Yakında çok daha fazla sayıda pulsar görmemiz gayet normaldir. Çünkü yakındaki pulsarları görebilme şansımız çok daha fazladır. Şekil 2.12'de sağ altta uzakta ve genç pulsar yok iken sol üstte çok sayıda pulsar olmasının sebebi yaşlı pulsarların sayısının çok olmasıdır. Radyo pulsarların ışınım gücü  $\tau$ 'ya bağlı değildir. Radyo pulsarların ışınım gücü karakteristik yaşlarının fonksiyonu değildir. Dolayısıyla uzaktaki pulsarların  $\tau$ ' ları büyük olduğu halde bu pulsarlar rahatlıkla görülebilir.

### 2.3. Pulsarların Kutupsal Koordinatta Uzay Dağılımı



Şekil 2.13. Galakside gözlenen 1750 pulsarın galaksi düzlemindeki dağılımı (G galaktik merkezdır).

ATNF pulsar kataloğunda verildiği gibi bugüne kadar 1750 pulsar gözlenmiştir ve bu pulsarlardan Magellan Bulutsuları'nda bulunanlar dışındakilerin tümünün galaksideki dağılımının nasıl olduğunun anlaşılabilmesi için, ilk önce her bir pulsarın galaktik düzleme olan izdüşümünün Güneş'ten olan uzaklığı bulunmuştur ve bu uzaklıklar aşağıdaki ifade kullanılarak hesaplanmıştır.

$$d_p = d \times \cos b \quad (2.14)$$

Yukarıdaki bağıntıda b pulsarın galaktik enlemini, d ise pulsarın uzaklığını göstermektedir. Her bir pulsar için d ve b değerleri (Guseinov vd., 2010) tarafından yapılan çalışmadan alınmıştır.

Şekil 2.13'te Galaksi'de gözlenen tüm pulsarların, Galaksi düzlemindeki dağılımı verilmiştir. Şekilde gösterilen kutupsal koordinat sisteminin merkezinde Güneş

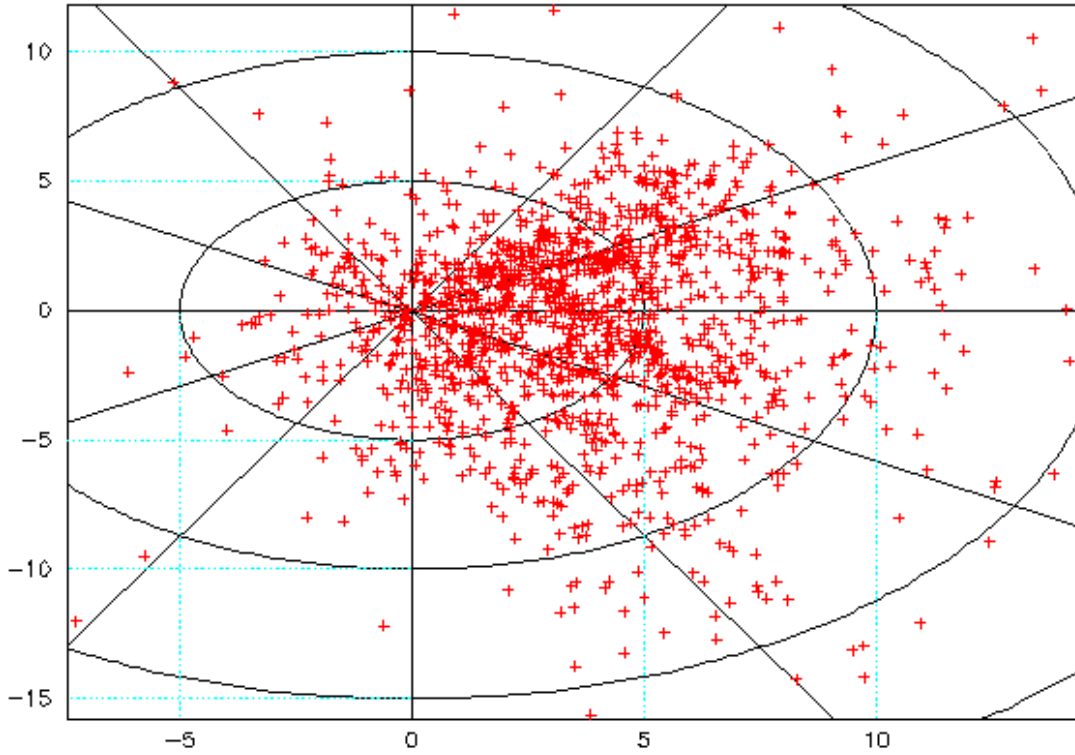


bulunmaktadır. Merkezleri Güneş olan çemberlerin arasındaki uzaklıklar 5 kpc' tir. Galaksinin merkezi,  $l=0^0$  yönünde ve Güneşten 8.5 kpc uzaklıktadır. Şekilden görüldüğü gibi, Galaksinin merkezinin arkasında ( $l \approx |10^0$ ,  $d > 8.5$  kpc) uzaklığı büyük olan pulsar sayısı, Galaksinin kolları yönünde (örneğin  $l = 300^0 - 310^0$  yönünde) olan pulsar sayısından daha azdır. Bunun en önemli nedeni, Galaksi'nin merkezi yönündeki arkadal ışımının daha fazla olmasıdır. Pulsarların ışınım güçleri onların doğdukları yerden bağımsızdır. Örneğin  $l = 300^0 - 310^0$  yönünde ve uzaklığı 14 – 15 kpc'ten fazla olan pulsarların akılarının çok düşük olmasından dolayı merkez yönündeki arkadal ışınması onların görünmesini engeller. Elektron yoğunluğu ise merkez yönünde çok hızlı olarak artar. Galaktik düzlemden uzağa bakılırsa uzaklık arttıkça ortalama elektron yoğunluğu azalacaktır. Dolayısıyla DM'nin değeri belli bir uzaklıktan sonra artmayacaktır.

Galaktik düzlemden uzaklara bakılırsa belli bir uzaklık mesafesinden sonra plazma yoktur dolayısıyla H2 bölgesi yoktur fakat pulsarlar olabilir. Çünkü pulsarlar uzun süre yaşayabileceği gibi diskin dışına da çıkabilirler. Biliniyor ki ortalama elektron yoğunluğu ( $n_e$ ) ve uzaklık ( $d$ ) ne kadar fazla olursa, DM değeri o kadar büyük olur. Çok büyük DM değerlerinde ise, pulsardan gelen puls ışımalarının genişliği daha fazla artar bu artış da küçük periyotlu pulsarların görünmesini engeller. Şekil 2.14'ten görüldüğü gibi, Galaksinin merkezi arkasındaki pulsar sayısı merkez yönündeki pulsar sayısı ile karşılaştırılırsa, aynı uzaklıklarda merkezin arkasındaki pulsar sayısı çok daha az olduğu görülür. Aynı zamanda güney yarımkürede  $l=(30^0) - (-90^0)$  arası yönlerde pulsar sayısının çok olduğu görülmektedir. Çünkü, bu yönlerde Galaksi kolları çok fazladır ve pulsarlar çok daha duyarlı taranmıştır

Galaksimizdeki 1750 pulsardan  $d < 40$  kpc,  $\dot{P} \geq 10^{-17}$ ,  $P \geq 15$  ms olan pulsarları attığımızda geriye 1460 pulsar kalmaktadır. Bu 1460 pulsarın galaksideki dağılımı aşağıdaki gibidir.

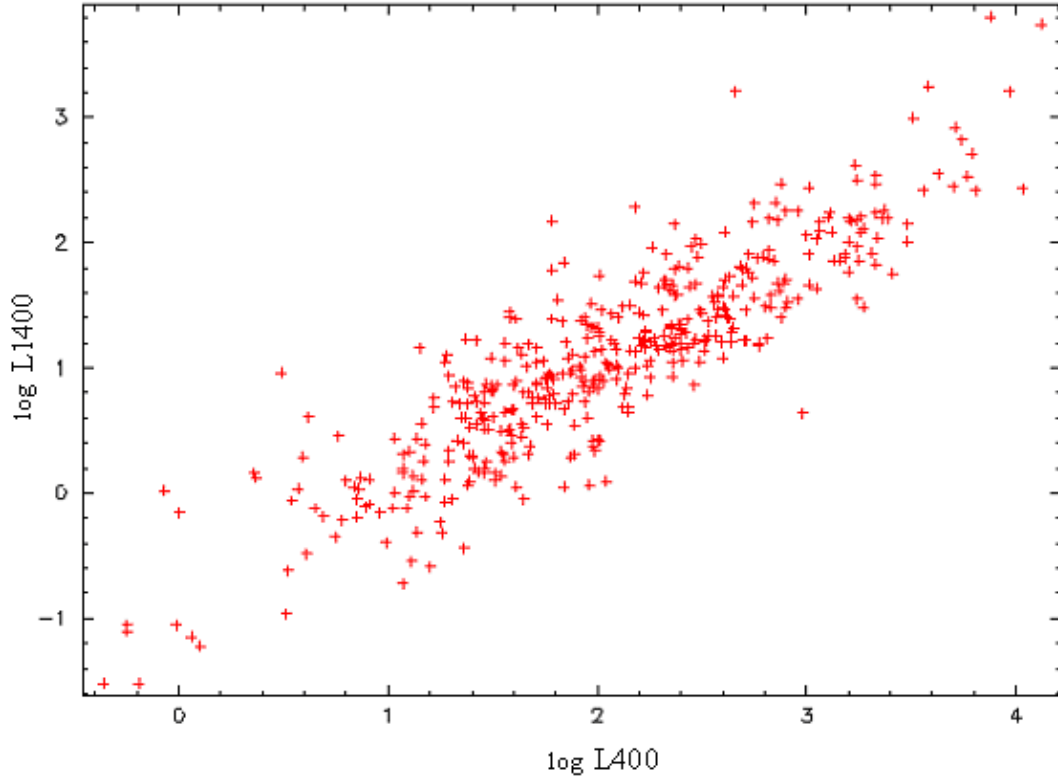
(d-I) - Kutupsal İzdüşüm (30 derece)



Şekil 2.14. Galaksideki  $d < 40 \text{ kpc}$ ,  $\dot{P} \geq 10^{-17} \text{ s/s}$ ,  $P \geq 15 \text{ ms}$  olan pulsarlar dışında gözlenen 1460 pulsarın galaksi düzlemindeki dağılımıdır (G galaktik merkezdir).

Galaksimizde,  $\dot{P} \geq 10^{-17} \text{ s/s}$  ve  $P \geq 15 \text{ ms}$  olan 1460 pulsarın galaksi düzlemindeki dağılımı Şekil 2.14'te gösterilmiştir. Şekil 2.13'te 1750 pulsarın galaksi düzlemindeki dağılımı gösterilmiş ve şekil üzerinde pulsarların dağılımı ve özellikleri anlatılmıştı. Orada bahsedilen tüm özellikler aynen burada da geçerli olduğundan tekrar bahsedilmeyecektir.

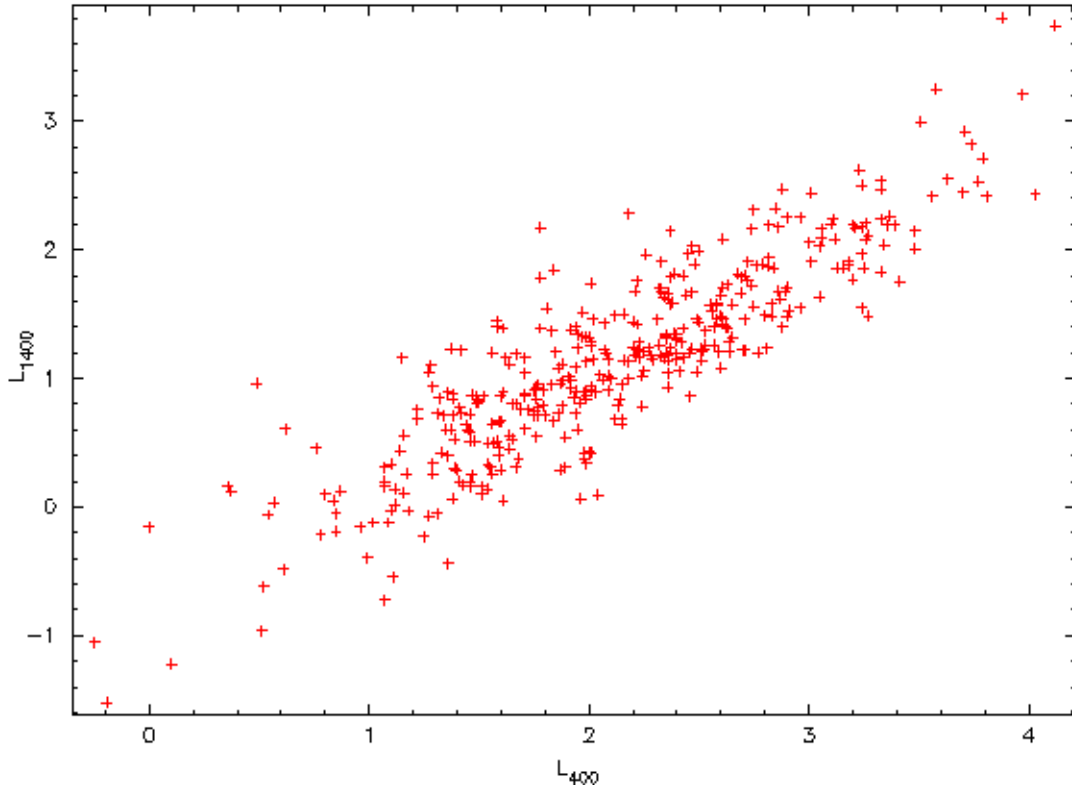
Radyo akıları ölçülmüş olan 451 pulsar için 1400 MHz frekansındaki ışınım güçlerinin 400 MHz frekansındaki ışınım güçlerine göre dağılımı Şekil 2.15'de verilmiştir.



Şekil 2.15. 1400 MHz ve 400 MHz' de akısı bulunan 451 pulsar için ışınmı gücü dağılımları.

Şekil 2.15'de hem 400 MHz hem de 1400 MHz frekansında akısı bulunan radyo pulsarların ışınmı gücü dağılımları gösterilmiştir. Bu 451 pulsardan 450 tanesi için  $d < 40$  kpc'tir yani 450 tanesi Galaksimizdedir. Sadece J0045-7319 ( $l=303.51^0$ ,  $b=-43.80^0$ ,  $d=57$  kpc,  $Z=-39.4522$ kpc,  $\log(\tau)=6.62$ ,  $\log(L_{1400})=2.99$ ,  $\log(L_{400})=3.51$ ) için görüldüğü gibi  $d > 40$  kpc'tir.

İki farklı frekanstaki akı değerleri arasında bir korelasyon görülmektedir. 400 MHz ve 1400 MHz frekansında akısı bulunan pulsarların arasından 400 MHz frekansında en düşük ışınmı gücüne sahip olan pulsar J1917+0834 ( $l=43.57^0$ ,  $b=-1.89$ ,  $d=1.51$ ,  $\log(L_{1400})=-0.15$ ,  $\log(L_{400})=0.00$ ) iken en büyük ışınmı gücüne sahip olan pulsarlar ise J1901+0331 ( $l=37.21^0$ ,  $b=-0.64^0$ ,  $d=8.03$  kpc,  $\log(L_{1400})=2.43$ ,  $\log(L_{400})=4.03$ ) ve J0738-4042 ( $l=254.19^0$ ,  $b=-9.19^0$ ,  $d=8.3$  kpc,  $\log(L_{1400})=3.74$ ,  $\log(L_{400})=4.12$ ).



Şekil 2.16. Galaksideki  $d < 40 \text{ kpc}$ ,  $\dot{P} \geq 10^{-17} \text{ s/s}$ ,  $P \geq 15 \text{ ms}$  olan 1400 MHz ve 400 MHz' de akısı bulunan 404 pulsar için ışınım gücü dağılımları.

İzole halde bulunan pulsarlarda da, 400 ve 1400 MHz frekansında akısı bulunan pulsarların ışınım güçleri arasında korelasyon vardır. Pulsarın dönüşüne ve manyetik alanına bağlı olan manyetik dipol ışınım üretimi büyük eğimli sinkratron ışınımı oluşturduğu için şekilde de görüldüğü gibi 400 MHz frekansındaki ışınım 1400 MHz frekansındaki ışınımından daha fazladır.

#### 2.4. Pulsarların Işınım Gücü Fonksiyonları

Galaktik merkez yönlerinde bulunan sönük radyo pulsarların görülmesini engelleyen arkaalan ve önalan radyo ışınmaları vardır. Ayrıca bu ışınmalara ek olarak bir radyo pulsarın gözlenmesini engelleyen iki temel seçim etkisi daha vardır;

- 1) Manyetik dipol radyasyonu üreten pulsarların her yöne ışınım yapmamasından ( $4\pi$  radyandan daha küçük bir ışınım demeti oluşturmasından) kaynaklanan ışınım demeti etkisidir (beaming effect).

- 2) Radyo pulsarın ışınım gücü etkisi ile bağlantılıdır. Belli bir periyot ile eksenini etrafında dönmekte olan pulsarın ışınım demeti bakış doğrultusundan geçse bile, dedektörün ölçebildiği minimum akı değerine ve pulsarın ışınımına bağlı olarak, pulsar belli bir uzaklığın ötesinde ise gözlenemez.

Işınım demeti etkisinin pulsarın yaşına bağlı olduğu (Tauris ve Manchester, 1998) tarafından gözlemsel olarak anlaşılmıştır. Işınım demetinin genişliği zaman içinde azalmaktadır. Bu nedenle, sadece bu etkiye bağlı olarak, yaşlı pulsarları görmek genç olanlara kıyasla daha zordur. Radyo pulsarların ışınım gücünün ise yaşa bağlı olmadığı yine gözlem verilerine dayalı olarak (Guseinov vd., 2003, 2011) tarafından gösterilmiştir.

Bu iki temel seçim etkisini daha iyi anlamak ve dikkate almak farklı türdeki izole nötron yıldızlarının oluşumunu ve evrimini anlamak açısından önemlidir. Özellikle dedektörler geliştikçe (gözlenebilen akı eşiği daha aşağılara indikçe) pulsarların ışınım güçlerini incelemek ve güncellemek önem kazanmıştır.

Radyo pulsarların ışınım gücü fonksiyonu; özellikle sönük olanların sayısı ile toplam radyo pulsar sayısı ve buna bağlı olarak radyo pulsar oluşum oranı hakkında bilgi verir. Işınım gücü fonksiyonu, ışınım gücü aralıklarına düşen pulsarların belli bir hacim içindeki sayılarının düşük ışınım gücü tarafına doğru toplanması ile elde edilir. Işınım gücü fonksiyonu radyo pulsarların ışınım güçlerinin pulsarların sayılarına göre dağılımı değildir. Böylece gözlemlenen radyo pulsarlar için bir lineer fit yapılarak çok sönük radyo pulsarların sayısı ekstrapolasyon yapılarak kestirilebilir.

Güncel verilerle 400 ve 1400 MHz frekanslarında kurduğumuz ışınım gücü fonksiyonları (2.15) denklemi ile verilmiştir. Işınım gücü etkisinin fonksiyondaki eğimleri değiştirmedeği bu etkiyi katarak ve katmayarak çizdiğimiz iki şeklin birbiriyle karşılaştırılmasından görülmektedir (Bkz. Şekil 2.17 ve Şekil 2.18).

Şekil 2.17 ve Şekil 2.18'de her bir ışınım gücü fonksiyonu iki tane lineer fit ile tanımlanmıştır. Bu lineer fitler aşağıdaki denklemle tanımlanır;

$$\log(N) = \alpha + \beta \log(L) \quad (2.15)$$

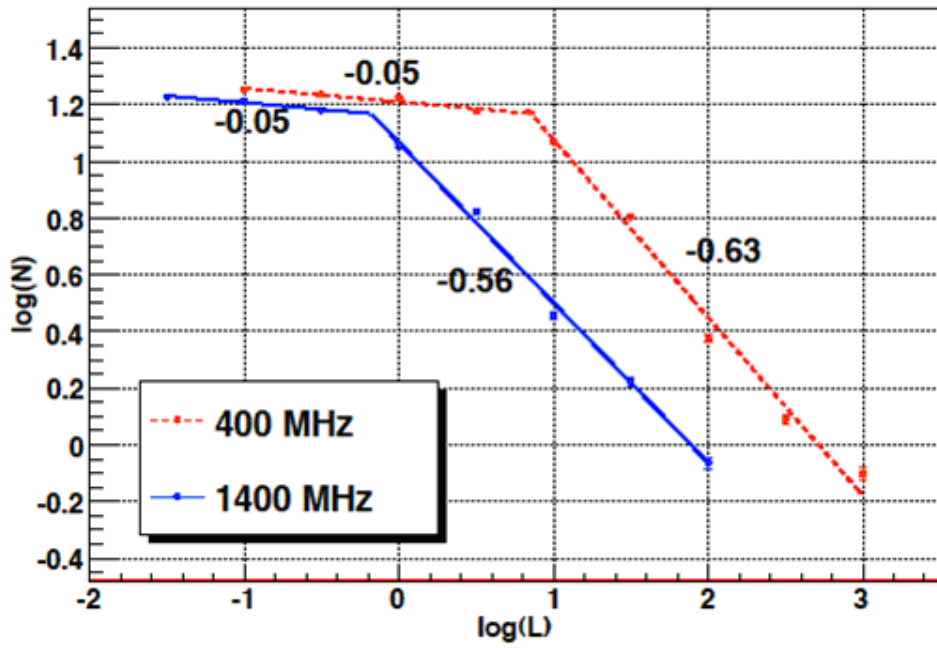
Burada  $\alpha$  ve  $\beta$  lineer fit parametreleridir.

Tablo 2.48.  $\tau \leq 10^7$  yıl olan radyo pulsarlar için 400MHz frekanslarında beaming etkisinin olduğu ve olmadığı durumlarda lineer fit parametreleri

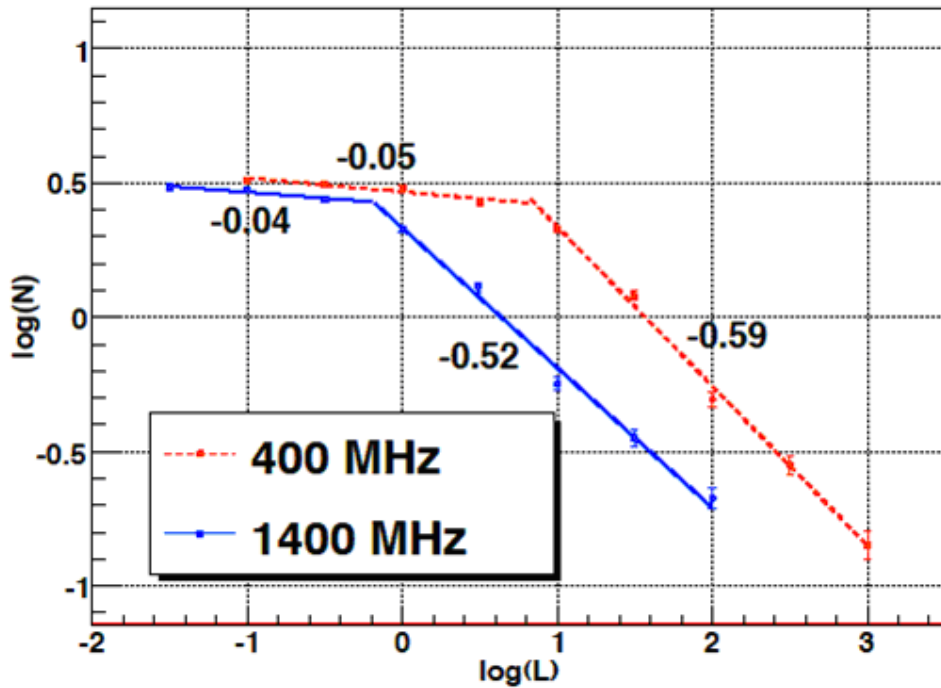
$\log(L_{400})$ için	$\dots < 0.8$	$0.8 < \dots$	Beam etkisi
$\alpha$	$0.77 \pm 0.09$	$1.23 \pm 0.36$	Dahil değil
$\beta$	$-0.05 \pm 0.14$	$-0.59 \pm 0.24$	
$\alpha$	$1.51 \pm 0.04$	$2.00 \pm 0.16$	Dahil
$\beta$	$-0.05 \pm 0.06$	$-0.63 \pm 0.11$	

Tablo 2.49.  $\tau \leq 10^7$  yıl olan radyo pulsarlar için 1400MHz frekanslarında beaming etkisinin olduğu ve olmadığı durumlarda lineer fit parametreleri

$\log(L_{1400})$ için	$\dots < -0.2$	$-0.2 < \dots$	Beam etkisi
$\alpha$	$0.72 \pm 0.24$	$0.63 \pm 0.16$	Dahil değil
$\beta$	$-0.04 \pm 0.10$	$-0.52 \pm 0.09$	
$\alpha$	$1.46 \pm 0.22$	$1.37 \pm 0.22$	Dahil
$\beta$	$-0.04 \pm 0.07$	$-0.56 \pm 0.10$	



Şekil 2.17. Güneşten uzaklığı  $d \leq 1.5 \text{ kpc}$  ve  $\log \tau \leq 7$  olan radyo pulsalarının 400 ve 1400 MHz frekanslarında, ışınım demeti etkisi (effect of beaming fraction)' nin katıldığı durumdaki ışınım gücü fonksiyonları kurulmuştur. Burada birim hacimdeki ( $\text{kpc}^3$ ) pulsar sayısı yoğunluğu  $N$  ve radyo pulsaların ışınım gücü  $L(\text{mJy kpc}^2)$  olmak üzere radyo pulsaların ışınım güçlerine göre sayı yoğunluğu dağılımları verilmiştir.

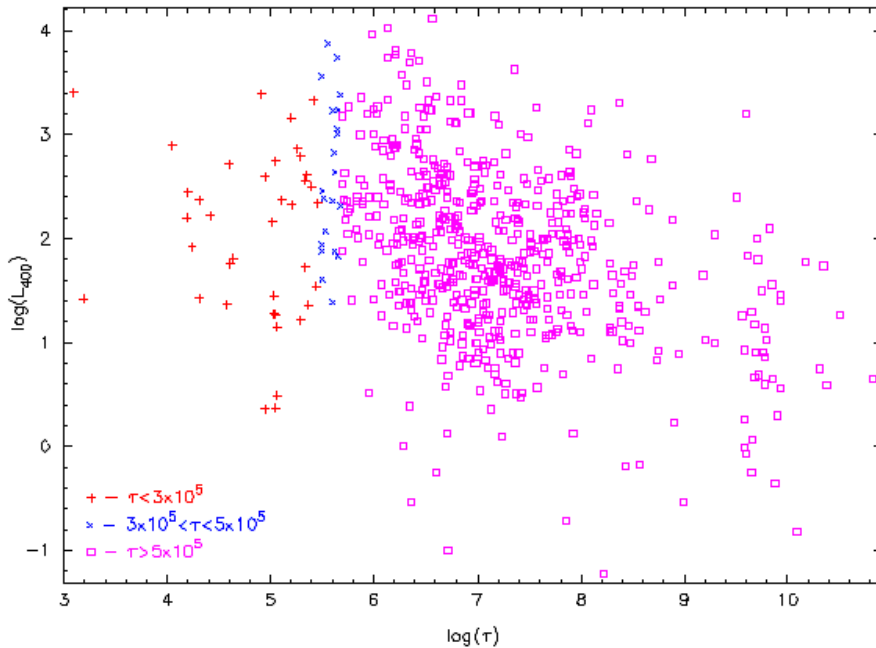


Şekil 2.18. Güneşten uzaklığı  $d \leq 1.5 \text{ kpc}$  ve  $\log \tau \leq 7$  olan radyo pulsalarının 400 ve 1400 MHz frekanslarında, ışınım demeti etkisi (effect of beaming fraction)' nin katılmadığı durumdaki ışınım gücü fonksiyonları kurulmuştur. Burada birim hacimdeki ( $\text{kpc}^3$ ) pulsar sayısı yoğunluğu  $N$  ve radyo pulsaların ışınım gücü  $L(\text{mJy kpc}^2)$  olmak üzere radyo pulsaların ışınım güçlerine göre sayı yoğunluğu dağılımları verilmiştir.

Pulsar uzaklıklarının sonucu etkilememesi için her iki figürde de Güneş'ten en fazla 1.5 kpc uzaklıkta olan pulsarlar kullanılmıştır. Ayrıca, beaming effect'in çok yaşlı pulsarlardaki güçlü etkisinin hatalı bir sonuca yol açmaması için  $\tau > 10^7$  olan pulsarlar hesaba dahil edilmemiştir.

Şekil 2.17'den görüldüğü gibi (beaming factor'un katıldığı), düşük ışınım gücü kısmında eğim sıfıra yaklaşmaktadır. Bu da günümüzdeki radyo dedektörlerin ölçebildiği akılardan daha düşük akıya sahip olan ve Güneş'ten olan uzaklığı 1.5 kpc'i geçmeyen pulsar sayısının ihmal edilebilecek kadar az olduğunu gösterir. Bizimki gibi Sb-tipi galaksilerdeki kor-kollaps süpernova oluşum oranını (yüz yılda 1-2 patlama) ve kor-kollaps patlamalarda radyo pulsar oluşum oranını (yaklaşık %50) kullanarak Galaksideki toplam radyo pulsar sayısının  $(5-6) \cdot 10^4$  olduğu hesaplanmıştır ( $\tau \leq 10^7$  yıl olan pulsarlar dahil edilmiştir).

Sonuç olarak, Galaksideki tüm radyo pulsarları dikkate aldığımızda, yaşa bağlı olan beaming effect ile ışınım gücüne bağlı olan ışınım gücü fonksiyonunun radyo pulsar gözlenmesini engellemede yaklaşık aynı derecede etkili oldukları gösterilmiştir.

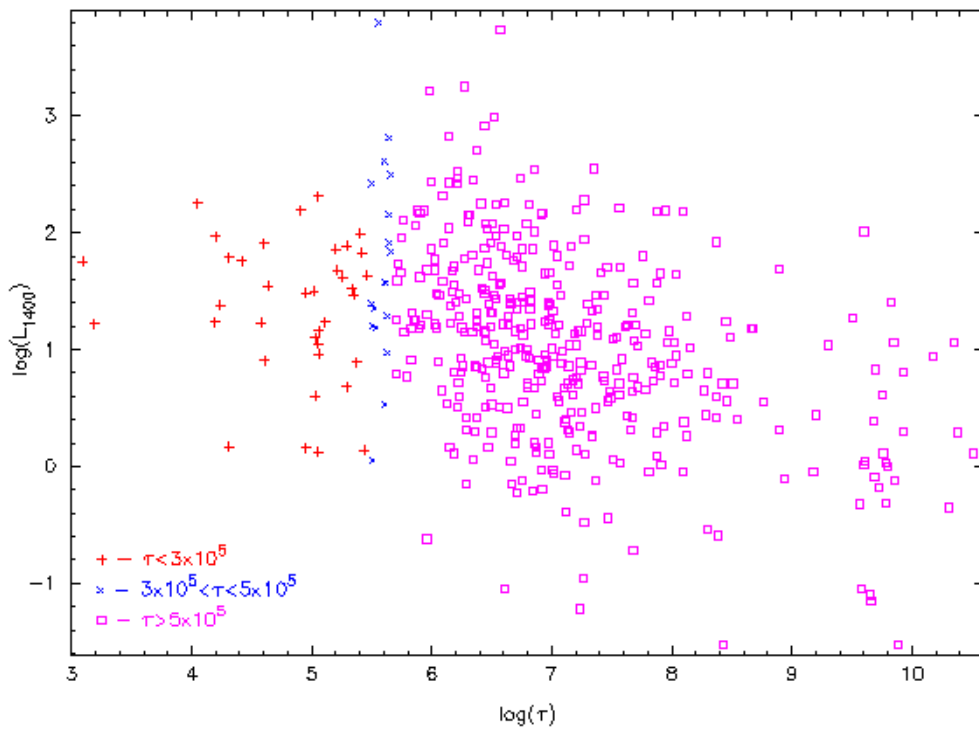


Şekil 2.19. 400 MHz frekansında akısı bulunan  $\tau < 3 \times 10^5$  yıl olan 38 pulsar için,  $3 \times 10^5 < \tau < 5 \times 10^5$  olan 21 pulsar için ve  $\tau > 5 \times 10^5$  olan 578 pulsar için ışınım güçlerinin karakteristik yaşlarına göre değişimi.



Şekil 2.19’da 400 MHz frekansında akısı bulunan ve  $\tau < 3 \times 10^5$  yıl olan 38 pulsarın,  $3 \times 10^5 < \tau < 5 \times 10^5$  yıl aralığında 21 pulsarın ve  $\tau > 5 \times 10^5$  yıl aralığında da 578 pulsarın 400 MHz frekansındaki ışınım güçlerinin karakteristik yaşlarına göre dağılımı gösterilmiştir. Şekle baktığımızda pulsarlarda çok büyük bir saçılmanın olduğu görülmektedir. Pulsarların ışınım güçleri, onların doğum yerlerinin bizden uzaklığına ve hangi yönde olduklarına bağlı değildir. Bildiğimiz gibi pulsarlar doğduğu zaman herhangi bir yönde hız kazanabilir. Pulsarların hızları ve karakteristik yaşları pulsarların doğum yerlerinden bağımsızdır. Karakteristik yaşları ve gerçek yaşları  $5 \times 10^5$  yıldan az olan pulsarlar genelde doğum yerlerinden uzaklaşamaz. Pulsarların ışınım gücünün yaşa bağlı olmadığı Şekil 2.19’da net olarak görülmektedir. Çünkü Şekil 2.19’da genç yaşta olan bazı pulsarların ışınım gücü düşükken hemen hemen aynı yaşta olan ışınım gücü çok yüksek pulsarlar da vardır.

Pulsarın 1400 MHz Frekansındaki Işınım Güçlerinin Karakteristik Yaşlarına Göre Dağılımı Şekil 2.20’de gösterilmiştir.



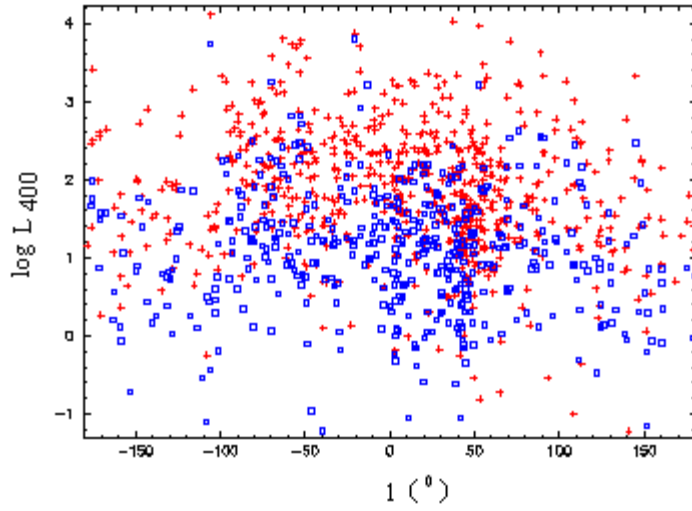
Şekil 2.20. 1400 MHz frekansında akısı bulunan ve  $\tau < 3 \times 10^5$  yıl olan 37 pulsarın,  $3 \times 10^5 < \tau < 5 \times 10^5$  yıl aralığında 18 pulsarın ve  $\tau > 5 \times 10^5$  yıl aralığında da 390 pulsarın 1400 MHz frekansındaki ışınım güçlerinin karakteristik yaşlarına göre dağılımı.

Şekil 2.20’de 1400 MHz frekansında akısı bulunan ve  $\tau < 3 \times 10^5$  yıl olan 37 pulsarın,  $3 \times 10^5 < \tau < 5 \times 10^5$  yıl aralığında 18 pulsarın ve  $\tau > 5 \times 10^5$  yıl aralığında da 390 pulsarın 1400 MHz frekansındaki ışınım güçlerinin karakteristik yaşlarına göre dağılımı gösterilmiştir.

Aynı yaşta çok küçük ışınım gücüne sahip olan pulsarlar olduğu gibi yine aynı yaşta çok büyük ışınım gücüne sahip olan pulsarların olduğu da Şekil 2.19’da ve 2.20’de görülmektedir. Yukarıda bahsettiğimiz gibi şekil 2.19’da ve 2.20’de  $\tau > 10^7$  den sonra  $\tau$  gerçek yaşı vermemektedir.  $\tau$  arttıkça gerçek yaşla  $\tau$  arasındaki fark artar. Guseinov vd. (2004) dipol manyetik alanın zaman içinde azalmasını basit bir exponansiyel düşüş ile modelleyerek bu gözlemsel sonucu açıklamışlardır.  $\tau$  ile gerçek yaş arasındaki farkın oluşması manyetik alandaki düşüş ile olabileceği gibi manyetik alan eksenini ile dönüş eksenini arasındaki açının azalması sonucunda da oluşabilir. Yeni verilerle oluşturulan şekiller (Guseinov vd., 2004)’ün bulduğu sonuçları desteklemektedir.

Dolayısıyla radyo pulsarların ışınım güçlerinin, yaşlarına bağlı olmadığını söyleyebiliriz. Pulsarlar doğduğu zaman herhangi bir yönde hız kazanabilir. Fakat Şekil 2.19 ve 2.20’de pulsarların dağılımında çok büyük bir saçılmanın olduğu da görülmektedir. Ayrıca pulsarların yaşı  $10^7$  yıldan büyük ise bu gerçek yaşı vermiyor (Guseinov vd., 2004). Dolayısıyla burada da  $\tau > 10^7$  yıl olan kısım için şekle bakarak yorum yapmamız doğru olmaz. Çünkü  $\tau$  ile gerçek yaş arasındaki fark,  $\tau$  arttıkça açılmaktadır. Bu nedenle  $\tau$  su büyükleri sola kaydırmak gerekir. Böyle bir durumda radyo pulsarların ışınım gücü ile karakteristik yaşları arasında hiçbir korelasyonun olmadığı bir dağılım çıkar.

Pulsarların 400 ve 1400 MHz frekansındaki ışınım güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımı Şekil 2.21’de gösterilmiştir.



Şekil 2.21. 1110 pulsarın 400 ve 1400 MHz frekanslarındaki ışınım güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımı.

Şekil 2.21’de 1400MHz’de akısı bulunan 450 Pulsarın ve 400 MHz’de akısı bulunan 660 pulsarın ışınım güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımı gösterilmiştir.  $l=0^0$  ve  $b=0^0$  Galaktik merkez olmak üzere  $l= -90^0-0^0-90^0$  bölgesinde pulsar sayısının çok olması doğaldır. Şekilden pulsarlarda büyük miktarda bir saçılmanın olduğunu görüyoruz. Kuzey yarımkürede galaktik enlemi büyük olan yerlerin ve Aracibo teleskobu ile Aracibo Penceresi’nde ( $40^0 < l < 65^0$  ve  $-2.5^0 < b < 2.5^0$ ) kuzey yarımkürenin galaktik düzleme yakın olan bölgesi yüksek duyarlılıkla taranmıştır. Şekilde 400 MHz frekansında akısı olan pulsarlardan  $\log L_{400} < 0^0$  olan 13 pulsar vardır ve bunlardan 12 tanesi  $0^0 < l < 150^0$  arasındadır. 400 MHz frekansında en büyük ışınım gücüne sahip olan pulsar 8.3 kpc uzaklıktaki J0738-4042 ( $l=254.2^0$ ,  $b=-9.2^0$ ,  $\tau=10^{6.57}$ )’dir. Işınım gücü ise  $L_{400} = 10^{4.12} mJy kpc^2$  dir. En düşük ışınım gücüne sahip olan pulsar ise 0.08 kpc uzaklıktaki J0108-1431 ( $l=140.9^0$ ,  $b=-76.81^0$ ) ve  $L_{400} = 0.06 mJy kpc^2$ ’dir. Karakteristik yaşları  $\tau$  ise sırasıyla  $10^{8.22}$  yıl ve  $10^{6.57}$  yıldır. Yine aynı şekilde 1400 MHz frekansında akısı bulunan pulsarlardan 36 tanesinin  $\log L_{1400} < 0^0$  ve bunlardan 21 tanesi  $0^0 < l < 150^0$  arasındadır ve bu bölgedeki pulsarların çok büyük bir kısmı yüksek galaktik enlemlere sahiptir. 400 MHz frekansında akısı bulunan 660 pulsar arasında en yüksek ışınım gücü olan pulsar 4.5 kpc uzaklıktaki J1644-4559 ( $l=339.2^0$ ,  $b=-0.2^0$ ) ve pulsarın 400 MHz frekansındaki ışınım gücü  $L_{1400}=10^{3.8} mJy kpc^2$  dir. En düşük ışınım gücüne sahip

olan pulsar ise 0.2kpc uzaklıktaki J2144-3933 ( $l=2.79^0$ ,  $b=-49,47^0$ ) dir ve ışınım gücü  $L_{400} = 0.03mJy kpc^2$  dir.  $\tau$  ları ise sırasıyla  $10^{8.43}$  yıl ve  $10^{5.56}$  yıldır.

400 MHz frekansında akısı ölçülmüş olan 660 pulsarın ve 1400 MHz frekansında akısı ölçülmüş olan 450 pulsardan  $\log L_{400}<0$  ve/veya  $\log L_{1400}<0$  olan pulsarlar Tablo 2.50'de verilmiştir.

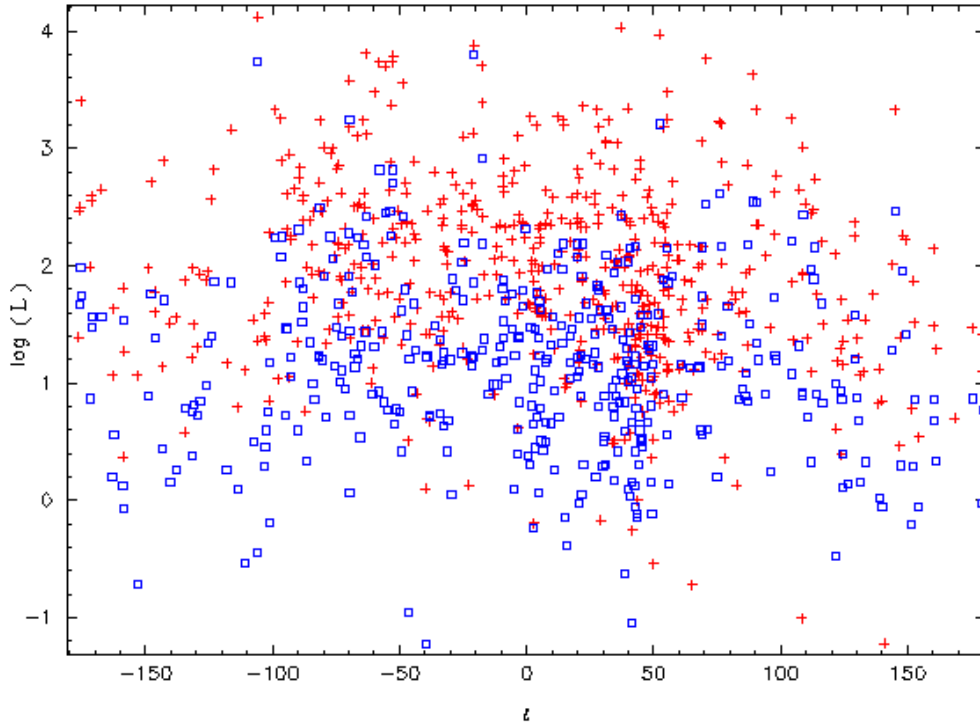
Tablo 2.50.  $\log L_{400}<0$  ve/veya  $\log L_{1400}<0$  olan pulsarlar

PSR adı	$l$	$b$	$d$	$z$	$\log(\tau)$	$\log(L_{400})$	$\log(L_{1400})$
J0108-1431	140.93	-76.81	0.08	-0.07	8.22	-1.22	
J0006+1834	108.17	-42.98	0.7	-0.47	6.72	-1.00	
J1829+2456	53.34	15.61	0.7	0.18	10.09	-0.82	
J2015+2524	65.03	-5.26	0.69	-0.06	7.85	-0.72	
J2307+2225	93.57	-34.46	0.38	-0.21	8.99	-0.54	
J1918+1541	49.89	1.36	0.6	0.01	6.36	-0.54	
J0030+0451	113.14	-57.61	0.23	-0.19	9.88	-0.36	-1.52
J1908+0734	41.58	-0.27	0.4	0.002	6.61	-0.25	-1.05
J1024-0719	251.70	40.52	0.35	0.22	9.65	-0.25	-1.10
J2144-3933	2.79	-49.47	0.2	-0.15	8.43	-0.19	-1.52
J1503+2111	29.06	59.30	0.72	0.62	8.57	-0.17	
J1954+2923	65.92	0.77	0.36	0.0048	9.60	-0.07	
J2124-3358	10.93	-45.44	0.24	-0.17	9.58	-0.01	-1.05
J1313+0931	320.37	71.66	0.6	0.56	7.23		-1.22
J0700+6418	151.55	25.24	0.48	0.20	9.66		-1.15
J1332-3032	313.40	31.49	0.6	0.31	7.26		-0.96
J0711+0931	206.67	8.78	2.2	0.33	7.68		-0.72
J1848+0647	38.70	3.65	1.2	0.07	5.96		-0.62
J1537+1155	19.85	48.34	0.66	0.49	8.39		-0.59
J0944-1354	249.13	28.84	0.7	0.33	8.30		-0.54
J1321+8323	121.89	33.67	0.61	0.33	7.27		-0.48

Tablo 2.50.  $\log L_{400} < 0$  ve/veya  $\log L_{1400} < 0$  olan pulsarlar

PSR adı	$l$	b	d	z	$\log(\tau)$	$\log(L_{400})$	$\log(L_{1400})$
J0828-3417	253.97	2.56	1.2	0.05	7.47		-0.44
J2155-3118	15.85	-51.58	0.9	-0.70	7.12		-0.39
J1709+2313	44.52	32.21	1.5	0.79	10.31		-0.35
J1804-2717	3.51	-2.74	1.1	-0.05	9.56		-0.32
J0034-0534	111.49	-68.07	0.9	-0.83	9.78		-0.31
J1651-1709	2.81	16.88	1.4	0.40	6.71		-0.23
J0921+6254	151.43	40.73	1.1	0.71	6.84		-0.21
J0206-4028	258.60	-69.63	0.8	-0.75	6.92		-0.19
J1455-3330	330.72	22.56	0.74	0.28	9.72		-0.18
J1917+0834	43.57	-1.89	1.51	-0.05	6.29		-0.15
J1949-2524	15.26	-23.38	1.32	-0.52	6.67		-0.15
J1532+2745	43.48	54.50	0.97	0.78	7.36		-0.12
J2330-2005	49.39	-70.19	0.5	-0.47	6.75		-0.12
J1744-1134	14.79	9.18	0.5	0.08	9.86		-0.12
J1300+1240	311.31	75.41	0.62	0.60	8.94		-0.11
J1012+5307	160.35	50.86	0.52	0.40	9.69		-0.09
J0459-0210	201.44	-25.68	1.3	-0.56	7.11		-0.07
J1115+5030	154.41	60.36	0.54	0.46	7.02		-0.06
J1959+2048	59.20	-4.70	1.5	-0.12	9.18		-0.05
J1635+2418	42.99	39.89	1.5	0.96	7.81		-0.05
J0814+7429	140.00	31.62	0.3	0.15	8.09		-0.05
J0152-1637	179.31	-72.46	0.79	-0.75	7.01		-0.03
J1614+0737	20.63	38.16	1.25	0.77	6.91		-0.03

Şekil 2.22’de yaşlı milisaniye pulsarlar dışındaki 1400 MHz’de akısı bulunan 403 pulsarın ve 400 MHz’de akısı bulunan 576 pulsarın ışınım güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımı gösterilmiştir.



