

**T.C.
MANİSA CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİMDALI
NÜKLEER FİZİK BİLİM DALI**

**A=100-150 BÖLGESİNDEKİ R SÜRECİ ÇEKİRDEKLERDE
GAMOW-TELLER GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN PYATOV
YÖNTEMİYLE İNCELENMESİ**

Emre SAVAŞCI

**Danışman
Prof. Dr. Tahsin BABACAN**



MANİSA-2019

**Emre
SAVAŞCI**

**A=100-150 BÖLGEÖİNDEKİ R SÜRECI ÇEKİRDEKLERDE GAMOW-
TELLER GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN PYATOV YÖNTEMİYLE
İNCELENMESİ**

2019

TEZ ONAYI

EMRE SAVAŞCI tarafından hazırlanan "A=100-150 bölgesindeki r süreci çekirdeklerde Gamow-Teller geçiş özelliklerinin Pyatov yöntemiyle incelenmesi" adlı tez çalışması 20/06/2019 tarihinde aşağıdaki **Fizik Anabilim Dalı**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak savunulmuş ve **oybirliğı** ile başarılı olarak kabul edilmiştir.

Danışman **Prof. Dr. Tahsin BABACAN**

Manisa Celal Bayar Üniversitesi

Jüri Üyesi **Prof. Dr. Müslim M. SAÇ**

Ege Üniversitesi

Jüri Üyesi **Doç. Dr. Gültekin YEĞİN**

Manisa Celal Bayar Üniversitesi

TAAHHÜTNAME

Bu tezin Manisa Celal Bayar Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde, akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin referans gösterilerek tezde yer aldığını beyan ederim.

Emre SAVAŞCI



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER	I
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	II
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	III
TABLO DİZİNİ	IV
TEŞEKKÜR.....	V
ÖZET.....	VI
ABSTRACT.....	VII
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	6
3. MATERYAL VE YÖNTEMLER.....	11
4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA	16
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	51
KAYNAKLAR	53
ÖZGEÇMİŞ	58



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

BCS	Barden-Cooper-Schriffer
B(GT)₊	Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımı
B(GT)₋	Gamow-Teller β^- şiddet dağılımı
CRPA	Sürekli Rasgele Faz Yaklaşımıdır(Continuum Random Phase Approximation)
GT	Gamow-Teller
GTR	Gamow-Teller Rezonans
HF	Hartee-Fock
HFB	Hatree Fock-Bogoliubov
LSSM	Büyük Ölçekli Kabuk modeli(Large Scale Shell Model)
pn-QRPA	Proton-nötron Kuazi parçacık Rasgele Faz Yaklaşımı(proton-neutron Quasiparticle Random Phase Approximation)
QRPA	Kuazi parçacık Rasgele Faz Yaklaşımı(Quasiparticle Random Phase Approximation)
RPA	Rasgele Faz Yaklaşımı(Random Phase Approximation)
SMMC	Kabuk Modeli Monte Carlo Yöntemi(Shell Model Monte Carlo Method)
SSDH	Tek Durumlu Baskınlık Hipotezi(Single State Dominance Hypothesis)

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 1.1. Gamow-Teller β^- ve β^+ Bozunum Şeması.....	2
Şekil 3.1. ^{110}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	16
Şekil 3.2. ^{102}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	17
Şekil 3.3. ^{104}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	18
Şekil 3.4. ^{106}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	19
Şekil 3.5. ^{108}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	20
Şekil 3.6. ^{110}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	21
Şekil 3.7. ^{112}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	22
Şekil 3.8. ^{114}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	23
Şekil 3.9. ^{116}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	24
Şekil 3.10. ^{118}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	25
Şekil 3.11. ^{120}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	26
Şekil 3.12. ^{122}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları.....	27
Şekil 3.13. ^{100}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	28
Şekil 3.14. ^{102}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	29
Şekil 3.15. ^{104}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	30
Şekil 3.16. ^{106}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	31
Şekil 3.17. ^{108}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	32
Şekil 3.18. ^{110}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	33
Şekil 3.19. ^{112}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	34
Şekil 3.20. ^{114}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	35
Şekil 3.21. ^{116}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	36
Şekil 3.22. ^{118}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	37
Şekil 3.23. ^{120}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	38
Şekil 3.24. ^{122}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları.....	39
Şekil 3.25. ^{110}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları hesaplama sonuçlarının diğer teorik çalışmalarla[64] karşılaştırılması.....	45
Şekil 3.26. ^{114}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımlarının karşılaştırılması.....	46
Şekil 3.27. ^{116}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımlarının deneysel[48] ve teorik[54] çalışmalarla karşılaştırılması.....	47
Şekil 3.28. ^{116}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımlarının karşılaştırılması.....	49

TABLO DİZİNİ

	Sayfa
Tablo1.1. β bozunum seçim kuralları.....	2
Tablo3.1. ^{116}Cd izotopu için $C_n = C_p = \frac{2}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerlerinde hesaplanmış B(GT)- ve B(GT) ₊ değerlerinin enerjiye göre dağılımı.....	40
Tablo3.2. $C_n = C_p = \frac{4}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{116}Cd izotopu için elde edilen benzer hesaplama sonuçları.....	41
Tablo3.3. $C_n = C_p = \frac{6}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{116}Cd izotopunda ele edilen B(GT)- ve B(GT) ₊ değerleri	42
Tablo3.4. $C_n = C_p = \frac{8}{\sqrt{A}}$ çiftlenim korelasyon değerlerinde hesaplanmış β^- ve β^+ geçiş şiddeti değerleri.....	43
Tablo3.5. B(GT)- ve B(GT) ₊ değerlerinin 0-25 MeV enerji aralığında $C_n = C_p = \frac{10}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak hesaplanmış sonuçları	44

TEŞEKKÜR

Çalışmanın her aşamasında bana destek olan, büyük emeği geçen ve tez çalıőmamda yönlendirici bir çaba içerisinde bulunan Danışman Hocam Sayın Prof. Dr. Tahsin BABACAN'a; bana maddi ve manevi desteğini esirgemeyen aileme; Fizik Bölümündeki diğer öğretim üyesi ve öğretim elemanlarımıza teşekkür ederim.

Emre SAVAŞCI
Manisa, 2019



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

A=100-150 bölgesindeki r süreci çekirdeklerde Gamow-Teller geçiş özelliklerinin Pyatov yöntemiyle incelenmesi

Emre SAVAŞCI

Manisa Celal Bayar Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Tahsin BABACAN

Bu çalışmada, 100-122 kütle bölgesindeki küresel çift-çift Cd izotoplarında Gamow-Teller β^+ ve β^- geçiş şiddet dağılımları Pyatov Yöntemi ve proton-nötron kuazi parçacık yaklaşımı(pn-QRPA) kullanılarak incelenmiştir. Bu amaçla, ilk olarak bu izotoplara ait GT β^+ ve β^- geçiş şiddet dağılımları hesaplanmıştır. Daha sonra, çiftlenme korelasyonlarının bu dağılımlar üzerine etkisinin olup olmadığı araştırılmıştır. Son aşamada ise, $^{110, 114, 116}\text{Cd}$ izotopları için elde edilen hesaplama sonuçlarımız, diğer teorik ve deneysel çalışmalar ile karşılaştırılmıştır. Hesaplama sonuçlarımız, $^{100-122}\text{Cd}$ izotoplarının β^- şiddet dağılımlarında kütle numarası arttıkça ana pikin yerleştiği enerji değerinin sağa doğru kaydığını ve $B(\text{GT})_-$ değerlerinde ise önemli bir değişim olmadığını ortaya koymuştur. Ayrıca, ana pikin dışındaki GT 1^+ durumlarının enerjileri de bu şiddet dağılımlarında sağa doğru kaymış ve bu durumların 5-15 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı görülmüştür. $^{100-122}\text{Cd}$ izotoplarının β^+ şiddet dağılımlarında tek bir ana pik gözlenmiş ve kütle numarası arttıkça bu ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerinin gittikçe azaldığı görülmüştür. $^{100-112}\text{Cd}$ izotoplarında ana pikin ve ana pik dışındaki GT 1^+ durumlarının enerji değerleri kütle numarası arttıkça sola doğru kayarak daha düşük enerjilere doğru yerleşmiştir. ^{112}Cd izotopundan sonra, ana pikin dışında belirgin bir $B(\text{GT})_+$ değerine sahip iki tane pik daha elde edilmiştir. Ayrıca, ana pikin ve bu piklerin enerji değerlerinde bu izotoptan sonra sola doğru kayma başlamış ve enerji değerleri daha düşük enerjilerde gözlemlenmiştir. $^{100-122}\text{Cd}$ izotoplarında, 0-25 MeV enerji aralığında GT parçalanması olduğunu söyleyebiliriz. Hesaplama sonuçlarımızın diğer teorik ve deneysel çalışmalarla karşılaştırılması sonucunda, dağılım yapısının diğer çalışmalarla benzerlik gösterdiği ve diğer çalışmalarla uyum içerisinde olduğu görülmüştür. Çiftlenme korelasyonları, $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ değerlerinde dalgalanmalar meydana getirmiştir. Belirgin bir şekilde ve önemli ölçüde bu değerlerin azaldığını ve arttığını söylemek mümkün değildir.