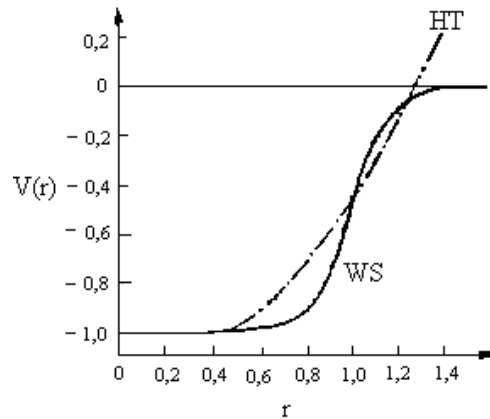
Şekil 2.22.  $P \geq 10^{-17}$ ,  $P \geq 0.015$ s olan 979 pulsarın 400 ve 1400 MHz frekanslarındaki ışıma güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımı.

Sonuç olarak bu tez çalışmasında ATNF2010 ve Pulsar kataloğu (2010) verileri kullanılarak tüm galaktik radyo pulsarların fiziksel özellikleri incelenmiş ve istatistiksel sonuçlar elde edilmiştir. Son pulsar verileri ile 1400MHz'de akısı bulunan 450 Pulsarın ve 400 MHz' de akısı bulunan 660 pulsarın ışıma güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımında,  $l=0^0$  ve  $b=0^0$  Galaktik merkez olmak üzere  $l = -90^0-0^0-90^0$  bölgede pulsar sayısının çok yoğun olduğu gösterilmiştir. 400 MHz ve 1400 MHz frekansında akısı bulunan pulsarlar için ışıma gücü dağılımlarına bakılarak iki farklı frekanstaki akı değerleri arasında bir korelasyon olduğu ve ışıma güçlerinin, hızlarının ve karakteristik yaşlarının doğdukları yerden bağımsız olduğu gösterilmiştir. Aynı frekanslarda akısı bulunan pulsarlardan, ışıma gücü logaritması negatif olanlar ( $L < 1$ ) tespit edilmiştir. Güneş'ten uzaklığı 1.5 kpc'i geçmeyen pulsarların toplam pulsar sayısına göre ihmal edilebilecek kadar az olduğu gösterilmiştir. Gözlemlenen radyo pulsarlar için bir lineer fit yapılarak çok sönük radyo pulsarların sayısı ekstrapolasyon yapılarak hesaplanmıştır.

## BÖLÜM 3. ÇEKİRDEK TEK PARÇACIK MODELİ VE WOODS-SAXON POTANSİYELİ

### 3.1. Giriş

Nükleonlar arasındaki nükleer kuvvetler bilinmediğinden çekirdek yapısının incelenmesinde ortalama alan potansiyelleri kullanılmaktadır. Hafif çekirdeklere yaygın olarak harmonik titreşici potansiyelinden yararlanılır. Çekirdek yapısının incelenmesinde elde edilen sonuçların hassaslığı kullanılan ortalama alan potansiyellerinden dolayı sınırlıdır. Seçilen potansiyelin en iyi olması, çekirdek yüzey kesiminin kalınlığının doğru belirlenmesine ve sonlu derinlikli olmasına bağlıdır. Doğal olarak çekirdek içerisindeki nükleer madde dağılımı nasıl ise ortalama potansiyelin de aynı şekilde olması gerekir. Böyle bir potansiyelin parametreleri optiksel potansiyel fonksiyonunun reel kısmından belirlenir. Harmonik titreşici potansiyeli sonsuz yüksek duvarlı bir fonksiyon olduğundan (Şekil 3.1), çekirdek kuvvetlerinin ve yapısının sahip olduğu bir çok özelliği açıklayamadığından son zamanlarda çekirdek ortalama alan potansiyeli olarak Woods-Saxon (WS) potansiyeli yaygın şekilde kullanılmaktadır.



Şekil 3.1. Woods-Saxon (WS) (kalın düz çizgi) ve Harmonik titreşici (HT) (kesikli çizgi) potansiyellerinin karşılaştırılması. Yer konum vektörü  $r$  çekirdek yarıçapı  $R_0=r_0 \cdot A^{-1/3}$  fm,  $V(r)$  potansiyeli ise  $|V_0|$  birimlerindedir.

Şekil 3.1' den görüldüğü gibi Woods-Saxon ortalama alan potansiyeli çekirdek içerisinde nötron ve protonların deneyden gözlenen dağılımını çekirdek yüzey davranışlarına uygun bir şekilde ifade etmektedir. Bu durumda deforme çekirdeklerde ortalama alan potansiyelinin analitik yapısı genellikle Woods-Saxon potansiyeli olarak seçilir. Deforme çekirdekler için Woods-Saxon potansiyelini baz alan ilk sayısal hesaplamalar (Soloviev, 1976) tarafından yapılmıştır. Deforme çekirdekleri ifade eden Woods-Saxon potansiyelinin analitik ifadeleri ve bu potansiyel çerçevesinde elde edilen tek-parçacık enerji orbitalleri ve daha geniş bilgiler ayrıntılı olarak (Soloviev, 1976)'da verilmiştir.

Küresel olmayan Woods-Saxon potansiyeli  $V(r, \beta, \theta)$  ve  $V_{ls}(r, \beta, \theta)$  spin-yörünge çiftlenmesi olmak üzere iki kısımdır:

$$V(r, \beta, \theta) = \frac{-V_0^{N,Z}}{1 + \exp\left\{\left(\frac{1}{a}\right)\left[r - R_0(1 + \beta Y_{20}(\theta))\right]\right\}} \quad (3.1)$$

$$V_{ls}(r, \beta, \theta) = 2\zeta(\mathbf{p} \times \mathbf{s})\text{grad}V(r, \beta, \theta) \quad (3.2)$$

Ortalama alan potansiyelinde çekirdek simetri enerjisi  $V_1(r) = \frac{(N-Z)^2}{A} T_z$  potansiyelinden nötron ve protonlar için ortalama alan potansiyeline gelen katkı aşağıdaki şekildedir

$$V_1^n = \xi \frac{(N-Z)}{A} V_0(r) \text{ ve } V_1^p = -\xi \frac{(N-Z)}{A} V_0(r) \quad (3.3)$$

3.1-3.3 bağıntılarında  $p$  nükleonun çizgisel momentumu,  $V_0$  potansiyel kuyusunun derinliği,  $R_0$  çekirdek ortalama yarıçapı ve  $\beta$  kuadropol deformasyon parametresi olmak üzere diğer parametrelerin genel seçimi şu şekildedir:  $a = 0.63 \times 10^{-13}$  cm yüzey kalınlığı,  $\xi = 0.263 \left\{1 + 2[(N-Z)/A]\right\} (10^{-13} \text{ cm})^2$ .



Spin-yörünge çiftlenmesi genellikle nükleer küresel olmayan durumu ve sonlu yüzey kalınlığını içerir:

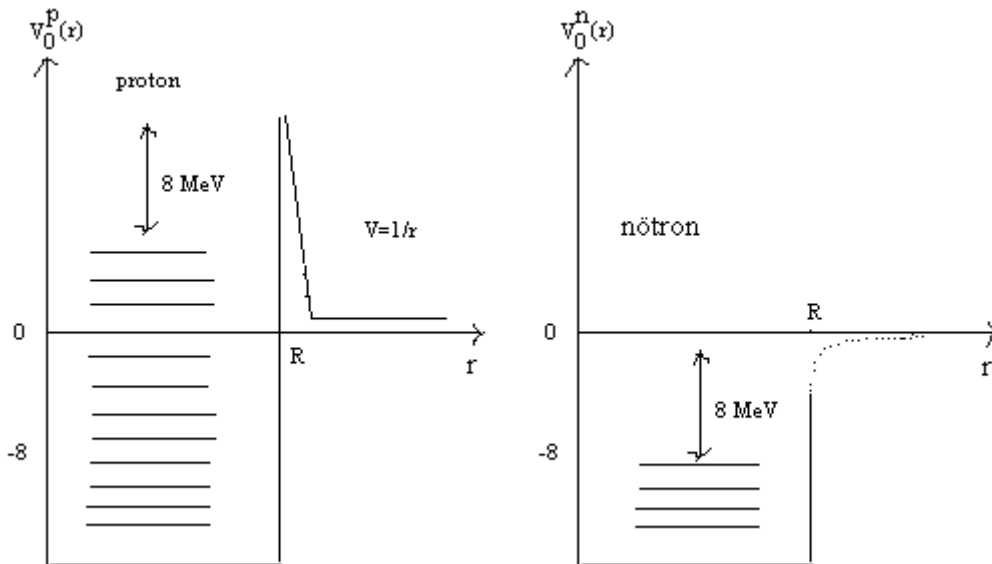
$$\left. \begin{aligned} V_0^N &= V_0 \left[ 1 - 0.63 \frac{N-Z}{A} \right], \\ V_0^Z &= V_0 \left[ 1 + 0.63 \frac{N-Z}{A} \right], \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

Burada  $V_0 = 53 \text{ MeV}$ ,  $R_0 = r_0 A^{1/3}$  ve  $r_0 = 1.24 \times 10^{-13} \text{ cm}$  dir.

Coulomb potansiyeli

$$V_c(r, \beta, \theta) = \frac{3(Z-1)e^2}{4\pi R_0^3} \int \frac{(dr')}{|r-r'|} \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{r' - R_0 (1 + \beta Y_{20}(\theta'))}{a} \right] \right\}^{-1} \quad (3.5)$$

şekindedir ve tek parçacık proton seviyeleri hesaplandığında (3.1) ve (3.2) denklemlerine ilave edilir.



Şekil 3.2. Çekirdekte proton ve nötron sistemlerinin potansiyel kuyusu diyagramları

$$V_0 = -50 \text{ MeV olsun bu durumda} \quad \begin{aligned} V_n &= -50 + V_1^n \\ V_p &= -50 - V_1^p + V_e \end{aligned}$$

Birçok çalışmada (Soloviev, 1976) kullanılan potansiyelin parametrelerinin teknik zorluklardan dolayı kolay belirlenememesi nedeniyle, seçilen deforme çekirdek bölgesi birkaç bölüme ayrılır ve bu bölümlerde bulunan çekirdekler için ortak parametreler elde edilerek potansiyelin parametreleri belirlenir. Normalde kullanılan potansiyellerin parametreleri çekirdekten çekirdeğe değiştiğinden, bu tür hesaplamaların eksikliği parametrelerin seçilmesinde çekirdek bireyselliğinin ihmal edilmesidir.

Tek parçacık durumlarının sınıflandırılması ortalama potansiyelin simetrisine bağlıdır. Küresel çekirdeklerin tek parçacık durumları enerji, parite, toplam açısız momentum  $j$  ve onun izdüşümü  $m$  ile karakterize edilir. Küresel çekirdeklerde  $m$  kuantum sayısına göre bir yozlaşma söz konusudur, diğer bir deyişle küresel simetriden dolayı farklı  $m$  değerlerine sahip olan haller aynı enerjiye sahiptirler. Eksenel simetrik deforme çekirdeklerde ise tek parçacık durumları enerji, parite ve toplam açısız momentumun nükleer simetri eksenindeki  $K$  izdüşümü ile karakterize edilir. Toplam açısız momentum  $j$  deformasyondan dolayı korunan bir kuantum sayısı değildir. Deforme alan potansiyelinde sadece toplam açısız momentumun simetri eksenindeki  $K$  izdüşümü korunan bir büyüklüktür.

Demir bölgesi çekirdeklerinin birçok izotopunda dolmuş kabuk dışında birkaç parçacık vardır dolayısıyla bu çekirdekler deforme çekirdek olarak kabul edilir. Bu izotopların büyük kuadropol momentine sahip olmaları (Raman, 2001) bunların küresel olmadıklarını gösterir. Deforme çekirdeklerde tek-parçacık özdeğer ve özfonksiyon problemi ile yine aynı çekirdeklerde sonlu yüzey kalınlığını ve spin-yörünge çiftlenmesinin küresel olmamasını da göz önüne alan hesaplamalar Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak (Dudek vd., 1984) tarafından yapılmıştır. Bu tez çalışmasında yazılan fortran programı demir ( $48 < A < 60$ ) ve aktinit bölgesi çekirdekleri için modernize edildi. Buradan tek-parçacık enerjileri ile dalga

fonksiyonlarını elde ederek tesir kesitlerinin ve uygun toplam kurallarının içeriğini teşkil eden çekirdek spin ve orbital matris elemanları hesaplandı.

Bu tez çalışmasında incelenen demir bölgesi çekirdeklerinin büyük bir kısmının sihirli sayılardan farklı sayıda nötrona ve protona sahip olmaları nedeniyle bu çekirdekler süper akışkan özelliğe sahiptirler. Bu çekirdeklerde yapılan incelemeler uygulanan modellerin başarısında, ortalama alan potansiyellerinin ve nükleon-nükleon etkileşme parametrelerinin fit edilmesinde ve astrofizik uygulamaları açısından çok önemlidir. Bizim kullandığımız QRPA metodu süper akışkan çekirdek bazını temel alan bir metottur. Bu bazda yapılan hesaplamalarda, nötron ve proton sistemleri için süper akışkan modelin temelini oluşturan  $\Delta$  ve  $\lambda$  kimyasal nicelikleri, tek parçacık enerjileri kullanılarak süper akışkan modelin temel denklemleri yardımıyla sayısal olarak ayrı-ayrı bulunur (Soloviev, 1976):

$$\frac{2}{G_\tau} = \sum_q^\tau \frac{1}{\varepsilon_q}, \quad N_\tau = 2 \sum_q^\tau v_q^2 \quad (3.6)$$

$$v_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\}, \quad u_q^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E(q) - \lambda_\tau}{\varepsilon(q)} \right\} \quad (3.7)$$

Burada  $\varepsilon_q = \sqrt{(E_q - \lambda)^2 + \Delta^2}$  ve  $\sum^\tau$  nötron veya proton indislerine göre toplamdır.

$\Delta_\tau = G_\tau \sum^\tau u_q v_q$  gap parametresi ve  $G_\tau$  nötron ve proton çiftlenim etkileşme sabitidir. Bu parametreler her bir çekirdek için bireysel olarak Woods-Saxon potansiyeli çerçevesinde tek parçacık enerji seviyeleri elde edildikten sonra (3.7) formüllerinin yardımı ile çiftlenim etkileşmesinin (Soloviev, 1976)'de belirlenmiş  $G_N$  ve  $G_Z$  sabitleri kullanılarak  $\Delta$  ve  $\lambda$  nicelikleri nümerik olarak hesaplanmaktadır. Elde edilen sonuçlar Bölüm 6'da Tablo 6.1' de verilmiştir.

### 3.2. Manyetik Dipol (M1) Geçişleri

Manyetik ve elektrik karakterli olmak üzere iki tür dipol geçişi vardır. Bu geçişler çekirdek seviyelerinin spinlerinin ve paritelerinin belirlenmesinde önemli rol

oyunlar. Örneğin manyetik dipol M1 geçişlerinin ihtimali M1 operatörünün matris elemanlarıyla belirlenir. M1 geçiş operatörü aşağıdaki şekilde ifade edilir (Bohr, 1969):

$$\bar{M}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_k \left[ g_l(k) \bar{I}(k) + g_s^n \bar{s}(k) + g_s^p \bar{s}(k) \right] \mu_N \quad (3.8)$$

Bu ifadede  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c}$  ve  $g_s^p = 5,585$  ve  $g_s^n = -3,826$  ise sırasıyla protonun, nötronun

jiromanyetik sabitleridir.  $g_l^p = 1$  ise protonun orbital jiromanyetik sabitidir. M(M1) operatörü ağırlıklı olarak izovektör karakterlidir. (3.8) ifadesini izospin tasvirinde yazalım. Bilindiği gibi izospin operatörünün z bileşeninin nötronlar ve protonlar için sırasıyla  $t_n = +1/2$  ve  $t_p = -1/2$  olduğunu göz önüne alarak (3.8) ifadesini izospin tasvirinde aşağıdaki şekilde yazabiliriz;

$$\begin{aligned} \bar{M}(M1) &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_k \left[ g_s^n(k) \bar{s}_k + g_s^p(k) \bar{s}_k + g_l^k(k) \bar{I}_k \right] \\ &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_k \left\{ \left[ \frac{1}{2} - t_z(k) \right] \left( g_s^p \bar{s}_k + g_l^p \bar{I}_k \right) + \left[ \frac{1}{2} + t_z(k) \right] g_s^n \bar{s}_k \right\} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Yukarıdaki operatörü izoskaler ve izovektör terimlerine ayırarak aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$\bar{M}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[ \frac{1}{2} g_l^p \sum_k \bar{I}_k + \frac{1}{2} (g_s^p + g_s^n) \sum_k \bar{s}_k - \sum_k t_z(k) [(g_s^p - g_s^n) \bar{s}_k + g_l^p \bar{I}_k] \right]. \quad (3.10)$$

M(M1) operatörü için elde ettiğimiz genel formülde spin ve orbital jiromanyetik katsayıları yerine yazılarak

$$\bar{M}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[ \frac{1}{2} \sum_k \bar{I}_k + 0,88 \sum_k \bar{s}_k - \sum_k t_z(k) [9,41 \bar{s}_k + \bar{I}_k] \right]. \quad (3.11)$$

bağıntısı elde edilir. Toplam açısal momentum ( $\mathbf{j}=\mathbf{l}+\mathbf{s}$ ) ifadesinden yararlanarak (3.11) ifadesi için aşağıdaki bağıntı yazılabilir:

$$\bar{M}(M1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[ \frac{1}{2} \bar{J} + 0,38 \sum_k \bar{s}_k - 8,41 \sum_k t_z(k) \bar{s}_k - \sum_k t_z(k) \bar{J}_k \right]. \quad (3.12)$$

Bu ifadedeki birinci terim toplam açısal momentle orantılı olduğundan çekirdek seviyeleri arasındaki geçiş matris elemanlarına katkı sağlamaz. İkinci terim de izotop spin tasvirinde bir skalerdir. Sonraki terimler ise  $t_z$  operatörüyle orantılı olduğundan izospin tasvirinde izovektördür. İzoskaler terimdeki 0.38 katsayısı izovektör terimdeki 8.41 katsayısından 20 kattan daha küçük olduğundan M1 geçiş ihtimaline katkıları çok küçüktür. M1 operatörünün bir izovektör olduğu açıkça görülmektedir.

3.12 ifadesindeki M1 operatörünü izoskaler ve izovektör terimlerine ayırarak aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$M(M1) = M(M1)_{is} + M(M1)_{iv} \quad (3.13)$$

Burada izoskaler ve izovektör ifadeleri sırasıyla aşağıdaki gibidir:

$$\bar{M}(M1)_{is} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[ \frac{1}{2} \bar{J} + 0,38 \sum_k \bar{s}_k \right] \quad (3.14)$$

ve

$$\bar{M}(M1)_{iv} = -\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[ 8,41 \sum_k t_z(k) \bar{s}_k + \sum_k t_z(k) \bar{J}_k \right] \quad (3.15)$$

Çekirdek seviyeleri arasındaki M1 geçiş ihtimali şu şekilde yazılabilir Bohr ve Mothelson (1969);

$$B(M1, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi_{M'K'}^{I'} | \bar{M}(M1, \mu) | \Psi_{MK}^I \rangle \right|^2 \quad \mu=K'-K \quad (3.16)$$

burada  $\Psi_{MK}^I$  ve  $\Psi_{M'K'}^{I'}$  sırasıyla başlangıç ve son durumların dalga fonksiyonlarıdır.  $M(M1)$  operatörünün izoskaler ve izovektör bileşenlerini kullandığımızda

$$B(M1, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \left\langle \Psi_{M'K'}^{I'} \left| \vec{M}(M1, \mu)_{is} + \vec{M}(M1, \mu)_{iv} \right| \Psi_{MK}^I \right\rangle \right|^2 \quad (3.17)$$

bağıntısı elde edilir.

### 3.3. Elektrik Dipol (E1) Geçişleri

Elektrik dipol E1 geçiş operatörü de M1 operatörü gibi izovektör karakterlidir. Bu operatör izospin tasvirinde aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\begin{aligned} \vec{M}(E1) &= \sum_{k=1}^Z e_k \vec{r}_k = e \sum_{k=1}^A \left[ \frac{1}{2} - t_z(k) \right] \vec{r}_k = \sum \left[ \left( \frac{1}{2} - t_z(k) \right) \vec{r}_k \right. \\ &'' \quad \left. = \frac{1}{2} e \sum_k \vec{r}_k - \frac{1}{2} e \sum_k \tau_z(k) \vec{r}_k \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

3.18 bağıntısında birinci terim çekirdeğin kütle merkeziyle orantılı olduğundan çekirdek uyarılmalarına katkı sağlamaz. Bu durumda aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$B(E1, I \rightarrow I') = \frac{3}{16\pi} e^2 \sum_{\mu M'} \left| \left\langle \Psi_{M'K'}^{I'} \left| \sum_k \tau_z(k) \vec{r}_k \right| \Psi_{MK}^I \right\rangle \right|^2 \quad (3.19)$$

Elektrik dipol geçişlerinin taban halinden  $I^\pi=1^-$  durumlarına uyarılmalarının indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde belirlenmiştir (Bohr ve Mottelson, 1969).

$$B(E1, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \left\langle \Psi_{M'K'}^{I'} \left| \vec{M}(E1, \mu) \right| \Psi_{MK}^I \right\rangle \right|^2 \quad (3.20)$$

Burada elde ettiğimiz formüllerden sonraki bölümlerde M1, E1 geçiş ihtimallerinin ve nötrino çekirdek uyarılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında yararlanılacaktır.

## BÖLÜM 4. MİKROSKOPİK MODELDE KUAZİPARÇACIK RASGELE FAZ YAKLAŞIMI (QRPA) YÖNTEMİ

Süpernovaların oluşumunda nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri  $\sigma\tau_3$  nükleer matris elemanlarının hesaplanmasını gerektirir. Bu matris elemanlar günümüzde kabuk model çerçevesinde belirli yaklaşımlar kullanılarak hesaplanmaktadır. Bu model hafif çekirdeklerin tek parçacık özelliklerini incelemede başarılıdır. Fakat çekirdek çok parçacıklı bir sistem olduğundan ve kolektif etkileşmeler ön plana çıktığından daha gelişmiş metotlara ihtiyaç vardır. Çekirdek kolektif hareketinin ve titreşimlerinin incelenmesinde mikroskobik model çok başarılıdır. Günümüzde mikroskobik modelin Rasgele Faz Yaklaşımı Metodu (QRPA) bu modelin en başarılı yöntemlerinden biridir.

### 4.1. Deforme Çekirdeklere Spin-Titreşim Karakterli $1^+$ Seviyeleri

Herhangi çok parçacıklı sistemi ele aldığımız zaman bu sistemin Hamiltoniyeni sistemi oluşturan parçacıkların kinetik enerjisi ile bu parçacıklar arasındaki etkileşme potansiyelinin toplamına eşit olur.

$$H = T + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(r_i, r_j) \quad (4.1)$$

Çekirdek sonlu sayıda nötron ve protonlardan oluşan bir sistem olduğundan bu söylediklerimizi çekirdek sistemine de ait edebiliriz. Ama çekirdek içerisindeki nükleonlar arasındaki güçlü etkileşme kuvvet yasası bilinmediğinden çekirdek yapısının incelenmesinde yaklaşık metotlardan veya modellerden istifade edilir. Deforme çekirdeklerin incelenmesinde QRPA en yaygın kullanılan yöntemlerden biridir. Çekirdek gibi çok parçacık içeren bir sistemin serbestlik derecesinin çok fazla

olması, Schrödinger denkleminin çözümlerinin bulunmasını zorlaştırır. Bu yüzden mikroskobik modellerde, nötron ve protonların çekirdek içerisinde kendilerinin oluşturduğu ortalama alanda hareket ederek birbiriyle etkileşmekte oldukları varsayılmaktadır. Çekirdek kabuk modelini temel olarak kabul eden mikroskobik modellerde her bir kolektif uyarılma modu için etkin kuvvetlerin bu uyarılmalardan sorumlu bileşeni bulunur ve sadece bu bileşen mikroskobik hesaplamalarda modele bağlı olarak ele alınır.

RPA modeli çerçevesinde yapılan çalışmaların eksik yönlerinden biri nükleon-nükleon etkileşmelerinin ortalama alan potansiyelleri ile uyumlu olarak seçilmemesidir. Fenomonolojik olarak çalışmaların çoğunda kullanılan etkileşme parametreleri deney sonuçları ile teorik sonuçların fit edilmesi ile belirlenir. Diğer bir eksiklik ise RPA'nın baz olarak kullandığı tek parçacık modelinde Hartree Yaklaşımı'nın kullanılması nedeniyle sistemin model hamiltoniyeninin küresel çekirdeklerde öteleme ve deforme çekirdeklerde ise öteleme ve dönme değişmezliğinin bozulmasıdır. Bu simetri bozulmalarından dolayı deforme çekirdeklerde elektrik ve manyetik dipol uyarılmalarına çekirdek iç titreşimleriyle ilgisi olmayan kütle merkezinin öteleme hareketi ve çekirdeğin dönme hareketi karışmaktadır. Bu eksiklikler teori sonuçlarının güvenilirliğini azaltmaktadır. Çağdaş mikroskobik çekirdek teorilerinin esas amacı bu eksiklikleri gidermektir. Bu nedenle yoğunluk matris metodu ile birlikte birçok metot ileri sürülmüştür (Belyayev ve Zelevinski, 1972). Güvenilir sonuçlar elde etmek için hamiltoniyenlerin değişmezlik ilkesi çerçevesinde ortalama alan potansiyeli ile uyumlu olarak seçilmiş etkin nükleer kuvvetler kullanılmalıdır (Bohr ve Mottelson, 1969, Pyatov ve Salamov, 1977). Değişmezlik prensiplerinin etkin kuvvetlerin seçilmesindeki önemi ayrıntılı olarak (Kuliev vd., 2000, 2002) ve (Guliyev vd., 2002, 2006) makalelerinde gösterilmiştir.

Bu doğrultuda yapılan çalışmalardan en sade ve pratik olanı Pyatov Yöntemi'dir (Pyatov ve Salamov, 1977). Bu yöntemde ortalama alan potansiyeli ile uyumlu olarak seçilmiş restore edici etkileşmeler, çekirdek hamiltoniyenlerinin kırımlarından dolayı meydana gelen sahte hallerin gerçek titreşim durumlarından ayrılmasını analitik olarak sağlamaktadır.



Bu bölümde Pyatov Yöntemi çerçevesinde (Kuliev vd., 2000, 2002 ve Guliyev vd., 2002, 2006) tarafından geliştirilen dönme değişmez QRPA modeli  $1^+$  seviyelerinin manyetik dipol özelliklerinin analitik ifadeleri ve öteleme değişmez QRPA modeli çerçevesinde elektrik dipol uyarılmalarının ( $1^-$ ) analitik ifadeleri verilecektir. Daha sonra elde edilen dönme değişmezliğini restore edici kuvvetler nötrino-çekirdek uyarılmaları tesir kesitlerinin ve M1 geçiş ihtimallerinin ve öteleme ve Galileo değişmezliğini restore edici kuvvetler ise E1 geçiş ihtimallerinin hesaplanmasında kullanılacaktır.

#### 4.2. Manyetik Dipol Uyarılmaları

Spin-spin kuvvetlerinin  $1^+$  seviyelerinin meydana gelmesinden sorumlu olduğu bilinmektedir (Gabraikov, 1970, 1972). Bundan başka deforme ortalama alan potansiyelleri çekirdek hamiltoniyeninin dönme değişmezliğini bozduğundan bu değişmezliği restore edici kuvvetlerin de  $1^+$  seviyelerini ürettiği (Kuliev vd., 2000)'dan iyi bilinmektedir. Bu kısımda kullanılan formüllerin ayrıntılı şekli (Kuliev vd., 2000) makalesinde verilmiştir. Buna göre izovektör spin-spin etkileşmelerinin ve restore edici kuvvetlerin kolektif  $1^+$  seviyelerini temsil eden süper akışkan model Hamiltoniyen (Kuliev vd., 2000)'den aşağıdaki gibi seçilebilir:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} . \quad (4.2)$$

burada  $H_{sqp}$  süper akışkan modelde tek-kuaziparçacık Hamiltoniyenini,  $h_0$  ve  $h_1$  ise dönme değişmezliği restore edici izoskaler ve izovektör kuvvetlerini tasvir etmektedir. Restore edici kuvvetlerin açık ifadeleri (Kuliev vd., 2000) makalesinden bulunabilir.

Burada çiftlenim etkileşmesi yapan süperakışkan bir çekirdek ele alındığından nükleonların çekirdek içi hareketini temsil eden tek kuazi parçacık hamiltoniyeni aşağıdaki şekilde yazılır:

$$H_{sqp} = \sum_{s\tau} \varepsilon_s(\tau) (\alpha_s^+(\tau) \alpha_s(\tau) + \alpha_{\bar{s}}^+(\tau) \alpha_{\bar{s}}(\tau)) \quad (4.3)$$

Burada  $\varepsilon_s = \sqrt{(E_s - \lambda)^2 + \Delta^2}$  nükleonların kuazi parçacık enerjisi,  $E_s$  ise ortalama alandaki enerjileridir.  $\Delta$  ve  $\lambda$  sırası ile süper akışkan modelin gap ve kimyasal potansiyel parametreleridir.  $\alpha^+$  ( $\alpha$ ) kuazi parçacık üretme (yok etme) operatörleridir,  $|\tilde{s}\rangle$  deforme alanda hareket eden tek parçacık  $|s\rangle$  dalga fonksiyonunun zaman eşleniğidir. Bu hamiltoniyen kabuk model potansiyeli baz aldığından bir çok simetri kırınımına sahiptir. Yani ortalama alan potansiyelinden dolayı  $H_{sqp}$  hamiltoniyeni öteleme değişmez, deforme çekirdeklerde de buna ek olarak dönme değişmez değildir.

(4.2) ifadesinde  $1^+$  seviyelerinin oluşmasından sorumlu olan  $V_{\sigma\tau}$  spin–isospin etkileşmeleri aşağıdaki şekildedir:

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) (\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j) \quad (4.4)$$

burada,  $\chi_{\sigma\tau}$  spin–isospin etkileşme sabiti,  $\vec{\sigma}_i$  ve  $\vec{\tau}_i$  ise sırasıyla Pauli'nin spin ve izospin operatörleridir.

(Kuliev vd., 2000) makalesinde belirtildiği gibi restore edici izoskaler  $h_0$  ve izovektör  $h_1$  etkin etkin kuvvetleri, sistemin (4.2) hamiltoniyeninin toplam açısal momentumun bütün bileşenleri ile komut  $[H_{sqp} + h_0 + h_1, F_\nu] = 0$ , olacak şekilde seçilir:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\nu} [H_{sqp} - V_1, J_\nu]^+ [H_{sqp} - V_1, J_\nu], \quad (4.5)$$

ve

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\nu} [V_1(r), J_\nu]^+ [V_1(r), J_\nu] \quad (4.6)$$

$$\gamma_0 = \gamma - \gamma_1; \quad \gamma_1 = \gamma_1^n - \gamma_1^p; \quad \gamma = \gamma_n + \gamma_p \quad (4.7)$$

$$\gamma^{(\mu)} = [F_\mu^+ [H_{sqp}, F_\mu]]_{RPA}, \quad \gamma^{(-1)} = \gamma^{(+1)} \equiv \gamma \quad (4.8)$$

$$\gamma_1^\mu = [F_\mu^+ [V_1, F_\mu]]_{RPA}, \quad \gamma_1^{(-1)} = \gamma_1^{(+1)} \equiv \gamma_1 \quad (4.9)$$

Burada,  $V_1$  çekirdek ortalama alan potansiyelinin izovektör kısmıdır (Soloviev, 1976). Bundan başka (4.5)-(4.9) formüllerinden görüldüğü gibi  $\gamma_0$  ve  $\gamma_1$  etkileşme sabitleri tamamen ortalama alan parametreleriyle saptandıklarından dolayı  $h_0$  ve  $h_1$  etkin kuvvetleri ilave bir parametre içermezler.

Kolektif  $1^+$  seviyelerinin tek fononlu dalga fonksiyonları QRPA' da aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$|\Psi_i(1^+)\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (D_{MK}^I Q_{i,K=1}^+ + (-1)^{I+K} D_{M-K}^I Q_{i,K=-1}^+) |\Psi_0\rangle \quad (4.10)$$

Bu ifadedeki  $D_{MK}^I$  (Edmonds, 1957)'de özellikleri verilen deforme çekirdeğin bir bütün olarak dönmesine karşılık gelen meşhur Wigner dalga fonksiyonudur. Burada  $I$  toplam açısal momentum,  $K$  ve  $M$  ise sırasıyla  $I$ 'nın çekirdeğin simetri eksenindeki ve laboratuvar sisteminde  $z$  eksenindeki izdüşümleridir. Ayrıca  $|\Psi_0\rangle$  çift-çift çekirdeğin taban durum dalga fonksiyonu olmakla beraber fonon vakumudur yani  $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$ ,  $Q_i^+$  ise fonon üretme operatörüdür. QRPA da  $1^+$  seviyeleri dalga fonksiyonlarına bir fonon fonksiyonu olarak bakılabilir (Kuliev vd., 2000).

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}^+(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) C_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (4.11)$$

Sistemimiz kesikli spektruma sahiptir ve buna karşılık gelen  $|i\rangle$  dalga fonksiyonları

da  $\sum_i |\Psi_i\rangle\langle\Psi_i| = 1$  şeklinde tam set oluştururlar. Bundan dolayı  $C_{ss'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_p \alpha_{s'-p} \alpha_{sp}$

ve  $C_{ss'}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_p \alpha_{sp}^+ \alpha_{s'-p}^+$  operatörlerine karşılık gelen iki kuaziparçacık seviyelerin

$\psi_{ss'}^i$  ve  $\varphi_{ss'}^i$  genlikleri şu şekilde birimlenmiştir:

$$\sum_{ss'\tau} [\psi_{ss'}^i{}^2(\tau) - \varphi_{ss'}^i{}^2(\tau)] = 1 \quad (4.12)$$

Hamiltoniyenin özfonksiyon ve özdeğerlerini bulmak için (Kuliev vd., 2009)'da QRPA'nın bilinen işlemlerini kullanarak ve

$$[H_{\text{sqp}} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (4.13)$$

hareket denklemini çözerek  $1^+$  seviyelerinin enerjisi olan  $\omega_k$  kökleri için aşağıdaki dispersiyon denklemi alınır:

$$\omega_i^2 J_{\text{eff}}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[ J - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_\sigma} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} \left( J_1^2 - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_\sigma} \right) \right] = 0, \quad (4.14)$$

Dalga fonksiyonundaki iki kuazi parçacık katsayılarının (4.12) birimleme koşulunu kullanarak (4.14) hareket denkleminde  $\psi_\mu$  ve  $\varphi_\mu$  için aşağıdaki ifadeleri buluruz:

$$\psi_\mu^n = \frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_\mu e_\mu^n - 8\omega\chi_{\sigma\tau}\Phi_\sigma s_\mu}{\varepsilon_\mu - \omega}; \quad \psi_\mu^p = \frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_\mu e_\mu^p + 8\omega\chi_{\sigma\tau}\Phi_\sigma s_\mu}{\varepsilon_\mu - \omega} \quad (4.15)$$

$$\varphi_\mu^n = -\frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_\mu e_\mu^n + 8\omega\chi_{\sigma\tau}\Phi_\sigma s_\mu}{\varepsilon_\mu + \omega}; \quad \varphi_\mu^p = -\frac{1}{\sqrt{4\omega Z}} \frac{j_\mu e_\mu^p - 8\omega\chi_{\sigma\tau}\Phi_\sigma s_\mu}{\varepsilon_\mu + \omega}$$

Burada

$$e_{\mu}^{n(p)} = \varepsilon_{\mu} \mp L_i V_{\mu}^{n(p)}, L_i = \frac{X - \Phi_{\sigma} D_{\sigma}}{X_1}$$

$$\Phi_{\sigma} = \frac{\omega^2 J_1 X_1 - (F_1 - \gamma_1) X}{8\omega^2 \chi_{\sigma\tau} X_1^2 - (F_1 - \gamma_1) D_{\sigma}} \quad (4.16)$$

şeklinde tanımlıdır.

Dönme değişmez modelde elde edilen (4.14) ve (4.15) formülleri, (4.2) hamiltoniyendeki  $h_0$  ve  $h_1$  izoskaler ve izovektör terimleri ihmal edildiğinde, (Gabrakov vd., 1972) tarafından elde edilen (4.17) ve (4.18) formüllerine dönüşür:

$$D_{\sigma}(\omega_i) = 1 + \kappa(F_i^n(\omega_i) + F_i^p(\omega_i)) + (1 - q^2)\kappa^2 F_i^n(\omega_i) F_i^p(\omega_i) = 0 \quad (4.17)$$

$$\psi_{\mu}(n) = -\frac{1 + qL_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu}}{(\varepsilon_{\mu} + \omega_i)} ; \varphi_{\mu}(n) = -\frac{1 + qL_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu}}{(\varepsilon_{\mu} - \omega_i)} \quad (4.18)$$

$$\psi_{\mu}(p) = -\frac{q + L_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu}}{(\varepsilon_{\mu} + \omega_i)} ; \varphi_{\mu}(p) = -\frac{q + L_i}{\sqrt{Z(\omega_i)}} \sum_{\mu} \frac{\sigma_{\mu} L_{\mu}}{(\varepsilon_{\mu} - \omega_i)}$$

Denklem (4.14)'ün çözümlerinden bir tanesi de, sahte dönme hale karşılık gelen ve izovektör restore edici kuvvetlerinin hiç bir katkısının bulunmadığı  $\omega = 0$  durumudur. Burada  $J_{eff}(\omega = 0)$  fonksiyonunun statik limiti spin-spin kuvvetlerini ihtiva eden atalet momentini verir. Denklem geride kalan  $\omega > 0$  çözümleri var sayılan  $1^+$  seviyelerinin gerçek enerjileridir. Bu kısımda verilen denklemler hakkında daha ayrıntılı bilgiye (Kuliev vd., 2000, 2004, 2009, 2010) makalelerinden ulaşılabilir. Formül (4.14)'teki  $\gamma_0$  ve  $\gamma_1$  etkileşme sabitleri tamamen ortalama alan parametreler ile belirlendiğinden teoride bilinmeyen bir tane  $\chi_{\sigma\tau}$  spin etkileşme sabiti vardır. Bu  $\chi_{\sigma\tau}$  sabiti de manyetik momentlerin incelenmesinde (Kuliev ve

Pyatov, 1969, 1970) çalışmasında fit edilmiştir. Burada sunduğumuz formüller dönme değişmezliğinin restorasyonunda (Kuliev vd., 2000) tarafından Sm izotoplarında makas mod  $1^+$  seviyelerinin incelenmesinde ve (Guliyev vd., 2001) tarafından  $^{140}\text{Ce}$  izotopunda M1 spin-flip rezonansın araştırılmasında başarıyla uygulanmıştır.

#### 4.2.1. $1^+$ seviyelerinin manyetik dipol özellikleri

Manyetik dipol uyarılmalarının ve M1 geçiş operatörünün simetrilerinden dolayı spin-titreşim  $1^+$  seviyelerinin en karakteristik niceliği çekirdek taban durumundan uyarılmalarının M1 geçiş ihtimalidir (Bohr ve Mottelson, 1975):

$$B(M1, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi_{M'K'}^{I'} | M(1, \mu) | \Psi_{MK}^I \rangle \right|^2 \quad (4.19)$$

$M(M1, \mu)$  operatörünün açık ifadesi Bölüm 3'te (3.17) formülüyle verilmiştir. Dalga fonksiyonunun (4.10) ve (4.11) ifadelerini kullanarak (3.8) ve (3.16) ifadelerinin yardımıyla  $1^+$  seviyelerinin taban halinden M1 geçiş uyarılmalarının indirgenmiş M1 geçiş ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir (Kuliev vd., 2000):

$$B(M1, 0^+ \rightarrow 1_1^+) = \frac{3}{4\pi} \left| R_p(\omega_i) + \sum_{\tau} (g_s^{\tau} - g_l^{\tau}) R_{\tau}(\omega_i) \right|^2 \mu_N^2 \quad (4.20)$$

Burada  $g_s^{\tau}$  ve  $g_l^{\tau}$  sırasıyla nükleonların spin ve yörüngesel jromanyetik oranlarıdır.

$$R_p^j(\omega_i) = \sum_{ss'}^{(p)} \epsilon_{ss'} j_{ss'} L_{ss'} (\Psi_{ss'}^i + \Phi_{ss'}^i) \quad (4.21)$$

$$R_{\tau}(\omega_i) = \sum_{ss'}^{(\tau)} \epsilon_{ss'} s_{ss'} L_{ss'} (\Psi_{ss'}^i + \Phi_{ss'}^i) \quad (4.22)$$

B(M1) geçiş ihtimalinin uyduğu enerji ağırlıklı toplam kuralı (Gabraikov, 1972) aşağıdaki şekilde ifade edilir

$$2 \sum_i \omega_i B(M1, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = [\vec{M}, [H, \vec{M}]]_{\text{QRPA}} \quad (4.23)$$

Manyetik dipol operatörü,

$$\mathbf{M} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{m,\tau} \left[ (g_s^\tau - g_l^\tau) \mathbf{s}_m^\tau - g_l^\tau \mathbf{j}_m^\tau \right] \quad (4.24)$$

şeklinde. Burada toplam açısal momentum  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ ,  $\vec{l}$  ve  $\vec{s}$  sırasıyla orbital ve spin operatörleridir. İndirgenmiş B(M1) ihtimali için elde edilen (4.20) ifadesi nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin sayısal olarak hesaplanmasında kullanılan (Langanke, 2004)'ün Lee Yaklaşımı sonuçlarının tam çözümlerle karşılaştırılmasında kullanılacaktır.

#### 4.2.2. $1^+$ Seviyelerinin nötrino-çekirdek uyarılma matris elemanlarının toplam kuralları

Çekirdek fiziğinde manyetik dipol  $1^+$  seviyelerinin elektromanyetik (Kuliev vd., 2009, 2010) ile (Guliyev vd., 2006, 2010) beta geçiş (Ünlü, 2008 ve Yıldırım, 2008, 2009), nötrino-çekirdek saçılma proseslerinde (Guliyev vd., 2008, 2009 ve Langanke, 2004) uyarılma özelliklerinin deneysel ve teorik olarak incelenmesi bu seviyelerin zayıf etkileşme ve elektromanyetik özellikleri hakkında değerli bilgiler vermektedir. Bu kısımda  $1^+$  seviyelerinin nötrinoların çekirdeklerden esnek olmayan saçılması sonucu uyarılma matris elemanlarının özellikleri, bir sonraki kısımda ise söz konusu seviyelerin elektrik dipol (E1) uyarılmalarının indirgenmiş matris elemanları için teorik olarak formüller elde edilecektir.

Süpernovaların incelenmesinde nötrino-çekirdek simülasyonlarının özel bir yeri vardır. Bu proseslerde uyarılan çekirdeklerin çok kısa bir zaman aralığında ( $10^{-15}$ s) foton yayınlamak için salınması yıldız çökerken salınan enerjinin çok büyük kısmını

kapsamaktadır. Bu uyarılmalarda çekirdeklerde orbital ve spin-titreşim $1^+$  seviyeler önemli bir yer tutarlar. Bunların içinde manyetik dipol rezonansları meydana getiren M1 uyarılmalarının özel bir yeri vardır. Bu geçişlerin incelenmesi çekirdek ortamında nükleonlar arasındaki yük alışverişli etkin kuvvetlerin karakterinin ve güç parametrelerinin deney sonuçlarıyla karşılaştırılarak teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Burada biz nötrino-çekirdek tesir kesitinin analitik ifadesinde yer alan nötrino-çekirdek izovektör spin matris elemanlarını ve bunlara karşılık gelen enerji ağırlıklı ve enerji ağırlıksız toplam kurallarını hesaplayacağız.