Anahtar Kelimeler: Gamow-Teller Geçişleri, Beta Bozunumu, Pyatov yöntemi, pn-QRPA.

2019, 69 sayfa.

ABSTRACT

M.Sc Thesis

The Study of Gamow-Teller transition properties for r process nuclei in the mass region of A=100-150 by Pyatov Method

Emre SAVAŞCI

Manisa Celal Bayar University
Graduate School of Applied and Natural Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Tahsin BABACAN

In this study, the Gamow-Teller β^+ and β^- strength distributions in spherical even-even Cd isotopes in the mass region of 100-122 have been studied by using Pyatov Method and proton-neutron Quasiparticle Random Phase Approximation(pnQRPA). Under the light of this purpose, GT β^+ and β^- strength distributions in these isotopes have been calculated at the first stage. Then, it has been investigated whether there is an effect of the pairing correlations on these distributions or not. At the final stage, our calculation results for $^{110,114,116}\text{Cd}$ isotopes have been compared with the other theoretical and experimental studies. Our results have been demonstrated that the located energy values of the main peak in β^- strength distributions of 100-122 Cd isotopes is shifted to the higher values and the right side as the mass number increases, and there is no significant change in the $B(\text{GT})_-$ and $B(\text{GT})_+$ values of the corresponding isotopes. Moreover, it has been seen that the energy values of the other GT 1^+ states apart from the main peak in the distribution is also shifted to lower energy values, and these states are concentrated on the energy interval of 5-15 MeV. In case of β^+ transition strength distributions, only one main peak has been observed. Moreover, it has been seen that a decrease in $B(\text{GT})_+$ values of the main peak has occurred, and Energy values of the main peak and the remaining GT 1^+ states in $^{100-112}\text{Cd}$ isotopes have been located in lower energy values as the mass number increases. It has also been obtained two more peaks which have the pronounced $B(\text{GT})_+$ values in addition to main peak in $^{114-122}\text{Cd}$ isotopes. In these isotopes, the energy values of the main peak and these two peaks are started to shift to left side, and they have been observed at lower energy values. We can say that there is a GT fragmentation in the energy interval of 0-25 MeV in $^{100-122}\text{Cd}$ isotopes. As a result of the comparison of our calculations with the other theoretical and experimental studies, it has been seen that the structure of the strength distributions has shown a similarity, and these distributions are in agreement with the other studies. Pairing correlations have led to some fluctuations in $B(\text{GT})_-$ and $B(\text{GT})_+$ values. It is not possible to say that a significant increase or decrease in $B(\text{GT})$ values has occurred.

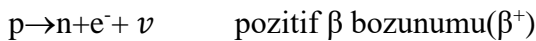
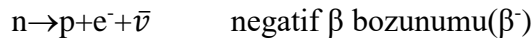
Keywords: Gamow-Teller Transitions, Beta Decay, Pyatov Method, pn-QRPA.

2019, 69 pages.

1. GİRİŞ

Demir kütle bölgesinden daha büyük ($A > 50$) ağır elementlerin oluşumu için en temel mekanizmalardan bir tanesi de nötron yakalama olaylarıdır. Nötron yakalama süreçleri, nötron yakalama hızlarına göre sınıflandırılır. Eğer nötron yakalama hızı, β bozunum hızlarına göre yavaşsa; bu nötron yakalama sürecine s (slow (yavaş)) süreci, hızlı ise bu sürece de r (rapid (hızlı)) süreci denir. S süreci, büyük kütleli yıldızlarda helyumun yanmasında ve r süreci de süpernova patlamalarında önemli rol oynar. Nötron yakalama reaksiyonları ile iletilmeyen proton bakımından zengin kararlı çekirdeklerin oluşumunu açıklayan mekanizmaya da p (proton) süreci denir [1]. Bu çalışmada, biz daha çok r sürecine yoğunlaşacağız. Dolayısıyla, r süreci ile ilgili bilgi verelim: Astrofiziksel r süreci olayı, kütle numarası 60'dan daha büyük çekirdeklerin yaklaşık yarısının nötron yakalama ve β bozunum olayları sonucu oluştuğu bir süreçtir [2-4]. R süreci yüksek sıcaklıklar ($T \approx 10^9$ K) ve yüksek nötron yoğunlukları ($> 10^{20}$ nötron/cm³) olan bir ortamda gerçekleşir. R sürecinde, nötron yakalamalar arasındaki aralıklar, β bozunumu yarı ömürlerinden daha küçüktür. Böylece, çekirdekler nötronca daha zengin izotoplara daha hızlı bir şekilde bozunur [5]. Çekirdek sentezinin kalitesini, sadece astrofiziksel bölgenin iyi bir seçimi ile değil, aynı zamanda nükleer yapı verileri de etkiler. Nötron dik çizgi civarındaki r süreci yollarını tanımlayan çekirdek kütlelerinin yanı sıra, β bozunumu ve β gecikmeli süreçler önemlidir. β bozunumları, r süreci malzemesinin daha yüksek yük sayılarına sahip elementlere doğru akışından sorumludur. Bu durumda r süreci nötrino bakımından daha zengin bir ortamda gerçekleşir [6]. Görüleceği üzere, β bozunumunun r sürecinde önemli bir rol oynadığından; β bozunumu ile ilgili temel bilgileri vermek yararlı olacaktır.

En temel β bozunma reaksiyonu, bir protonun bir nötrona veya bir nötronun bir protona dönüşmesidir. Bir çekirdekte β bozunumu hem Z hem de N'yi bir birim değiştirir: $Z \rightarrow Z \pm 1$, $N \rightarrow N \pm 1$, böylece, $A = Z + N$ sabit kalır. Temel β bozunma işlemleri:



$p + e \rightarrow n + \nu$ elektron yakalanması(ϵ)

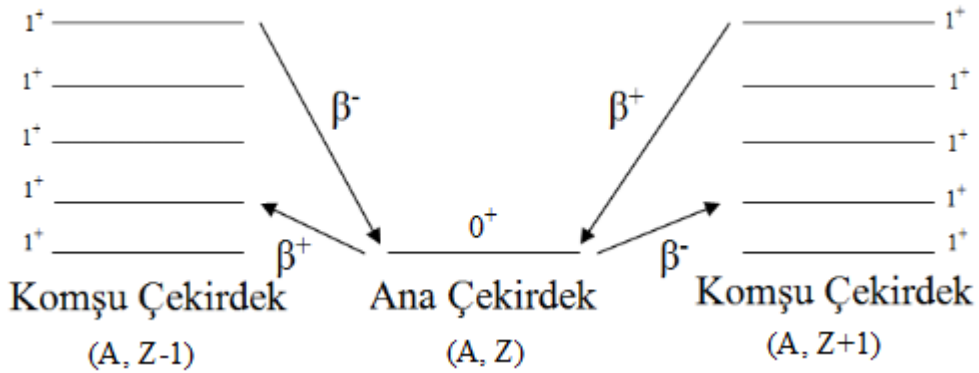
şeklindedir[7].