$1^+$  seviyelerinin taban halinden nötrino-çekirdek uyarılma operatörü  $\vec{\sigma}_3$ 'ün matris elemanı (4.10) dalga fonksiyonu kullanılarak aşağıdaki şekilde ifade edilir

$$B(GT_0, n) = g_A^2 \left| \langle \Psi_{MK}^1(\omega_n) | \vec{\sigma}_3 | \Psi_0 \rangle \right|^2 \quad (4.25)$$

Fonon dalga fonksiyonunun (4.11) ifadesini ve (Kuliev vd., 2004) makalesindeki formüllerini kullanarak indirgenmiş  $\vec{\sigma}_3$  uyarılma ihtimali için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\langle \Psi_{MK}^i(\omega_i) | \vec{\sigma}_3 | \Psi_0 \rangle = \sum_{ss'}^{(n)} \sigma_{ss'} L_{ss'}^i g_{ss'}^i - \sum_{vv'}^{(p)} \sigma_{vv'} L_{vv'}^i g_{vv'}^i \quad (4.26)$$

Burada  $g_{ss'}^i = \psi_{ss'}^i + \varphi_{ss'}^i$  ve  $j$  toplam açısal momentum operatörüdür. İki kuaziparçacık  $\psi_{ss'}^i$  ve  $\varphi_{ss'}^i$  genliklerinin açık ifadeleri (Kuliev vd., 2000) makalesinde verilmiştir.

### 4.3. Elektrik Dipol Uyarılmaları

Dipol uyarılmalarının diğer bir türü olan elektrik dipol  $1^-$  seviyeleridir. Bu uyarılmaların incelenmesinde kullanılan model Hamiltoniyeni öteleme ve Galileo değişmezliği restore edici  $h_0$  ve  $h_\Delta$  kuvvetlerle birlikte aşağıdaki şekildedir,



$$H = H_{\text{sqp}} + h_0 + h_{\Delta} + W_1 \quad (4.27)$$

Burada izovektör dipol etkileşmesi  $W_1$  (Pyatov ve Salamov, 1976)'a göre protonların ve nötronların kütle merkezlerinin çekirdeğin ortak kütle merkezine göre titreşimini ifade etmektedir:

$$W_1 = \frac{3}{2\pi} \chi_1 \left( \frac{NZ}{A} \right)^2 (\vec{R}_n - \vec{R}_p)^2 \quad (4.28)$$

burada,  $\chi_1$  izovektör dipol-dipol etkileşme sabiti,  $R_{\mu} = \sum_{k=1}^A r_k Y_{lm}(\theta_k, \phi_k)$ ,  $\vec{R}_n$  ve  $\vec{R}_p$  sırasıyla çekirdek, nötron ve protonların kütle merkezi koordinatlarıdır. (Pyatov ve Salamov, 1977) ve (Guliyev vd., 2002) makalelerinde verilen, çekirdek hamiltoniyenin öteleme değişmezliğini restore edici  $h_0$  ve  $h_{\Delta}$  etkin kuvvetleri sırasıyla

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma} \sum_{\mu} [H_{\text{sqp}}, P_{\mu}]^+ [H_{\text{sqp}}, P_{\mu}] \quad (4.29)$$

ve

$$h_{\Delta} = -\frac{1}{2\beta} \sum_{\mu} [U_{\Delta}, R_{\mu}]^+ [U_{\Delta}, R_{\mu}] \quad (4.30)$$

biçimindedir. Burada  $P_{\mu}$  nükleonların çizgisel momentumudur.  $\gamma$  ve  $\beta$  restore edici kuvvetlerin etkileşme sabitleridir ve aşağıdaki şekildedir (Guliyev vd., 2010) :

$$\gamma = \langle 0 | [P_{\mu}^+, [H_{\text{sqp}}, P_{\mu}]] | 0 \rangle, \text{ ve } \beta = \langle 0 | [R_{\mu}^+, [U_{\Delta}, R_{\mu}]] | 0 \rangle \quad (4.31)$$

(4.31)'den görüldüğü gibi  $\gamma$  ve  $\beta$  etkileşme sabitleri ortalama alan ve çiftlenim potansiyelleri ile ifade edildiklerinden teoride dipol etkileşme sabiti  $\chi_1$ 'den başka serbest bir parametre yoktur.

QRPA da  $1^-$  seviyeleri dalga fonksiyonlarına bir fonon fonksiyonu olarak bakılabilir (Kuliev, 2000):

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{ss',\tau} [\psi_{ss'}^i(\tau) A_{ss'}^+(\tau) - \phi_{ss'}^i(\tau) A_{ss'}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (4.32)$$

Burada  $A_{ss'} = \{\alpha_{s'} \alpha_{\bar{s}'}\}_{1^+K}$  ve  $A_{ss'}^+ = \{\alpha_s^+ \alpha_{s'}^+\}_{1^-K}$  operatörlerine karşılık gelir.

Elektrik dipol E1 geçiş operatörü de M1 operatörü gibi izovektör karakterlidir. Bu operatör izospin tasvirinde aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\begin{aligned} \bar{M}(E1) &= \sum_{k=1}^Z e_k \bar{r}_k = e \sum_{k=1}^A \left[ \frac{1}{2} - t_z(k) \right] \bar{r}_k = \sum \left[ \left( \frac{1}{2} - t_z(k) \right) \bar{r}_k \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{2} e \sum_k \bar{r}_k - \frac{1}{2} e \sum_k \tau_z(k) \bar{r}_k \right] \end{aligned} \quad (4.33)$$

Bu ifadede birinci terim çekirdeğin kütle merkeziyle orantılı olduğundan çekirdeğin ötelenmesine neden olmaktadır dolayısıyla çekirdek uyarılmalarına katkı sağlamaz. Elektrik dipol geçişlerinin taban halinden  $I^\pi=1^-$  durumlarına indirgenmiş geçiş ihtimali aşağıdaki şekilde belirlenmiştir (Bohr ve Mottelson, 1969).

$$B(E1, I \rightarrow I') = \frac{3}{16\pi} e^2 \sum_{\mu M'} \left| \langle \Psi_{M'K}^{I'} | \sum_k \tau_z(k) \bar{r}_k | \Psi_{MK}^I \rangle \right|^2 \quad (4.34)$$

Fonon dalga fonksiyonunun (4.32) ve (4.33) ifadeleri kullanılarak B(E1) ihtimali için (Kuliev vd., 2010)'da aşağıdaki ifade elde edilmiştir

$$B(E1, 0^+0 \rightarrow 1_1^-K) = (1 + \delta_{K, 1}) \frac{1}{Y(\omega_i)} | (e_{\text{eff}}^p M_p + e_{\text{eff}}^n M_n) |^2 \quad (4.35)$$

$$M_{\tau} = 2 \sum_{ss'}^{\tau} \frac{\epsilon_{ss'}^3 r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2} \quad Y(\omega_i) = Y_n(\omega_i) + Y_p(\omega_i),$$

(4.36)

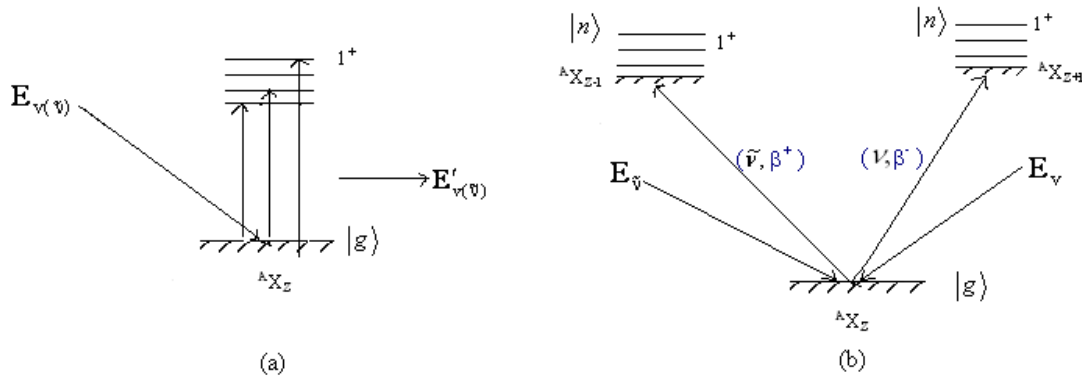
$$Y_{\tau}(\omega_i) = 2\omega_i \sum_{ss'}^{(\tau)} \frac{\epsilon_{ss'}^5 r_{ss'}^2 u_{ss'}^2}{(\epsilon_{ss'}^2 - \omega_i^2)^2}$$

şeklindedir ve (4.35) ifadesinde nötron ve protonların efektif elektrik yükleri  $e_{eff}^p = N/A$  ve  $e_{eff}^n = -Z/A$  olarak belirlenmiştir. Bu kesimde verilen formüller ayrıntılı olarak (Ertuğral, 2006) tezinde verilmiştir.

## BÖLÜM 5. ESNEK OLMAYAN NÖTRİNO-ÇEKİRDEK SAÇILMA TESİR KESİTLERİ

### 5.1. Giriş

Nötrinoya bağlı reaksiyonlar 50 yıldan daha fazla süredir araştırılmaktadır. İlk yapılan deneyler nötrinoların oluşumunun tespiti ile ilgilidir (Reines ve Cowan, 1953). Bu deneylerden kısa bir süre sonra nötrino ile ilgili yapılmış olan deneyler nötrinoların iki farklı tipte olması (Danby, 1962), lepton sayılarının korunması ve aralık bozonlarının varlığı (Block, 1964 ve Lederman, 1970) ile ilgiliydi. İlk aşamada akım-akım nötrino zayıf etkileşmeler bakımından bu çalışmaların çoğu nötrinoların yük akımları ile ilgili olmuştur. Zayıf nötral akımların varlığı 1950'li yılların sonunda (Schwinger, 1957) ve 1960'lı yılların başında (Glashow, 1961) makalesinde ileri sürülmüş olmasına rağmen, (Higgs, 1966)'da kendiliğinden simetri kırınımlarının ortaya atılmasından sonra zayıf ve elektromanyetik etkileşmelerin birleştirilmesi amacıyla kullanılmıştır (Salam, 1964, 1968), (Ahngvist, 1968), (Weinberg, 1967, 1972, 1974). Deneysel olarak nötr akımlar ilk defa 1973 yılında (Hassem vd, 1973) tarafından keşfedilmiştir. Günümüzde zayıf etkileşmelerin yük alışverişli ve nötr-akım türlerinin var olduğu deneysel olarak ispatlanmıştır. Nötr akımların nötrino-çekirdek uyarılmalarından (Şekil 5.1a) yük-alışverişli akımların ise beta proseslerden ( $\beta^-$ ,  $\beta^+$  bozunmaları ve elektron, pozitron, nötrino ve antinötrino yakalamalar) sorumlu olduğu iyi bilinmektedir. Çekirdek tarafından nötrino yakalama proseslerinin diyagramı Şekil 5.1b'de gösterilmiştir.



Şekil 5.1. (a)  $\nu(\tilde{\nu}) + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_Z X^* + \nu(\tilde{\nu})$ , (b-sol)  $\tilde{\nu} + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} X + e^+$  ve (b-sağ)  $\nu + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} X + e^-$ , nötrino çekirdek uyarılmaları reaksiyonlarının şematik diyagramları

Nötr akımlarla ilgili bilgiler nötrino-çekirdek esnek saçılma reaksiyonları deneylerinde uygun tesir kesitlerinin incelenmesi sonucu da elde edilebilir. Fakat saçılan nötrinoların ve geri tepen çekirdeklerin gözlenmesinin zor olması bu deneylerin yapılmasını zorlaştırır. Bu bakımdan esnek olmayan nötrino çekirdek saçılma reaksiyonları çok ümit vericidir. Nötrinoların çekirdek tarafından soğurulması sonucu çekirdekte  $\beta^-$  ve  $\beta^+$  bozunmalarının incelenmesi (Langanke, 2004) nükleer matris elemanlarının ve yük zayıf akımlarının öğrenilmesine önemli katkı sağlamaktadır. Nötrino-çekirdek saçılma reaksiyonlarında çekirdek seviyelerinin uyarılma tesir kesitlerinin deneysel olarak ölçülebilmesi ve bu deneylerden elde edilen sonuçların uygun teorik sonuçlarla karşılaştırılması nötr nötrino akımları ve çekirdek parametrelerinin test edilmesini sağlamaktadır (Lee, 1978, Langanke, 2004 ve Guliyev vd., 2008, 2009).

Reaktör antinötrinoları ile nükleer durumların uyarılması ilk defa (Gershtein, 1963) çalışmasında tartışılmıştır. Grup tarafından  ${}^7\text{Li}$  çekirdeği üzerinde yapılan hesaplamalardan tesir kesitleri için çok büyük değerler elde edildi. Daha sonra  $(\nu, \nu')$  reaksiyonları (O'Connell, 1972, Donnelly ve Walecka, 1976) çalışmalarında birleştirilmiş semi-lepton zayıf etkileşmeler formalizmi çerçevesinde geniş bir biçimde ele alınmış ve tesir kesitleri için analitik ifadeler elde edilmiştir. Bu ifadelerden yararlanarak (Lee, 1978) nükleer matris elemanlarının karelerini M1 geçiş ihtimallerinin deneysel değerleri ile ifade eden bir yaklaşım kullanarak, reaktör antinötrinoları ile çekirdek saçılma reaksiyonlarının tesir kesitlerini ve olay sayılarını

kütle sayısı tek olan çekirdekler için hesaplayarak kapsamlı bir katalog oluşturmuştur. Bu bölümde çekirdeklerin bir uyarılma seviyesi durumu için Lee tarafından elde edilmiş tesir kesiti formülleri (Lee, 1978)'de ayrıntılara girilmeden verilmiştir. Bu çalışmada tam sonuçların Lee Yaklaşımı modeli sonuçları ile karşılaştırılmasına özel bir yer verildiğinden, Lee Yaklaşımı tesir kesitleri ifadelerinin elde edilmesine ayrıntılı olarak yer verilmiştir. Elde edilen sonuçlar Lee Yaklaşımı'nın deforme çekirdeklere uygulanmasının doğru sonuçlar elde etmede güvenilir olmadığını göstermiştir.

## 5.2. Nötrino Çekirdek Saçılma Tesir Kesitleri

Nötrino-çekirdek soğurulma ve saçılma tesir kesitlerinin genel ifadeleri parçacık fiziği alan teorisi çerçevesinde ilk defa (O' Connell, 1972, Donnelly ve Walecka, 1976) çalışmalarında elde edilmiştir. Bu çalışmalardan yararlanarak (Lee, 1978) diferansiyel kesitin genel ifadesini aşağıdaki gibi sadeleştirmiştir.

$$\frac{d\sigma_{i \rightarrow f}}{d\Omega_\nu} = \frac{2}{\pi} \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} G_w^2 (\varepsilon_\nu - \omega)^2 \cos^2 \frac{1}{2} \theta \left[ \sum_{\lambda=0} \left| M_\lambda - \frac{\omega}{q} L_\lambda \right|^2 + \left( \tan^2 \frac{1}{2} \theta - \frac{q_\nu^2}{2q^2} \right) \right. \\ \left. \times \sum_{\lambda=1} \left( |T_\lambda^{el}|^2 + |T_\lambda^{mag}|^2 \right) \pm \tan \frac{1}{2} \theta \left( \tan^2 \frac{1}{2} \theta - \frac{q_\mu^2}{q^2} \right) \sum_{\lambda=1} \text{Re}(T_\lambda^{el} T_\lambda^{mag*}) \right] \quad (5.1)$$

Burada kullanılan formalizme ait diğer bağıntılar (Lee, 1978) çalışmasında verilmiştir. Formüldeki  $G_w$  zayıf etkileşme sabitidir.  $E_\nu$  nötrinin başlangıç enerjisi,  $\omega$  çekirdek uyarılma enerjisi,  $J$  taban ve uyarılma hallerin spinleri,  $i$  ve  $f$  sırasıyla çekirdeğin başlangıç ve son hallerine karşı gelmektedir.  $\theta$ -nötrino saçılma açısı,  $q_\mu^2 = \omega^2 - q^2$ ;  $q^2$ -çekirdeğe transfer edilen üç-momentum karesidir;  $M_\lambda, L_\lambda, T_\lambda^{el}, T_\lambda^{mag*}$  sırasıyla yük, boylamsal, enlemsel, elektrik ve manyetik nükleer geçiş matris elamanları olup  $q$ 'nun fonksiyonlarıdır.  $\lambda$  çok kutupluluk momentumudur. Nötrinin saçılmadan sonraki enerjisi  $E_\nu' = E_\nu - \omega$ 'dır. İnterferasyon terimi önündeki  $+$  ve  $-$  işaretleri sırasıyla saçılan nötrinolar ve

antinötrinolarla karşı gelmektedir. Tezde diferansiyel, integral ve ortalama tesir kesitleri için özel bir durum yoksa sadece tesir kesiti ifadesi kullanılacaktır.

Diferansiyel tesir kesitinin (5.1) ifadesi çok karmaşık olduğundan hesaplamalarda çeşitli yaklaşımlar kullanılır. Orta ağırlıklı ( $A \leq 60$ ) çekirdeklerde nükleon başına düşen çekirdek bağ enerjileri 8 MeV'den küçük olduğu için, çekirdek uyarılma enerjilerinin nükleonun kütlesinden çok çok küçük olduğu anlaşılmaktadır. Buna göre enerjisi nükleonun durgun kütlesinden çok-kok küçük ( $E_\nu \ll m_p$ ) olan nötrinoları düşük enerjili nötrinolar olarak tanımlayarak (Lee, 1978) ve nötrino saçılma açısına göre integral aldıktan sonra nötrino ya da antinötrino çekirdek saçılma tesir kesiti için aşağıdaki formülü elde etmiştir:

$$\frac{d\sigma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2 g_A^2}{\pi(2J_i + 1)} (E_\nu - \omega)^2 \left| \left\langle f \left\| \sum_j \sigma_j t_3^j \right\| i \right\rangle \right|^2 \quad (5.2)$$

Burada  $j$ 'ye göre toplam bütün nükleonları kapsar,  $\sigma_3$  nötrino-çekirdek uyarılma operatörü,  $t_3$  izotop spin operatörünün  $z$  bileşeni,  $g_A$  ise eksenel zayıf etkileşme sabitiyle vektör zayıf etkileşme sabitinin oranıdır. Görüldüğü gibi tesir kesitine katkı eksenel vektör akımlarından gelmektedir. Baskın vektör terimlerinin tesir kesitlerine katkısı çekirdek uyarılma seviyeleri ile taban durum dalga fonksiyonlarının dikliğinden dolayı sıfırdır. Denklem (5.2) nötrino ve antinötrinolar için geçerli olduğundan nötrinolarla ilgili belirlenmiş başka ayrıcalık yoksa kullanılan formüllerde her iki parçacık için de nötrino terimi kullanılacaktır. Görüldüğü gibi tesir kesiti için güvenilir sonuçların elde edilmesi (5.2) ifadesindeki

$\left\langle f \left\| \sum_j \sigma_j t_3^j \right\| i \right\rangle$  nükleer matris elemanlarının çağdaş mikroskobik çekirdek modelleri

çerçevesinde hesaplanmasını gerektirir.

Bilindiği gibi gerçek durumlarda nötrino-çekirdek saçılma reaksiyonlarında nötrininin enerjisine bağlı olarak çift-çift çekirdeğin ( $J_i=0$ ) taban durumundan uyarılan spini ve paritesi  $K^\pi=1^+$  olan bütün seviyeler tesir kesitine katkı sağlamaktadır. Bunları göz önünde bulundurup (5.2) formülünden yararlanarak

çekirdek kolektif seviyelerinin uyarılması ile oluşan nötrino-çekirdek uyarılma tesir kesitinin genel ifadesi için (Guliyev vd., 2008, 2009)'de aşağıdaki formül elde edilmiştir:

$$\frac{d\sigma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2}{\pi} \sum_n (E_\nu - \omega_n)^2 B(GT_0, n) \quad (5.3)$$

$$\frac{d\sigma_\nu}{dE_\nu} = 1,68 \cdot 10^{-2} \sum_n (E_\nu - \omega_n)^2 B(GT_0, n) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \quad (5.4)$$

$$B(GT_0, n) = g_A^2 |\langle n | \sum_j \sigma_j t_3^j | 0 \rangle|^2 \quad (5.5)$$

Burada  $B(GT_0, n)$  nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitinin nükleer matris elemanı karesi,  $\omega_n$  ve  $|n\rangle$  sırasıyla çekirdek uyarılma enerjileri ve dalga fonksiyonlarıdır. Süpernova ve reaktör ortamında açığa çıkan nötrinoların enerjilerinin monokromatik olmaması nötrino çekirdek saçılma tesir kesitlerinin ortalama değerlerinin hesaplanmasını gerektirir. Bu durumda  $T_\nu$  sıcaklıklı Süpernova ortamında nötrino-çekirdek uyarılma integral tesir kesiti aşağıdaki gibi ifade edilmektedir

$$\bar{\sigma}_\nu(T_\nu) = \int_{\omega_1}^{E_\nu} \frac{d\sigma}{dE_\nu} n(E_\nu, T_\nu) dE_\nu / \int_0^\alpha n(E_\nu, T_\nu) dE_\nu \quad (5.6)$$

Burada  $\omega_1$  çekirdek uyarılmalarının minimum enerjisi,  $n(\varepsilon_\nu)$  ise nötrinoların enerjiye göre dağılımı veya yoğunluk fonksiyonudur. Ortama bağlı olarak nötrino yoğunluk fonksiyonu farklı biçimlere sahiptir. Örneğin,  $T_\nu$  sıcaklıklı Süpernova ortamında nötrinoların spinlerinin  $s_\nu=1/2$  olmasından Fermi-Dirac statğine uyduklarından  $n_\nu$  yoğunluk fonksiyonu aşağıdaki biçimdedir (Landau ve Lifshitz, 1980).

$$n(E_\nu, T_\nu) = \frac{4 \ln 2}{5T_\nu^3} \frac{E_\nu^2}{\exp\left(\frac{E_\nu}{T_\nu}\right) + 1} \quad (5.7a)$$

$$\int_0^\infty n(E_\nu, T_\nu) dE_\nu = 1 \quad (5.7b)$$



Bu durumda (5.7b) birimleme koşulu göz önünde bulundurulduğunda  $T_\nu$  sıcaklığındaki süpernovalarda nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitinin (5.6) integral formülü aşağıdaki şekilde ifade edilir:

$$\bar{\sigma}_\nu(T_\nu) = \int_{\omega_1}^{E_\nu} \frac{d\sigma}{dE_\nu} n(E_\nu, T_\nu) dE_\nu \quad (5.8)$$

### 5.3. Nötrino-Çekirdek Nükleer Matris Elemanları ve Lee Yaklaşımı

Tesir kesitinin (5.3) ifadesinden nötrino enerjisine göre 2. mertebeden bir polinom olduğu açıkça görülmektedir. Tesir kesitinin alan ve nükleer kısımlarının çarpımı şeklinde aşağıdaki şekilde ifade edebiliriz:

$$\frac{d\sigma}{dE_\nu} = \frac{G_F^2}{\pi} [E_\nu^2 S_0^n - 2E_\nu S_1^n + S_2^n] \quad (5.9)$$

Burada,  $S_k$  ( $k=0,1,2$ ) momentumlu  $GT_0$  toplam kurallarıdır (Bohr ve Mottelson, 1975) ve aşağıdaki şekilde belirtilmiştir:

$$S_k = \sum_n^{n_{\max}} \omega_n^k g_A^2 |\langle n | \sum_j \sigma_j t_3^j | 0 \rangle|^2 = \sum_{n=1}^{n_{\max}} \omega_n^k B(GT_0, n) \quad (5.10)$$

$$S_k^n = \sum_n \omega_n^k B(GT_0, n) \delta_{\omega_n < E_\nu} = \sum_{n=1}^{\omega_n < E_\nu} \omega_n^k B(GT_0, n) \quad (5.11)$$

Vurgulayalım ki (5.10)'da  $n$ 'ye göre toplam  $\omega_n$  uyarılma enerjilerinin maksimum değerlerine kadar devam eder. (5.11)'de ise toplam  $\omega_n < E_\nu$  ile sınırlıdır. (5.9) ifadesinden tesir kesitinin alan ve nükleer kısımlarının çarpımı şeklinde üç terimden oluştuğu görülmektedir. Buna göre tesir kesitinin nümerik değerlerinin güvenilirliği  $B(GT_0, n)$  nükleer matris elemanlarının hesaplandığı modellere çok bağlıdır. Tesir kesitlerin hesaplanmasının başka bir yolu nükleer matris elemanlarını manyetik dipol M1 deney verilerinden elde ederek hesaplanmasıdır (Lee, 1978 ve Langanke, 2004).

Görüldüğü gibi tesir kesitinin  $B(GT_{0,n})$  nükleer kısmı izovektör karakterli  $\sigma_{t_3}$  operatörün matris elemanı şeklindedir. Bilindiği gibi çift çekirdeklere  $1^+$  seviyelerinin  $\gamma$  fotonlarla uyarılma M1 geçiş operatörü spin ve orbital terimleri içeren izovektör karakterli bir büyüklüktür. Buna göre M1 operatörünün orbital kısmının spin kısmından çok çok küçük olduğu varsayıldığında M1 operatörü de nötrino-çekirdek uyarılma operatöründen bir sabit katsayı farkıyla ayrılır yani  $M1 \approx \sigma_{t_3}$ . Buradan görüldüğü gibi bu yaklaşımı kullanarak,  $\gamma$ -çekirdek saçılma reaksiyonlarında veya elektron-çekirdek saçılma reaksiyonlarında elde edilen M1 matris elemanlarını kullanarak, nötrino-çekirdek tesir kesitlerini teorik model kullanmadan değerlendirmek mümkündür. Bu yaklaşım ilk defa (Lee, 1978)'de reaktör nötrinoları ile çekirdek uyarılma olay sayılarının hesaplanmasında kullanılmıştır. Bu yaklaşım çerçevesinde Langanke ve arkadaşları tarafından  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{52}\text{Cr}$  ve  $^{50}\text{Ti}$  çekirdekleri için deneyden elde edilen  $B(M1)$  değerlerinden yararlanarak, (Langanke, 2004)'ün süpernova simülasyonlarında nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri incelenmiştir.

Tesir kesitlerinin hesaplanmasında  $B(GT_{0,n})$  nükleer matris elemanlarını  $B(M1)$  nicelikleri ile ifade eden Lee Yaklaşımı'nı uygulamak için Bölüm 3'te M1 geçişleri için elde ettiğimiz formüllerden yararlanılacaktır. Burada  $B(M1)$  geçiş ihtimali aşağıdaki şekildedir:

$$B(M1;0 \rightarrow n) = \frac{3}{4\pi} \langle n | [ \frac{1}{2} J + \mu_0 \sum_k \bar{s}_k - \sum_k t_3(k) \bar{l}_k - \mu_1 \sum_k t_3(k) \bar{s}_k ] | 0 \rangle^2 \mu_N^2 \quad (5.12)$$

Burada  $\mu_0 = (g_s^p + g_s^n - 1) / 2 = 0,38$  ve  $\mu_1 = g_s^p - g_s^n = 9,41$  ifadeleri ile verilir. Denklem (5.12)'deki birinci terim toplam açısal momentle orantılı olduğundan çekirdek seviyeleri arasındaki geçiş matris elemanlarına katkı sağlamaz. Sonraki iki terimin önündeki  $\mu_0 = 0.38$  ve 1 katsayıları izovektör spin operatörünün önündeki  $\mu_1 = 9,41$  katsayısından çok küçük olduklarından M1 geçiş ihtimaline katkıları ihmal edilebilir. Bu durumda M1 operatörünün bir izovektör olduğu açıkça görülmektedir. Böylelikle Lee yaklaşımında  $B(M1)$  uyarılma ihtimalini yaklaşık olarak aşağıdaki şekilde ifade edebiliriz:

$$B(M1;0 \rightarrow n) \approx \frac{3}{4\pi} \mu_1^2 \left| \langle n | \sum_k t_3(k) \vec{s}_k | 0 \rangle \right|^2 \mu_N^2 \quad (5.13)$$

(5.8) ifadesinden yararlanırsak

$$B(M1;0 \rightarrow n) \approx \frac{3}{4\pi} \frac{\mu_1^2}{g_A^2} B(GT_0, n)_{Lee} \mu_N^2 \quad (5.14)$$

veya  $B(GT_0, n)$  nükleer kısmının  $B(M1)$  niceliği ile ifadesi için aşağıdaki sade formülü elde ederiz:

$$B(GT_0, n)_{Lee} \approx \frac{16\pi}{3\mu_1^2} g_A^2 B(M1;0 \rightarrow n) \quad (5.15)$$

Bundan sonra eşitlik yerine  $\approx$  simgesi kullandığımız ifadelerdeki  $B(M1,0 \rightarrow n)$  değerleri  $B_{Lee}(M1;0 \rightarrow n)$  (5.13) olarak bilinmelidir. Formül (5.15)'te  $\mu_1 = g_s^p - g_s^n = 9,41$  faktörünü kullanarak  $B(GT_0, n)$ 'yi sayısal olarak  $B(M1;0 \rightarrow n)$  büyüklüğü ile aşağıdaki gibi ifade edebiliriz:

$$B(GT_0, n)_{Lee} \approx 0,1895 g_A^2 B(M1;0 \rightarrow n) \quad (5.16)$$

$B(GT_0, n)_{Lee}$  için elde ettiğimiz (5.15) ifadesini tesir kesitinin (5.3) formülünde yerine yazdığımızda

$$\left. \frac{d\sigma}{dE_\nu} \right|_{Lee} \approx \frac{16G_F^2 g_A^2}{3\mu_1^2} \sum_n (E_\nu - \omega_n)^2 B(M1, n) \quad (5.17)$$

elde edilir. Tesir kesitinin (5.17) ifadesinde  $G_w m^2 = 1.03 \cdot 10^{-5}$  ve  $\mu_1 = 9,41$  değerlerini yerine yazdığımızda

$$\left. \frac{d\sigma}{dE_\nu} \right|_{Lee} = 3.18g_A^2 \sum_n (E_\nu - \omega_n)^2 B(M1, n) 10^{-45} \text{ cm}^2 \quad (5.18)$$

ifadesini elde ederiz. Bu formülden görüldüğü gibi B(M1) için  $\mu_N^2$  birimlerinde deneyden bilinen değerleri kullanılarak nötrino-çekirdek uyarılmasının diferansiyel tesir kesiti hesaplanabilir. Sonraki bölümlerde, bölüm 4'teki QRPA metodunda  $1^+$  seviyelerinin B(M1) uyarılma ihtimalinin teorik değerlerini kullanarak Lee Yaklaşımı çerçevesinde tesir kesitleri hesaplanacaktır. Elde edilen sonuçları tam sonuçlarla (yaklaşım kullanmadan) karşılaştırarak Lee Yaklaşımı'nın hangi durumlarda kullanılamayacağını araştıracağız.

#### 5.4. Tesir Kesitlerinin Analitik İfadesi

Süpernova ortamında nötrinoların enerjilerinin monokromatik olmadığından nötrino çekirdek saçılma tesir kesitlerinin ortalama değerlerinin hesaplanmasını gerektirir. Sıcaklığı  $T_\nu$  olan süpernova ortamında nötrinoların  $n(E_\nu, T_\nu)$  yoğunluk fonksiyonu (5.7a) bağıntısı ile verilmektedir. Diferansiyel tesir kesitinin (5.9) ve yoğunluk fonksiyonunun (5.7a) ifadelerini ortalama tesir kesitinin (5.8) formülünde yerine yazarak tesir kesitinin ortalama değeri için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\bar{\sigma}_\nu(E_\nu, T_\nu) = \frac{G_F^2}{\pi} \frac{4 \ln 2}{5T_\nu^3} \int_{\omega_1}^{E_\nu} \frac{[E_\nu^2 S_0^n - 2E_\nu S_1^n + S_2^n] E_\nu^2 dE_\nu}{\exp(E_\nu / T_\nu) + 1} \quad (5.19)$$

Burada  $\omega_1$  çekirdek uyarılmalarının ilk enerjisidir. Enerjinin Korunumu Yasası'na göre; gelen nötrinoların çekirdeği uyarabilmeleri için enerjileri çekirdek uyarılma enerjilerinden büyük olmalıdır. Bu durumda tesir kesitine enerjileri  $E_\nu > \omega_n$  olan terimler katkı sağlayacaktır. Hesaplamalarımız,  $(E_\nu / T_\nu \gg 1)$  değerleri için yapıldığından ve integral altındaki fonksiyonun nötrino enerjisinin büyük değerlerinde eksponansiyel olarak sıfıra gideceğinden üst sınırı sonsuza kadar uzatabiliriz. Bu koşullarda (5.19) ifadesindeki tesir kesiti integrali  $[0, \infty]$  sınırlarında analitik olarak hesaplanabilir Dwight (1957). Buna göre, (5.19) integralini iki terime

ayırarak  $\int_{\omega_n}^{\alpha} f(E_v) dE_v = \int_0^{\alpha} f(E_v) dE_v - \int_0^{\omega_n} f(E_v) dE_v$  şeklinde yazabiliriz. Burada  $f(E_v)$ ,

formül (5.19)'daki integral altındaki fonksiyondur.  $\int_0^{\omega_n} f(E_v) dE_v$  integralinin tesir

kesitine katkısının  $\int_0^{\infty} f(E_v) dE_v$  integralin katkısından çok-küçük olduğunu

göstermişti, dolayısıyla  $\int_{\omega_n}^{\alpha} f(E_v) dE_v \cong \int_0^{\alpha} f(E_v) dE_v$  yazabiliriz. Buna göre (5.19)

integrali sıfır ile sonsuzluk arasında  $[0, \infty]$  hesaplanabilir. Bu durumda tesir kesiti için:

$$\bar{\sigma}_v(T_v) \cong \frac{G_F^2}{\pi} \frac{4 \ln 2}{5T_v^3} \int_0^{\alpha} \frac{[E_v^2 S_0 - 2E_v S_1 + S_2] E_v^2 dE_v}{\exp(E_v / T_v) + 1} \quad (5.20)$$

ifadesini yazabiliriz.  $S_0$ ,  $S_1$  ve  $S_2$  niceliklerinin ifadeleri (5.10)'da belirlenmiştir. Burada  $n$ 'ye göre toplam  $\omega_n$  uyarılma enerjilerinin maksimum değerlerine kadar devam eder.

Şimdi (5.20) ifadesini üç integral şeklinde aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$\bar{\sigma}_v = \frac{G_F^2}{\pi} [S_0 I_2(T_v) - 2S_1 I_1(T_v) + S_2 I_0(T_v)] \quad (5.21)$$

ve

$$I_k(T_v) = \frac{4 \ln 2}{5T_v^3} \int_0^{\alpha} \frac{E_v^{k+2} dE_v}{\exp(E_v / T_v) + 1} \quad (5.22)$$

$k=0,1,2$  durumunda  $I_k(T_v)$  integralleri için (Dwight, 1957)'in rehber kitabından yararlanarak aşağıdaki değerler elde edilir:

$$I_0(T_v) = \frac{4 \ln 2}{5T_v^3} \int_0^{\alpha} \frac{E_v^2 dE_v}{\exp(E_v / T_v) + 1} = 1$$

$$I_1(T_\nu) = \frac{4 \ln 2}{5T_\nu^3} \int_0^\alpha \frac{E_\nu^3 dE_\nu}{\exp(E_\nu / T_\nu) + 1} = 3.15 \cdot T_\nu \quad (5.23)$$

$$I_2(T_\nu) = \frac{4 \ln 2}{5T_\nu^3} \int_0^\alpha \frac{E_\nu^4 dE_\nu}{\exp(E_\nu / T_\nu) + 1} = 12.93 \cdot T_\nu^2$$

Sonuç olarak Süpernovaların belirli  $T_\nu$  sıcaklığında ( $E_\nu / T_\nu \gg 1$ ) nötrino-çekirdek saçılma ortalama tesir kesiti için

$$\bar{\sigma}_\nu(T_\nu) \cong \frac{G_F^2}{\pi} [12,93S_0T_\nu^2 - 6,3S_1T_\nu + S_2] \quad (5.24)$$

formülünü elde ederiz. Buradaki  $S_0$ ,  $S_1$  ve  $S_2$  toplamları mikroskobik çekirdek modelleri çerçevesinde hesaplanarak bir cetvel oluşturulabilir. Bu değerler demir ve aktinit bölgesi çekirdekleri için süperakışkan model çerçevesinde Woods-Saxon potansiyeli bazında hesaplanarak Tablo 6.2’de verilmiştir.

Süpernovaların çökmesi esnasında açığa çıkan enerjilerinin ve uygun enerji aktarılmasının (transportunu) sayısal olarak değerlendirilmesinde, nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin ortalama değerlerinin yıldızın sıcaklığına bağlı olarak değişimi ile maksimum değerlerinin bilinmesi gereklidir. Bilindiği gibi Süpernovalarda nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin hesaplanması birkaç merkezde Örneğin (Haxton, 2004, 2008, Langanke, 2004, 2010 ve Guliyev vd., 2008, 2009 gibi) yapılmaktadır. Dolayısıyla yazılması zor, yorucu ve çok maliyetli bilgisayar programlarını gerektiren bu araştırmalar elle sayılacak merkezlerde hayata geçirilmektedir. Bu tez çalışmasında ortalama tesir kesiti için elde ettiğimiz (5.24) formülü hiç bir bilgisayar koduna ihtiyaç gerektirmeden çökme evresinde olan süpernovaların belirli  $T_\nu$  sıcaklıklardaki nötrino-çekirdek ortalama tesir kesitlerinin maksimum değerlerini ve bu değerlerin yıldız sıcaklığına göre değişimini elde etmemizi sağlamaktadır.

### 5.5. Süpernova Nötrino Spektrumu

Ortama bağlı olarak nötrino yoğunluk fonksiyonu farklı biçimlere sahiptir. Örneğin, termodinamik denge durumunda olan  $T_\nu$  sıcaklıklı süpernova ortamında Fermi-Dirac statğine uyan nötrinoların yoğunluk fonksiyonu (5.7) formülü ile aşağıdaki gibi ifade edilmiştir:

$$n(E_\nu, T) = \frac{4 \ln 2}{5T^3} \frac{E_\nu^2}{\exp\left(\frac{E_\nu}{T}\right) + 1} \quad (5.7)$$

Nötrino yoğunluk fonksiyonunun maksimum değeri  $\text{Max}[n(E_\nu, T_\nu)] = n(E_\nu^{\text{max}}, T_\nu)$  için  $dn_\nu / dE_\nu = 0$  koşulundan yararlanarak

$$2 - e^{\frac{E_\nu}{T_\nu}} \left( \frac{E_\nu}{T_\nu} - 2 \right) = 0 \quad (5.25)$$

denklemini elde ederiz. Burada  $\eta = E_\nu^{\text{max}}(T_\nu) / T_\nu$  kısaltması kullanıldığında (5.25) denklemi  $\eta$  değişkeni için aşağıdaki şekilde belirli bir denklem elde ederiz

$$2 - e^\eta (\eta - 2) = 0 \quad (5.26)$$

şeklini alır. Bu denklemi çözerek  $\eta = E_\nu^{\text{max}}(T_\nu) / T_\nu = \text{sabit}$  denklemi elde edilir. Bu denklemin sayısal çözümü  $\text{sabit} = 2.177$  sonucunu verir. Buradan  $T = 1 \text{ MeV}$  değeri koyarsak  $\text{sabit} = E_\nu^{\text{max}}(T_\nu = 1 \text{ MeV})$  sonucuna varırız. Sabit  $\eta$  değerini da yerine yazdığımızda yoğunluk fonksiyonunu maksimum eden  $E_\nu^{\text{max}}(T_\nu)$  için aşağıdaki formül elde edilir:

$$E_\nu^{\text{max}}(T_\nu) = E_\nu^{\text{max}}(1) \cdot T_\nu \quad (5.27)$$

$$n(E_\nu^{\text{max}}(T_\nu)) = n(E_\nu^{\text{max}}(1)) / T_\nu$$

Görüldüğü gibi süpernova ortamında nötrino yoğunluk fonksiyonunun  $E_v^{\max}(T_v)$  maksimum enerjisi  $T_v$  sıcaklığı ile doğru orantılı iken, maksimum değeri  $T_v$  sıcaklığı ile ters orantılıdır. Nümerik hesaplamalar  $T=1$  MeV sıcaklığında yoğunluk fonksiyonunun maksimum değerinin ve  $E_v^{\max}(T_v)$  enerjisinin sırasıyla  $n(E_v^{\max}(1)) = 0,2677$  ve  $E_v^{\max}(1) = 2,2177$  MeV olduğunu göstermiştir. Bu değerleri (5.27) ifadelerinde yerine yazdığımızda

$$n(E_v^{\max}(T_v)) = 0.2667/T_v \quad (5.28)$$

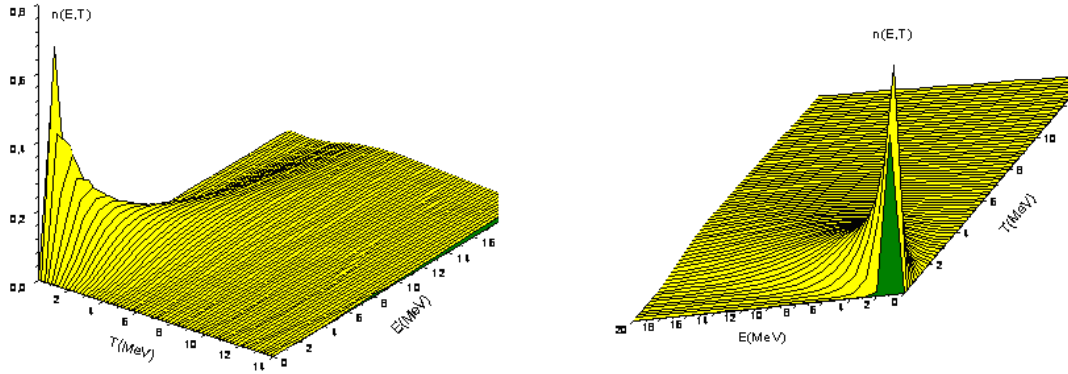
$$T_v = E_v^{\max}(T_v)/2.2177 \quad (5.29)$$

elde edilir. Görüldüğü gibi nötrino kaynaklarından gelen nötrinoların enerjiye göre dağılım fonksiyonlarının maksimum enerjisini bularak, (5.29) formülünün yardımıyla kaynağın sıcaklığını hesaplayabiliriz.

Toplam kuralları 12 MeV'den sonra doyuma uğradıklarından yola çıkarak (5.27) ifadesinden yoğunluk fonksiyonunun uygun maksimum enerjisini ve buradan  $T_v > 5.4$  MeV sıcaklığını hesaplayabiliriz.  $T$ 'nin bu sıcaklıklardan büyük değerlerinde tesir kesiti önce bir maksimum değere ulaşır sonra da  $1/T_v$  gibi azalmaya devam edecektir. Buradan görürüz ki  $T_v \approx E_v/2.2$  MeV değerlerinde tesir kesiti maksimum değerlerine ulaşır (Bkz. Şekil 5.2).

Aşağıdaki şekillerde (Şekil 5.2) süpernovaların Fermi-Dirac istatistiğine göre nötrino sayı yoğunluğunun enerjiye ve sıcaklığa göre dağılımının farklı açılardan gösterimi sunulmuştur.

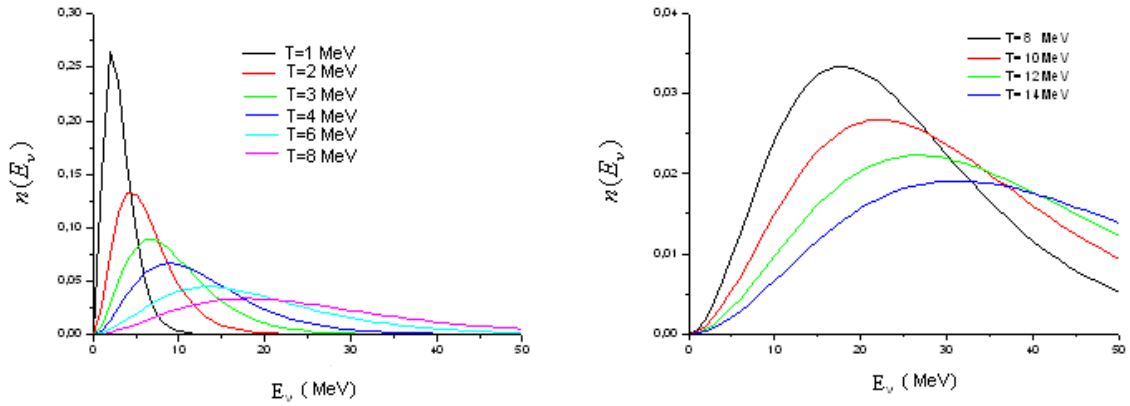




Şekil 5.2. Nötrino sayı yoğunluğunun yıldızın sıcaklığına ve enerjisine göre dağılımının farklı açılardan görünümü

Şekilden görüldüğü gibi  $T_\nu = E_\nu^{\max}(T_\nu)/2.2177$  değerlerinde yoğunluk fonksiyonu maksimum değerlerine ulaştıktan sonra  $1/T_\nu$  gibi azalmaya devam ediyor. Süpernova sıcaklığının artmasıyla yoğunluk fonksiyonunun maksimum değerinin  $T_\nu$  ile ters orantılı olarak azalması soldaki şekilden açık olarak görülmektedir. Buna karşın sağdaki şekilden görüldüğü gibi nötrino enerjilerinin artmasıyla yoğunluk fonksiyonunun maksimum değerleri eksponansiyal olarak azalır. Yoğunluk fonksiyonunun maksimum değerlerinin sıcaklığın artmasıyla yüksek enerjili bölgelere kayması açıkça görülmektedir. Bu özellik nötrino-çekirdek saçılma integral tesir kesitinin yıldız sıcaklığının artmasıyla büyümesini sağlamaktadır.

Şekil 5.3'de süpernovalarda nötrino sayı yoğunluğunun belirli sıcaklıklarda enerjiye göre dağılımının iki boyutta gösterimi verilmiştir.