Eğer elektron ve nötrino spinleri birbirine antiparalel($\uparrow\downarrow$) olarak yayımlamışlarsa geçiş Fermi geçiştir. Elektron ve nötrino, spinleri birbirine paralel($\uparrow\uparrow$) yayımlamışlarsa bu geçişe Gamow-Teller geçişi adı verilir. Bu halde, $S_{\beta}=1$ 'dir. β bozunumlarındaki seçim kuralları, iki tip bozunma (Fermi ve Gamow-Teller) için aşağıdaki tablo 1.1 de verildiği gibi özetlenebilir[8]:

Tablo 1.1. β bozunum seçim kuralları

Geçişler	Parite değişmezi	Geçiş Tipi		log Γ
		Fermi	Gamow-Teller	
$L_{\beta}=0$ Tercihli müsadeli Müsadeli	yok	$\Delta J=0$	$\Delta J=0, \pm 1$	3-4
	yok	$\Delta J=0$	$\Delta J=0, \pm 1$ 0-0 olmaz	4-6
$L_{\beta}=1$ 1. yasaklı	var	$\Delta J=0 \pm 1$	$\Delta J=0, \pm 1, \pm 2$	6-10
$L_{\beta}=2$ 2. yasaklı	yok	$\Delta J=\pm 1, \pm 2$	$\Delta J=\pm 2, \pm 3$	10-12
$L_{\beta}=3$ 3. yasaklı	var	$\Delta J=\pm 2, \pm 3$	$\Delta J=\pm 3, \pm 4$	15-18

Bu tez çalışmasında, izinli Gamow-Teller β^- ve β^+ geçişlerini incelediğimizden dolayı, bu bozunumunun ana şeması Şekil 1.1 de gösterilmektedir:



Şekil 1.1. Gamow-Teller β^- ve β^+ Bozunum Şeması

Şekil 1.1’de görüldüğü gibi, taban durumu 0^+ da ana çekirdek bulunmaktadır. Ana çekirdeğin sağında ve solunda komşu çekirdeğe ait uyarılmış 1^+ durumları vardır. Burada, ana çekirdeğin taban durumundan komşu çekirdeğin 1^+ durumlarına veya komşu çekirdeğin 1^+ durumlarından ana çekirdeğin taban durumuna olan geçişler incelenecektir. Ana çekirdeğin taban durumundan sağ taraftaki komşu çekirdeğin 1^+ uyarılmış durumuna olan geçişi, proton sayısı bir arttığı için β^- bozunumuyla; komşu çekirdeğin 1^+ uyarılmış durumundan ana çekirdeğin taban durumuna olan geçişi proton sayısı bir azaldığından β^+ bozunumuyla ifade ederiz. Ana çekirdeğin taban durumundan sol taraftaki komşu çekirdeğin 1^+ uyarılmış durumuna olan geçişi, proton sayısı bir azaldığı için β^+ bozunumuyla; komşu çekirdeğin 1^+ uyarılmış durumundan ana çekirdeğin taban durumuna olan geçişi proton sayısı bir arttığından β^- bozunumuyla ifade ederiz. β bozunumu seçim kurallarına göre de, 0^+ dan 1^+ ya veya 1^+ dan 0^+ ya geçişler göz önüne alındığı için $|\Delta J|=0,1$ kuralını sağladığı için izinli Gamow-Teller geçişleri olarak adlandırılır. Dolayısıyla bu çalışmada, ele aldığımız Cd çekirdeklerine ait izinli Gamow-Teller β^- ve β^+ geçişleri incelemiş olacağız. Ayrıca, ana çekirdeğin taban durumundan, komşu çekirdeklerin uyarılmış 1^+ durumlarına olan geçiş ihtimallerinin uyarılmış enerji değerlerine göre dağılımı da, $B(GT)$, β geçiş şiddet dağılımı şeklinde ifade edilir.

GT geçişlerine ait şiddet dağılımı deneysel olarak genellikle yük alışverişli reaksiyonlar yoluyla elde edilir. Yük alışverişli reaksiyonlar olarak, literatürde çalışılan ($^3\text{He},t$), (p,n), (n,p), ($d,^2\text{He}$) ve ($t,^3\text{He}$) reaksiyonlarını görmekteyiz. Örneğin; (n,p) reaksiyonunda hedefteki proton, nötron ile bombardıman edilerek protonun hedeften çıkıp fırlaması sağlanır. Böylece, nötron yükünü protona vererek protonun çıkmasını sağlar. Böylece, nötronla proton arasında bir yük alışverişi söz konusudur. Bundan dolayı bu reaksiyonlara yük alışverişli reaksiyonlar denir. (n,p), ($t,^3\text{He}$) ve ($d,^2\text{He}$) reaksiyonları ile $B(GT)_+$ şiddet dağılımları; (p,n) ve ($^3\text{He},t$) reaksiyonları ile $B(GT)_-$ şiddet dağılımları elde edilir. Örneğin; (n,p) yük alışverişli reaksiyon, $^A_Z X(n,p)_{Z-1} X$ veya $^A_Z X + p \rightarrow ^A_{Z-1} X + n$ şeklinde gösterilir.

Yük değişim reaksiyonları, tek adım(direk) reaksiyonudur ve çekirdek yüzeyinde gerçekleşir. ($^3\text{He},t$) ve (p,n) reaksiyonları önemli ölçüde farklıdır. (p,n) reaksiyonları çekirdek içinde gerçekleşirken; ($^3\text{He},t$) reaksiyonları hedef çekirdeğin yüzeyinde gerçekleşir[9].

$(^3\text{He},t)$ reaksiyonu, yüksek çözünürlük potansiyelinden dolayı (p,n) reaksiyonuna en uygun alternatif bir reaksiyondur. $N>Z$ hedef çekirdekleri için, (p,n) tipi reaksiyonlar bazı önemli özellikler gösterirler. Bu özellikler, (p,n) tipi reaksiyonları (n,p) tipi reaksiyonlarından farklı kılar. (p,n) tipi reaksiyonun başka bir özelliği de, GTR(Gamow-Teller Rezonans) enerjisinin elde edilmesidir. Bu rezonans (n,p) tipi reaksiyonda gerçekleşmemektedir. Daha önceden de belirtildiği gibi, $(d,^2\text{He})$ reaksiyonun eşdeğer (n,p) reaksiyonuna göre bazı deneysel avantajları vardır. Döteron demetleri yüksek yoğunluk ve yüksek enerji çözünürlüğü ile dağıtılabılır. Oysa nötron demetleri sadece düşük yoğunluklarda ikincil demet olarak vardır. Bu reaksiyonun başka bir avantajı da sadece spin izospin ters çevrilmiş(flip) modlarının uyarılmasını gerektirir. (n,p) reaksiyonu ise, spinli ve spinsiz ters çevrilmiş geçişlere izin verir. (p,n) reaksiyonunda, çözünürlük yoğunlukla 300 keV civarında; (n,p) reaksiyonunda ise 1 MeV' den daha büyük değerlerde nadiren de olsa gerçekleşmiştir [10-12].