Şekil 5.3. Nötrino enerji yoğunluğunun T ve E'ye bağlı olarak değişimi.

Şekil 5.3'ten enerji ve sıcaklık arttıkça nötrino enerji yoğunluğunun eksponansiyel olarak azaldığı ve eğri genişliğinin T sıcaklığı ile lineer olarak arttığı görülmektedir. Buna göre de integral tesir kesitleri, yüksek sıcaklıklarda  $n(E_\nu, T_\nu)$  yoğunluk fonksiyonunun eksponansiyel olarak azalmasına rağmen, integral tesir kesitinin karesiyle orantılı olduğundan nötrino enerjilerinin artmasıyla denklem (5.19)'dan görüldüğü gibi eksponansiyelden daha yavaş azalacaktır (Bkz. Şekil 6.2b, 6.3b ve 6.4b).

## BÖLÜM 6. DEMİR VE AKTİNİT BÖLGESİ ÇEKİRDEKLERİ

### 6.1. Giriş

Giriş bölümünde bahsettiğimiz Lee Yaklaşımı ile Kabuk Model çalışmaları deforme çekirdeklere uygulandığında eleştiriye dayanamıyorlar. Birinci yöntemde M1 operatöründe, orbital katkının spin katkıya göre çok-çok küçük olduğu varsayımı 5 MeV'e kadar enerjilerde geçerli değildir. Kullanılan varsayıma karşın bu enerjilerde tam tersine orbital katkı spin katkısından kat kat fazla olduğundan (Guliyev vd., 2010; Kuliev vd., 2000 çalışmalarında gösterilmiştir), elde edilen sonuçlar asıl tam sonuçlardan daha büyük olacaktır. İkinci yöntemdeki (Kabuk Model) çalışmaların eksik yönü bunların sınırlı tek-parçacık spektrumu kullanması ve bu yöntemin sadece  $A < 60$  olan çekirdeklerden elde edilen tesir kesitleri sonuçlarını interpolasyon yaparak orta ve ağır çekirdeklerde uygulamasıdır. Orta ve ağır çekirdeklerde kolektif uyarılmalarını mikroskobik model çerçevesinde başarıyla açıklayan yöntemlerden biri RPA Metodudur. Bu metot çerçevesinde elektrik ve manyetik dipol uyarılmaları, Fermi ve Gamow-Teller Rezonansları başarıyla açıklanmıştır.  $A < 60$  olan çekirdeklerde RPA Yaklaşımının kullanılması sofistik olmasına rağmen Guliyev vd. (2008, 2009)'da RPA yöntemini kullanarak bu çekirdekler için nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri sonuçlarını yeterince güvenilir bir şekilde elde etmiştir. Bu bölümde tez önerisi planına uygun olarak çift-çift  $^{48-52}\text{Cr}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$  ve aktinit bölgesi çekirdeklerinden  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236,238}\text{U}$  için nötrinoların saçılma tesir kesitlerini, manyetik dipol uyarılmalarını başarıyla açıklayan ve tez çalışmamızda geliştirilen model çerçevesinde hiçbir yaklaşım kullanmadan incelenmiştir. Lee Yaklaşımı kullanarak elde ettiğimiz teorik sonuçlar hiçbir yaklaşım kullanmadan elde edilen sonuçlarımızla ve (Woosley, 1990) tarafından yapılan kabuk model sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.

Son birkaç yılda süpernovalarda nötrino-çekirdek uyarılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında başarılı teorik çalışmalar yapılmıştır (Woosley, 1990 ve Bruenn, 1991). Bu çalışmalarda  $^{48-52}\text{Cr}$  ve  $^{52-60}\text{Fe}$  çekirdeklerdeki  $1^+$  uyarılmaları için çekirdek şeklinin küresel olması varsayılarak hesaplamalar yapılmıştır. Fakat  $^{48-52}\text{Cr}$  izotoplarında nötron sayıları  $24 < N < 28$  arasında,  $^{52-60}\text{Fe}$  izotoplarında ise  $26 < N < 34$  arasında değişmektedir. Bu çekirdeklerde hem nötron sayıları hem de proton sayıları kabuk ortasında olduklarından bu çekirdekler deforme biçimdedirler. Bu çekirdeklerin kuadropol momentlerine sahip olmaları da bunların deforme olmalarının bir işaretidir (Raman, 2001). Buna göre süpernovalarda nötrino-çekirdek uyarılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında güvenilir sonuçlar elde edebilmek için analitik ve nümerik hesaplamalar çekirdeklerin deforme biçimi göz önüne alınarak yapılmalıdır.

Shell Model (SM) bazında, küresel biçimi baz alarak yapılan çalışmalar çekirdekteki nükleonlar arasındaki nükleon-nükleon etkileşmeleri göz önüne alınarak yapılmıştır. (Woosley, 1990). (Langanke, 2004 ve Toivanen, 2001) çalışmalarında ise RPA çerçevesinde genişletilmiş SM kullanılarak, çekirdek ortalama alanı baz alınarak yapılmıştır. Bu çalışmalarda yalnız şematik hesaplamalar yapılarak M1 rezonansın enerjisi ve  $\sigma_t$  matris elemanları hesaplanmıştır. Bu seviyelerin bireysel olarak geçiş özelliklerinin incelenmesi ise hiç yapılmamıştır.

Bugüne kadar demir bölgesi çekirdeklerinde deforme bazda  $1^+$  seviyelerinin ve bunların esnek olmayan nötrino saçılma tesir kesitlerinin teorik olarak hesaplanmasına dair hiç bir çalışma yoktur. Deneysel olarak  $^{56}\text{Fe}$  izotopunda yapılan deneyler 4.0 MeV'e kadar düşük enerjilerde, bu izotopta deforme çekirdeklere has olan orbital karakterli  $1^+$  seviyelerinin gözlenmesi, bu bölgedeki bir çok izotopun deforme biçimde olması varsayımımızı kuvvetlendirmektedir. Bu durumu göz önünde bulundurarak tezin bu bölümünde  $1^+$  uyarılmalarının makas ve spin-titreşim modunun  $\sigma_t$  ve B(M1) güç dağılımı, esnek olmayan nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin ortalama ve diferansiyel tesir kesitleri ortalama alan potansiyeli için deforme biçim kullanılarak incelenmiştir.

Demir bölgesi çift-çift  $^{52-60}\text{Fe}$ ,  $^{48-54}\text{Cr}$  çekirdekleri ve aktinit bölgesinin  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236,238}\text{U}$  çekirdeklerinde nötrino-çekirdek uyarılmalarının tesir kesitlerinin incelenmesinde gerekli olan spin, orbital ve manyetik dipol uyarılmalarının matris elemanlarının sayısal olarak hesaplanması çekirdek kuadropol deformasyon parametrelerinin geniş bir aralığı için yapılmıştır. Tek parçacık enerjileri deforme Woods-Saxon potansiyelinden bulunmuştur (Cerkaski, 1977 ve Dudek, 1984). Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların tabanından başlayarak kesikli spektrumda ( $E_{s,p} < 0$ ) tüm enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır. Çekirdek ortalama alan potansiyelinin deformasyon parametresi  $\delta_2$  Bohr ve Mottelson (1975)'un öngördüğü gibi Raman (2001)'deki deneysel kuadropol momentlerden bulunan  $\beta_2$  deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır. Çekirdek tek parçacık enerjileri ve dalga fonksiyonları deforme Woods-Saxon potansiyeli kullanılarak elde edilmiştir. Demir bölgesi izotoplarının çiftlenim etkileşme nicelikleri ve spin etkileşme sabiti için sırasıyla  $\Delta_\tau = 12 / \sqrt{A}$  MeV ve  $\chi_{\sigma\tau} = 10 / A$  MeV değerleri kullanılmıştır (Bohr ve Mottelson, 1975).

Aktinit bölgesi çekirdekleri durumunda ise spin etkileşme parametresi için makas mod uyarılmalarının M1 niceliklerinin çalışıldığı (Guliyev vd., 2010) makalesindeki teorik B(M1) değerlerinin deney sonuçlarıyla fit edilmesinden elde edilen  $\chi_{\sigma\tau} = 40 / A$  MeV değeri kullanılmaktadır. Elektrik dipol uyarılmaları durumunda izovektör dipol-dipol etkileşmelerinin güç parametresi için  $\chi = 300A^{-5/3} \text{fm}^{-2} \text{MeV}$  değeri kullanılmıştır (Pyatov ve Salamov, 1977). Ayrıntılı bilgi kesim 6.4'te verilmiştir. İncelenen çekirdeklerin  $\Delta_\tau$  ve  $\lambda_\tau$  süper akışkan niceliklerinin hesaplanmış değerleri ve  $\delta_2$  ortalama alan deformasyon parametresi Tablo 6.1' de sunulmuştur.

Tablo 6.1. Süper akışkan modeli çiftlenim nicelikleri (MeV)ve  $\delta_2$  deformasyon parametreleri

Çekirdek	$\Delta_n$	$\lambda_n$	$\Delta_p$	$\lambda_p$	$\delta_2$
$^{52}_{26}\text{Fe}$	1.664	-12.865	1.664	-4.155	0.220
$^{54}_{26}\text{Fe}$	1.633	-11.472	1.633	-5.940	0.195
$^{56}_{26}\text{Fe}$	1.604	-10.062	1.604	-7.631	0.200
$^{58}_{26}\text{Fe}$	1.576	-8.814	1.576	-9.146	0.259
$^{60}_{26}\text{Fe}$	1.549	-7.759	1.549	-10.775	0.222
$^{48}_{24}\text{Cr}$	1.732	-13.047	1.732	-4.853	0.340
$^{50}_{24}\text{Cr}$	1.697	-11.323	1.697	-6.663	0.293
$^{52}_{24}\text{Cr}$	1.664	-9.954	1.664	-8.367	0.224
$^{54}_{24}\text{Cr}$	1.633	-8.598	1.633	-10.159	0.250
$^{232}_{90}\text{Th}$	0.670	-6.172	-0.740	-6.716	0.261
$^{236}_{92}\text{U}$	0.660	-6.358	0.860	-6.300	0.282
$^{238}_{92}\text{U}$	0.560	-6.142	0.860	-6.698	0.286

## 6.2. Demir ve Aktinit Bölgesi İzotoplarında Nötrino-Çekirdek Uyarılma Tesir Kesitlerinin Diferansiyel ve Ortalama İntegral Değerlerinin İncelenmesi

Tezin bu bölümünde makas mod uyarılmalarını başarıyla açıklayan dönme değişmez QRPA modeli Kuliev vd. (2000) çerçevesinde  $^{48-54}\text{Cr}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$  ve aktinit bölgesi  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  izotoplarından nötrinoların saçılma diferansiyel ve ortalama tesir kesitlerinin asıl ve Lee Yaklaşımı kullanılarak elde edilen sonuçları karşılaştırılarak incelemeler yapılmıştır.

Elektron nötrinoları süpernova sıcaklıklarının  $T=4-5$  MeV değerlerinde,  $\mu$  ve  $\tau$  mezon nötrinoları ise yıldız sıcaklıklarının  $T=8-10$  MeV olduğu değerlerde meydana çıkarlar. Yıldız içerisinde bu sıcaklıklarda ortaya çıkan nötrinoların ortalama enerjileri yaklaşık olarak  $E_\nu=3.15T_\nu$  bağıntısı ile ifade edilir (Woosley, 1990).

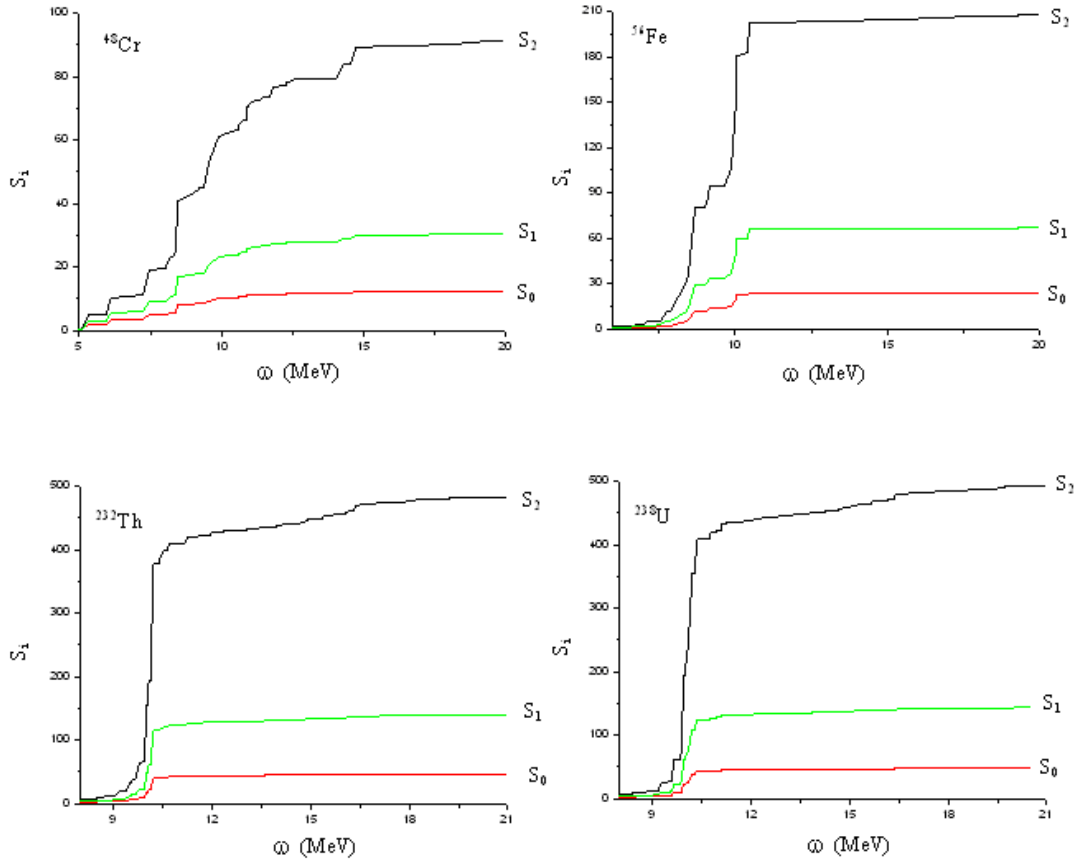
Tablo 6.2’ de demir ve aktinit bölgesi çekirdekleri için Nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin nükleer kısımlarının-  $\sum_n^{\omega_n^k} |\langle n | \sum_j \sigma_j t_3^j | 0 \rangle|^2$  nümerik değerleri süperakışkan model çerçevesinde Woods-Saxon potansiyeli bazında hesaplanarak sunulmuştur.

Tablo 6.2. Demir ve aktinit bölgesi çekirdekleri için nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin nükleer kısımlarının-  $g_A^{-2} S_k = \sum_n^{\omega_n^k} |\langle n | \sum_j \sigma_j t_3^j | 0 \rangle|^2$  nümerik değerleri.  $S_k$  fonksiyonu (5.10)’da verilmiştir

Teori	Tam Çözüm			Lee Yaklaşımı		
	$g_A^{-2} S_0$	$g_A^{-2} S_1$	$g_A^{-2} S_2$	$g_A^{-2} S_0$	$g_A^{-2} S_1$	$g_A^{-2} S_2$
$^{48}\text{Cr}$	1,22	10,31	95,25	1,33	9,89	86,37
$^{50}\text{Cr}$	1,60	14,23	135,20	1,54	12,44	114,74
$^{52}\text{Cr}$	2,00	18,90	185,92	1,72	15,27	148,78
$^{54}\text{Cr}$	2,14	20,51	205,46	1,87	16,75	166,71
$^{52}\text{Fe}$	1,88	16,17	145,14	1,73	13,93	121,78
$^{54}\text{Fe}$	2,28	20,63	192,51	1,97	17,01	156,41
$^{56}\text{Fe}$	2,44	22,57	215,65	2,10	18,63	176,46
$^{58}\text{Fe}$	2,35	21,86	212,00	2,15	18,80	180,16
$^{60}\text{Fe}$	2,34	21,83	214,29	2,10	18,69	182,21
$^{232}\text{Th}$	4,69	47,53	504,74	5,98	45,90	446,66
$^{236}\text{U}$	4,63	46,07	479,19	5,96	45,15	426,22
$^{238}\text{U}$	4,81	48,33	505,77	6,26	48,27	460,79

Tablo 6.2’ den görüldüğü gibi  $S_k$  toplamları  $k$  arttıkça yaklaşık  $S_k \approx 10^k S_0$  gibi artar. Tablo 6.2’deki  $S_k$  toplamlarının nümerik değerlerinden yola çıkarak diferansiyel (5.9) ve integral (5.19) tesir kesitlerinin incelenmesi tesir kesitlerine esas katkının küçük enerjilerde  $S_2$  toplamından, yüksek enerjilerde ( $E_\nu > 25 \text{ MeV}$ ) ise  $E_\nu^2 S_0$  teriminden geldiğini göstermiştir. Buna göre 25 MeV’ den büyük enerjilerde diferansiyel tesir kesitleri enerjinin karesi ile parabol şeklinde artacaktır (Bkz. Şekil 6.2). Diferansiyel tesir kesitinden farklı olarak ortalama tesir kesitinin (5.19) ifadesindeki integral altındaki kesrin paydasının enerjiye göre eksponansiyel olarak artması tesir kesitini sonlu bir değere yaklaştırır.

Şekil 6.1’de  $^{48}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{236}\text{U}$  çekirdeklerinde (5.11) formülüne uygun olarak  $S_k^n(\omega_n)$  ( $k=0,1,2$ ) toplamalarının enerjiye göre kademeli olarak artış diyagramları gösterilmiştir. Şekilde  $S_0$  toplamaları 10 kat,  $S_1$  toplamaları ise 3 kat büyütülmüştür.



Şekil 6.1.  $^{48}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{236}\text{U}$  çekirdeklerinde  $S_k(k=0,1,2)$  toplamalarının enerjiye göre kademeli olarak artış diyagramları. Şekilde  $S_0$  toplamı 10 kat,  $S_1$  toplamı ise 3 kat büyütülmüştür.

Bu şekillerden görüldüğü gibi bütün incelenen çekirdekler için tesir kesitindeki  $S_0$ ,  $S_1$  ve  $S_2$  fonksiyonları 7-12 MeV arasında hızla artarak doyuma ulaşırlar. Buradan görüldüğü gibi 10 MeV’den çok büyük enerjilerde  $S_k$  fonksiyonlarının tesir kesitine katkıları nötrino enerjisi arttıkça artarak en büyük değere ulaşacaktır. Yüksek enerjili nötrinolar ( $E_\nu > 12$  MeV) integral tesir kesitine (denklem (5.19)) en büyük katkı sağlayan rezonans seviyelerini uyarmaktadırlar. Görüldüğü gibi tesir kesitlerine en büyük katkı nötrino enerjisinin yoğunluk fonksiyonunun toplam  $B(\text{GT}_{0,n})$  ihtimalinin doyum enerjisinden ( $E_\nu > 12$  MeV) büyük enerjilerde olacaktır.



Bundan sonraki kesimlerde her bir bölge (demir, krom ve aktinit) izotopları için aldığımız sonuçlar ayrı-ayrı ele alınmış ve bu sonuçlar Lee Yaklaşımı sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

### 6.2.1. Demir izotoplarının ortalama ve diferansiyel tesir kesitlerinin sayısal sonuçları

Burada her bir çekirdek için tesir kesitlerinin değeri süpernovaların belirli  $T_v$  sıcaklıklarında nötrinolar ve antinötrinoların  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  ve  $\nu_\tau$  tiplerine göre ortalananak nükleon başına düşen ortalama değerleri Woosley (1990)'e uygun olarak aşağıdaki gibi belirledik

$$\bar{\sigma}_A = \frac{1}{2} \frac{1}{A} [\langle \sigma_\nu \rangle + \langle \sigma_{\bar{\nu}} \rangle] \quad (6.2.1)$$

Tablo 6.3'de  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için elektron,  $\mu$ -mezon,  $\tau$ -mezon nötrinoları ve bunların anti parçacıklarının, süpernovaların değişen sıcaklıklarında ve bunlara karşı gelen uygun enerjilerinde hesaplanan saçılma diferansiyel ve nükleon başına düşen ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_A$ ) tam sonuçları ile Lee Yaklaşımı sonuçlarının karşılaştırılması verilmiştir.

Tablo 6.3. Süpernovanın farklı sıcaklıklarında  $^{56}\text{Fe}$  izotopları için elektron,  $\mu$ -mezon,  $\tau$ -mezon nötrinoları ve antileri için uygun enerjilerde diferansiyel ( $d\sigma/dE_\nu$ ) ve nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_A$ ) tam ve Lee Yaklaşımı sonuçlarının karşılaştırılması

T, MeV	$\nu_i$	$E_\nu$	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$			$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
			QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$4.06 \cdot 10^{-4}$	$5.67 \cdot 10^{-3}$	13.96	$2.42 \cdot 10^{-5}$	$3.46 \cdot 10^{-4}$	14.3
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.297	0.461	1.55	$1.62 \cdot 10^{-2}$	$3.93 \cdot 10^{-2}$	2.43
5	$\nu_\mu$	16	3.095	3.099	1.001	0.363	0.418	1.15
8	$\nu_\tau$	26	18.36	16.67	0.91	3.2	3.02	0.944
8	$\nu_\tau$	50	107.9	94.82	0.88	19	17	0.89

LY ve tam sonuçlarının oranı (R) Tablo 6.3'de 6. ve 9. sütunlarda gösterilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi yüksek enerjilerde ( $E_\nu > 15$  MeV) tesir kesitlerinin tam ve yaklaşım sonuçları nötrinoların enerjileri artıkça birbirine yaklaşır. Fakat süpernovaların düşük sıcaklıklarına ( $T_\nu \leq 4$  MeV) karşı gelen enerjilerde ( $E_\nu < 11$  MeV) Lee Yaklaşımı sonuçlarının tam çözüm sonuçlarından görülebilir derecede çok büyük olduğu anlaşılmaktadır. Bu durum Lee Yaklaşımı'nın  $T_\nu \leq 4$  MeV sıcaklıklardaki süpernovalara uygulanmasının geçersiz olduğunu göstermektedir. Tablodan görüldüğü gibi süpernovaların düşük sıcaklıklarına ( $T_\nu \leq 5$  MeV) karşı gelen enerjilerde ( $E_\nu < 11$  MeV) diferansiyel ve integral tesir kesiti değerlerinin LY sonuçlarının tam çözüm sonuçlarından çok fazla olduğu anlaşılmaktadır ( $R \approx 14$ ). Daha yüksek enerjilerde ise bu fark azalmaktadır. Bu durum Lee Yaklaşımı'nın  $T_\nu \leq 4$  MeV sıcaklıklı süpernovalara uygulanmasının geçersiz olduğunu göstermektedir. Yıldız sıcaklığının ve nötrino enerjilerinin artmasıyla tesir kesitlerinin de sert bir şekilde artış gösterdiği tablodan açık olarak görülmektedir. Sıcaklık ve enerjinin daha büyük değerlerinde bu artış yavaşlamaktadır. Örneğin  $T=5$  MeV sıcaklığında enerjinin 11 MeV'dan 16 MeV'a yükselmesi tesir kesitinin 22 kat artmasına neden olur. Diğer yandan  $T=8$  MeV sıcaklığında tesir kesitlerinin 26 ve 50 MeV enerjilerdeki değerlerinin oranı her iki teori için yaklaşık 6 kattır.

Bu konu ile ilgili önceden Kabuk Modeli çerçevesinde (Woosley, 1990) enerjisi  $E=150$  MeV olan nötrinolar için elde edilmiş teorik sonuçlar mevcut olduğundan, çalışmamızda nötrino enerjisi 150 MeV alınarak her bir çekirdek için tesir kesitlerinin değeri süpernovaların belirli  $T_\nu$  sıcaklıklarında ( $T=4-12$  MeV) nötrinolar ve antinötrinoların  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  ve  $\nu_\tau$  tiplerine göre ortalananak nükleon başına düşen ortalama değerleri (6.1) ifadesi kullanılarak hesaplanmıştır. Aşağıdaki Tablo 6.4'te  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği ele alınarak Lee Yaklaşımı'nda elde ettiğimiz sonuçlarımız, tam QRPA ve Kabuk Modeli (Woosley, 1990) sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

Tablo 6.4. Süpernovaların belirli  $T_\nu$  (MeV) sıcaklıklarında  $^{56}\text{Fe}$  için nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin nötrino ve antinötrinoların  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  ve  $\nu_\tau$  tiplerine göre ortalanarak nükleon başına düşen  $\bar{\sigma}_A(E_\nu)$  ortalama değerlerinin farklı yaklaşımlarda karşılaştırılması ( $10^{-42}$  cm<sup>2</sup> birimlerinde ve  $E_\nu=150$  MeV)

$T_\nu$	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.194	0.702	1.559	2.770	4.318
Lee Yaklaşımı	0.183	0.632	1.387	2.443	3.793
Woosley,1990	0.162	0.646	1.330	2.180	3.170
R	0.943	0.900	0,890	0,882	0,878

Tablo 6.4'teki tam sonuçlar ortalama tesir kesiti için (4.19) formülü üzerinden QRPA yöntemi çerçevesinde elde edilmiştir. Lee Yaklaşım sonuçları ise nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin (4.18) ifadesinde teorik B(M1) değeri kullanılarak hesaplanmıştır. Woosley (1990) sonuçları sınırlı kabuk model spektrumu kullanılarak elde edilmiştir.

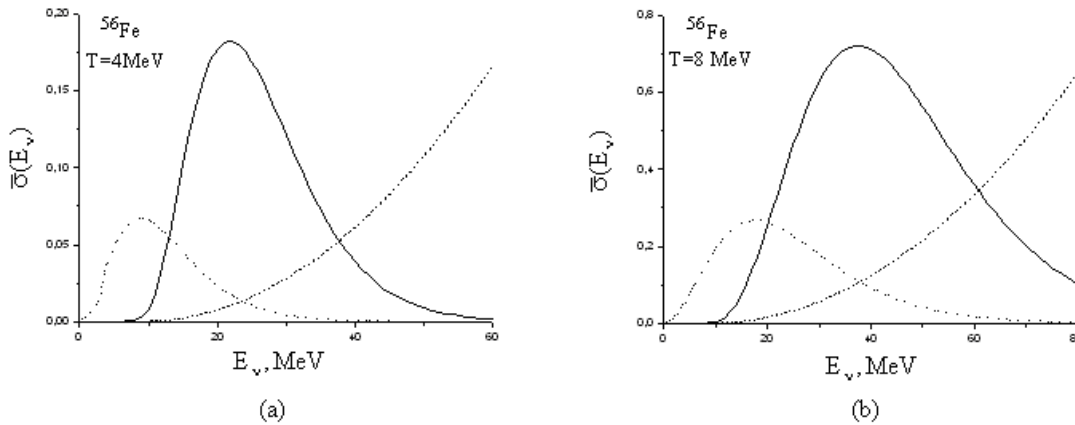
Tablo 6.4'ten çok büyük enerjilerde ( $E_\nu=150\text{MeV}$ ) Lee Yaklaşımı'nda ortalama integral tesir kesiti değerlerinin tam çözüm sonuçlarından küçük olduğu görülmektedir ( $R<1$ ). Daha yüksek sıcaklıklarda bu fark %7 kadar azalmaktadır. Bu durum Lee yaklaşımının % 7 hassaslıkla yalnız büyük enerjilerde yaklaşık olarak geçerli olduğunu göstermektedir.

Tablo 6.3' teki sonuçların incelenmesi, nötrino enerjilerinin 50 MeV'den küçük olduğu deforme çekirdeklerde Lee Yaklaşımının (%10'dan büyük hata ile) başarısız olduğunu göstermiştir. Tablo 6.4'ten tam QRPA sonuçlarımızın Kabuk Model Woosley (1990) sonuçlarıyla uyum içinde olduğu görülmektedir. Bu uyum nötrino-çekirdek saçılma reaksiyonlarının incelenmesinde QRPA yönteminin önemini göstermektedir.

Şekil 6.2a'da süpernova ortamının  $T_\nu=4$  MeV ve Şekil 6.2b'de ise  $T_\nu=8$  MeV olduğu sıcaklıklarda nötrino-çekirdek uyarılmalarının  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu, T_\nu)$  ortalama integral tesir kesiti (sürekli çizgi), yoğunluk fonksiyonu  $n(E_\nu, T_\nu)$  (kesikli çizgi),diferansiyel tesir

kesiti  $d\sigma/dE_\nu$  (noktalı çizgi) verilen integral altı fonksiyonlarının, nötrinin  $E_\nu$  enerjisine göre dağılımı verilmiştir.

Diferansiyel tesir kesitinin nötrino enerjisine göre ikinci mertebeden bir polinom olduğu (5.9) ifadesinden açıkça görülmektedir. Ortalama tesir kesitinin (5.8) ifadesinin incelenmesi integral altındaki (5.7a) ile verilen  $n(E_\nu, T_\nu)$  yoğunluk fonksiyonundan dolayı tesir kesitinin maksimum değeri yıldız sıcaklığına bağlı olarak hızla artmaktadır. Diferansiyel tesir kesitinin (5.9) ifadesi enerjiye göre ikinci dereceden parabolik olarak artmasına rağmen ortalama tesir kesiti, yoğunluk fonksiyonunun eksponansiyel olarak azalmasından dolayı belirli sıcaklıklarda  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$  azalarak sonlu bir değere yaklaşır. Şekillerden görüldüğü gibi yıldızın sıcaklığı arttıkça bu azalmanın hızı yavaşlar.



Şekil 6.2. Süpernovaların  $T_\nu=4$  MeV (a) ve  $T_\nu=8$  MeV (b) sıcaklıklarında  $^{56}\text{Fe}$  için  $n(E_\nu, T_\nu)$  yoğunluk fonksiyonunun (kesikli çizgiler), nötrino-çekirdek saçılmasının  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$  ortalama tesir kesiti (sürekli çizgiler) ve  $d\sigma/dE_\nu$  diferansiyel kesitlerinin ( $10^{-42}$   $\text{cm}^2$  birimlerinde, noktalı çizgiler) nötrino enerjisine göre dağılımı. Şekil (a)'da  $d\sigma/dE_\nu$  değerleri  $10^{-3}$  ile, Şekil (b)'de ise  $n(E_\nu, T_\nu)$  değerleri 8,  $d\sigma/dE_\nu$  değerleri de 500 ile çarpılmıştır

Şekil 6.2'deki tesir kesitlerinin (sürekli çizgiler) ve yoğunluk fonksiyonlarının (kesikli çizgiler) karşılaştırılması sonucunda tesir kesitleri ve yoğunluk fonksiyonlarının nötrino spektrumunun belirli yerlerinde maksimumlara sahip oldukları görülür. Bu maksimumlar  $T_\nu$  sıcaklığın artmasıyla spektrumun yüksek enerjili kısmına kaymaktadır. Örneğin  $T_\nu=4$  MeV'de (Şekil 6.2a) yoğunluk ve tesir

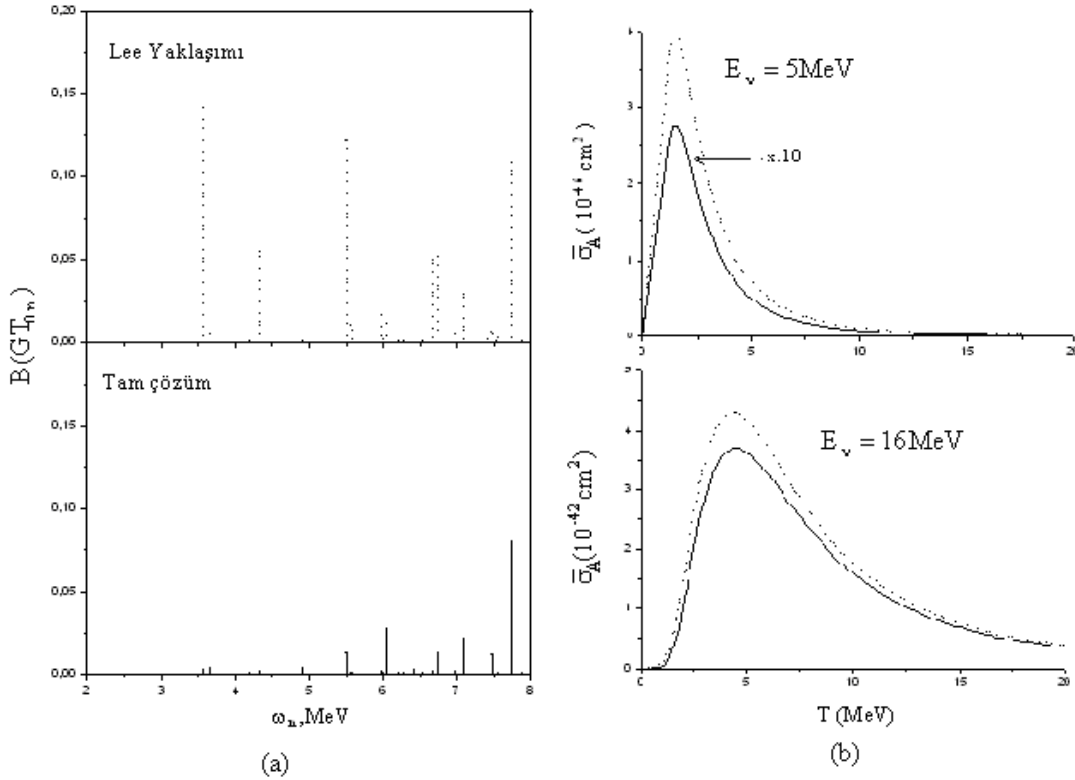
kesitinin maksimum değerleri sırasıyla 8.8 MeV ve 22 MeV enerjilerine isabet etmektedir. Şekil 6.2b'den görüldüğü gibi sıcaklık iki kat arttığında bu maksimumlar sırasıyla 17.7 MeV ve 38.8 MeV enerji değerlerine kaydığı ve tesir kesitlerinin spektrumun küçük enerjili kısımlarında sert bir şekilde azaldığı görülmektedir. Sıcaklığın artmasıyla tesir kesiti ve yoğunluk fonksiyonu eğrilerinin kapladığı alan da genişlemektedir. Şekil 6.2'den açıkça görüldüğü gibi belirli bir sıcaklıkta nötrino enerjilerinin artmasıyla tesir kesitleri azalarak sıfır değerine yaklaşmaktadır. Bu sonuç nötrino-çekirdek uyarılma integral tesir kesitlerinin enerjinin artmasıyla sonlu bir değere yaklaştığını gösterir.

Şekil 6.1'den görüldüğü gibi tesir kesitinin (5.8) ifadesindeki  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  fonksiyonları 7-12 MeV arasında hızla artarak doyuma ulaşırlar. Buradan görüldüğü gibi 10 MeV'den çok büyük enerjilerde  $S_k$  fonksiyonlarının tesir kesitine katkıları nötrino enerjisi arttıkça artarak en büyük değere ulaşacaktır. Büyük enerjili nötrinolar ( $E_\nu > 12$  MeV) tesir kesitine en büyük katkı sağlayan rezonans seviyelerini uyarılmaktadır. Görüldüğü gibi tesir kesitlerine en büyük katkı nötrino enerjisinin yoğunluk fonksiyonunu maksimum yapan  $E_\nu^{\max}$  değerlerinden ve  $S_k$  fonksiyonlarının doyum enerjisinden büyük değerlerinden gelmektedir ( $E_\nu > 12$  MeV). Buradan hareketle yoğunluk fonksiyonunun maksimum enerjisinin (5.29) formülünden yararlanarak nötrinoların belirli enerjileri için tesir kesitinin maksimum olacağı süpernova sıcaklığı hesaplanabilir. Toplam kuralları 12 MeV'den sonra doyuma uğradığını göz önünde bulundurduğumuzda (5.29)'dan ( $T_\nu = E_\nu^{\max}(T_\nu) / 2.2177$ )  $E_\nu^{\max}(T_\nu) > 12$  MeV enerjili nötrinoları salan süpernovaların sıcaklıkları için  $T_\nu > 5.4$  MeV değeri elde edilir.  $T_\nu$ 'nin artmasıyla yoğunluk fonksiyonu maksimum değerine ulaştıktan sonra (5.28) formülüne uygun olarak  $1/T_\nu$  gibi azalmaya devam edecektir (Bkz. Şekil 5.3). Buna benzer özelliği tesir kesitleri de taşımaktadır (Bkz. Şekil 6.3b ve Şekil 6.4b).

Teorik Kuliev vd. (2000) ve deneysel Richter (1995) veriler deforme çekirdeklerde B(M1) ihtimallerine orbital katkının spin katkılardan çok büyük olduğunu göstermiştir. Demir bölgesi çekirdeklerinde B(M1) geçiş ihtimaline spin ve orbital

katkıların büyüklüğünü tespit etmek için,  $^{52-60}\text{Fe}$  ve  $^{48-52}\text{Cr}$  izotoplarında  $B(GT_0, n)$  ihtimallerinin Lee Yaklaşımı ve tam çözüm sonuçlarının uyarılma enerjilerine göre dağılımı 2 ve 8 MeV enerji aralığında araştırıldı. Yapılan incelemeler (Guliyev vd., 2008, 2009) demir bölgesi çekirdeklerinde de düşük enerjilerde  $B(M1)$  geçiş ihtimaline orbital katkının spin katkısından çok büyük olduğunu göstermiştir.

Şekil 6.3'te  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeğinde  $B(GT_0, n)$  uyarılma ihtimalinin Lee Yaklaşımı ve tam çözüm sonuçlarının  $\omega_n$  uyarılma enerjilerine göre (Şekil 6.3a), nötrinolarının bu değerlere uygun  $\bar{\sigma}_A$  saçılma ortalama tesir kesitlerinin  $T_\nu$  sıcaklığına göre dağılımı ise (sağdaki şekillerde) gösterilmiştir.



Şekil 6.3.  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeğinde tam çözüm (sürekli çizgi) ve Lee Yaklaşımı (kesikli çizgi) çerçevesinde,  $B(GT_0, n)$  uyarılma ihtimalinin  $\omega_n$  enerjisine ve ortalama tesir kesitlerinin nötrino enerjilerinin  $E_\nu=5 \text{ MeV}$  ve  $16 \text{ MeV}$  değerlerinde  $T_\nu$  sıcaklığına göre dağılımı.

Şekil 6.3a'da üstteki şekilde  $B(GT_0, n)$  büyüklüğünün LY değerleri, alttaki şekilde ise tam çözüm değerleri verilmiştir. Şekil 6.3b'de ise LY sonuçları kesikli çizgilerle ve tam çözüm sonuçları ise sürekli çizgilerle gösterilmiştir. Şekil 6.3a'dan  $^{56}\text{Fe}$

izotopunda da düşük enerjilerde orbital katkının spin katkısından çok büyük olduğu görülmektedir. Hesaplamalarımız sonucu  $^{56}\text{Fe}$  izotopunda 8 MeV'e kadar enerjilerde  $B(\text{GT}_{0,n})$  ihtimalinin enerji ağırlıksız toplamları için  $S_{\text{Lee}}=\Sigma B(\text{GT}_{0,n})=0.64$  ve  $S_{\text{Tam}}=\Sigma B(\text{GT}_{0,n})=0.19$  değerleri elde edilmiştir. Buradan Lee Yaklaşımının toplam  $B(\text{GT}_{0,n})$  büyüklüğü için tam çözüm sonuçlarından 3.4 kattan daha fazla değer verdiği açıkça görülmektedir. 28 MeV'e kadar enerjilerde  $S_{\text{Lee}}=\Sigma B(\text{GT}_{0,n})=3.3$  ve  $S_{\text{Tam}}=\Sigma B(\text{GT}_{0,n})=1.92$  elde edilmiştir. Bu durumda ise LY sonuçları tam çözüm sonuçlarından 1.7 kat fazladır.

Çok düşük ve çok yüksek sıcaklıklarda LY sonuçlarının tam çözüme yaklaşması büyük enerjilerde ( $E_\nu > 11 \text{ MeV}$ ) her iki tesir kesitinin hızla azalmasından kaynaklanmaktadır. Çekirdeğin küçük enerjili nötrinolarla uyarılması durumunda tesir kesitlerinin küçülmesinin esas nedeni ise uyarılan seviyelerin enerjilerinin M1 rezonansını oluşturan seviyelerin enerjilerinden küçük olmaları ve buna göre de tesir kesitlerine gelen katkıların azalmasıdır. Bundan dolayı tesir kesitlerinin küçük enerjilerdeki değerleri yüksek enerjilerdeki değerlerinden de çok çok küçüktür.

Şekil 6.3b'den görüldüğü gibi  $T_\nu=10 \text{ MeV}$ 'a kadar sıcaklıklarda Lee Yaklaşımı tesir kesitleri için olduğundan fazla değer vermektedir. Şekil 6.3b'de üstteki şekilde verilen eğriler  $E_\nu=5 \text{ MeV}$  enerjili nötrinolar için, alttakiler ise 16 MeV enerjili nötrinolar için çizilmiştir. Üstteki şekil düşük enerjili nötrinolar durumunda ( $E=5 \text{ MeV}$ ) tesir kesitlerinin yaklaşım sonuçlarının tam çözüm sonuçlarından yaklaşık 20 kat büyük olduğunu göstermektedir. Altteki şekilde ise nötrino enerjisinin artmasıyla bu farkın azalarak 1.5 kattan daha küçük olduğu görülmektedir. Bu farkın azalmasının esas nedeni ise her iki metotta nötrino enerjisinin M1 rezonans enerjilerinden büyük olması nedeniyle tesir kesitlerine daha çok çekirdek seviyelerinden katkı gelmesidir. Bunun sonucu olarak yüksek enerjilerdeki tesir kesitleri düşük enerjilerdeki tesir kesitlerinden büyük olur. Örneğin tesir kesitlerinin Tablo 6.3'deki  $E_\nu=11 \text{ MeV}$  ve  $E_\nu=16 \text{ MeV}$ 'deki değerlerinden yararlanırsak tesir kesitlerinin oranı için  $\bar{\sigma}(16 \text{ MeV})/\bar{\sigma}(11 \text{ MeV})=22,4$  elde ederiz. Ayrıca tesir kesitlerinin daha soğuk sıcaklıklardaki ( $T=2 \text{ MeV}$ ) değerleri  $T=8 \text{ MeV}$  sıcaklıktaki değerleriyle karşılaştırıldığında büyük enerjilerdeki tesir kesiti değerlerinin küçük

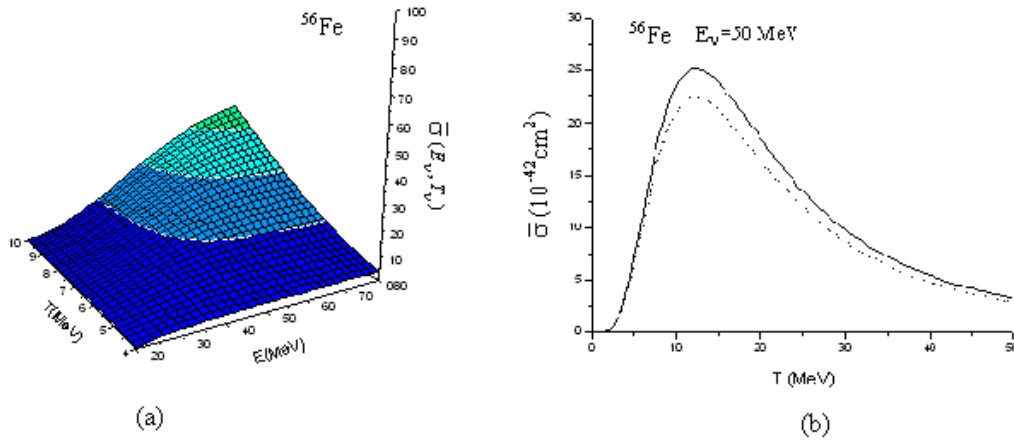
enerjilerdeki tesir kesiti değerlerinden  $10^4$ - $10^5$  kat daha büyük olduğu Tablo 6.3 ve Şekil 6.3b'den de açıkça görülmektedir.

$E_\nu=11$  MeV enerjide tesir kesitine LY metodundan gelen hata oranı %59 olduğu halde,  $E_\nu=16$  MeV enerjide bu oran %13 tür. Buna göre yüksek enerjilere doğru gittikçe, LY ve tam çözüm sonuçlarının birbirinden farkı düşük enerjidekilere kıyasla azalır. Ayrıca nötrinoların enerjilerinin artmasıyla nötrino yoğunluğunun maksimum enerjisinin  $T_\nu$  ile orantılı olarak yüksek enerjilere kayması, düşük enerjili nükleer matris elemanlarının tesir kesitine katkılarını da azaltmaktadır. Şekil 6.3b'den görüldüğü gibi  $T_\nu>10$  MeV sıcaklıklarda LY ve tam çözüm sonuçları birbirine yaklaşmaktadır. Böylelikle yüksek sıcaklıklarda orbital matris elemanlarının tesir kesitine katkılarının azalmasından dolayı tesir kesitlerinin LY ve tam çözüm sonuçlarının uyumlu oldukları görülmektedir. LY sonuçlarının tam çözümden fazla vermesinin bir diğer nedeni de düşük enerjili M1 uyarılmalarına orbital ve spin katkılarının yapıcı olmalarından kaynaklanır. İncelemeler yüksek enerjilerde B(M1) değerlerine söz konusu katkılarının yıkıcı olduğunu göstermektedir. Orbital katkılarının düşük enerjilerde yapıcı ve yüksek enerjilerde ise yıkıcı olduğu ağır deforme çekirdeklerde de görülmüştür (Nojarov vd.,1988, 1993 ve Kuliev vd., 2000).

Süpernova patlamaları sonucunda nötrino enerjisinin çok yüksek ( $\approx 50$  MeV) değerinde  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için  $\bar{\sigma}_\nu$  ortalama tesir kesitlerinin  $T_\nu$  sıcaklığına bağlı olarak değişimi Şekil 6.4'da gösterilmiştir.

Şekil 6.4'da  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeğinde Süpernova ortamında  $\bar{\sigma}_A$  ortalama tesir kesitinin Süpernovanın sıcaklığına ve nötrinoların enerjisine göre dağılımı 3 boyutlu olarak verilmiştir (soldaki şekil). Özel bir durum olarak 50MeV enerjili nötrinoların tesir kesitinin  $T_\nu$  sıcaklığına bağlı olarak değişimi gösterilmiştir sağdaki şekil).





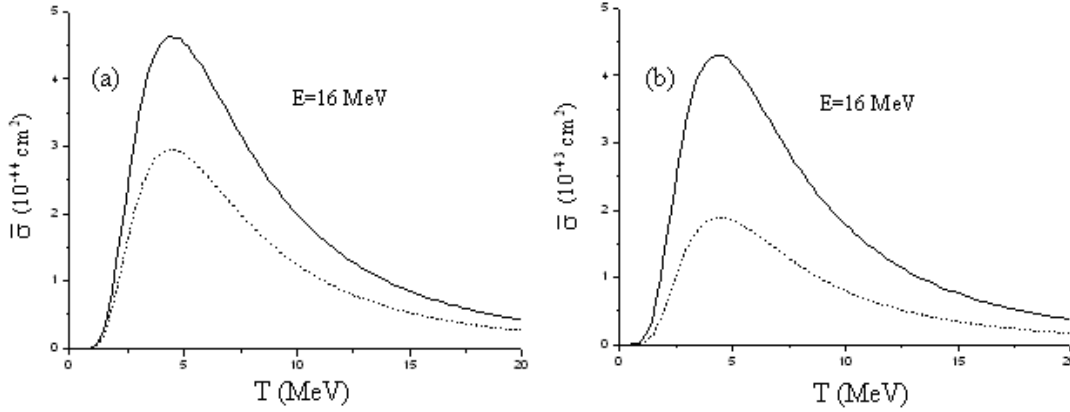
Şekil 6.4. (a) Süpernova ortamında  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeğinde  $\bar{\sigma}_\nu$  ortalama tesir kesitinin yıldız sıcaklığına ve nötrinoların enerjisine göre 3 boyutlu dağılımıdır. Burada  $\bar{\sigma}(E_\nu, T_\nu)$  değerleri dik eksenle verilir, (b) 50 MeV enerjili nötrinoların tam çözüm (sürekli çizgi) ve LY (kesikli çizgi) metotları ile hesaplanan ortalama tesir kesitlerinin  $T_\nu$  sıcaklığına bağlı olarak değişimi

Nötrino-çekirdek uyarılma tesir kesiti (5.8) ifadesinden görüldüğü gibi  $T_\nu$  ve  $E_\nu$  büyüklüklerine bağlıdır. Bunlardan biri yıldızın sıcaklığı, diğeri ise nötrinoların enerjisidir. Tesir kesitinin bu niceliklerin değişimine bağlılığını açıkça ifade etmek için Şekil 6.4a'da  $\bar{\sigma}(E_\nu, T_\nu)$ 'nin üç boyutlu resmi gösterilmiştir. Üç boyutlu resmin tesir kesitinin enerjiye ve sıcaklığına göre değişiminin aynı anda görsel incelenmesi açısından daha bilgi verici olduğu iyice görülmektedir. Özel bir durum olarak 50 MeV enerjili nötrinoların tesir kesitinin  $T_\nu$  sıcaklığına bağlı olarak değişimi Şekil 6.4b'de verilmiştir.

Şekil 6.4b'den görüldüğü gibi Lee Yaklaşımı 26 MeV enerjilerden yüksek enerjilerde tam sonuçlara daha yakın ama olduğundan küçük değerler verir. Bu durum yüksek enerjilerde B(M1) değerlerine orbital ve spin katkıların yıkıcı olmasından kaynaklanmaktadır. Bunun sonucu olarak Lee Yaklaşımı düşük enerjili nötrinolar durumunun tam tersi olarak yüksek enerjilerde tesir kesitleri için tam çözüm sonuçlarından daha küçük değerler vermektedir.

Araştırmalarımız K=0 durumunda B(M1) değerine spin ve orbital katkılarının birbirlerini sönmüleyici yani dağıtıcı etkisinin olduğunu ve tüm incelenen

çekirdeklerde  $K=1$  uyarılmalarının integral tesir kesitlerine katkılarının  $K=0$  uyarılmalarının katkılarından yaklaşık 2 kat fazla olduğunu göstermiştir (Bkz. Şekil 6.5).



Şekil 6.5 İntegral tesir kesitlerinin tam (a) ve Lee Yaklaşımı (b) çerçevesindeki değerlerinin süpernovaların  $T$  sıcaklıklarına göre dağılımları. Burada sürekli çizgi  $K=1$  durumlarına kesikli çizgiler ise  $K=0$  durumlarına karşı gelmektedir.

Diğer demir izotopları için de  $^{56}\text{Fe}$  izotopundaki benzer sonuçlar elde edilmiş ve bu izotoplar ile ilgili tablolar ve şekiller de Ek A , Ek C ve Ek D’de sunulmuştur.

### 6.2.2. Krom izotoplarının ortalama ve diferansiyel tesir kesitleri

Tez çalışmamızın bu kısmında demir bölgesi çekirdeklerinden  $^{48-52}\text{Cr}$  izotoplarının  $B(GT_0, n)$  ihtimalleri, diferansiyel ve ortalama tesir kesitleri QRPA çerçevesinde LY ve tam çözüm metodları kullanılarak hesaplanmıştır. Süpernova ortamının farklı sıcaklıklarında nötrino-çekirdek uyarılmalarının  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu, T_\nu)$  integral tesir kesitleri ile onların integral altı fonksiyonları olan  $n(E_\nu, T_\nu)$  nötrino enerji yoğunluklarının ve  $d\sigma/dE_\nu$  diferansiyel tesir kesitlerinin  $E_\nu$  nötrino enerjilerine göre dağılımları da incelenmiştir. Bu kesim de bir örnek olarak sadece  $^{48}\text{Cr}$  izotopu için sayısal hesaplamalar sunulacak olup diğer Cr izotopları ile ilgili araştırmalarımız ise Ek A, C ve D’de verilmiştir.

Süpernovanın farklı sıcaklıklarında  $^{48}\text{Cr}$  izotopları için elektron,  $\mu$ -mezon,  $\tau$ -mezon nötrinoları ve onları antileri için uygun enerjilerde diferansiyel ( $d\sigma(E_\nu)/dE_\nu$ ) ve nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_\nu$ ) tam ve LY sonuçlarının karşılaştırılması Tablo 6.5'te verilmiştir.

Tablo 6.5. Süpernovanın farklı sıcaklıklarında  $^{48}\text{Cr}$  izotopu için elektron,  $\mu$ -mezon,  $\tau$ -mezon nötrinoları ve antileri için uygun enerjilerde diferansiyel ( $d\sigma(E_\nu)/dE_\nu$ ) ve nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_A$ ) tam ve LY sonuçlarının karşılaştırılması

			$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$			$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
$T, \text{MeV}$	$\nu_i$	$E_\nu$	QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$	10.04	$2.3 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	10.44
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.39	0.72	1.86	$3.1 \cdot 10^{-2}$	$7.0 \cdot 10^{-2}$	2.26
5	$\nu_\mu$	16	2.09	2.92	1.40	$3.0 \cdot 10^{-1}$	$4.8 \cdot 10^{-1}$	1.60
8	$\nu_\tau$	26	10.31	12.55	1.22	1.930	2.50	1.30
8	$\nu_\tau$	50	56.67	64.55	1.14	10.4	12.40	1.2

Diferansiyel ve ortalama tesir kesitleri için LY sonuçlarının QRPA çerçevesindeki tam sonuçlarımıza oranı (R) Tablo 6.5'te 6. ve 9. sütunlarda sırasıyla gösterilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi yüksek enerjilerde ( $E_\nu > 15 \text{ MeV}$ ) tesir kesitlerinin tam ve LY sonuçları nötrinoların enerjileri arttıkça birbirine yaklaşmaktadır. Fakat süpernovaların  $T_\nu \leq 4 \text{ MeV}$  olan sıcaklıklarına karşı gelen enerjilerde ( $E_\nu < 11 \text{ MeV}$ ) LY sonuçlarının tam çözüm sonuçlarından çok büyük olduğu görülmektedir. Bu durum Lee Yaklaşımı'nın  $T_\nu \leq 4 \text{ MeV}$  sıcaklıklara sahip süpernovalara uygulanmasının doğru olmayacağını göstermektedir.

Tablo 6.5'ten görüldüğü gibi süpernovaların düşük sıcaklıklarına ( $T_\nu \leq 4 \text{ MeV}$ ) karşı gelen enerjilerde ( $E_\nu < 11 \text{ MeV}$ ) Lee Yaklaşımı'ndaki diferansiyel ve integral tesir kesiti değerlerinin tam çözüm sonuçlarından yaklaşık 10 kat fazla olduğu anlaşılmaktadır ( $R \approx 10$ ). Daha yüksek enerjilerde ise bu fark azalmaktadır. Yıldız sıcaklığının ve nötrino enerjilerinin artmasıyla QRPA çerçevesinde hesaplanan tesir kesitlerinin sert bir şekilde artış gösterdiği tablodan net olarak görülmektedir.

Sıcaklık ve enerjinin daha büyük değerlerinde bu artış yavaşlamaktadır. Örneğin  $T=5$  MeV sıcaklığında enerjinin 11 MeV'dan 16 MeV'a yükselmesi tesir kesitinin 9.677 kat artmasına neden olur. Diğer yandan  $T=8$  MeV sıcaklığında tesir kesitlerinin 26 ve 50 MeV enerjilerdeki değerlerinin oranı her iki teori için yaklaşık 5 kattır.

Kabuk modeli çerçevesinde nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $10^{-42}$  cm<sup>2</sup> birimlerinde) Woosly (1990)'de  $E_\nu=150$  MeV enerjili nötrinolar için elde edilmiş teorik sonuçları mevcuttur. Bu sonuçlarla mukayese etmek amacıyla çalışmamızda da özellikle aynı enerjili nötrinolar için süpernovaların belirli  $T_\nu$  sıcaklıklarında tesir kesitlerinin (nötrinolar ve antinötrinoların  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  ve  $\nu_\tau$  tiplerine göre ortalananarak) nükleon başına düşen ortalama değerleri (4.25) ifadesi kullanılarak hesaplanmıştır.

Tablo 6.6'te <sup>48</sup>Cr izotopu için  $\bar{\sigma}_A$  ortalama tesir kesitinin ( $10^{-42}$  cm<sup>2</sup> birimlerinde) Lee Yaklaşımı'nda ve tam QRPA'da elde ettiğimiz sonuçlar ile (Woosley, 1990)'da verilen kabuk model sonuçlarının bir karşılaştırması verilmiştir.

Tablo 6.6. Süpernovaların belirli  $T_\nu$  (MeV) sıcaklıklarında <sup>48</sup>Cr için nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin ( $10^{-42}$  cm<sup>2</sup>) nötrino ve antinötrinoların  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  ve  $\nu_\tau$  tiplerine göre ortalananarak nükleon başına düşen  $\bar{\sigma}_A(E_\nu)$  ortalama değerlerinin farklı yaklaşımlarda karşılaştırılması ( $E_\nu=150$  MeV).

$T_\nu$	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.136	0.454	0.981	1.712	2.644
Lee Yaklaşımı	0.175	0.547	1.144	1.969	3.006
Woosley,1990	0.098	0.417	0.902	1.530	2.290
R	1.286	1.204	1.166	1.150	1.136

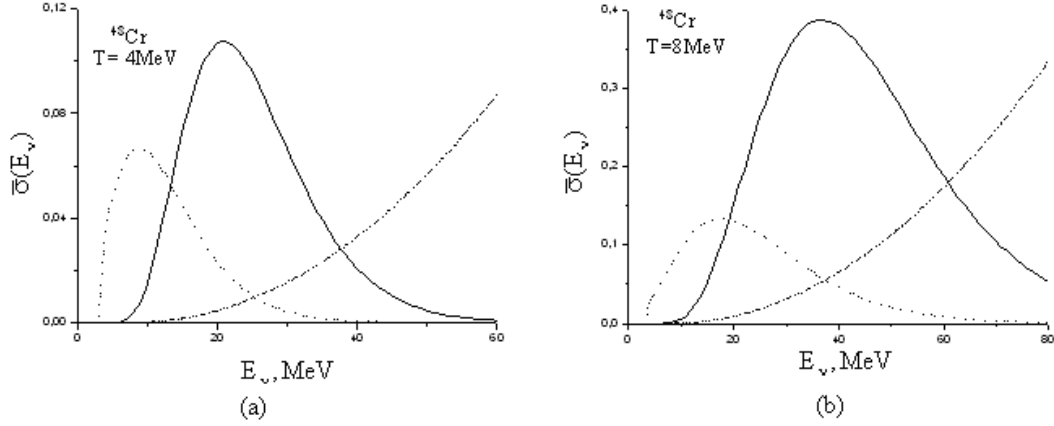
Tablo 6.6'deki ortalama tesir kesiti için verilen tam sonuçlar (5.19) formülü kullanılarak QRPA Yöntemi çerçevesinde elde edilmiştir. LY sonuçları ise nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin (5.18) ifadesinde teorik B(M1) değeri kullanılarak hesaplanmıştır. Woosley (1990)'in sonuçları sınırlı kabuk model spektrumu kullanılarak elde edilmiştir. Tablo 6.6'dan görüldüğü gibi çok büyük enerjilerde ( $E_\nu=150$  MeV) LY'nda ortalama integral tesir kesiti değerlerinin tam çözüm sonuçlarından büyük olduğu görülmektedir ( $R \geq 1$ ). LY sonuçları ile tam çözüm

sonuçları arasındaki fark  $T=4$  MeV sıcaklıkta %22.28,  $T=8$  MeV sıcaklıkta %14.248,  $T=10$  MeV sıcaklıkta %13.05 ve daha yüksek sıcaklıklarda örneğin  $T=12$  MeV sıcaklığında ise %12'ye kadar azalmaktadır. Bu durum Lee Yaklaşımı'nın sadece büyük enerjilerde %12 hassaslıkla geçerli olduğunu göstermektedir. Bilindiği gibi sihirli sayıda nükleon içeren çekirdekler dolu kabuklara sahip olduğundan küresel simetriye sahiptir.  $Z$  ve  $N$ 'si kabuk ortasında olan çekirdekler ise iyi deforme çekirdeklerdir. Örneğin  $^{48}\text{Cr}$  çekirdeğinin 24 nötronu 24 protonu vardır. Bu çekirdeğin hem nötron sayısının hem de proton sayısının kabuk ortasında olması nedeniyle  $^{48}\text{Cr}$  iyi deforme çekirdektir diyebiliriz. Tablo 6.5'deki sonuçların incelenmesi, nötrino enerjilerinin 50 MeV'den küçük olduğu deforme çekirdeklere Lee Yaklaşımının (%20'den büyük hata ile) başarısız olduğunu göstermiştir. Tablo 6.6'dan tam QRPA sonuçlarımızın kabuk model Woosley (1990) sonuçlarıyla uyum içinde olduğu görülmektedir. Bu uyum nötrino-çekirdek saçılma reaksiyonların incelenmesinde QRPA yönteminin önemini göstermektedir.

Nötrino yoğunluk fonksiyonunun (5.7) incelenmesi yüksek sıcaklıklı süpernovalarda düşük enerjili nötrinoların sayısının yüksek enerjili nötrinoların sayısından az olduğunu göstermektedir. Yüksek sıcaklıklarda (5.29)'dan görüldüğü gibi yıldızdaki parçacıkların enerjileri yüksek olduğundan çarpışma sonucu meydana gelen nötrinoların enerjileri de küçük sıcaklıklardaki nötrinolara göre yüksek olacaktır. Dolayısıyla yüksek sıcaklıklı süpernovalarda nötrinolar çekirdeklerle daha güçlü reaksiyona girdiğinden uygun tesir kesitleri de düşük enerjili nötrinolarınkinden çok büyük olacaktır. Buna göre sıcaklıkları  $T < 5$  MeV olan düşük sıcaklıklı süpernovalarda yıldız içinde düşük enerjili nötrinoların sayı da az olduğundan tesir kesitine katkıları çok küçüktür. Örneğin  $^{48}\text{Cr}$  izotopu için sıcaklığı  $T=12$  MeV olan süpernovalarda çekirdek-nötrino uyarılma tesir kesiti  $\bar{\sigma}_\nu = 2.64 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$  olduğu halde sıcaklığı  $T=4$  MeV olan süpernovada bu değer  $\bar{\sigma}_\nu = 0.14 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$  civarındadır. Görüldüğü gibi yüksek sıcaklıklı süpernovalarda tesir kesitlerinin oranı düşük sıcaklıklardan 10 kattan daha fazladır.

Şekil 6.6a'da süpernova ortamının  $T_\nu=4$  MeV ve Şekil 6.6b'de ise  $T_\nu=8$  MeV olan sıcaklıklarında nötrino-çekirdek uyarılmalarının  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu, T_\nu)$  integral tesir kesitinin

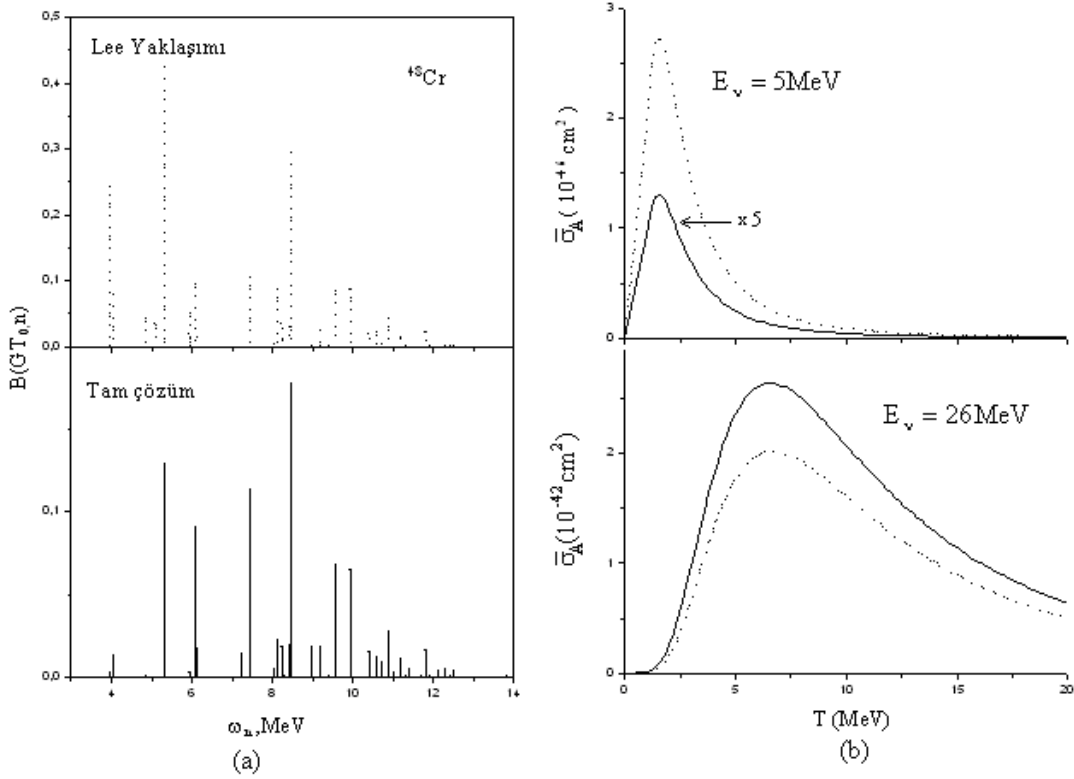
ve  $n(E_\nu, T_\nu)$  ile  $d\sigma/dE_\nu$  integral altı fonksiyonlarının nötrinin  $E_\nu$  enerjisine göre dağılımı verilmiştir.



Şekil 6.6. (a) Süpernovaların  $T_\nu=4$  MeV ve (b)  $T_\nu=8$  MeV sıcaklıklarında  $^{48}\text{Cr}$  için  $n(E_\nu, T_\nu)$  yoğunluk fonksiyonunun (kesikli çizgiler), nötrino-çekirdek saçılmasının  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$  ortalama tesir kesiti (sürekli çizgiler) ve  $d\sigma/dE_\nu$  diferansiyel kesitlerinin ( $10^{-42}$  cm<sup>2</sup> birimlerinde, noktalı çizgiler) nötrino enerjisine göre dağılımı. Şekil (a)'da  $d\sigma/dE_\nu$  değerleri  $10^{-3}$  ile çarpılmıştır, Şekil (b)'de ise  $n(E_\nu, T_\nu)$  değerleri 4 ile çarpılmıştır,  $d\sigma/dE_\nu$  değerleri de 500'e bölünmüştür.

Şekil 6.6a ve 6.6b'den görüldüğü gibi  $^{48}\text{Cr}$  çekirdeğinde de ortalama tesir kesitleri (sürekli çizgiler) ve yoğunluk fonksiyonları (kesikli çizgiler) nötrino spektrumunun belirli yerlerinde maksimum değerlere sahiptirler. Bu maksimumlar  $T_\nu$  sıcaklığının artmasıyla spektrumun yüksek enerjili kısmına kaymaktadır. Örneğin  $T_\nu=4$  MeV de (Şekil 6.6a) yoğunluk ve tesir kesitinin maksimum değerleri sırasıyla 9 MeV ve 21 MeV enerjilerine isabet etmektedir. Sıcaklık iki katına çıktığında ise ( $T_\nu=8$  MeV) Şekil 6.6b'de bu maksimumların sırasıyla 18 MeV ve 37 MeV enerjilere kaydığı ve tesir kesitlerinin de spektrumun küçük enerjili kısımlarında sert bir şekilde azaldığı görülmektedir. Sıcaklığın artmasıyla tesir kesiti ve yoğunluk fonksiyonu eğrilerinin kapladığı alan da genişlemektedir. Şekil 6.6'den açıkça görüldüğü gibi belirli bir sıcaklıkta nötrino enerjilerinin artmasıyla tesir kesitleri azalarak sıfır değerine yaklaşmaktadır. Bu sonuç nötrino-çekirdek uyarılma integral tesir kesitlerinin enerjinin artmasıyla sonlu bir değere yaklaştığını gösterir. Şekil 6.7'de  $^{48}\text{Cr}$  çekirdeğinde  $B(GT_0, n)$  uyarılma ihtimalinin Lee Yaklaşımı ve Tam çözüm sonuçları  $\omega_n$  uyarılma enerjilerine göre, soldaki şekillerde ve

nötrinolarının bu değerlere uygun  $\bar{\sigma}_A$  saçılma ortalama tesir kesitlerinin  $T_\nu$  sıcaklığına göre dağılımı ise sağdaki şekillerde gösterilmiştir.



Şekil 6.7.  $^{48}\text{Cr}$  çekirdeğinde tam çözüm (sürekli çizgi) ve Lee Yaklaşımı (kesikli çizgi) çerçevesinde,  $B(GT_0, n)$  uyarılma ihtimalinin  $\omega_n$  enerjisine ve ortalama tesir kesitlerinin nötrino enerjilerinin  $E_\nu=5$  MeV ve 26 MeV değerlerinde  $T_\nu$  sıcaklığına göre dağılımı.

Deforme çekirdeklere  $B(M1)$  ihtimallerine orbital kısmın katkısının spin katkısından çok büyük olduğunu teorik Kuliev vd.(2000) ve deneysel Richter (1995) araştırmalar göstermiştir. Tez çalışmamızın bu kısmında demir bölgesi çekirdeklerinden  $^{48-52}\text{Cr}$  izotopları için manyetik dipol geçiş ihtimaline spin ve orbital katkısını tespit etmek amacıyla, QRPA çerçevesinde  $B(GT_0, n)$  ihtimallerinin LY ve tam çözüm sonuçlarının uyarılma enerjilerine göre dağılımı (2 ve 8 MeV enerji aralığında) incelenmiştir. Bu incelemeler sonucunda  $^{52-60}\text{Fe}$  izotoplarındaki gibi  $^{48-54}\text{Cr}$  izotoplarının da (Şekil 6.a) düşük enerjilerdeki  $B(M1)$  geçiş ihtimallerinde orbital katkının spin katkısından çok büyük olduğu gösterilmiştir.

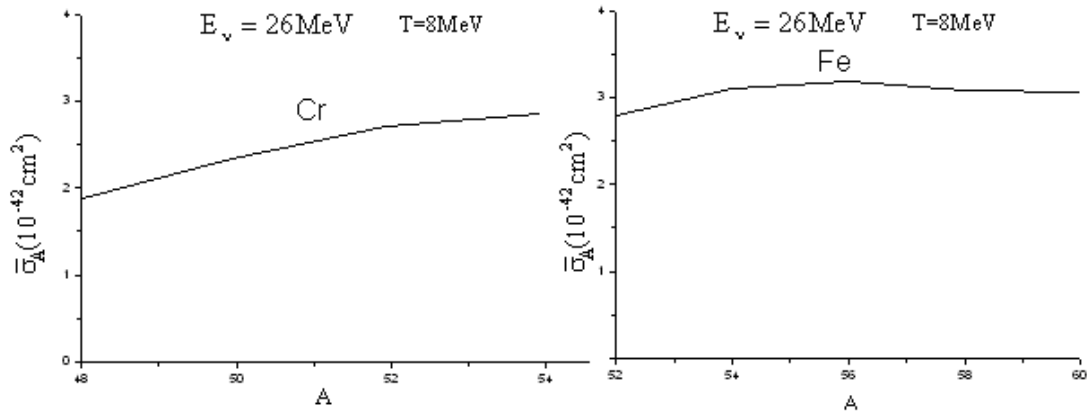
Şekil 6.7a'da üstte  $B(GT_0, n)$  büyüklüğünün LY değerleri alttaki şekilde ise tam çözüm değerleri verilmiştir.  $^{48}\text{Cr}$  izotopunda da düşük enerjilerde orbital katkının spin katkısından çok büyük olduğu Şekil 6.7a'dan görülmektedir. Şekil 6.7b'de ise LY sonuçları kırık çizgilerle ve tam çözüm sonuçları ise sürekli çizgilerle gösterilmiştir. Hesaplamalarımız sonucu  $^{48}\text{Cr}$  izotopunda 8 MeV'e kadar olan uyarılma enerjilerde  $B(GT_0, n)$  ihtimalinin enerji ağırlıksız toplamları için  $S_{\text{Lee}} = \sum B(GT_0, n) = 1.13$  ve  $S_{\text{Tam}} = \sum B(GT_0, n) = 0.38$  değerleri, 28 MeV'e kadar ki enerjilerde ise  $S_{\text{Lee}} = \sum B(GT_0, n) = 2.08$  ve  $S_{\text{Tam}} = \sum B(GT_0, n) = 0.96$  değerleri elde edilmiştir. Buradan Lee Yaklaşımının toplam  $B(GT_0, n)$  büyüklüğü için tam çözüm sonuçlarından 8 MeV'de 2.97 ve 28 MeV değerinde 2.16kattan daha fazla değer verdiği açıkça görülmektedir.

Şekil 6.7b'den görüldüğü gibi  $T_v=10$  MeV'a kadar sıcaklıklarda LY tesir kesitleri tam çözüm değerlerinden daha büyüktür. Şekil 6.7b'de üstteki şekilde verilen eğriler  $E_v=5$  MeV enerjili nötrinolar için, alttakiler ise 26 MeV enerjili nötrinolar için çizilmiştir. Üstteki şekil düşük enerjili nötrinolar durumunda ( $E=5$  MeV)  $^{48}\text{Cr}$  izotopunda  $B(M1)$  ihtimaline orbital ve spin katkılarının yapıcı olmalarından dolayı tesir kesitlerinin LY sonuçlarının asıl tam çözüm sonuçlarından yaklaşık 10 kat büyük olduğunu göstermektedir. Alttaki şekilde ise tam tersine yüksek enerjili nötrinolar için ( $E=26$  MeV) tam çözüm sonuçlarının tesir kesitlerinin maksimum noktalarında LY sonuçlarından 1.25 kattan büyük olduğu görülmektedir. Bu sonucun esas nedeni ise yüksek enerjilerde  $^{48}\text{Cr}$  izotopunda  $B(M1)$  ihtimaline orbital ve spin katkılarının yıkıcı olmasıdır. Diğer yandan yüksek enerjilerde tam ve yaklaşık sonuçlar arasındaki farkın azalmasının esas nedeni her iki metotta nötrino enerjisinin M1 rezonans enerjilerinden büyük olması sebebiyle tesir kesitlerine daha çok çekirdek seviyelerinden katkı gelmesidir ve bunun sonucu olarak yüksek enerjilerdeki tesir kesitleri düşük enerjili tesir kesitlerinden çok büyük olduğundan yaklaşım ve tam sonuçlar arasındaki fark oranı da azalır. Örneğin tesir kesitlerinin Tablo 6.5'teki  $E_v=11$  MeV ve  $E_v=16$  MeV'deki değerlerinden yararlanırsak tesir kesitlerinin oranı için  $\bar{\sigma}(16\text{MeV})/\bar{\sigma}(11\text{MeV}) = 9.67$  elde ederiz.  $T=8$  MeV sıcaklıktaki ve  $E_v=26$  MeV ve 50 MeV'deki tesir kesiti değerlerinin oranı tam çözümde de LY sonucunda



da yaklaşık 5'tir.  $E_\nu=11$  MeV enerjide tesir kesitine Lee Yaklaşımından gelen hata oranı %56 olduğu halde,  $E_\nu=16$  MeV enerjide bu oran %37.5 dir. Daha yüksek enerjilerde ise yani  $E_\nu=26$  MeV'de %22 ve 50 MeV enerjide ise %16'dır. Görüldüğü gibi yüksek enerjilere doğru gittikçe Lee Yaklaşım sonuçları ile tam çözüm sonuçları arasındaki farkın azaldığı görülmektedir. Bundan dolayı nötrinoların enerjilerinin artmasıyla nötrino yoğunluğunun maksimum enerjisinin  $T_\nu$  ile orantılı olarak yüksek enerjilere kayması düşük enerjili nükleer matris elemanlarının tesir kesitine katkılarını da azaltmaktadır. Şekil 6.7b'den görüldüğü gibi  $E_\nu=5$  MeV'de  $T_\nu=10$  MeV'e kadar sıcaklıklarda LY ile elde edilmiş olan tesir kesiti sonuçları tam çözüm sonuçlarından daha büyüktür.  $T_\nu>10$  MeV sıcaklıklarda ise yaklaşık ve tam çözüm sonuçları birbirine yaklaşmaktadır. Böylece yüksek sıcaklıklarda orbital matris elemanlarının tesir kesitine katkılarının azalmasından dolayı tesir kesitlerinin LY ve tam çözüm sonuçlarının uyumlu oldukları görülmektedir. LY sonuçlarının tam çözümden fazla değer vermesinin bir diğer nedeni de düşük enerjili M1 uyarılmalarına orbital ve spin katkılarının yapıcı olmalarından kaynaklanır. İncelemeler yüksek enerjilerde B(M1) değerlerine söz konusu katkılarının yıkıcı olduğunu göstermektedir. Orbital katkılarının düşük enerjilerde yapıcı ve yüksek enerjilerde ise yıkıcı olduğu ağır deforme çekirdeklerde de (Nojarov, 1988, 1993 ve Kuliev vd., 2000) çalışmalarında görülmüştür. Diğer yandan Şekil 6.7b'de  $^{48}\text{Cr}$  için nötrino enerjisinin  $E_\nu = 26$  MeV olması durumunda tesir kesiti değerlerine bakarsak tam çözüm kullanılarak elde edilen tesir kesiti değerlerinin LY kullanılarak elde edilen değerlerden daha büyük olduğu görülmektedir.

Nükleon başına ve nötrino türlerine göre hesaplanan ortalama tesir kesitlerinin A kütle sayısına göre değişimi  $^{48-54}\text{Cr}$  ve  $^{52-60}\text{Fe}$  çekirdekleri için Şekil 6.8'de gösterilmiştir.



Şekil 6.8.  $^{48-54}\text{Cr}$  ve  $^{52-60}\text{Fe}$  çekirdekleri için nükleon başına ve nötrino türlerine göre ortalama tesir kesitlerinin  $A$  kütle sayısına göre değişimi

Şekil 6.8'den görüldüğü gibi hafif krom izotoplarında tesir kesitinin kütle numarasına göre lineer arttığı, daha ağır izotoplarında ise tesir kesitinin sabit olarak kaldığı görülmektedir. Demir izotoplarında ise ortalama tesir kesitinin  $A$ 'ya göre değişimi ağır krom izotoplarında görüldüğü gibi yaklaşık olarak sabittir. Sonuç olarak demir bölgesinde bulunan kütle numarası  $A > 50$  olan çekirdeklere nükleon başına düşen ortalama tesir kesiti değerlerinin sabit olduğu görülmektedir.

Bu kesimde ele alınan  $^{48}\text{Cr}$  izotopunda elde edilen benzer sonuçlar diğer krom izotoplarında da elde edilmiştir ve bu izotoplar ile ilgili tablolar ve şekiller Ek A-D'de sunulmuştur.

### 6.3. Aktinit çekirdeklerinin ortalama ve diferansiyel tesir kesitleri

Bu kısımda mikroskobik modelin QRPA yöntemi çerçevesinde Gabrakov (1972) aktinit bölgesi  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde esnek olmayan nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitlerinin diferansiyel ve integral değerleri incelenmiştir. Tesir kesitlerinin asıl ve Lee Yaklaşımı kullanarak elde edilen sonuçları karşılaştırılarak incelemeler yapılmıştır. Ayrıca bu çekirdeklere tesir kesitlerinin hesaplanmasında gerekli olan spin-spin etkileşme parametresinin fit edilmesi amacıyla manyetik ve elektrik dipol uyarılmaları ve bunların güç fonksiyonlarının enerjiye göre dağılımları Kuliev vd. (2010) tarafından araştırılmıştır. Bu kesim de bir örnek olarak sadece

$^{232}\text{Th}$  çekirdeği için sayısal hesaplamalar verilecek olup diğer aktinit çekirdekleri ile ilgili araştırmamız ise Ek A-D’de verilmiştir.

Süpernovanın farklı sıcaklıklarında  $^{232}\text{Th}$  çekirdeği için elektron,  $\mu$ -mezon,  $\tau$ -mezon nötrinoları ve bunların antileri için uygun enerjilerde diferansiyel ( $d\sigma(E_\nu)/dE_\nu$ ) ve nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_\nu$ ) tam ve Lee Yaklaşımı sonuçlarının karşılaştırılması Tablo 6.7’de verilmiştir.

Tablo 6.7. Süpernovanın farklı sıcaklıklarında  $^{232}\text{Th}$  için elektron,  $\mu$ -mezon,  $\tau$ -mezon nötrinoları ve antileri için uygun enerjilerde diferansiyel ( $d\sigma(E_\nu)/dE_\nu$ ) ve nükleon başına ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_A$ ) tam ve LY sonuçlarının karşılaştırılması

T, MeV	$\nu_i$	$E_\nu$	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$			$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
			QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$1.64 \cdot 10^{-2}$	0.340	20.73	$1.75 \cdot 10^{-3}$	$0.427 \cdot 10^{-1}$	24.4
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.43	4.042	9.40	$4.05 \cdot 10^{-2}$	0,535	13.21
5	$\nu_\mu$	16	4.85	13.55	2.79	0.561	2.54	4.53
8	$\nu_\tau$	26	32.04	56.10	1.75	5.38	11.4	2.12
8	$\nu_\tau$	50	199.19	288.35	1.447	33.9	55.5	1.64

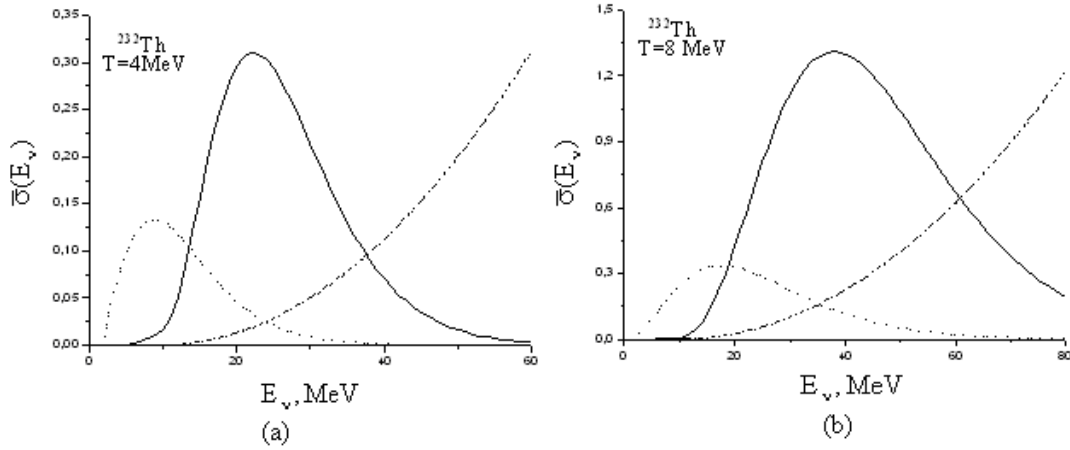
Diferansiyel ve ortalama tesir kesitleri için Lee Yaklaşımı sonuçlarının QRPA çerçevesindeki tam sonuçlarımıza oranı (R) Tablo 6.7’de 6. ve 9. sütunlarda sırasıyla gösterilmiştir. Tablodan görüldüğü gibi yüksek enerjilerde ( $E_\nu > 15$  MeV) tesir kesitlerinin tam ve LY sonuçları nötrinoların enerjileri arttıkça birbirine yaklaşmaktadır. Fakat süpernovaların  $T_\nu \leq 4$  MeV olan sıcaklıklarına karşı gelen enerjilerde ( $E_\nu < 11$  MeV) LY sonuçlarının tam çözüm sonuçlarından çok büyük olduğu Tablo 6.7’den görülmektedir. Bu durum Lee Yaklaşımı’nın  $T_\nu \leq 4$  MeV sıcaklıklara sahip süpernovalara uygulanmasının doğru olmayacağını göstermektedir.

Tablo 6.7’den görüldüğü gibi süpernovaların düşük sıcaklıklarına ( $T_{\nu} \leq 4$  MeV) karşı gelen enerjilerde ( $E_{\nu} < 11$  MeV) Lee Yaklaşımı’ndaki diferansiyel ve integral tesir kesiti değerlerinin tam çözüm sonuçlarından büyük olduğu anlaşılmaktadır ( $R \approx 20$ ). Daha yüksek enerjilerde ise bu fark azalmaktadır. Örneğin  $E_{\nu} = 11$  MeV ve  $T = 5$  MeV değerinde bu oran 13.21,  $E_{\nu} = 16$  MeV,  $T = 5$  MeV değerinde ise bu oran 4.53’tür,  $E_{\nu} = 26$  MeV,  $T = 8$  MeV değerinde ise ortalama tesir kesitlerinin oranı 2.12 ve  $E_{\nu} = 50$  MeV ve  $T = 8$  MeV değerinde bu oran yaklaşık 1 olmaktadır. Yıldız sıcaklığının ve nötrino enerjilerinin artmasıyla QRPA çerçevesinde hesaplanan tesir kesitlerinin sert bir şekilde artış gösterdiği tablodan net olarak görülmektedir. Sonuçta yüksek enerjilerde sıcaklık arttıkça, tam çözüm ve LY kullanılarak elde edilen ortalama tesir kesiti değerlerinin ve diferansiyel tesir kesiti değerlerinin birbirlerine yaklaştıkları görülmektedir. Bu durum Lee Yaklaşımı’nın düşük sıcaklıklarda ( $T_{\nu} \leq 5$  MeV) ve enerjilerde ( $E_{\nu} < 11$  MeV) süpernovalara uygulanmasının geçersiz olduğunu göstermektedir.

Ayrıca enerji büyüdükçe ve sıcaklık arttıkça ortalama tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesiti değerlerindeki artış yavaşlamaktadır. Örneğin  $T = 5$  MeV sıcaklığında nötrino enerjisinin  $E_{\nu} = 11$  MeV’den  $E_{\nu} = 16$  MeV’e yükselmesi tam çözüm ile elde edilen ortalama tesir kesiti değerinin 13.85 kat, diferansiyel tesir kesitinin ise 11.28 kat artmasına neden olur. Diğer yandan  $T = 8$  MeV sıcaklığında nötrino enerjisi  $E_{\nu} = 26$  MeV ve  $E_{\nu} = 50$  MeV enerjilerindeki sırasıyla tam çözüm ile elde edilen ortalama tesir kesiti değerlerinin ve diferansiyel tesir kesiti değerlerinin oranı her iki teori için yaklaşık 6 kattır.

Ayrıca  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde, Fe ve Cr çekirdeklerinden farklı olarak büyük enerjilerde bile LY ve tam çözümü sonucunda elde edilen ortalama tesir kesiti ve diferansiyel tesir kesiti sonuçlarının oranı %50’den aşağı düşmemektedir. Oysa Fe ve Cr izotoplarında büyük enerjilerde söz konusu oran bir civarındadır. Bu farklılığın esas nedeni aktinitlerde orbital katkının Fe bölgesi çekirdeklerinden 2-3 kat fazla olmasıdır. Bu sonuçlardan açıkça görülüyor ki ağır deforme çekirdeklerde Lee-Langanke Yaklaşımının geçerli olması mümkün değildir.

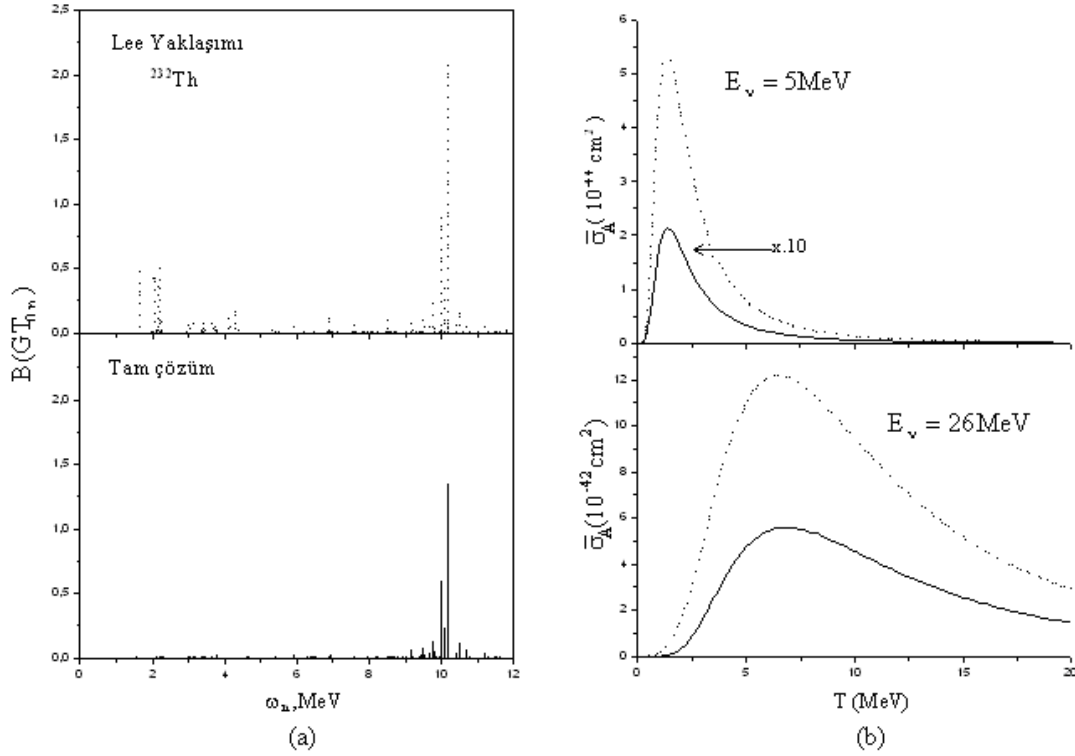
$^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde sıcaklığın  $T_\nu=4$  MeV ve  $T_\nu=8$  MeV olduğu nötrino-çekirdek uyarılmalarının,  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu, T_\nu)$  ortalama integral tesir kesiti ile integral altı fonksiyonları  $n(E_\nu, T_\nu)$  ve  $d\sigma/dE_\nu$ 'nin  $E_\nu$  nötrino enerjisine göre dağılımları Şekil 6.9a,b'de verilmiştir.



Şekil 6.9. (a) Süpernovaların  $T_\nu=4$  MeV ve (b)  $T_\nu=8$  MeV sıcaklıklarında  $^{232}\text{Th}$  için  $n(E_\nu, T_\nu)$  yoğunluk fonksiyonunun (kesikli çizgiler), nötrino-çekirdek saçılmasının  $\bar{\sigma}_\nu(E_\nu)$  ortalama tesir kesiti (sürekli çizgiler) ve  $d\sigma/dE_\nu$  diferansiyel kesitlerinin ( $10^{-42}$  cm<sup>2</sup> birimlerinde, noktalı çizgiler) nötrino enerjisine göre dağılımı. Şekil (a)'da  $d\sigma/dE_\nu$  değerleri  $10^{-3}$  ile ve  $n(E_\nu, T_\nu)$  değerleri 2 ile çarpılmıştır, Şekil (b)'de ise  $n(E_\nu, T_\nu)$  değerleri 10 ile çarpılmıştır,  $d\sigma/dE_\nu$  değerleri de 500'e bölünmüştür

Şekil 6.9a ve 6.9b'den görüldüğü gibi  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde de ortalama tesir kesitleri (sürekli çizgiler) ve yoğunluk fonksiyonları (kesikli çizgiler) nötrino spektrumunun belirli yerlerinde maksimum değerlere sahiptirler. Bu maksimumlar  $T_\nu$  sıcaklığının artmasıyla spektrumun yüksek enerjili kısmına kaymaktadır. Örneğin  $T_\nu=4$  MeV de (Şekil 6.9a) yoğunluk ve tesir kesitinin maksimum değerleri sırasıyla 9 MeV ve 22 MeV enerjilerine isabet etmektedir. Sıcaklık iki katına çıktığında ise ( $T_\nu=8$  MeV) Şekil 6.9b'de bu maksimumların sırasıyla 18 MeV ve 38 MeV enerjilere kaydığı ve tesir kesitlerinin de spektrumun küçük enerjili kısımlarında sert bir şekilde azaldığı görülmektedir. Sıcaklığın artmasıyla tesir kesiti ve yoğunluk fonksiyonu eğrilerinin kapladığı alan da genişlemektedir. Şekil 6.9' dan açıkça görüldüğü gibi belirli bir sıcaklıkta nötrino enerjilerinin artmasıyla tesir kesitleri azalarak sıfır değerine yaklaşmaktadır. Bu sonuç nötrino-çekirdek uyarılma integral tesir kesitlerinin enerjinin artmasıyla sonlu bir değere yaklaştığını gösterir.