Gamow-Teller β^+ ve β^- geçiş şiddet dağılımının teorik olarak yapılan hesaplamalarında, Rasgele Faz Yaklaşımı(RPA Random Phase Approximation) ve Kabuk Modelini görmekteyiz. Rasgele Faz Yaklaşımının değişik versiyonları da kullanılmaktadır. Bunlar; kuazi parçacık Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA Quasiparticle Random Phase Approximation) ve Sürekli Rasgele Faz Yaklaşımıdır(Continuum Random Phase Approximation). Kabuk Modeli hesaplamaları ise, Büyük Ölçekli Kabuk Modeli(LSSM Large Scale Shell Model), Kabuk Modeli Monte Carlo Yaklaşımı(SMMC Shell Model Monte Carlo), Hartree Fock(HF)+Hartree Fock-Bogoliubov(HFB) yöntemine ve Skryme kuvvetlerine dayalı ortalama alan hesaplamalarını içerir. Büyük Ölçekli Kabuk Modeli hesaplamaları, beta kararlılık vadisine yakın orta kütleli çekirdeklerde GT şiddet dağılımlarını başarılı bir şekilde açıklamasına rağmen, sürekli duruma sahip büyük konfigürasyon uzayları yöntemin r süreci yolu boyunca uygulamasını zorlaştırır[13-15]. Sürekli Rasgele Faz Yaklaşımı, genellikle kullanışlıdır ve çok zayıf bağlı çekirdeklerin çiftlenimlerinde bu yaklaşım önemlidir[16-18]. Bu hesaplamalardaki teorik yaklaşımları, üç kategoriye ayırabiliriz: Fenomenolojik analiz[19-25], Kabuk Modeli[5,26-33] ve proton-nötron Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımıdır(pnQRPA)[34-45]. Fenomenolojik analiz, hesaplamaları basitleştirmede kullanılır. Kabuk Modeli, hafif çekirdeklerde başarılıdır. Ancak, daha ağır kütleli

çekirdeklerin hesaplamalarında bazı zorluklar söz konusudur; çünkü çok büyük kabuk modeli bazı gerekir. pnQRPA yaklaşımı, orta kütleli ve hatta ağır kütleli çekirdeklere oldukça iyi bir şekilde uygulanabilir. Bu yaklaşım, çekirdeklerin kolektif uyarılmaların mikroskobik yapısını açıklamak için yaygın bir şekilde kullanılmaktadır[46].



2. GENEL BİLGİLER

$^{100-122}\text{Cd}$ izotopları için literatür çalışmalarına baktığımızda hem deneysel hem de teorik çalışmaların olduğunu görüyoruz. Literatürde, belirtilen kütle bölgesi dışında başka Cd izotopları ile ilgili çalışmalar vardır. Şimdi bu çalışmalarla ilgili kısaca bilgi verelim.

K. Kar ve arkadaşları tarafından 2006 yılında, r süreci çekirdek sentezi için $115 < A < 140$ kütle bölgesindeki çekirdekler için β bozunum hızları teorik olarak incelenmiş ve deneysel değerler ile karşılaştırılmıştır. Bu kapsamda, belirtilen kütle bölgesinde bulunan $^{118,120}\text{Cd}$ izotopları için yarı ömür değer hesaplamaları yapılmıştır. Buna göre, ^{120}Cd çekirdeği için hesaplanan değer deneysel değere yakın değerde bulunmasına rağmen, ^{118}Cd izotopu için elde edilen yarı ömür değeri deneysel değerden yaklaşık iki kat daha büyük olduğu söylenebilir[47].

M. Sasano ve arkadaşları tarafından[48] 2007 yılında, ^{116}Cd izotopundaki deneysel GT^- şiddet değerleri 300 MeV enerjide (p,n) yük alışı verişi reaksiyon kullanılarak elde edilmiştir. $\text{B}(\text{GT})^-$ değeri için 0.26 ± 0.02 ve $\text{B}(\text{GT})^+$ değeri için ise 0.070 ± 0.003 değerleri bulunmuştur. H. Akimune ve arkadaşları[49] tarafından 1997 yılında $^{116}\text{Cd}(3\text{He},t)$ ^{116}In reaksiyonu ile 150A MeV 'de, S. Rakers ve arkadaşları[50] tarafından 2004 yılında 92A MeV'de GT şiddet değerlerini deneysel olarak elde etmişlerdir. Ayrıca, elektron yakalama deneyi[51] ve (p,n) reaksiyonu kullanılarak 35 MeV'de [52] ^{116}Cd için deneysel GT değerleri bulunmuştur. Bütün bu bulunan deneysel değerler M. Sasano ve arkadaşları tarafından[48] yapılan çalışmada karşılaştırılmış ve [49] nolu kaynakta elde edilen $\text{B}(\text{GT})^-$ değerinin 8-15 kat daha düşük olduğu sonucuna varmışlardır[48].