Şekil 6.10'da  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde  $B(GT_0, n)$  uyarılma ihtimalinin Lee Yaklaşımı ve Tam çözüm sonuçları  $\omega_n$  uyarılma enerjilerine göre, soldaki şekillerde ve nötrinolarının bu değerlere uygun  $\bar{\sigma}_A$  saçılma ortalama tesir kesitlerinin  $T_\nu$  sıcaklığına göre dağılımı ise sağdaki şekillerde gösterilmiştir.



Şekil 6.10.  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde tam çözüm (sürekli çizgi) ve Lee Yaklaşımı (kesikli çizgi) çerçevesinde,  $B(GT_0, n)$  uyarılma ihtimalinin  $\omega_n$  enerjisine ve ortalama tesir kesitlerinin nötrino enerjilerinin  $E_\nu=5 \text{ MeV}$  ve  $26 \text{ MeV}$  değerlerinde  $T_\nu$  sıcaklığına göre dağılımı

Deforme çekirdeklere  $B(M1)$  ihtimallerine orbital kısmın katkısının spin katkısından çok büyük olduğunu teorik Kuliev vd.(2000) ve deneysel Richter (1995) araştırmalar göstermiştir. Tez çalışmamızın bu kısmında aktinit bölgesi çekirdeklerinden  $^{232}\text{Th}$  çekirdeği için manyetik dipol geçiş ihtimaline spin ve orbital katkısını tespit etmek amacıyla, QRPA çerçevesinde  $B(GT_0, n)$  ihtimallerinin LY ve tam çözüm sonuçlarının uyarılma enerjilerine göre dağılımı (2 ve 8 MeV enerji aralığında) incelenmiştir. Bu incelemeler sonucunda ilgili çekirdek için düşük enerjilerdeki  $B(M1)$  geçiş ihtimallerine en büyük katkı orbital kısımdan gelmektedir.

Şekil 6.10a'da üstte  $B(GT_0, n)$  büyüklüğünün LY değerleri alttaki şekilde ise tam çözüm değerleri verilmiştir.  $^{232}\text{Th}$  izotopunda da düşük enerjilerde orbital katkının spin katkısından çok büyük olduğu Şekil 6.10a'dan görülmektedir. Şekil 6.10b'de ise LY sonuçları kırık çizgilerle ve tam çözüm sonuçları ise sürekli çizgilerle gösterilmiştir. Hesaplamalarımız sonucu  $^{232}\text{Th}$  izotopunda 8 MeV'e kadar enerjilerde  $B(GT_0, n)$  ihtimalinin enerji ağırlıksız toplamları için  $S_{Lee} = \sum B(GT_0, n) = 3.77$  ve  $S_{Tam} = \sum B(GT_0, n) = 0.215$  değerleri, 28 MeV'e kadar enerjilerde ise  $S_{Lee} = \sum B(GT_0, n) = 9.5$  ve  $S_{Tam} = \sum B(GT_0, n) = 3.37$  değerleri elde edilmiştir. Buradan Lee Yaklaşımının toplam  $B(GT_0, n)$  büyüklüğü için tam çözüm sonuçlarından 8 MeV'de 17.5 kattan daha fazla ve 28 MeV'e kadar enerjilerde ise 2.8 kattan daha fazla değer verdiği açıkça görülmektedir.

Çok düşük ve çok yüksek sıcaklıklarda Lee Yaklaşımı sonuçlarının tam çözüme yaklaşması büyük enerjilerde ( $E_\nu > 11 \text{ MeV}$ ) her iki tesir kesitinin hızla azalmasından kaynaklanmaktadır. Tesir kesitlerinin küçük enerjili nötrinolar durumunda küçülmesinin esas nedeni ise uyarılan seviyelerin enerjilerinin M1 rezonansı oluşturan seviyelerinin enerjilerinden küçük olmaları ve buna göre de tesir kesitlerine gelen katkıların azalmasıdır. Buna göre de tesir kesitlerinin küçük enerjilerdeki değerleri yüksek enerjilerdeki değerlerinden de çok-çok küçüktür

Şekil 6.10b'den görüldüğü gibi  $T_\nu = 10 \text{ MeV}$ 'a kadar sıcaklıklarda tesir kesitlerinin LY sonuçları tam çözüm sonuçlarından daha büyük değerler vermektedir. Şekil 6.10b'de üstteki şekilde verilen eğriler  $E_\nu = 5 \text{ MeV}$  enerjili nötrinolar için, alttakiler ise 26 MeV enerjili nötrinolar için çizilmiştir. Üstteki şekil düşük enerjili nötrinolar durumunda ( $E = 5 \text{ MeV}$ ) tesir kesitlerinin LY sonuçlarının asıl tam çözüm sonuçlarından yaklaşık 25 kat büyük olduğunu göstermektedir. Altteki şekilden görüldüğü gibi nötrino enerjisinin artmasıyla bu fark azalarak 1.6 katlara kadar düşer. Bu farkın azalmasının esas nedeni ise her iki metotta nötrino enerjisinin M1 rezonans enerjilerinden büyük olması sebebiyle tesir kesitlerine daha çok çekirdek seviyelerinden katkı gelmesidir ve bunun sonucu olarak yüksek enerjilerdeki tesir kesitleri düşük enerjili tesir kesitlerinden büyük olur.

Örneğin tesir kesitlerinin Tablo 6.7'deki  $E_\nu=11$  MeV ve  $E_\nu=16$  MeV'daki değerlerinden yararlanırsak tesir kesitlerinin oranı için  $\bar{\sigma}(16\text{MeV})/\bar{\sigma}(11\text{MeV})=13.85$  elde ederiz.  $E_\nu=11$  MeV enerjide tesir kesitine Lee Yaklaşımından gelen hata oranı %92 olduğu halde,  $E_\nu=26$  MeV enerjide bu oran %78 ve  $E_\nu=50\text{MeV}$ 'de ise %39 dur. Buna göre yüksek enerjilerde LY ve tam çözüm sonuçlarının birbirinden farkı düşük enerjili duruma kıyasla azalır. Bundan dolayı nötrinoların enerjilerinin artmasıyla nötrino yoğunluğunun maksimum enerjisinin  $T_\nu$  ile orantılı olarak yüksek enerjilere kayması düşük enerjili nükleer matris elemanlarının tesir kesitine katkılarını da azaltmaktadır.

Şekil 6.10b'den görüldüğü gibi  $T_\nu>10\text{MeV}$  sıcaklıklarda yaklaşık ve tam çözüm sonuçları birbirine yaklaşmaktadır. Böylece yüksek sıcaklıklarda orbital matris elemanlarının tesir kesitine katkılarının azalmasından dolayı tesir kesitlerinin LY ve tam çözüm sonuçlarının uyumlu oldukları görülmektedir. LY sonuçlarının tam çözümden fazla vermesinin bir diğer nedeni de düşük enerjili M1 uyarılmalarına orbital ve spin katkıların yapıcı olmalarından kaynaklanır. İncelemeler yüksek enerjilerde B(M1) değerlerine söz konusu katkıların yıkıcı olduğunu göstermektedir. Orbital katkıların düşük enerjilerde yapıcı ve yüksek enerjilerde ise yıkıcı olduğu ağır deforme çekirdeklerde de görülmüştür (Nojarov, 1988, 1993 ve Kuliev vd., 2000).

Aktinit bölgesinde orbital katkının demir bölgesi çekirdeklerine göre çok fazla olmasının esas nedeni A kütle sayısının artmasıyla enerji orbitallerinin sayısının artmasıdır. Buradan görürüz ki ağır çekirdeklerde LY metodunun uygulanması doğru değildir.  $^{232}\text{Th}$  için  $T=2$  MeV sıcaklığında ortalama tesir kesitinin Lee Yaklaşımı ve tam çözüm sonuçlarının oranı  $R\approx 24$  kat olduğu (Bakınız Tablo 6.7) halde  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği için bu oran  $R\approx 14$  (Bakınız Tablo 6.3)'dür. Buradan yaklaşımdan gelen hatanın hafif çekirdeklerden ağır çekirdeklere doğru gittikçe arttığı görülmektedir. Buna göre hafif çekirdekler için elde edilen sonuçlara dayanarak bu sonuçları ağır çekirdekler için tahminde bulunmak yani interpolasyon yöntemini kullanmak doğru değildir (Woosley, 1990).



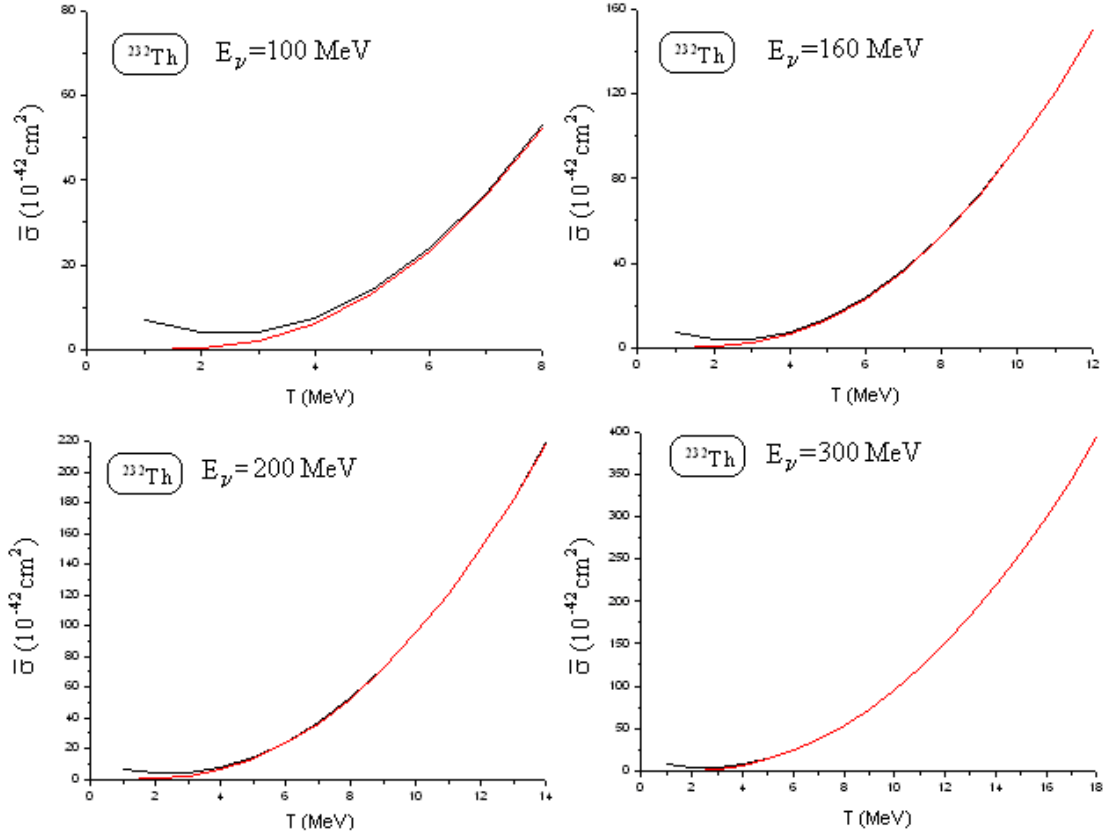
Şekil 6.10b'den sıcaklığın 20 MeV değerinde dahi LY sonuçları tam çözüm sonuçlarının yaklaşık 2 katıdır. Hatırlayalım ki Fe ve Cr izotoplarında büyük enerjilerde söz konusu oran 1 civarında idi. Bu farklılığın esas nedeni aktinitlerde orbital katkının Fe bölgesi çekirdeklerinden 2-3 kat fazla olmasıdır. Buradan aktinit çekirdeklerinde bu interferasyon teriminin demir bölgesi çekirdeklerinde olduğu gibi 4MeV'e kadar enerjilerde yapıcı yüksek enerjilerde ise söndürücü olduğu tespit edilmiştir.

Ayrıca LY metodunun tam olarak tarafımızdan yapılan tam sonuçlarla karşılaştırılması, yaklaşımın iyi çalıştığı yüksek enerjilerde %20 civarında olduğundan daha fazla değer verdiği görülmüştür. Nötrinin enerjisinin 10 MeV'in altında olduğu değerlerinde bu fark 15-20 kat civarındadır. Kaydetmek isterdik ki Lee ve Langanke' nin farklı enerji bölgelerinde elde ettiği sonuçlar da birbirinden 2 kat daha farklıdır. Bu sonuçlar Lee Yaklaşımı'nın  $\nu$ -çekirdek saçılma tesir kesitlerinin hesaplanmasında ve doğru sonuçlar elde edilmesinde güvenilir olmadığını göstermektedir.

Tezin 5. bölümünde belirli sınırlamalar çerçevesinde nötrino-çekirdek uyarılma integral tesir kesiti için (5.24) analitik formülü elde edilmiştir. Bu formül süpernovaların çökmesi esnasında açığa çıkan enerjilerinin ve uygun enerji aktarılmasının (transportunu) sayısal olarak değerlendirilmesi açısından çok önemlidir. Bu formülün diğer bir önemi bunun bilgisayar koduna ihtiyaç gerektirmeden çökme evresinde olan süpernovaların belirli  $T_\nu$  sıcaklıklardaki nötrino-çekirdek ortalama tesir kesitlerinin maksimum değerlerini ve bu değerlerin yıldız sıcaklığına göre değişiminin incelenmesini sağlamasıdır.

Tesir kesitinin (5.24) analitik formülünün elde edilmesinde kullanılan sınırlamalardan dolayı alınan sonuçlar tam sonuçlarla üst-üste düşmeyebilir. Nötrino enerjilerinin maksimum değerlerinde analitik formülle elde edilen sonuçların tam sonuçlarla uyum içinde olduğu yıldızın sıcaklık aralığının belirlenmesi çok önemlidir. Analitik (5.24) formülünün hangi sıcaklık aralıklarında kullanılabileceğini net olarak belirlemek için bilgisayar kullanarak elde edilen tam sonuçlarla analitik sonuçları grafiksel olarak karşılaştırdık.

Şekil 6.11’de  $^{232}\text{Th}$  çekirdeği için analitik bağıntılarla elde edilen tesir kesitleri sonuçlarının ve tam sonuçların T süpernova sıcaklığına göre değişimi farklı üst sınır enerjiler kullanılarak karşılaştırılmıştır.



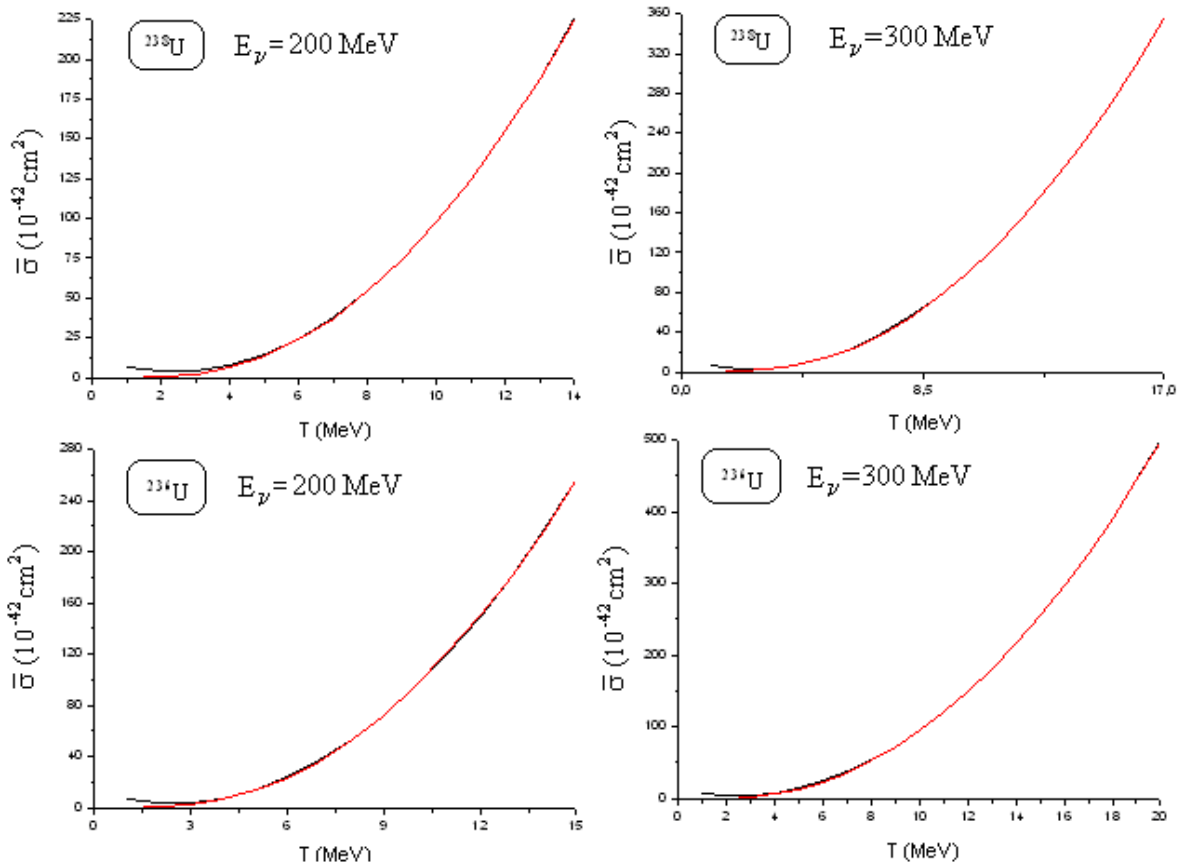
Şekil 6.11.  $^{232}\text{Th}$  çekirdeği için nötrinoların farklı enerjilerinde ortalama integral tesir kesitlerinin analitik ve tam sonuçlarının T sıcaklığına göre değişiminin karşılaştırılması (Siyah çizgi analitik, kırmızı çizgi nümerik sonuçları göstermektedir)

Şekil 6.11’den görüldüğü gibi  $T_\nu > 3$  MeV sıcaklıklarda nötrino enerjilerinin (5.24) integralinin üst sınır enerjisine ( $E_\nu = \infty$ ) yaklaştıkça tesir kesitlerinin sayısal sonuçları ile analitik sonuçlarının iyi bir şekilde örtüşmesi görülmektedir. Buna göre farklı enerjilerdeki şekillerin karşılaştırılması integral tesir kesitlerinin sayısal hesaplarında integralin üst sınır enerjisi için  $E_\nu > 200$  MeV kullanılması elde edilen sonuçların az hatalı olmasını sağlamaktadır. Şekillerden görüldüğü gibi  $T_\nu$  sıcaklığının 3 MeV’ dan küçük ve enerjinin  $E_\nu < 200$  MeV olduğu değerlerinde tesir kesitlerinin tam ve analitik sonuç değerlerinde ayrışmalar vardır. Buradan nötrino

enerjilerinin artmasıyla sıcaklığı daha düşük olan yıldızlarda da analitik bağıntımızın çok güvenilir bir şekilde kullanılabilceği görülmektedir. Örneğin, Şekil 6.11'den  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde  $E_\nu=100$  MeV'da sıcaklığın  $T_\nu > 6$  MeV bölgesinde,  $E_\nu=160$  MeV'da sıcaklığın  $T_\nu > 5$  MeV bölgesinde,  $E_\nu=200$  MeV durumunda sıcaklığın  $T_\nu > 4$  MeV bölgesinde,  $E_\nu=300$  MeV değerinde ise sıcaklığın  $T_\nu > 3$  MeV bölgesinde (5.24) analitik bağıntısının güvenilir bir şekilde kullanılabilir olması net olarak görülmektedir.

İncelemeler küçük sıcaklıklardaki ( $T_\nu < 3$  MeV) uyuşmazlığın esas sebebinin integral tesir kesitinin küçük olmasından dolayı (5.19) integralinde  $(\int_{\omega_n}^{\alpha} f(E_\nu)dE_\nu = \int_0^{\alpha} f(E_\nu)dE_\nu - \int_0^{\omega_n} f(E_\nu)dE_\nu)$  ihmal edilen 2. terimin 1. terime kıyasla küçük olmamasıdır. Buna göre (5.24) analitik formülü 3 MeV'den küçük sıcaklıklar ( $T_\nu < 3$  MeV) için sınırlıdır. İncelediğimiz çift-çift çekirdeklerde ilk uyarılma seviyelerinin 4 MeV'in üzerinde olması (5.24) analitik formülünün yıldız sıcaklığının  $T_\nu > 3$  MeV değerlerinde şekillerden de görüldüğü gibi rahatlıkla kullanılabilmesini sağlamaktadır.

Şekil 6.12'de  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  izotopları için analitik bağıntılarla elde edilen tesir kesiti sonuçlarının ve tam sonuçların  $T_\nu$  süpernova sıcaklıklarına göre değişimi farklı üst sınır enerjiler kullanılarak karşılaştırılmıştır.



Şekil 6.12.  $^{238}\text{U}$  ve  $^{234}\text{U}$  izotopları için nötrinoların farklı enerjilerinde ortalama integral tesir kesitlerinin analitik ve tam sonuçlarının T sıcaklığına göre değişiminin karşılaştırılması (Siyah çizgi analitik, kırmızı çizgi nümerik sonuçları göstermektedir)

İncelemelerimiz  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  izotoplarında elde ettiğimiz sonuçların  $^{232}\text{Th}$  çekirdeği için alınan sonuçları doğruladığını göstermektedir. Buradan nötrino-çekirdek uyarılma tesir kesitleri için elde ettiğimiz (5.24) analitik formülünün sıcaklığı 3 MeV'den büyük olan süpernovalarda rahatlıkla kullanılabileceği sonucuna varılmıştır.

#### 6.4. Aktinit Bölgesi $^{232}\text{Th}$ ve $^{236,238}\text{U}$ Çekirdeklerinin Manyetik ve Elektrik Dipol Uyarılmaları

Bu kısımda aktinit çekirdeklerinde spin-spin kuvvetlerinin  $\chi_\sigma$  etkileşme sabitinin belirlenmesi amacıyla  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  izotoplarında dipol uyarılmaları incelendi (Kuliev vd., 2010).  $K^\pi=1^+$  seviyeleri için teori sonuçlarının deney verileri (Heil, 1988 ve Margraf, 1990) ile karşılaştırılması sonucu  $\chi_\sigma=40/A$  MeV değeri elde edilmiştir.

Sonraki kısımlarda spin-spin etkileşme sabitinin bu değeri kullanılarak nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri incelenmiştir.

İyi deforme aktinit  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde Heil (1988) ve  $^{236}\text{U}$  çekirdeğinde Margraf (1990) tarafından dipol uyarılma güç dağılımları deneysel olarak gözlenmiştir ve bu deneyler 2.0–2.5 MeV enerji aralığında oldukça farklı dağılımlar göstermektedir. Bu deneylerde gözlenen  $\Delta K=1$  karakterli olan güçlü dipol geçişleri M1 geçişleri olarak kabul edilmiştir.

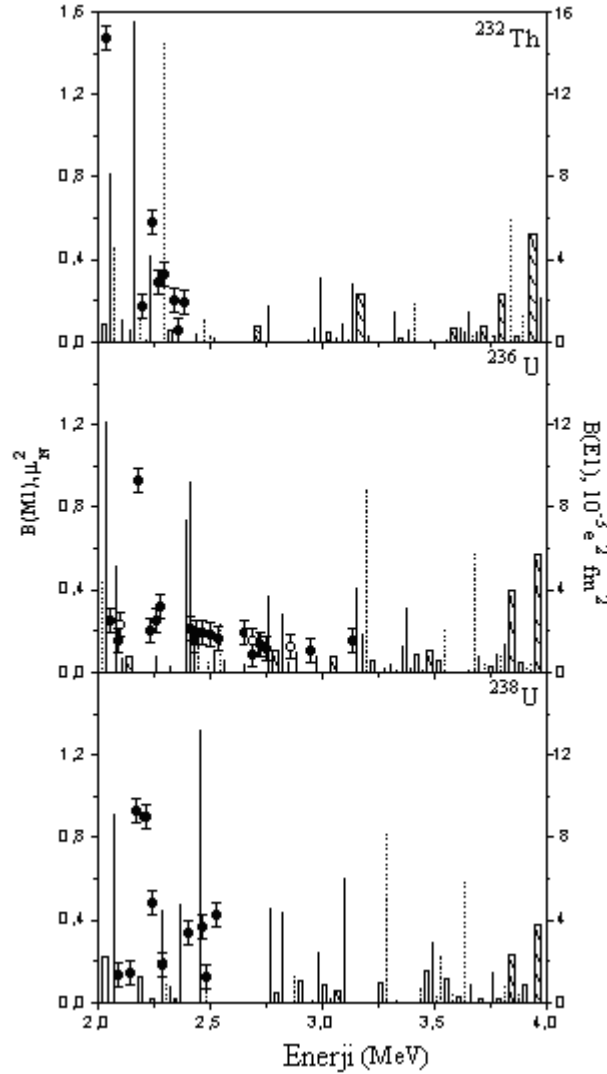
Tablo 6.8’de  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde 2–2.5 MeV enerji aralığında ve  $^{236}\text{U}$  çekirdeğinde ise 3.2 MeV’a kadar enerjilerde  $K^\pi=1^+$  seviyelerin enerjilerinin ve B(M1) uyarılma ihtimallerinin teorik ve deneysel Heil (1988) ve Margraf (1990) sonuçları karşılaştırılmıştır. Bu tabloda yalnız  $B(M1) > 0.02 \mu_N^2$  olan seviyeler ve bunların orbital-spin oranlarının ( $M_I/M_s$ ) teorik değerleri verilmiştir.

Tablo 6.8.  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde 2–2.5 MeV enerji aralığında ve  $^{236}\text{U}$  çekirdeğinde ise 3.2 MeV’a kadar enerjilerde  $K^\pi=1^+$  seviyelerin enerjilerinin ve B(M1) uyarılma ihtimallerinin teorik ve deneysel Heil (1988), Margraf (1990) sonuçlarının karşılaştırılması. Tabloda yalnız  $B(M1) > 0.02 \mu_N^2$  olan seviyeler ve bunların orbital-spin oranlarının ( $M_I/M_s$ ) teorik değerleri gösterilmiştir.

$^{232}\text{Th}$			$^{236}\text{U}$						$^{238}\text{U}$					
Teori		Deneysel	Teori		Deneysel		Teori		Deneysel		Teori		Deneysel	
$\omega_1$ (MeV)	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	$\frac{M_I}{M_s}$	$\omega_1$ (MeV)	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	$\omega_1$ (MeV)	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	$\frac{M_I}{M_s}$	$\omega_1$ (MeV)	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	$\omega_1$ (MeV)	B(M1) ( $\mu_N^2$ )	$\frac{M_I}{M_s}$	$\omega_1$ (MeV)	B(M1) ( $\mu_N^2$ )
2.047	0.81	6.2	2.043	1.48	2.031	1.22	4.5	2.054	0.25	2.070	0.91	5.4	2.095	0.13
2.107	0.11	5.6	2.205	0.17	2.078	0.51	5.1	2.095	0.15	2.289	0.45	3.6	2.145	0.13
2.144	0.06	-4.2	2.248	0.56	2.111	0.07	0.9	2.188	0.92	2.319	0.08	-15	2.176	0.93
2.147	0.04	-11	2.274	0.24	2.258	0.08	9.3	2.243	0.21	2.369	0.48	4.8	2.209	0.90
2.160	1.59	3.5	2.296	0.31	2.319	0.03	-2.6	2.251	0.25	2.455	1.32	2.4	2.245	0.48
2.233	0.42	-5.8	2.340	0.19	2.405	0.73	2.6	2.284	0.31				2.295	0.19
2.440	0.03	0.2	2.370	0.05	2.412	0.92	2.5	2.435	0.25				2.410	0.33
			2.375	0.19	2.433	0.10	2.9	2.440	0.19				2.468	0.36
					2.523	0.11	1.3	2.457	0.21				2.490	0.12
					2.566	0.06	1.0	2.494	0.21				2.500	0.44
					2.656	0.04	-2.6	2.498	0.20					
					2.774	0.37	-12	2.699	0.19					
					2.801	0.29	-3.8	2.756	0.08					
					2.871	0.10	7.9	2.823	0.11					
					2.979	0.08	-6.5	2.838	0.09					
					3.154	0.41	0.07	2.969	0.12					
					3.161	0.18	-0.04	3.143	0.15					

Tablo 6.8’deki veriler kullanılarak teorik B(M1) ve B(E1) ihtimallerinin enerjiye göre dağılımlarının ( $\gamma, \gamma'$ ) ve ( $e, e'$ ) saçılma reaksiyonları deney sonuçları (Heil, 1988 ve Margraf vd., 1990) ile karşılaştırılması Şekil 6.13’de verilmiştir. Şekilde

soldaki dikey ekseninde B(M1) uyarılma ihtimalleri sağdaki dikey ekseninde ise B(E1) uyarılma ihtimallerinin sayısal değerleri gösterilmiştir.



Şekil 6.13.  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde teorik olarak hesaplanan B(M1) ve B(E1) ihtimallerinin enerjiye göre dağılımının deney sonuçları Heil (1988), Margraf (1990) ile karşılaştırılması.  $\Delta K=1$  için M1 uyarılma sonuçları kalın çizgiler ile, E1 uyarılmaları ise kesikli çizgilerle gösterilmiştir.  $\Delta K=0$  uyarılmaları için M1 ve E1 ihtimalleri sırasıyla içi boş ve taralı barlarla gösterilmiştir. Deney sonuçları  $\Delta K=1$  olan M1 durumları için hata barlı dolu,  $\Delta K=0$  olan E1 durumları için ise içi boş dairelerle gösterilmiştir.

Teori her üç çekirdekte B(M1) gücünün deneyde gözlenen ayrışmalarını ve 2,2 MeV enerjide M1 gücünün yığılmasını uyumlu olarak açıklamaktadır. Teori de deneye uygun bir biçimde M1 gücünün 2,0 ve 2,5 MeV enerji aralığında kuvvetli bir biçimde ayrışmasını gösterir. Teori ve deney sonuçları arasındaki bu uyum araştırmaların daha yüksek enerjilere kaydırılması bakımından çok cesaretlendirici

ve ümit vericidir.  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde B(M1) gücünün maksimum olduğu enerji deney maksimumundan 100 KeV aşağıdadır.  $^{236}\text{U}$  çekirdeğinde 2.2 MeV, 2.5 MeV ve 2.7 MeV enerjilerdeki deneyde gözlenen yığılmaları teorik sonuçlar da doğrulamaktadır. Şekil 6.13'den görüldüğü gibi 2.0 ve 2.5MeV aralığındaki enerjilerde K=0 uyarılmaların katkısı K=1 uyarılmalara göre çok küçüktür. K=0 uyarılmalarının 2.5-4.0 MeV aralığındaki B(M1) gücü homojen bir dağılım sergilemektedir.

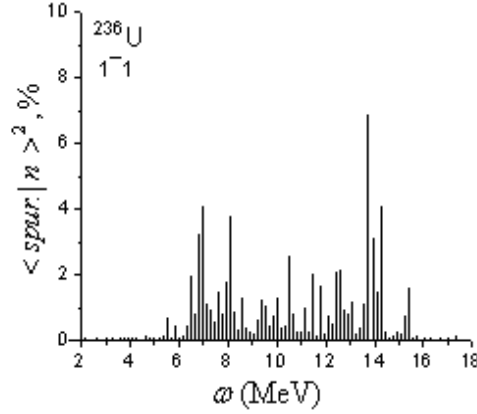
Heil vd. (1988) ve Margraf vd. (1990) makalelerinin yazarları  $\Delta K=0$  ve  $\Delta K=1$  geçişlerinin sırasıyla manyetik ve elektrik dipol uyarılmaları için küçük olduğunu var saymaktadırlar. Tablo 6.8'den görüldüğü gibi  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{236,238}\text{U}$  çekirdeklerinde iyi deforme çekirdeklerde olduğu gibi (Richter,1995) pozitif pariteli seviyeler çoğunlukla K=1 karakterlidirler.  $\Delta K=0$  geçişlerinin toplam dipol kalınlıklarına katkıları  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{236}\text{U}$  çekirdeklerinde 3% ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeğinde ise 7% olup Heil vd. (1988), Margraf vd. (1990) deney sonuçları da pozitif pariteli  $\Delta K=0$  geçişlerinin dipol kalınlıklarının küçük olduğunu göstermiştir. Tablo 6.9'dan görüldüğü gibi incelenen enerji bölgesinde  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde  $\Delta K=1$  karakterli M1 geçişlerinin taban durum geçiş kalınlıklarına katkılarının %56 olduğunu gösterir. Bu değer uygun E1 geçişlerine karşı gelen değerlerden 1.4 kat daha büyüktür.

Tablo 6.9.  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdekleri için 2–2.5 MeV enerji aralığında M1(1), E1(2) ve toplam  $\Gamma_0^{tot.}$  (3) dipol kalınlıklarının (MeV) teorik ve deneysel (Heil vd.,1988; Margraf vd., 1990) değerlerinin karşılaştırılması. Burada  $\Gamma_0(M1)[\text{MeV}] = 3.86 \cdot \omega_i^3 B(M1)$  ve  $\Gamma_0(E1)[\text{MeV}] = 0.349 \cdot \omega_i^3 B(E1)$  'dir.

K	$^{232}\text{Th}$				$^{236}\text{U}$				$^{238}\text{U}$			
	(1)	(2)	(3)	Deney	(1)	(2)	(3)	Deney	(1)	(2)	(3)	Deney
0	-	5	5	-	3	4	7	8.4(2.1)	2	11	13	-
1	117	86	203	127(13)	160	22	182	146(19)	155	12	167	187(12)
$\Gamma_0^{tot.}$	117	91	208	127(13)	163	25	189	155(21)	157	23	180	187(12)

Bilindiği gibi simetri kırınımı içeren modellerde uyarılma seviyelerine sıfır enerjili sahte haller karışmaktadır. Bu karışımın spektrum boyunca dağılımını incelememiz için simetri kırınımlı 1<sup>-</sup> uyarılmaları ve sahte halin dalga fonksiyonlarının örtüşümü

hesaplanarak araştırılmıştır. Bu örtüşüm integralinin karesinin enerjiye göre dağılımı  $^{236}\text{U}$  çekirdeği için Şekil 6.14’de gösterilmiştir.



Şekil 6.14.  $^{236}\text{U}$  çekirdeğinde sıfır hal dalga fonksiyonunun öteleme simetri kırınımlı  $1^-$  uyarılmalarına dağılımı

Şekil 6.14’ten görüldüğü gibi sahte halin büyük kısmı 6-20 MeV enerji aralığındaki seviyelere paylaştırılmıştır. Buna göre enerjisi 6 MeV’in altında olan seviyelerde sahte halin dağılımı çok küçüktür ( $< \%3$ ). Bu sonuç her üç çekirdek için yaklaşık aynıdır. Şekilden görüldüğü gibi en büyük katkı nükleon eşik enerjisi altındaki 7-9 MeV enerji aralığındadır. Kullandığımız öteleme değişmez model çerçevesinde  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde  $1^-$  seviyelerin  $K=1$  dalının fonon yapısını incelendi.

Tablo 6.10’da  $^{236}\text{U}$  izotopunda ağırlıklı olarak  $K^\pi=1^-$  seviyelerin  $\omega_n$  enerjileri,  $B(E1)$  ihtimalleri, tek parçacık asimptotik Nilsson kuantum sayıları ( $Nn_z \Lambda\Sigma$ ) ve iki kuaziparçacık genlikleri  $\psi_{ss}^i$  sunulmuştur.



Tablo 6.10.  $^{236}\text{U}$  izotopunda öteleme değişmez QRPA çerçevesinde 4 MeV'a kadar enerjilerde B(E1) ihtimalleri büyük olan seviyelerin  $\omega_n$  enerjileri, Nilsson kuantum sayıları ( $Nn_z \Lambda \Sigma$ ) ve iki kuaziparçacık genlikleri  $\psi_{ss}^i$ .

$^{236}\text{U}$			
$\omega_n$ (MeV)	B(E1), $10^{-3} e^2 \text{fm}^2$	$Nn_z \Lambda \Sigma$	$\psi_{ss}^i$
2.005	4.34	pp 521 $\uparrow$ 402 $\uparrow$	0.99
2.438	1.46	pp 651 $\downarrow$ 521 $\uparrow$	0.99
2.548	2.30	nn 752 $\downarrow$ 633 $\downarrow$	0.99
3.202	8.78	pp 651 $\downarrow$ 532 $\downarrow$	0.99
3.544	2.01	pp 633 $\uparrow$ 514 $\uparrow$	1.00
3.680	5.73	pp 624 $\downarrow$ 505 $\downarrow$	0.99

Sonraki kısımlarda  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  ve  $^{236}\text{U}$  çekirdek sonuçlarının Şekil 6.13, 6.14 ve Tablo 6.8-6.11'deki verileri kullanılarak ayrı-ayrı incelenecek ve tartışılacaktır. Gerekli yerlerde şekillere ve tablolara atıf verilecektir.

#### 6.4.1. $^{232}\text{Th}$ Çekirdeği

Teori bu çekirdekte yedi tane  $K^\pi=1^+$  seviyesi ön görmektedir. İncelemeler bu seviyelerin tümünün orbital karakterli olduğunu göstermiştir. Bu seviyelerin orbital-spin oranının birden çok-çok büyük olması ( $|M_1 / M_s|^2 \gg 1$ ) bu seviyelerin orbital karakterli olduğunun esas belirtisidir (Bkz. Tablo 6.8). Hesaplamalar 4 MeV'a kadar enerjilerde toplam B(M1) değerine esas katkının bu seviyelerden geldiğini göstermiştir. Bu enerjilerde B(M1) değerine spin katkısı orbital katkılardan çok küçüktür.

Tablo 6.11'da  $^{232}\text{Th}$  izotopunda  $K^\pi=1^-$  seviyelerinin  $\omega_n$  enerjileri, B(M1) ihtimalleri, tek parçacık asimptotik Nilsson kuantum sayıları ( $Nn_z \Lambda \Sigma$ ) ve iki kuaziparçacık genlikleri  $\psi_{ss}^i$  sunulmuştur.

Tablo 6.11.  $^{232}\text{Th}$  izotopunda dönme değişmez QRPA çerçevesinde 2.5 MeV'a kadar enerjilerde B(M1) ihtimalleri büyük olan seviyelerin  $\omega_n$  enerjileri, Nilsson kuantum sayıları ( $Nn_z \Lambda\Sigma$ ) ve iki kuaziparçacık genlikleri  $\psi_{ss}^i$ . Tabloda dalga fonksiyonunun normuna %2 den fazla katkısı olan  $\psi_{ss}^i$  genlikleri gösterilmiştir.

$^{232}\text{Th}$				
$\omega_n$ , MeV	B(M1), $\mu_N^2$	$M_l/M_s$	$Nn_z \Lambda\Sigma$	$\psi_{ss}^i$
2.047	0.814	38	pp 642 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	-0.614
			nn 631 $\downarrow$ -622 $\downarrow$	0.740
			nn 631 $\downarrow$ -631 $\uparrow$	-0.203
2.160	1.594	12	pp 530 $\uparrow$ -521 $\uparrow$	0.787
			pp 642 $\uparrow$ -633 $\uparrow$	0.163
			pp 532 $\downarrow$ -523 $\downarrow$	-0.151
			nn 631 $\downarrow$ -631 $\uparrow$	0.369
			nn 631 $\downarrow$ -622 $\downarrow$	0.246
			nn 633 $\downarrow$ -624 $\downarrow$	0.215
			nn 501 $\downarrow$ -501 $\uparrow$	0.179
2.233	0.417	34	pp 532 $\downarrow$ -523 $\downarrow$	-0.617
			nn 501 $\downarrow$ -501 $\uparrow$	-0.664
			nn 743 $\uparrow$ -734 $\uparrow$	-0.382

Tablo 6.11'den görüldüğü gibi fonon dağla fonksiyonlarına birden fazla iki-kuaziparçacık bileşenleri katkı sağlamaktadır. Fonon seviyelerinin oluşumunda esas katkı  $\Delta N = \Delta\Sigma = 0$  and  $\Delta n_z = \Delta\Lambda = 1$  seçim kurallı orbital geçişlerden gelmektedir. Bu durum tablodaki bütün seviyeler için de geçerlidir. Deneysel  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde 2.0-2.5 MeV enerji aralığında rezonans merkezi  $\bar{\omega}_{\text{exp.}} = 2.17$  MeV enerjili ve toplam M1 gücü  $B(M1) = 3.19 \pm 0.31 \mu_N^2$  olan sekiz tane  $K^\pi = 1^+$  seviye gözlenmiştir. Teorik hesaplamalar da enerji merkezi  $\bar{\omega}_{\text{exp.}} = 2.17$  MeV ve toplam gücü  $B(M1) = 3.07 \mu_N^2$  olan yedi tane seviye öngörmektedir. Şekil 6.13'te görüldüğü gibi B(M1) geçiş ihtimallerinin deneysel ve teorik değerleri birbiriyle uyum içindedirler (deney hatası aralığında). Deneysel Heil (1988)  $\omega_n = 2.043$  MeV enerjili ve  $B(M1) = 1.48 \mu_N^2$  olan bir seviye gözlenmiştir. Hesaplamalar da  $B(M1) = 0.81 \mu_N^2$  ve  $\omega_n = 2.047$  MeV olan orbital karakterli ( $|M_l/M_s|^2 = 38$ ) bir seviye öngörür. Buna ek olarak teori  $\omega_n = 2.160$  MeV ve  $B(M1) = 1.594 \mu_N^2$  olan orbital ( $|M_l/M_s|^2 = 12$ ) karakterli bir seviye daha

öngörmektedir. Deney sonuçlarının incelenmesinde Heil (1988), Margraf (1990) çalışmalarının yazarları bütün kuvvetli geçişlerin M1 karakterli olduğunu varsaymışlardır. Buna karşın teorik sonuçlar K=1 karakterli birkaç tane  $1^-$  seviyelerin olduğunu göstermiştir.

Deney varsayımlarının (Heil vd., 1988 ve Margraf vd., 1990) tersine teori Şekil 6.13'den görüldüğü gibi 2.0-2.5 MeV enerji aralığında B(E1) değeri 1.4-14  $e^2\text{fm}^2$  arasında değişen 3 seviye öngörmektedir. Bu seviyeler esnek olmayan elektron-elektron ( $e,e'$ ) deneylerinde ayırt edilebilirler. Hesaplamalar çok az sayıda manyetik karakterli K=0 seviyesinin olduğunu ve bu seviyelerin toplam B(M1) gücüne katkılarının da çok küçük olduğunu göstermiştir.

#### 6.4.2. $^{236}\text{U}$ Çekirdeği

Teori bu çekirdekte 2.0–2.5 MeV enerji aralığında 12 tane  $K^\pi=1^+$  seviyesi ön görmektedir. İncelemeler bu seviyelerden on tanesinin, toplam M1 gücü  $B(M1)=3.15\pm 0.42 \mu_N^2$  olan, orbital karakterli olduğunu göstermiştir (Tablo 6.8). Buna karşın teori toplam gücü  $B(M1) = 3.68 \mu_N^2$  olan orbital karakterli on seviye öngörmektedir.  $^{232}\text{Th}$  çekirdeğinde olduğu gibi bu seviyelerin de orbital-spin oranının birden çok çok büyük olması ( $|M_1/M_s|^2 \gg 1$ ) bu seviyelerin orbital karakterli olduğunu göstermektedir. Hesaplamalar 4 MeV'a kadar enerjilerde toplam B(M1) değerine esas katkının bu seviyelerden geldiğini göstermiştir. Bu enerjilerde B(M1) değerine spin katkısı orbital katkılardan çok çok küçüktür. Hesaplamalar manyetik karakterli K=0 seviyelerin toplam B(M1) gücüne katkılarının çok düşük olduğunu göstermiştir.

Deney sonuçlarının incelenmesinde Heil vd. (1988) bütün kuvvetli geçişlerin M1 karakterli olduğunu var saymışlardır. Heil (1988) ve Margraf (1990) gibi deney varsayımlarının tersine teori 2.5-4.0 MeV aralığında enerjileri ve B(E1) gücü  $\omega_n=3,20\text{MeV}$ ;  $B(E1)=8,78 e^2\text{fm}^2$  ve  $\omega_n=3,68\text{MeV}$ ;  $B(E1)=5,73 e^2\text{fm}^2$  olan iki kuvvetli  $K^\pi=1^-$  seviyesini öngörmektedir (Şekil 6.13). Teori 2.5-4.0 MeV aralığında

birkaç tane E1 karakterli seviyeyi öngörmektedir. Benzer sonuçlar komşu  $^{238}\text{U}$  izotopu için de elde edilmiştir.

### 6.4.3. $^{238}\text{U}$ Çekirdeği

Bu çekirdekte Tablo 6.8'den görüldüğü gibi teori enerji 2.0-2.5 MeV aralığında olan 11 tane spini 1 olan seviye ön görmüştür. Bunlardan beşi orbital karakterli  $K^\pi=1^+$  seviyeleri olmakla birlikte bu seviyelerin toplam M1 güçleri de  $B(M1)=3.24 \mu_N^2$  'dir. Şekil 6.13'den görüldüğü gibi teori deney sonuçlarına yakın enerjilerde spini ve paritesi  $K^\pi=1^+$  olan birkaç tane kuvvetli seviye öngörmektedir. Ayrıca teorik sonuçlarımız  $B(M1) = 0,14 \mu_N^2$  ve enerjisi 2.504 MeV olan bir tane pozitif pariteli ( $K=0$ ) seviyeyi de öngörmektedir. Teori 2.0-2.5MeV aralığında enerjileri ve geçiş gücü sırasıyla  $\omega_n=2.006\text{MeV}$ ;  $B(E1)=2.2 e^2\text{fm}^2$  ve  $\omega_n=2.172\text{MeV}$ ;  $B(E1)=1.3 e^2\text{fm}^2$  olan iki tane negatif pariteli  $K^\pi=1^-$  seviyelerini öngörmektedir (Şekil 6.13). Margraf ve arkadaşları (1990) tarafından yapılan deneyde enerjisi 2.5 MeV'dan küçük olan negatif pariteli seviye gözlenmemiştir. Şekil 6.13'den görüldüğü gibi teori 2.5-4.0 MeV aralığında enerjileri ve geçiş güçleri  $\omega_n=3.29 \text{ MeV}$ ;  $B(E1)=8.16 e^2\text{fm}^2$  ve  $\omega_n=3.62\text{MeV}$ ;  $B(E1)=5.84 e^2\text{fm}^2$  olan iki kuvvetli  $K^\pi=1^-$  seviyesini öngörmektedir. Bu seviyeler,  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{236}\text{U}$  çekirdeklerinde olduğu gibi, gelecekte yapılması planlanan deneylerde gözlenebilecek tipten seviyelerdir.

Teorik sonuçlarımız aktinit bölgesinin  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinin her üçünde de  $B(M1)$  gücünün deneyde gözlenen seviye ayrışmalarını ve 2.2 MeV enerjide M1 gücünün yığılmasını uyumlu olarak açıklamaktadır. Ayrıca teori makas modun aktinitlerde gözlenen enerjilerini ve toplam kurallarını da başarılı bir şekilde açıklamaktadır. Teori ve deney sonuçları arasındaki bu uyum araştırmaların daha yüksek enerjilere kaydırılması bakımından çok cesaretlendirici ve ümit vericidir.

Teorik incelemelerimiz deney varsayımlarının tersine  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinde makas modun yayıldığı enerji bölgesinde pozitif pariteli  $K^\pi=1^+$  dipol seviyelerinin yanında negatif pariteli  $K^\pi=1^-$  seviyelerin de olduğunu göstermiştir. Dolayısıyla deneylerde gözlenen dipol seviyelerin paritelerinin ayrıntılı bir şekilde

incelenmesi çok faydalı olacaktır. Buna göre ileride yapılacak polarizasyon ve elektron saçılma deneyleri, seviyelerin spinlerinin ve paritelerinin kesin olarak belirlenmesi açısından çok önemlidir.

## BÖLÜM 7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tezde tüm galaktik radyo pulsarların son katalog verileri kullanılarak fiziksel özellikleri incelenmiş ve istatistiksel sonuçlar elde edilmiştir. Süpernova ortamında çift çift  $^{48-54}\text{Cr}$ ,  $^{52-60}\text{Fe}$ ,  $^{232}\text{Th}$  ve  $^{236,238}\text{U}$  çekirdeklerinin nötr-akım nötrino-çekirdek saçılma reaksiyonlarının tesir kesitleri hesaplandı. Manyetik dipol rezonans enerjisinden küçük enerjilerde nötrino saçılma tesir kesitlerinin nötr-akım eksenel vektör matris elemanlarının toplam gücüne bağlı olduğu gösterildi. QRPA metodunun demir ve aktinit bölgesindeki deforme çekirdeklerde  $\nu$ -çekirdek saçılma reaksiyonlarının toplam ve diferansiyel tesir kesitlerini detaylı şekilde açıklayabildiği gösterildi. Bu teori çerçevesinde, belirli çekirdeklerde kabuk model gibi geleneksel nükleer modellerin zorluklarla karşılaştıkları durumlar için,  $\nu$ -çekirdek saçılma tesir kesitlerinin temel nicelikleri incelendi.

Son pulsar verileri ile 1400 MHz' de akısı bulunan 450 pulsarın ve 400 MHz' de akısı bulunan 660 pulsarın ışınım güçlerinin galaktik boylamlarına göre dağılımında,  $l=0^0$  ve  $b=0^0$  Galaktik merkez olmak üzere  $l= -90^0-0^0-90^0$  bölgede pulsar sayısının çok yoğun olduğu gösterilmiştir.

Ayrıca galaktik radyo pulsarların  $|Z|-\tau$  dağılımları incelenmiş ve  $\tau \geq 10^7$  durumunda pulsarların  $Z$  değerlerinin yaklaşık aynı olduğu,  $\tau > 10^7$ 'den sonra  $Z$  değeri artmadığı için  $\tau$ 'nun gerçek yaşı vermediği ve  $\tau$  arttıkça gerçek yaşla  $\tau$  arasındaki farkın arttığı görülmüştür.

İzole halde bulunan pulsarlarda 400 ve 1400MHz frekansında akısı bulunan pulsarların ışınım güçleri arasında korelasyon olduğu ve ışınım güçlerinin, hızlarının ve karakteristik yaşlarının doğdukları yerden bağımsız olduğu gösterilmiştir. 400

MHz ve 1400 MHz frekansında akısı bulunan pulsarlardan, ışınım gücü logaritması negatif olanlar ( $L < 1$ ) tespit edilmiştir.

Bizimki gibi Sb-tipi galaksilerdeki kor-kollaps süpernova oluşum oranını (yüz yılda 1-2 patlama) (Capellaro, 2001) ve kor-kollaps patlamalarda radyo pulsar oluşum oranını (yaklaşık %50) (Ankay vd., 2004) kullanarak galaksideki toplam radyo pulsar sayısının  $(5 - 6) \cdot 10^4$  olduğu hesaplanmıştır ( $\tau \leq 10^7$  yıl olan pulsarlar seçildi).

Genç galaktik radyo pulsarların uzay dağılımları  $\Delta l$ ,  $\Delta d$ ,  $\Delta Z$  aralıkları bakımından incelenerek galaktik düzlemden sapma gösteren pulsarlar bulunmuştur.

Tez çalışmasında belirli sınırlamalar çerçevesinde nötrino-çekirdek uyarılma integral tesir kesiti için süpernovaların çökmesi esnasında açığa çıkan enerjilerinin ve uygun enerji aktarılmasının (transportunu) sayısal olarak değerlendirilmesi açısından çok önemli olan analitik bir formül elde edilmiştir. Bu formül bilgisayar koduna ihtiyaç gerektirmeden belirli  $T_v$  sıcaklıklarda çökme evresinde olan süpernovalarda nötrino-çekirdek uyarılma ortalama tesir kesitlerinin maksimum değerlerini ve bu değerlerin yıldız sıcaklığına göre değişiminin incelenmesini sağlamaktadır. Ayrıca bu formülün sıcaklığı 3 MeV' den büyük olan süpernovalarda rahatlıkla kullanılabileceği sonucuna varılmıştır.

İncelemeler yüksek sıcaklıklı süpernovalarda nötrino-çekirdek uyarılmalarının tesir kesitlerinin düşük sıcaklıklı olanlardan 10 kat daha fazla olduğunu göstermiştir.

Yapılan hesaplamalarda nötrininin enerjisinin 10MeV'in altında olduğu değerlerinde Lee Yaklaşım sonuçlarının tam çözüm sonuçlarından 15-20 kat büyük olduğu görülmüştür. Lee Yaklaşımı ile tam çözüm sonuçlarının karşılaştırılması yüksek enerjilerde ( $E_v > 20\text{MeV}$ ) dahi aralarında  $\pm\%20$ 'lik farkın olduğunu göstermiştir. Ayrıntılı incelemeler sonucunda  $E_v < 20\text{MeV}$  enerjilerde Lee Yaklaşımının tesir kesitleri için olduğundan daha fazla değer verdiği görülmüştür.

İncelemelerde hafif krom izotoplarında tesir kesitinin kütle numarasına göre lineer arttığı, daha ağır izotoplarında ise tesir kesitinin sabit olarak kaldığı görülmektedir. Demir izotoplarında ise ortalama tesir kesitinin  $A'$  ya göre değişimi ağır krom izotoplarında görüldüğü gibi yaklaşık olarak sabittir. Demir bölgesinde bulunan ve kütle sayısı  $A > 54$  olan çekirdeklerde nükleon başına düşen ortalama tesir kesiti değerlerinin yaklaşık sabit olduğu sonucuna varılmıştır.

Teorik sonuçlarımız aktinit bölgesinin  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdeklerinin her üçünde de B(M1) gücünün deneyde gözlenen seviye ayrışmalarını ve 2.2 MeV civarında M1 gücünün toplanmasını uyumlu olarak açıklamaktadır. Ayrıca teori makas modun aktinitlerde gözlenen enerjilerini ve toplam kurallarını da başarılı bir şekilde izah etmektedir. Teori ileride yapılması planlanan polarizasyon ve elektron saçılma deneylerinde bu seviyelerin incelenmelerinin, yapılarının daha iyi anlaşılması için çok önemli olacağını öngörmektedir. Teori ve deney sonuçları arasındaki bu uyum araştırmaların daha yüksek enerjilere kaydırılması bakımından çok cesaretlendirici ve ümit vericidir.

Yaptığımız çalışmalar günümüzdeki teknik koşullar çerçevesinde nötrino-çekirdek saçılma reaksiyonları deneylerinin önemini arttırmaktadır. Çalışmamızda nötrino-çekirdek saçılma tesir kesitleri için teorik olarak elde edilen sonuçlar ve öngörüler deneycilerin yönlendirilmesi ve elde edilen deney sonuçlarının yorumlanması açısından büyük önem arz etmektedir.

Teorik sonuçlarımızın kullanılabileceği Türkiye'deki bazı merkezler: Ege Üniversitesi (İzmir), Celal Bayar Üniversitesi (Manisa), Alparslan Üniversitesi (Muş), Kırıkkale Üniversitesi (Kırıkkale).



## KAYNAKLAR

ALLAKHVERDIEV, A.O., GUSEINOV, O.H., TAGIEVA, S.O., Are the pulsars actually born rarely or have low luminosities?, *Astronomy Letters-A Journal Of Astronomy And Space Astrophysics*, 1997, 23(5), pp. 628-632

ALLAKHVERDIEV, A.O., GUSEINOV, O.H., TAGIEVA, S.O., et al., Velocities of pulsars: A new approach, *Astronomy Reports*, 1997, 41(2), pp. 257-261

ALBERT, M., Measurement of the Reaction  $C-12(Nu(Mu),Mu(-))X$  Near-Threshold, *Physical Review C*, 1995, 51, 9410039 (UNSP NUCL-TH/9410039)

ANKAY, A., GUSEINOV, O.H., TAGIEVA, S.O., *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 2004, 23 ( 6), pp. 503–507

ARMBRUSTER, B., New experimental limits on  $\nu(e) \rightarrow \nu(\tau)$  oscillations in 2-nu and 3-nu mixing schemes, *Physical Review C*, 1998,57,3414

ATHANASSOPOULOS, C., et al., LSND Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1774; *Phys. Rev. C*, 1998, 58, 2489

ATNF pulsar kataloğu, web sitesi: <http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/> ( erişim tarihi Ocak 2011)

AUERBACH, N., BERTSCH, G.E., BROWN, B.A., and ZHAO, L.,  $\beta^+$  Gamow-Teller strength in nuclei ., *Nucl. Phys. A*, 1993, 556, pp. 190-200

AUERBACH, N., VAN GIAI, N., and VOROV, O.K., Neutrino scattering from  $^{12}C$  and  $^{16}O$ ., *Phys. Rev. C*, 1997, 56, pp. R2368-R2372.

AYDIN, C., OZDEMIR, S., GUSEINOV, O.H., OZEL, M.E. and TAGIEVA, S. O., The Initial-final relation for WDs and their progenitors. The number-mass distribution of WDs, *Turkish Journal of Physics*, 1996, 20,10

BEHRENS, H., BUHRING, W., *Electron Radial Wave Functions and Nuclear Beta-Decay*, Clarendon Press, Oxford, 1982.

BETHE, H.A., Supernova mechanisms, *Rev. Mod. Phys*, 1990, 62, 801–866 (1990)

BERDNIKOV, L.N., *Soviet astronmy letters*, 1987, 13,45

- BROWN, B.A., and WILDENTHAL, B.H., At. Data Nucl. Data Tables 33 (1985) 347, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci, 1988, 38,29
- BRUENN, S.W., HAXTON, W.C., Neutrino-Nucleus Interactions in Core-Collapse Supernovae, The Astrophysical Journal, 1991,376, pp.678-700
- BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.1, NewYork, 1969.
- BOHR, A., MOTTELSON, B., Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.2, NewYor, 1975.
- BUGAEV, E.V., BISNOVATYI-KOGAN, G.S., RUDZSKY, M.A., and SEIDOV, Z.F., Nucl. Phys. A, 1979, 324, 350
- CAPELLARO, E., TURATTO, M., In The Influence of Binaries on Stellar Population Studies, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 2001, vol.264, p.199
- CAURIER, E., computer code ANTOINE, CRN, Strasbourg, 1989.
- CAURIER, E., MARTINEZ-PINEDO, G., NOWACKI, F., POVES, A., RETAMOSA, J., and ZUKER, A.P., Phys. Rev. C, 1999, 59, 2033
- CAURIER, E., LANGANKE, K., MARTINEZ-PINEDO, G., NOWACKI, F., Nucl. Phys. A, 1999; 653: 439
- CO, G., and KREWALD, S., Nucl. Phys. A, 1985, 433, 392
- COHEN, S., and KURATH, D., Weak reactions on  $^{12}\text{C}$  within the continuum random phase approximation with partial occupancies.,Nucl. Phys, 1965,73,1, 1970, 141, 145
- COWAN, J.J., THIELEMANN, F.-K., TRURAN, J.W., Phys. Rep, 1991, 208-267
- DREXLIN, GJ., Neutrino oscillations at accelerators: LSND, KARMEN and MiniBooNE, Conference Information: International School of Nuclear Physics, Erice-Italy (2001), Progress In Particle And Nuclear Physics, 2002,48,1, pp.73-87
- DREXLIN, G., Final neutrino oscillation results from LSND and KARMEN Conference Information: 20th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, (2002), Munich-Germany, Nuclear Physics B-Proceedings Supplements, 2003, 118,pp. 146-153
- DREXLIN, G., Direct neutrino mass measurements, 23rd International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, MAY 25-31, 2008 Christchurch New Zealand, Xxiii Conference On Neutrino Physics And Astrophysics, 2008,136, 022031

DONNELLY, T.W., Low-Energy Neutrino Reactions With C-12 and O-16, Physics Letters B, 1973, 43- 93

DONNELLY, T.W., WALECKA, J. D., Semi-leptonic weak and electromagnetic interactions with nuclei: Isoelastic processes Original Research Article, Nuclear Physics A, 1976, 274(3-4), pp. 368-412

DONNELLY, T.W., Neutral Current Effects In Nuclei, Physics Reports-Review Section of Physics Letters, 1979, 50, 1

DUDEK, J., NAZAREWICZ, W., FAESSLER, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, Nucl. Phys. A, 1984, 412, pp. 61-91

EDMONDS, A.R., Angular Momentum in Quantum Mechanics, Princeton University Press, 1957

ERTUĞRAL, F., Doktora Tezi, Sakarya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 2006

GABRAKOV, S.I., KULIEV, A. A., PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., SCHUIZ, H., Collective  $1^+$ -states in double even deformed nuclei, Nucl. Phys. A, 1972, 182, pp. 625-633

GERAHTEIN, S.S., RICA, N.VAN., and BRAMZHYAN, R.A., JETP (Sov. Phys.), 1963, 16, 1097

GULIYEV, E., YAVAŞ, Ö., KULIEV, A.A., Spin vibrational  $1^+$  states in  $^{140}\text{Ce}$ , Bulg. J. Phys, 2000, 27, pp.17-21

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., VON NEUMANN-COSEL, P., YAVAS, Ö., Magnetic dipole strength distribution and photon interaction cross sections in  $^{140}\text{Ce}$ , Nucl. Phys. A, 2001, 690, pp. 255-258

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., VON NEUMANN- COSEL, P., RICHTER, A., Nature of the scissors mode in nuclei near shell closure: the tellurium isotope chain, Phys. Lett. B, 2002, 532, pp.173-178

GULIYEV, E., ERTUĞRAL, F., KULIEV, A.A., Low-lying magnetic dipole strength distribution in the  $\gamma$ -soft even-even  $^{130-136}\text{Ba}$ , Eur. Phys. Jour. A, 2006, 27, pp.313-320.

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ÖZKAN, S., YILDIRIM, Z., Analytic Expressions For The Integrated Inelastic Neutrino Scattering Cross Section  $\bar{\sigma}_\nu$ , In Supernova Simulation, Balkan Physical Union (ISCBPU-5), 21-24 August 2007, Bodrum, Türkiye

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., OZKAN, S., YILDIRIM, Z., Inelastic Neutrino Scattering Cross Sections in Supernova Simulation for Even-Even  $A \leq 60$  Nuclei, AIP Conf. Proc. 2008; 1072: 306

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., OZKAN, S., and YILDIRIM, Z., Inelastic Neutrino Scattering Cross Sections In Supernova Simulation For Even-Even  $^{50,54}\text{Cr}$  And  $^{52,60}\text{Fe}$  Nuclei, TFD 25 Uluslar arası Fizik Kongresi, Bodrum, 25-31 Ağustos 2008

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., OZKAN, S., YILDIRIM, Z., Inelastic Neutrino Scattering Cross Sections in Supernova Simulation for Even-Even  $A \leq 60$  Nuclei, Nuclear Physics and Astrophysics: From Stable Beams to Exotic Nuclei, Cappadocia, Turkey, 74, June 25-30 2008

GULIYEV, E., KULIEV, A., OZKAN, S., and YILDIRIM, Z., Inelastic Neutrino Scattering Cross Sections In Supernova Simulation For Even-Even  $^{50,54}\text{Cr}$  And  $^{52,60}\text{Fe}$  Nuclei, Balkan Physical Letters, 2009, 15(1), pp. 151047

GULIYEV, E., KULIEV, A.A., YILDIRIM, Z., ÖZKAN, S., and YAKUT, H., The ground-state Nilsson quantum numbers of the odd-odd  $^{144}\text{Eu}$  nucleus, Balkan Physical Letters, 2009, 15(1), 151058

GULIYEV, E., KULIEV, A., GUNER, M., Electric dipole strength distribution below the E1 giant resonance in  $N=82$  nuclei, Central European Journal Of Physics, 2010, 8(6), pp.961-969

GUSEINOV, O.H., YAZGAN, E., OZKAN, S., SEZER, A., TAGIEVA, S.O., Statistical Investigations of 1315 Radio Pulsars, Astronomical and Astrophysical Transactions, 2003, 22, pp. 301-316

GUSEINOV, O.H., ANKAY, A., TAGIEVA, S.O., The strong magnetic field decay and evolution of radio pulsars on the P-Pdot diagram, Int. Jour. of Mod. Phys. D., 2004, 13, 1805

GUSEINOV, O.H., YAZGAN, E., OZKAN, S., TAGIEVA, S.O., "Pulsar Luminosity Function, Rev. Mex. A.A., 2003, 39, 267

GUSEINOV, O.H., ANKAY, A., TAGIEVA, S.O., TASKIN, M.O., Dependence of the X-ray luminosity and pulsar wind nebula on different parameters of pulsars and the evolutionary effects, Int. Jour. of Mod. Phys. D, 2004, 13,197

GUSEINOV, O. H., YERLI, S. K., OZKAN, S., YAZGAN, E., ANKAY, A., The Luminosity Function of Radio Pulsars, 2011 (Hakem Raporu bekleniyor)

HAXTON, W.C., STEPHENSON, G.J., STROTTMAN, D., Lepton-number conservation and the double- $\beta$  decay of  $^{128}\text{Te}$  and  $^{130}\text{Te}$ , Phys. Rev. D, 1982, 25: 2360

HAXTON, W.C., Neutrino heating in supernovae, Physical Review Letters, 1988, 60, 1999

- HAXTON, W.C., HOLSTEIN, B.R., Neutrino physics: An update  
American Journal of Physics, 2004, 72, pp. 18-24
- HAXTON, W.C., Solar neutrinos: Models, Observations and New Opportunities,  
Publications Of The Astronomical Society Of Australia, 2008, 25(1), pp. 44-51
- HEGER, A., KOLBE, E., HAXTON, W.C., LANGANKE, K., MARTINEZ-  
PINEDO, G., WOOSLEY, S.E., Neutrino nucleosynthesis, Physics Letters B, 2005,  
606, pp. 258-264
- HEIL, R.D., et al., Observation Of Orbital Magnetic Dipole Strength In The  
Actinide Nuclei Th-232 And U-238, Nuclear Physics A, 1988, 476(1), pp. 39-47
- HEKTOR, A., KOLBE, E., LANGANKE, K., MARTINEZ-PINEDO, G., Phys.  
Rev. C, 2000, 61, 055803
- HINO, M., MUTO, K., and ODA, T., Total Gamow-Teller strength and effect of  
configuration mixing and proton-neutron correlation in the even-even *sd*-shell  
nuclei., Phys. Rev. C, 1988, 37, pp.1328-1331
- KLEINFELLER, J., et al., *in* Neutrino '96 ed. K. Enquist, H. Huitu and J.  
Maalampi , World Scientific, Singapore, 1997
- KOESTER, D., and REIMERS, D., A&A, 1996, 313, 810
- KOLBE, E., LANGANKE, K., KREWALD, S., and THIELEMANN, F.K.,  
Inelastic neutrino scattering on  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  above the particle emission threshold .,  
Nucl. Phys. A, 1993, 540, pp. 599-620
- KOLBE, E., LANGANKE, K., KREWALD, S., Neutrino-induced reactions on  $^{12}\text{C}$   
within the continuum random phase approximation., Physics Review Letters, C,  
1994, 49, pp. 1122-1126
- KOLBE, E., LANGANKE, K., THIELEMANN, E-K. AND VOGEL, P., Inclusive  
 $^{12}\text{C}(\nu_{\mu}, \mu)^{12}\text{N}$  reaction in the continuum random phase approximation., Phys. Rev. C,  
1995, 52, pp. 3437-3441
- KOLBE, E., LANGANKE, K., and VOGEL, P., Weak reactions on  $^{12}\text{C}$  within the  
continuum random phase approximation with partial occupancies., Nucl. Phys. A,  
1996, 613, 382
- KOLBE, E., LANGANKE, K., VOGEL, P., Weak reactions on  $^{12}\text{C}$  within the  
continuum random phase approximation with partial occupancies, Nuclear Physics  
A, 1999, 652, pp. 91-100
- KOLBE, E., LANGANKE, K., and MARTINEZ-PINEDO, G., Phys. Rev. C  
1999, 60, pp. 052801

KOLBE, E., LANGANKE, K., Role of n-induced reactions on lead and iron in neutrino detectors, *Physical Review C*, 2001, 63, 025802

KOLBE, E., LANGANKE, K., MARTI'NEZ-PINEDO, G., and VOGEL, P., *J. Phys.G*, 2003, 29, 2569

KULIEV, A.A., PYATOV, N.I., States with  $K^\pi = 1^+$  and their contribution to the isoscalar E2 resonance, *Soviet Journal of Physics*, 1974, 20, pp. 297-309

KULIEV, A.A., AKKAYA, R., ILHAN, M., GULIYEV, E., SALAMOV, C., Rotational invariant model of the states with  $K^\pi = 1^+$  and their contribution to the scissors mode, *Int. J. Of Mod. Phys. E*, 2000; 9: 249-261

KULIEV, A.A., GULIYEV, E., GERCEKLIOGLU, M., The dependence of the scissors mode on the deformation in the  $^{140-150}\text{Ce}$  isotopes, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys*, 2002, 28, pp. 407-414

KULIEV, A.A., FAESSLER, A., GUNER, M., RODIN, V., Fully Renormalized quasi-particle random phase approximation, spurious states and ground state correlations, *J. Phys. G: Nucl. Phys*, 2004; 30, pp.1253-1267

KULIEV, A.A., GULIYEV, E., YAKUT, H., YILDIRIM, Z., ÖZKAN, S., The ground-state  $g_K$  factors of the odd  $^{165-177}\text{Yb}$  isotopes, *Turkish Physical Society 26. International Physics Conference*, 2009, September 24-27, p. 563, Bodrum, Turkey.

KULIEV, A.A., GULIYEV, E., ERTUGRAL, F., and ÖZKAN, S., The low-energy dipole structure of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  actinide nuclei, *EUROPEAN PHYSICAL JOURNAL A*, 2010, 43(3), pp. 313-321

LANDAU, L.D., and LIFSHITZ, E.M., *Statistical Physics, Third Edition, Part 1: Volume 5 (Course of Theoretical Physics, Volume 5)*, 1980

LANGANKE, K., MARTI'NEZ-PINEDO, G., NEUMANN-COSEL, P.VON., and RICHTER, A., Supernova Inelastic Neutrino-Nucleus Cross Sections from High-Resolution Electron Scattering Experiments and Shell-Model Calculations, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 2004, 93(20), 202501

LANGANKE, K., MARTINEZ-PINEDO, G., Neutrino-nucleus reaction in supernovae, *Progress In Particle And Nuclear Physics*, 2010, 64(2), pp.400-403

LEE, H.C., Neutral current and the nuclear scattering of reactor antineutrinos, *Nuclear Physics A*, 1978, 294, pp. 473-491

LYNE, A.G., CAMILO, F., MANCHESTER, R.N, et al., The Parkes Multibeam Pulsar Survey: PSR j1811-1736, a pulsar in a highly eccentric binary system, *Monthly Notices Of The Royal Astronomical Society*, 2000; 312(4): pp.698-702

MARGRAF, J. et al., *Phys. Rev. C*, 1990; 42: 771

MARTINEZ-PINEDO, G., POVES, A., CAURIER, E., and ZUKER, A.P., Phys. Rev. C, 1996, 53, R2602.

MASCHUW R., Neutrino spectroscopy with KARMEN, Progress In Particle And Nuclear Physics, 1998, 40:183

NAKAYAMA, K., DROZDZ, S., KREWALD, S., and SPETH, J., Quasiparticle relativistic G-matrix interaction., Nucl. Phys. A, 1987; 470, 573-608.

NILSSON, S.G., K. Danske Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd, 1955, 29, 16

NOJAROV, R., and FAESSLER, A., Nucl. Phys. A, 1988, 484,1

NOJAROV, R., et al., Nucl. Phys. A, 1993, 563,349

O'CONNELL, J. S., DONNELLY, T. W., and WALECKA, J. D., Semileptonic Weak Interactions with  $C^{12}$ , Physical Review C, 1972, 6, pp.719–733

OZKAN, S., Pulsarların uzaklıklarının belirlenmesi, istatistiği ve ışınım gücü fonksiyonlarının kurularak incelenmesi, Akdeniz Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi, 2004.

POVES, A., SA'NCHEZ-SOLANO, J., CAURIER, E., and NOWACKI, F., Nucl. Phys. A694, 157 (2001)

Pulsar Kataloğu, 2010 (Guseinov), <http://www.xrbc.org/psr/>

PYATOV, N.I., SALAMOV, D.I., Conservation Laws and Collective Excitations in Nuclei, Nukleonika, 1977, 22, pp. 127-140

RAMAN, S., MALARKEY, C.H., MILNER, W.T., NESTON, C.W., STELSEN, P.H., Transition Probability, B(E2), From the Ground to the First-Excited  $2^+$  states of even-even Nuclides, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1987, 36, 1-96

RAMAN, S., NESTOR, C.W. JR., and TIKKANEN, P., Transition Probability From the Ground to the First-Excited  $2^+$  state of even-even Nuclides, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 2001, 78, pp. 1-128

RICHTER, A., Magnetic dipole and Gamow-Teller modes: quenching, fine structure and astrophysical implications, Journal of Physics:Conference Series, 2005, 20, pp. 13-21

RICHTER, A., Supernova Inelastic Neutrino-Nucleus Cross Sections from High-Resolution Electron Scattering Experiments and Shell-Model Calculations., Physical Review Letters, 2004, 93,20

RICHTER, A. , Prog. Part. Nucl. Phys. 1995, 34, 261

SAMPAIO, J.M., LANGANKE, K., MARTINEZ-PINEDO, G., Neutrino absorption cross sections in the supernova environment., Physics Letters B, 2001, 511, pp. 11-18

SAMPAIO, J.M., LANGANKE, K., MARTINEZ-PINEDO, G., et. al., Neutral-current neutrino reactions in the supernova environment, Physics Letters B, 2002, 529(1-2), pp. 19-25

SOBER, D. I., et al., Phys. Rev. C, 1985, 31, 2054

SOLOVIEV, V.G., Theory of Complex Nuclei, Pergoman Press, New York, 1976

TAGIEVA, S.O., GUSEINOV, O.H., ANKAY., A., he Lower Limit for Masses of Progenitors of Supernova Remnants and Radio Pulsars, 2003, astro-ph/0306117

TAGIEVA., S.O., Testing the Fall-Back Disk Model for Radio Pulsars Using New Data, International Journal of Modern Physics D, 2004, 13(08), pp.1719-1726

TAURIS, T.M., MANCHESTER, R.N., On the evolution of pulsar beams, MNRAS, 1998, 298, pp. 625-636

TOIVANEN, J., KOLBE, E., LANGANKE, K., MARTINEZ-PINEDO, G., VOGEL, P., Supernova neutrino induced reactions on iron isotopes, Nuclear Physics A, 2001, 694: pp. 395-408

ÜNLÜ, S., BABACAN, T., ÇAKMAK, N., SALAMOV, C., The investigation of the  $2\nu$  beta beta decay by Pyatov method within quasiparticle random phase approximation formalism, PRAMANA-JOURNAL OF PHYSICS, 2008, 71(3), pp. 521-528

WALECKA, J. D., in Muon Physics, vol. 2, ed . V. W. Hughes and C. S. Wu, Academic, New York, 1975, p. 113

WOOSLEY, S.E., HARTMANN, D.H., HOFFMAN, R.D., HAXTON, W.C., The  $\nu$ - Process, The Astrophysical Journal, 1990, 356, pp.272-301

YAKUT, H., KULIEV, A.A., GULIYEV, E., ÖZKAN, S., ve YILDIRIM, Z.,  $^{175,177,179}\text{Ta}$  izotoplarının taban-hal manyetik momentleri, TFD 25. Uluslararası Fizik Kongresi, 25-29 Ağustos 2008, Bodrum, Türkiye.

YAKUT, H., KULIEV, A.A., GULIYEV, E., YILDIRIM, Z., Intrinsic  $g_K$ -factors of the  $^{167-179}\text{Lu}$  isotopes, Pramana Journal of Physics, 2009, 73(5), pp. 829-837

YILDIRIM, Z., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ÖZKAN, S., YAKUT, H., The ground-state Nilsson quantum numbers of the odd-odd  $^{50}\text{Mn}$  nucleus, Turkish Physical Society 26. International Physics Conference, , 2009, September 24-27, p. 564, Bodrum, Turkey



YILDIRIM, Z., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ÖZKAN, S., ve YAKUT, H., Tek-tek  $^{144}\text{Eu}$  çekirdeğinin taban-hal Nilsson kuantum sayılarının belirlenmesi, TFD 25. Uluslararası Fizik Kongresi, 25-29 Ağustos 2008, Bodrum, Türkiye

YILDIRIM, Z., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ÖZKAN, S., The beta-decay properties of scissors mode  $1+$  states in  $^{164,166}\text{Er}$  Zacopane Conference on Nuclear Physics, 2008, September 1-7, Zacopane, Poland, 109

YILDIRIM, Z., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., OZKAN, S., The beta -Decay Properties of Scissors Mode  $1+$  States in  $^{164}\text{Er}$ , AIP Conf. Proc, 2008, 1072, 229

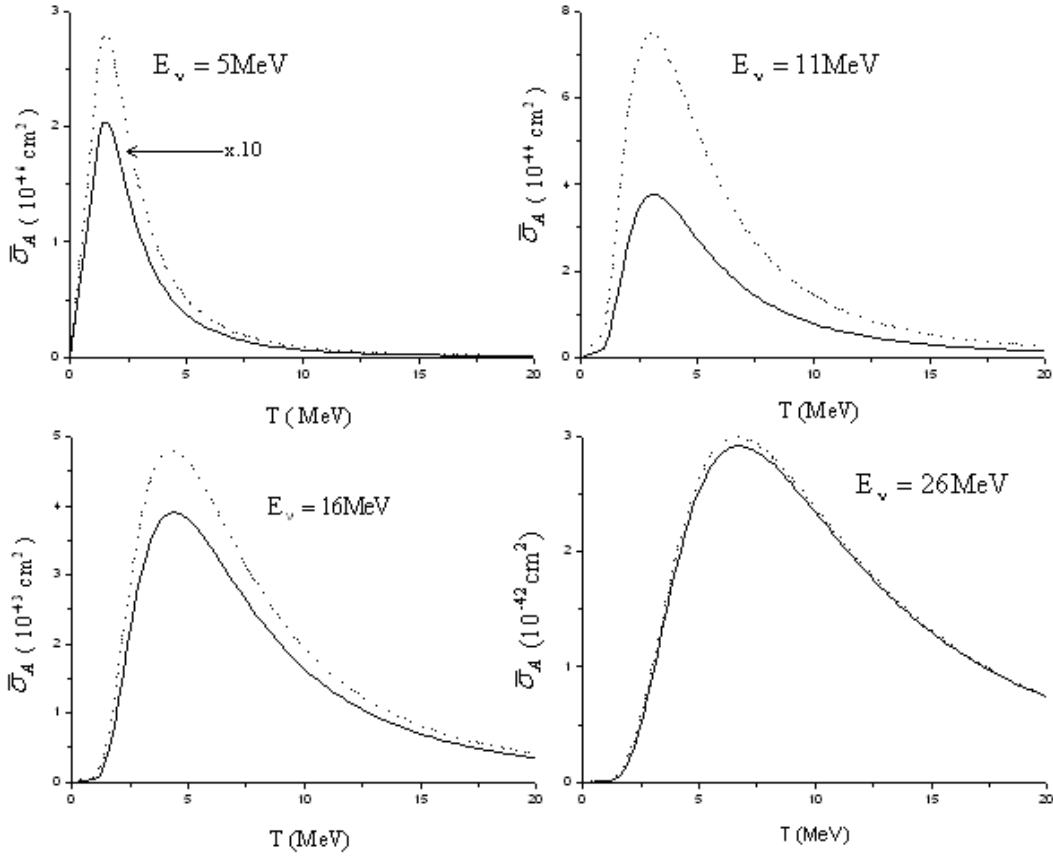
YILDIRIM, Z., GULIYEV, E., KULIEV, A.A., ÖZKAN, S., The beta -Decay Properties of Scissors Mode  $1+$  States in  $^{164}\text{Er}$ , Nuclear Physics and Astrophysics: From Stable Beams to Exotic Nuclei, 2008, Cappadocia, Turkey, June 25-30

ZELDOVICH, Ya.B., GUSEINOV, O.H., Collapse of stars in binaries, 1966, Astrophysical J. 144, 2, pp. 840

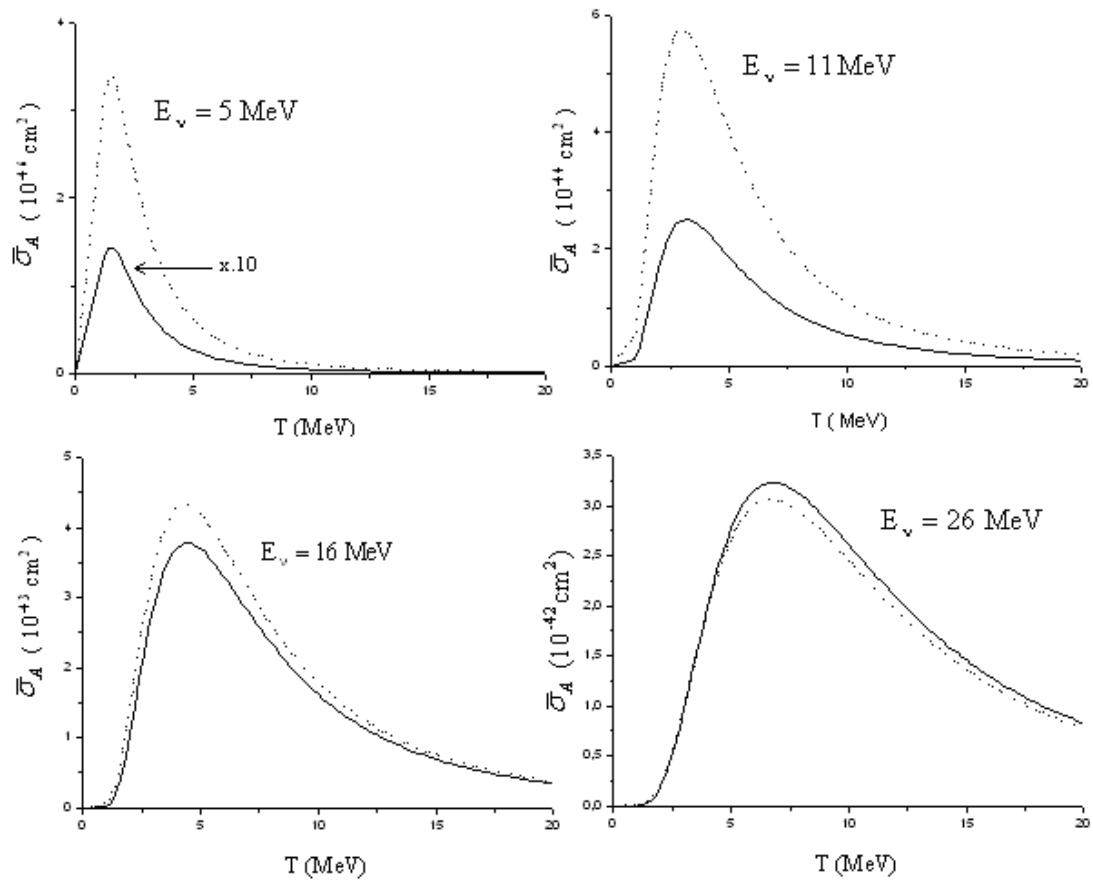
## EKLER

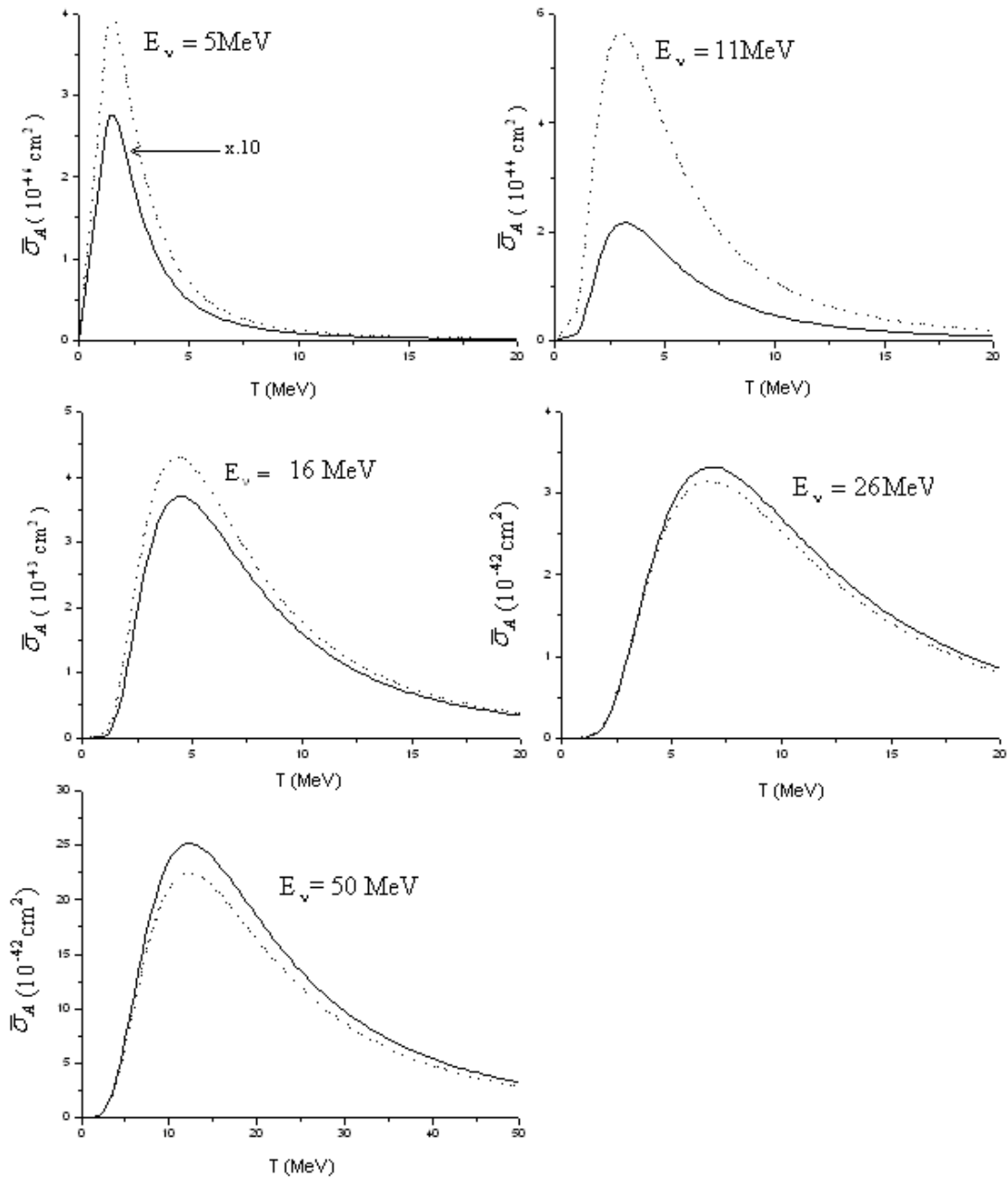
### EK A

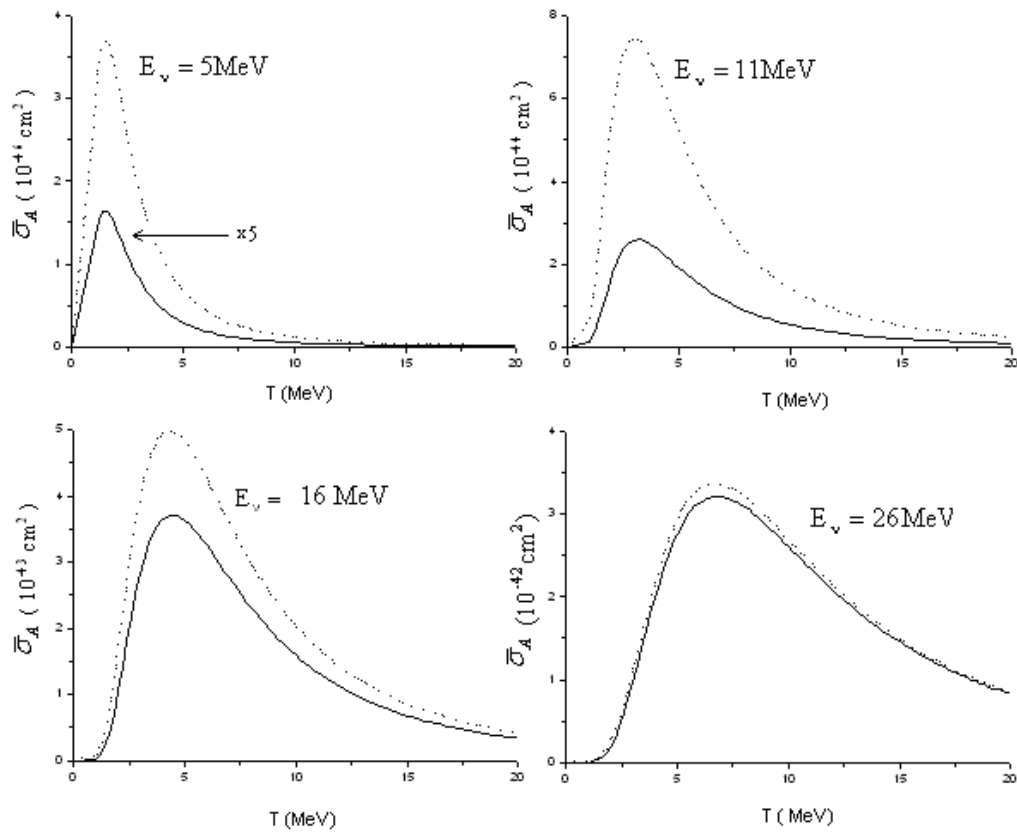
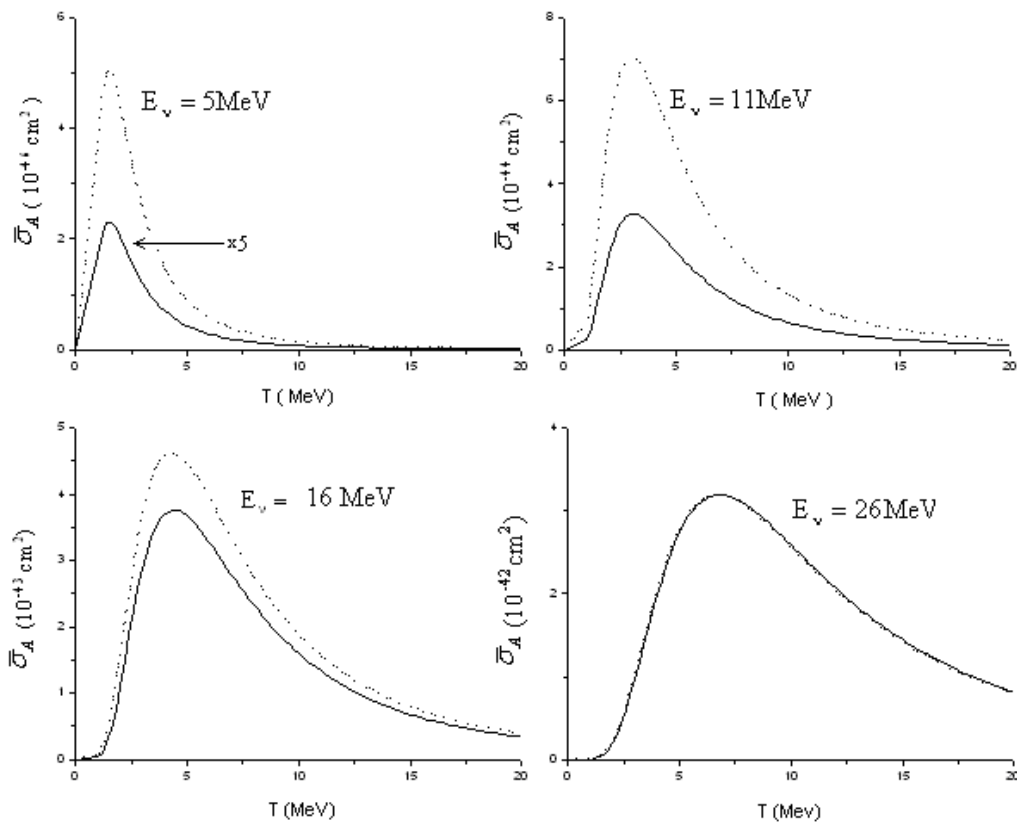
Tez kapsamında çalışılan Demir ve Aktinit bölgesi çekirdekleri için tam çözüm (sürekli çizgi) ve Lee Yaklaşımı (kesikli çizgi) çerçevesinde elde edilen ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_A$ ) nötrino enerjilerinin sırasıyla  $E_\nu=5, 6, 11, 26$  ve  $50$  MeV değerlerinde  $T_\nu$  sıcaklığına göre dağılımları her bir çekirdek için ayrı-ayrı aşağıda verilmiştir.

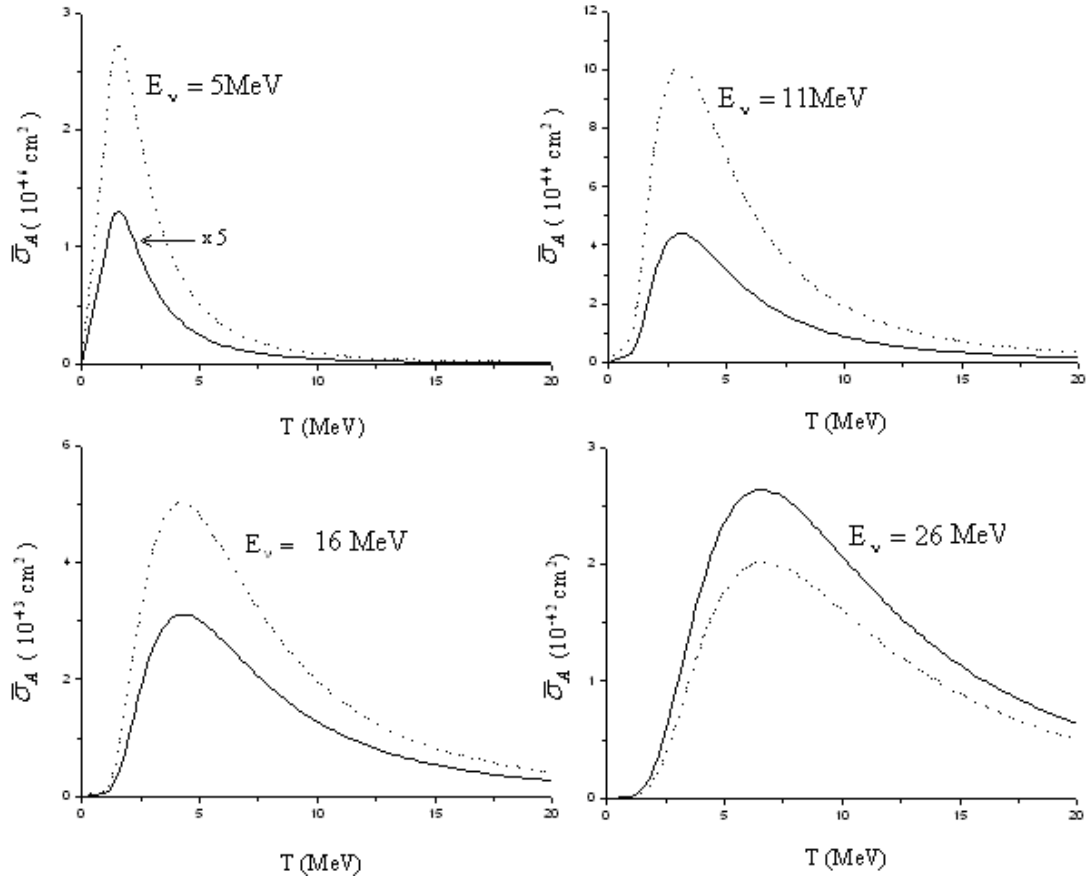
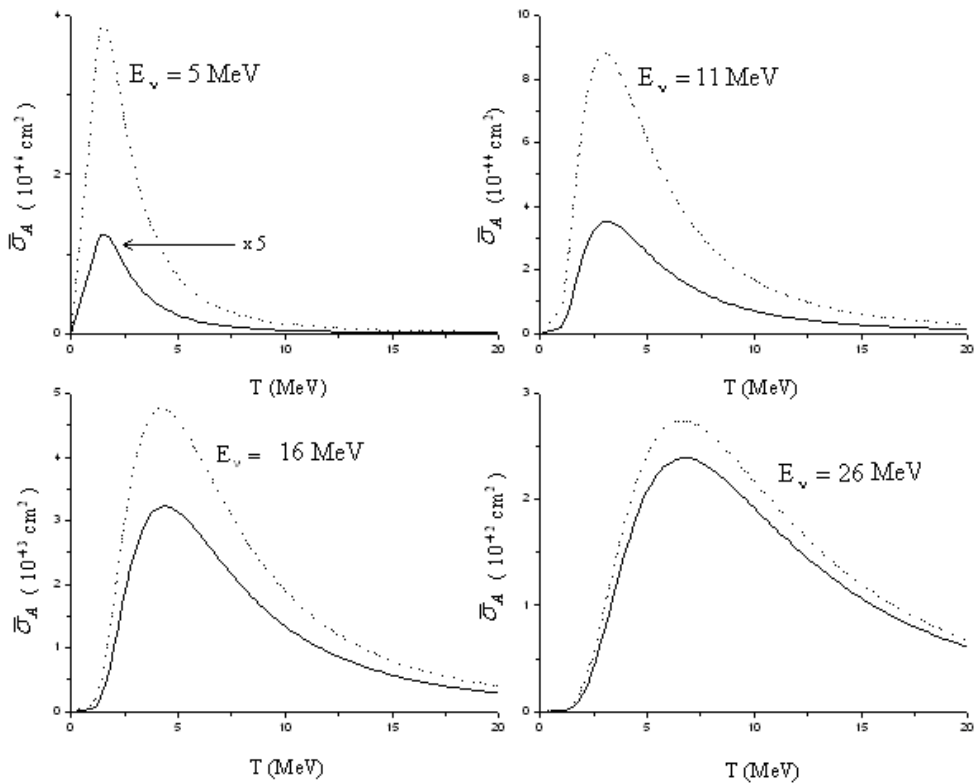


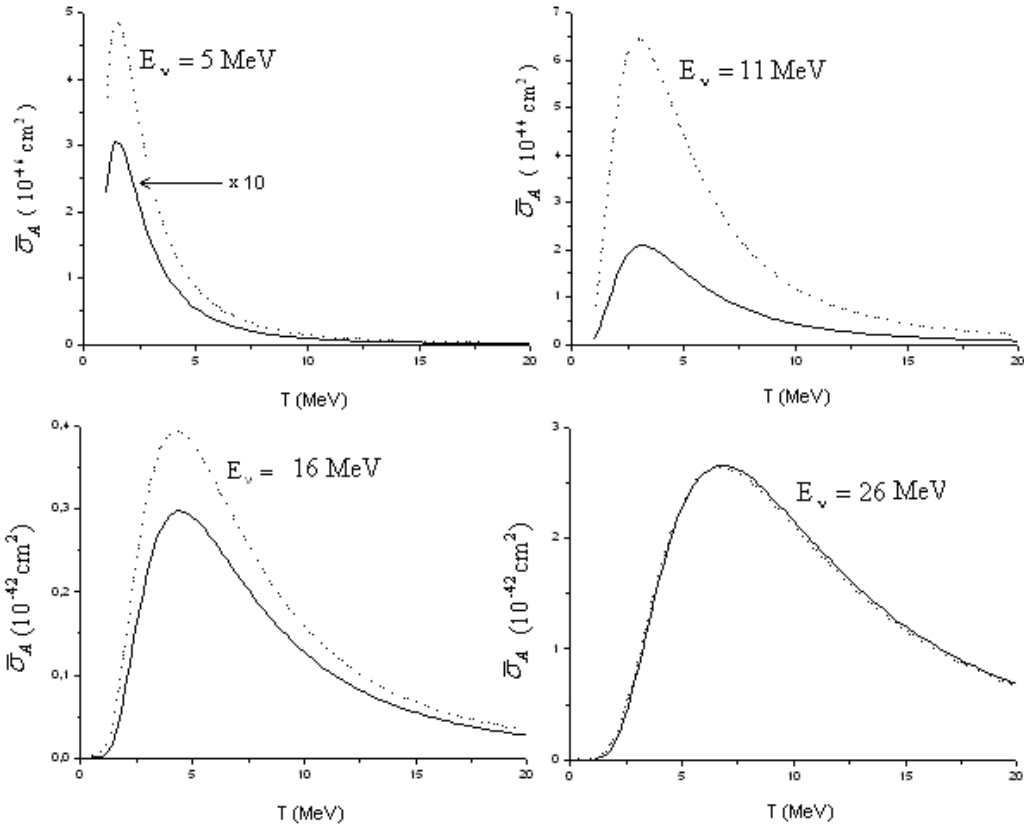
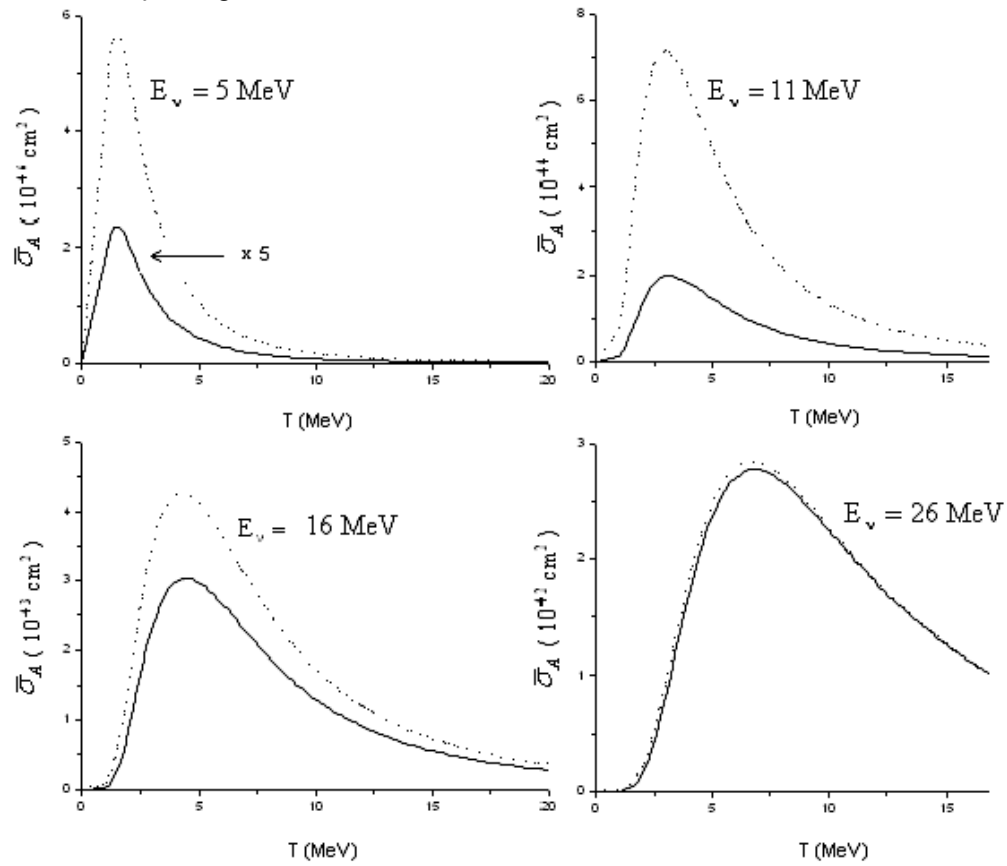
EK A1. <sup>52</sup>Fe çekirdeği

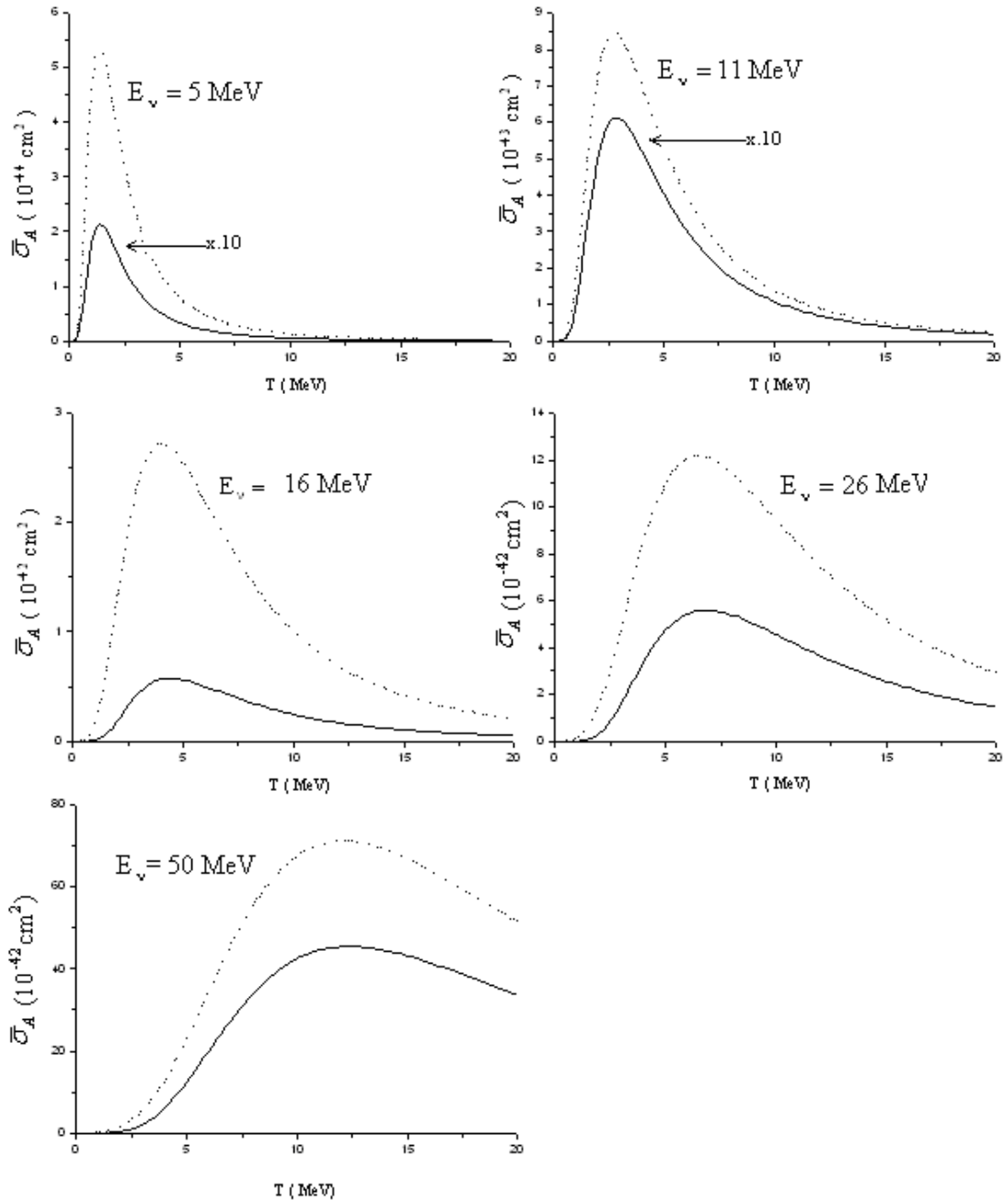
EK A2.  $^{54}\text{Fe}$  çekirdeği

EK A3.  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği

EK A4.  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeğiEK A5.  $^{60}\text{Fe}$  çekirdeği

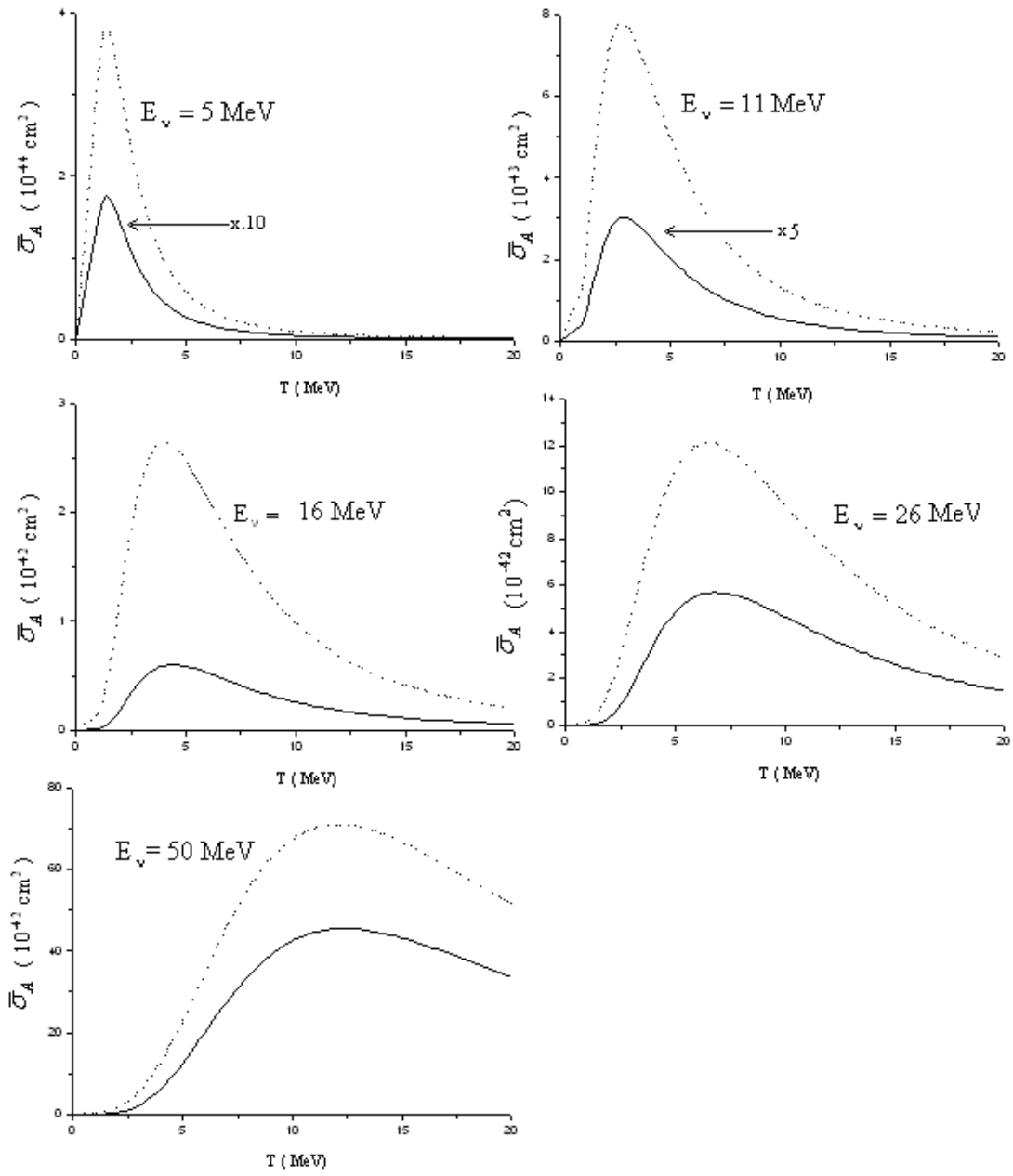
EK A6.  $^{48}\text{Cr}$  çekirdeğiEK A7.  $^{50}\text{Cr}$  çekirdeği

EK A8.  $^{52}\text{Cr}$  çekirdeğiEK A9.  $^{54}\text{Cr}$  çekirdeği

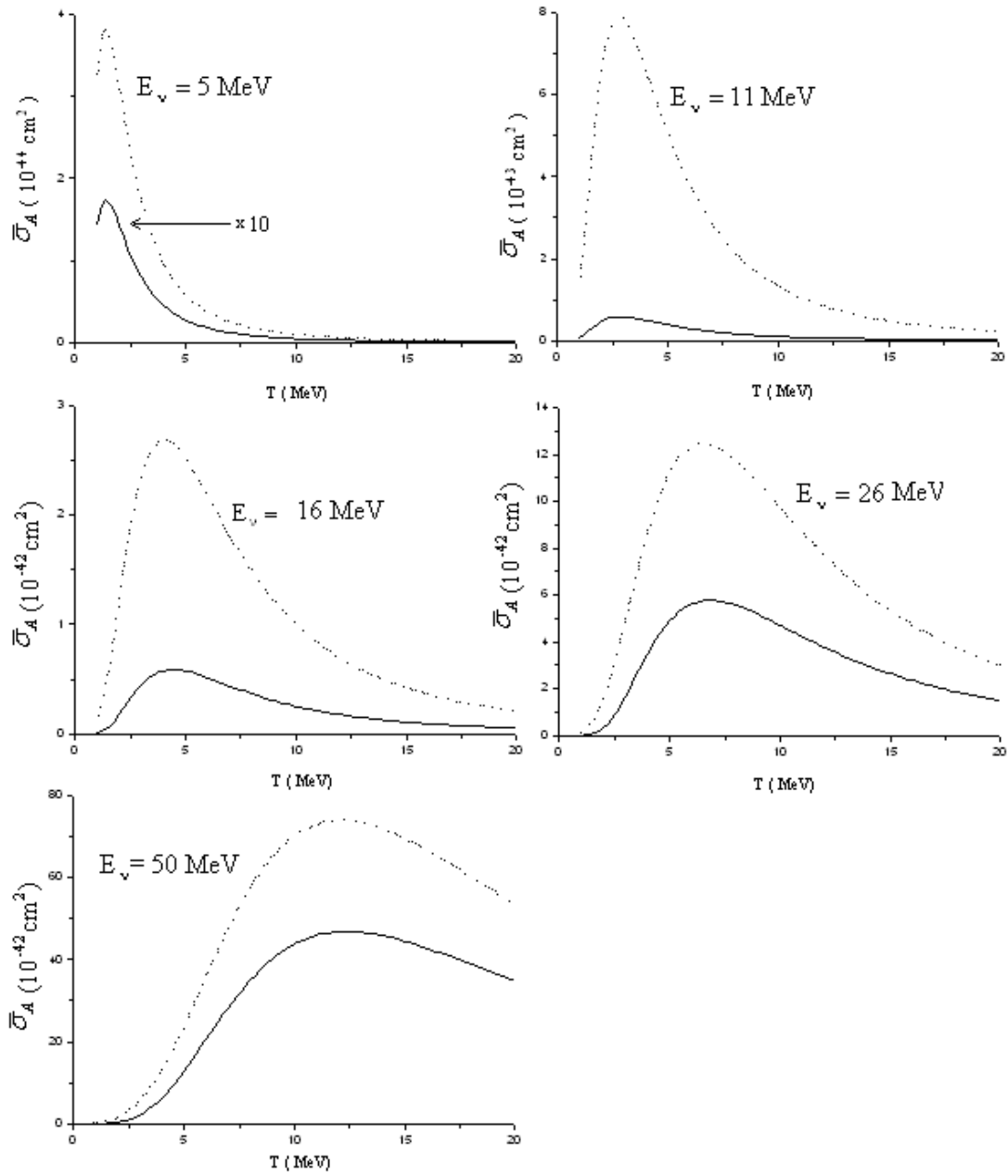


EK A10.  $^{232}\text{Th}$  çekirdeği





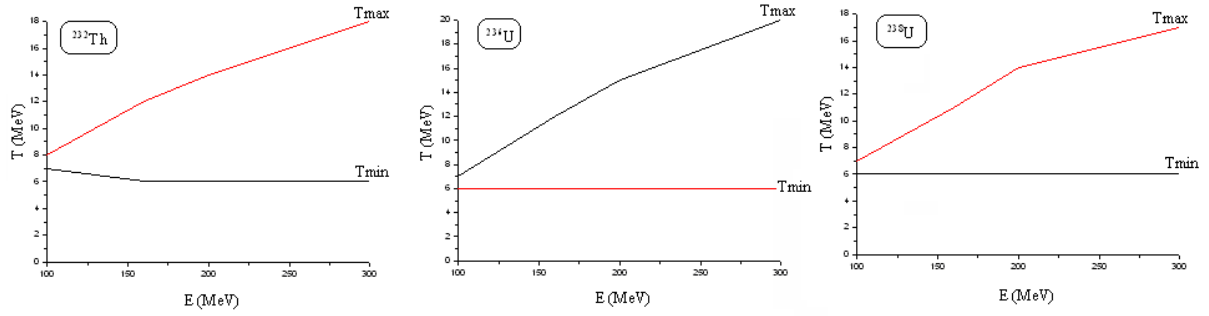
EK A11.  $^{236}\text{U}$ çekirdeği



EK A12.  $^{238}\text{U}$  çekirdeği

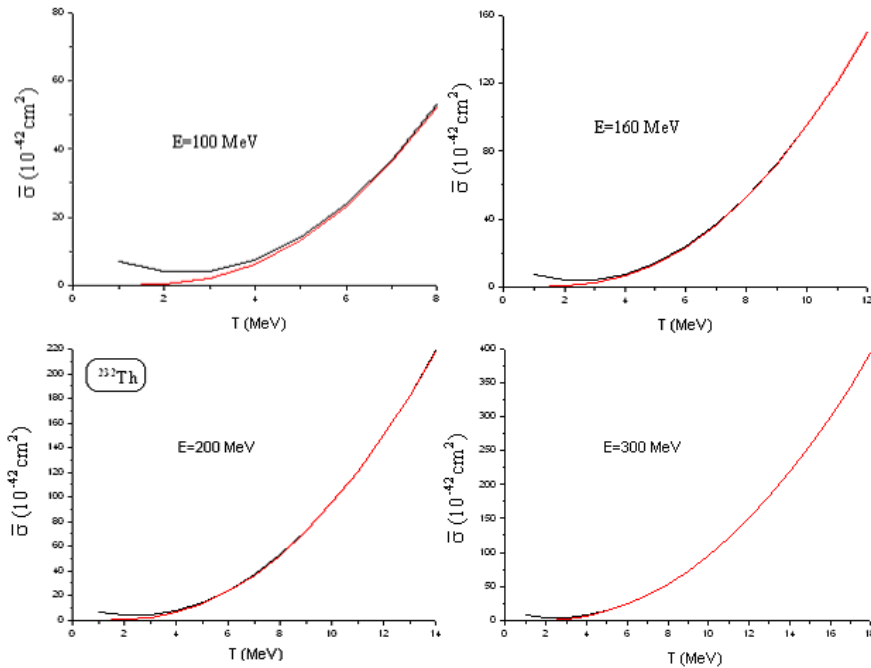
## EK B

Bir örnek olarak  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdekleri için (5.24) analitik bağıntımızı kullanabileceğimiz bölgeler nötrinoların enerjisine ve süpernovanın sıcaklığına bağlı olarak Şekil 12’de gösterilmiştir

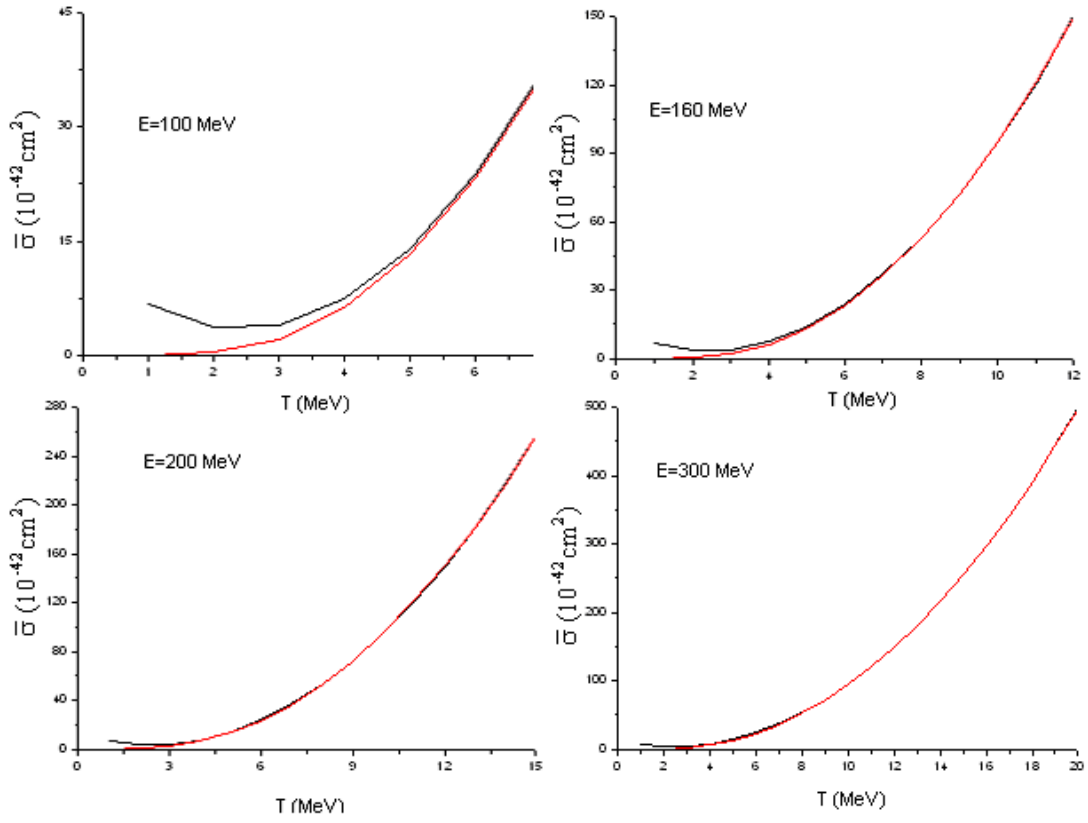
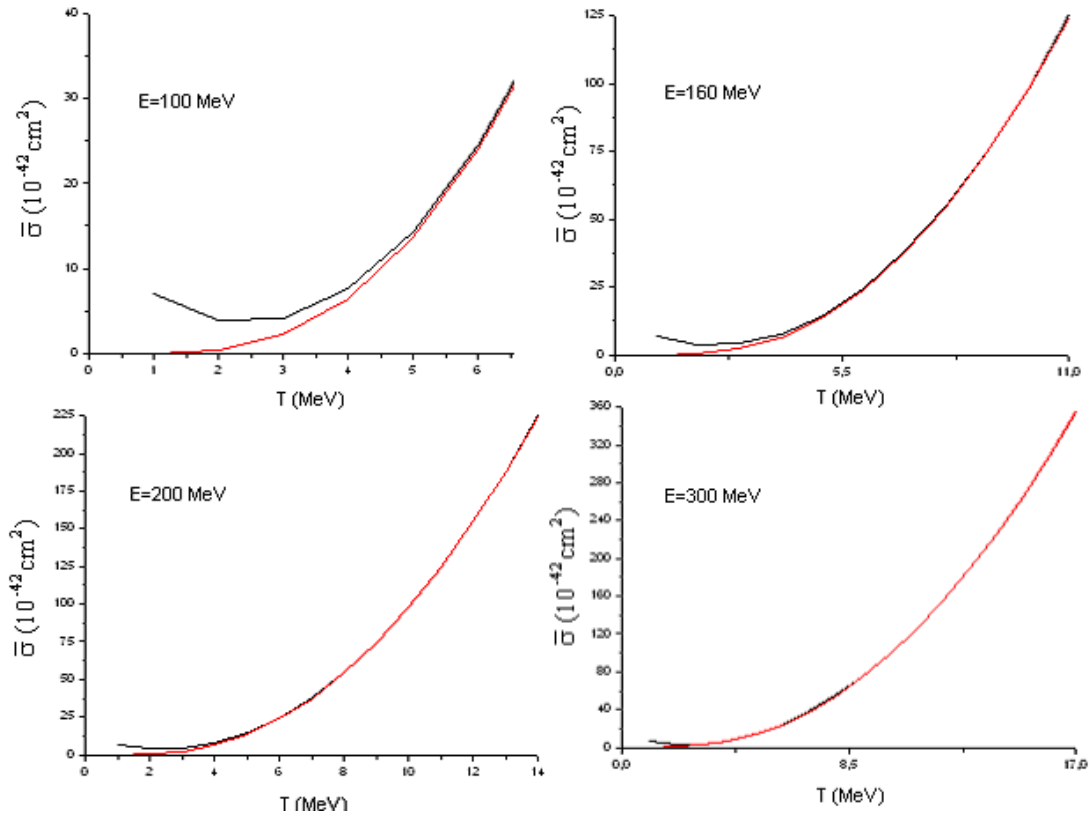


EK B1.  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$  çekirdekleri için (5.24) analitik bağıntımızı kullanabileceğimiz bölgeler nötrinonun enerjisine ve sıcaklığına bağlı olarak gösterilmiştir

Aktinit bölgesi çekirdekleri ( $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$  ve  $^{238}\text{U}$ ) için analitik bağıntılarla elde edilen tesir kesitleri sonuçlarının ve tam sonuçların  $T$  süpernova sıcaklığına göre değişimi farklı üst sınır enerjileri kullanılarak karşılaştırılması sırasıyla aşağıdaki şekillerde verilmiştir.



EK B2.  $^{232}\text{Th}$  çekirdeği için

EK B3.  $^{236}\text{U}$  çekirdeği içinEK B4.  $^{238}\text{U}$  çekirdeği için

## EK C

Tez çalışmamız kapsamında nötrino enerjisi 150 MeV alınarak her bir çekirdek için süpernovaların belirli  $T_\nu$  sıcaklıklarında ( $T=4-12$  MeV) nötrinolar ve antinötrinoların  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  ve  $\nu_\tau$  tiplerine göre ortalanan nükleon başına düşen ortalama tesir kesitlerinin  $\bar{\sigma}_A$  değerleri (6.1) ifadesi kullanılarak hesaplanmıştır. Aşağıdaki tablolarda da bu hesaplamalar ışığında incelenen her bir demir ve aktinit bölgesi çekirdeği için Lee Yaklaşımı ve tam QRPA metodu kullanılarak elde ettiğimiz sonuçlar ile Kabuk Model (Woosley vd., 1990) sonuçları karşılaştırılmıştır.

EK C1.  $^{52}\text{Fe}$  çekirdeği

$T_\nu, \text{MeV}$	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.181	0.623	1.361	2.394	3.710
Lee Yaklaşımı	0.185	0.611	1.304	2.273	3.497
Woosley(1990)	0.097	0.480	1.070	1.830	2.750
R					

EK C2.  $^{54}\text{Fe}$  çekirdeği

$T_\nu, \text{MeV}$	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.194	0.694	1.533	2.717	4.230
Lee Yaklaşımı	0.183	0.630	1.366	2.405	3.722
Woosley(1990)	-	-	-	-	-

EK C3.  $^{56}\text{Fe}$  çekirdeği

$T_\nu, \text{MeV}$	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.194	0.702	1.559	2.770	4.318
Lee Yaklaşımı	0.183	0.632	1.387	2.443	3.793
Woosley(1990)	0.162	0.646	1.330	2.180	3.170
R					

EK C4.  $^{58}\text{Fe}$  çekirdeği

$T_\nu, \text{MeV}$	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.182	0.652	1.453	2.581	4.019
Lee Yaklaşımı	0.188	0.641	1.391	2.446	3.781
Woosley(1990)	-	-	-	-	-

EK C5.  $^{60}\text{Fe}$  çekirdeği

T, MeV	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.174	0.625	1.390	2.475	3.855
Lee Yaklaşımı	0.173	0.595	1.295	2.285	3.540
Woosley(1990)	-	-	-	-	-

EK C6.  $^{48}\text{Cr}$  çekirdeği

T, MeV	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.136	0.454	0.981	1.712	2.644
Lee Yaklaşımı	0.175	0.547	1.114	1.969	3.006
Woosley(1990)	0.098	0.417	0.902	1.530	2.290
R					

EK C7.  $^{50}\text{Cr}$  çekirdeği

T, MeV	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.155	0.539	1.182	2.082	3.234
Lee Yaklaşımı	0.176	0.571	1.212	2.112	3.240
Woosley(1990)	-	-	-	-	-

EK C8.  $^{52}\text{Cr}$  çekirdeği

T, MeV	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.168	0.612	1.361	2.423	3.785
Lee Yaklaşımı	0.165	0.564	1.229	2.163	3.352
Woosley(1990)	-	-	-	-	-

EK C9.  $^{54}\text{Cr}$  çekirdeği

T, MeV	4	6	8	10	12
Tam sonuçlar	0.169	0.617	1.388	2.477	3.872
Lee Yaklaşımı	0.172	0.588	1.277	2.255	3.494
Woosley(1990)	-	-	-	-	-

## EK D

Aşağıdaki tablolarda ele alınan demir ve aktinit bölgesi çekirdeklerinin her biri için, elektron,  $\mu$ -mezon,  $\tau$ -mezon nötrinoları ve bunların anti parçacıklarının, süpernovaların değişen sıcaklıklarında ve bunlara karşı gelen uygun enerjilerinde hesaplanan saçılma diferansiyel ve nükleon başına düşen ortalama tesir kesitlerinin ( $\bar{\sigma}_A$ ) tam sonuçları ile Lee Yaklaşımı sonuçlarının karşılaştırılması verilmiştir.

EK D1.  $^{52}\text{Fe}$  izotopu için

T, MeV	$\nu_i$	$E_\nu$	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$			$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
			QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$3.47 \cdot 10^{-4}$	$4.68 \cdot 10^{-3}$	13.487	$1.81 \cdot 10^{-5}$	$2.47 \cdot 10^{-4}$	13.646
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.408	0.597	1.463	$0.27 \cdot 10^{-1}$	$0.52 \cdot 10^{-1}$	1.926
5	$\nu_\mu$	16	2.903	3.140	1.082	0.381	0.464	1.218
8	$\nu_\tau$	26	15.36	15.08	0.981	2.79	2.86	1.025

EK D2.  $^{54}\text{Fe}$  izotopu için

T, MeV	$\nu_i$	$E_\nu$	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$			$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
			QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$2.22 \cdot 10^{-4}$	$5.01 \cdot 10^{-3}$	22.567	$1.26 \cdot 10^{-5}$	$2.97 \cdot 10^{-4}$	23.571
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.324	0.476	1.469	$0.19 \cdot 10^{-1}$	$0.40 \cdot 10^{-1}$	2.105
5	$\nu_\mu$	16	3.060	3.058	0.999	0.370	0.419	1.132
8	$\nu_\tau$	26	17.59	16.02	0.910	3.100	2.930	0.945

EK D3.  $^{56}\text{Fe}$  izotopu için

T, MeV	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$					$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
	$\nu_i$	$E_\nu$	QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$4.06 \cdot 10^{-4}$	$5.67 \cdot 10^{-3}$	13.96	$2.42 \cdot 10^{-5}$	$3.46 \cdot 10^{-4}$	14.3
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.297	0.461	1.55	$1.62 \cdot 10^{-2}$	$3.93 \cdot 10^{-2}$	2.43
5	$\nu_\mu$	16	3.095	3.099	1.001	0.363	0.418	1.15
8	$\nu_\tau$	26	18.36	16.67	0.91	3.2	3.02	0.944
8	$\nu_\tau$	50	107.9	94.82	0.88	19	17	0.89

EK D4.  $^{58}\text{Fe}$  izotopu için

T, MeV	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$					$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
	$\nu_i$	$E_\nu$	QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$5.00 \cdot 10^{-4}$	$6.05 \cdot 10^{-3}$	12.1	$2.87 \cdot 10^{-5}$	$3.27 \cdot 10^{-4}$	11.393
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.324	0.588	1.815	$0.19 \cdot 10^{-1}$	$0.52 \cdot 10^{-1}$	2.736
5	$\nu_\mu$	16	3.019	3.397	1.125	0.363	0.482	1.328
8	$\nu_\tau$	26	17.71	17.48	0.987	3.09	3.22	1.042

EK D5.  $^{60}\text{Fe}$  izotopu için

T, MeV	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$					$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
	$\nu_i$	$E_\nu$	QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$9.99 \cdot 10^{-4}$	$7.26 \cdot 10^{-3}$	7.267	$4.09 \cdot 10^{-5}$	$4.41 \cdot 10^{-4}$	10.782
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.344	0.537	1.561	$0.23 \cdot 10^{-1}$	$0.48 \cdot 10^{-1}$	2.087
5	$\nu_\mu$	16	2.999	3.183	1.061	0.367	0.447	1.218
8	$\nu_\tau$	26	17.55	16.73	0.953	3.07	3.05	0.993



EK D6.  $^{48}\text{Cr}$  izotopu için

T, MeV	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$					$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
	$\nu_i$	$E_\nu$	QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$5.4 \cdot 10^{-4}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$	10.04	$2.3 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	10.44
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.39	0.72	1.86	$3.1 \cdot 10^{-2}$	$7.0 \cdot 10^{-2}$	2.26
5	$\nu_\mu$	16	2.09	2.92	1.40	$3.0 \cdot 10^{-1}$	$4.8 \cdot 10^{-1}$	1.60
8	$\nu_\tau$	26	10.31	12.55	1.22	1.930	2.50	1.30

EK D7.  $^{232}\text{Th}$  izotopu için

T, MeV	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$					$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
	$\nu_i$	$E_\nu$	QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$1.64 \cdot 10^{-2}$	0.340	20.73	$1.75 \cdot 10^{-3}$	$0.427 \cdot 10^{-1}$	24.4
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.43	4.042	9.40	$4.05 \cdot 10^{-2}$	0,535	13.21
5	$\nu_\mu$	16	4.85	13.55	2.79	0.561	2.54	4.53
8	$\nu_\tau$	26	32.04	56.10	1.75	5.38	11.4	2.12
8	$\nu_\tau$	50	199.19	288.35	1.447	33.9	55.5	1.64

EK D8.  $^{236}\text{U}$  izotopu için

T, MeV	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$					$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
	$\nu_i$	$E_\nu$	QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$1.43 \cdot 10^{-2}$	0.274	19.2	$1.43 \cdot 10^{-3}$	$3.11 \cdot 10^{-2}$	21.75
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.46	3.9	8.48	$4.03 \cdot 10^{-2}$	0.5	12.41
5	$\nu_\mu$	16	5.03	13.5	2.7	0.6	2.48	4.13
8	$\nu_\tau$	26	32.33	56.13	1.73	5.48	11.4	2.08
8	$\nu_\tau$	50	198.5	288.05	1.45	34	55.5	1.63

EK D9.  $^{238}\text{U}$  izotopu için

T, MeV	$\frac{d\sigma(E_\nu)}{dE_\nu} (10^{-42} \text{ cm}^2)$					$\bar{\sigma}_A (10^{-42} \text{ cm}^2)$		
	$\nu_i$	$E_\nu$	QRPA	LY	R	QRPA	LY	R
2	$\nu_e$	5	$1.42 \cdot 10^{-2}$	0.27	19	$1.43 \cdot 10^{-3}$	$3.11 \cdot 10^{-2}$	21.75
5	$\bar{\nu}_e$	11	0.43	3.95	9.2	$3.87 \cdot 10^{-2}$	0.51	13.18
5	$\nu_\mu$	16	5.02	13.78	2.75	0.57	2.53	4,44
8	$\nu_\tau$	26	33.1	58.14	1.76	5.57	11.7	2.1
8	$\nu_\tau$	50	204.99	300.71	1,47	35	57.6	1.65

## ÖZGEÇMİŞ

Safiye ÖZKAN, 01.01.1977'de Muğla İli'nin Fethiye İlçesi'nde doğdu. İlköğrenimini Ören Köyü İlkokulu'nda, ortaöğrenimini ise Aydın Ortaklar Anadolu Öğretmen Lisesi'nde tamamladı. Lisans eğitimini, Dokuz Eylül Üniversitesi Buca Eğitim Fakültesi Fizik Eğitimi Bölümü'nde 07.06.1999 tarihinde tamamladı. 18.09.2000 tarihinde Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimine başladı. 03.11.2001 tarihinde kaydını dondurarak 2000-2001 yılları arasında Şırnak'ın Silopi İlçesi'nde öğretmenlik yaptı. 09.10.2001 tarihinde Akdeniz Üniversitesi'ndeki yüksek lisans öğrenimine tekrar başladı ve 30.10.2001/ 01-18/3 sayılı kararla bu üniversitede Fizik Anabilim Dalı'na araştırma görevlisi olarak atandı. 27.02.2005 tarihinde aynı üniversitede Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda doktora öğrenimine başladı. 18.09.2006 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'na yatay geçiş yaptı. 18.01.2007-26.07.2010 tarihleri arasında Hendek Anadolu Kalkınma Vakfı Teknik ve Endüstri Meslek Lisesi'nde fizik öğretmenliği yaptı. 26.07.2010 tarihinde Sakarya Güneşler Lisesi'ne atandı. Halen aynı lisede fizik öğretmeni olarak görev yapmakta ve doktora öğrenimine devam etmektedir.