G. Martinez-Pinedo ve K. Langanke tarafından 2008 yılında ^{130}Cd izotopu için Büyük Ölçekli Kabuk Modeli(Large-Scale Shell Model LSSM) kullanılarak ^{130}Cd izotopu için β^- ve β^+ yarı ömür değerleri teorik olarak hesaplanmış ve deneysel değerlerle iyi bir uyum içerisinde olduğu sonucuna varılmıştır[5].

2010 yılında, B. Özaydın tarafından yapılan yüksek lisans tez çalışmasında Pyatov yöntemi kullanılarak $^{124-132}\text{Cd}$ izotopları için logft değerleri hesaplanmış ve C_n ve C_p çiftlenme korelasyon değerlerinin belirtilen kütle bölgesindeki Cd izotoplarının logft değerlerine olan etkisi araştırılmıştır. Hesaplamalar sonucunda,

çiftlenme korelasyon değerlerinin β^- geçişlerine ait logft değerlerinde çok fazla etkisi olmamasına rağmen β^+ geçişlerinin logft değerlerini önemli miktarda değiştirdiği sonucu elde edilmiştir[53].

2014 yılında Suhonen J. ve Civitarese O. tarafından A=100, A=116 ve A=128 kütle numaralı üçlü izobarlar için β ve çift β bozunumlarına ait nicelikler, proton-nötron kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı (pn-QRPA) çerçevesinde incelenmiştir. Bu çalışma kapsamı doğrultusunda ^{116}Cd izotopu için B(GT) $^-$ ve B(GT) $^+$ değerleri teorik olarak hesaplanmıştır. Benzer hesaplamalar A=100 sistemi için ^{100}Mo ile A=128 sistemi için ^{128}Te izotopları için yapılmıştır. Bu hesaplamalarda, parçacık-deşik etkileşmesine ilaveten parçacık-parçacık etkileşmesi de göz önüne alınmıştır. Parçacık-parçacık etkileşme sabiti olarak $g_{pp}=0.515$ değeri kullanılmıştır. ^{116}Cd izotopunun B(GT) $^-$ değerlerinde, daha fazla GT parçalanması elde edilirken, B(GT) $^+$ şiddet dağılımında ise 0-1 MeV enerji aralığında bir tane GT 1^+ durumundan sonra 3 tane daha GT 1^+ durumları vardır. Ancak, bu durumların B(GT) $^+$ değerleri ölçülebilir nitelikte değildir[54].

I. N. Borzov tarafından 2005 yılında, $^{124-136}\text{Cd}$ izotopları için yarı ömür değerlerinin kütle numarasına olan bağıllığı incelenmiştir. Ayrıca, Gamow-Teller geçişlerine ek olarak 1. yasaklı geçişlerde göz önüne alınarak bu geçişlerin yarı ömür değerlerine olan katkısı araştırılmıştır. Hesaplama sonuçlarına göre 1. yasaklı geçişler, 1,5-2 kat daha yarı ömür değerlerini artırarak deneysel verilere yaklaştırdığı sonucuna varılmıştır[6].

A. S. Barabash ve arkadaşları tarafından 1996 yılında, ^{106}Cd çekirdeği için iki nötrinolu çift beta bozunumu ait yarı ömür hesaplamaları kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı çerçevesinde teorik olarak hesaplanmış ve deneysel limit değerleri ile karşılaştırılmıştır. Bu çalışmada bazı geçişler için yeni yarı ömür limitleri elde edilmiştir. Ayrıca, iki nötrinolu çift beta bozunumu + nötrinosuz çift beta bozunumları birlikte göz önüne alınarak yarı ömür değerleri için deneysel limitler de belirlenmiştir[55].

O. Civitarese ve J. Suhonen tarafından 1999 yılında, $^{106,114,116}\text{Cd}$ izotopları için parçacık-parçacık etkileşme sabitinin iki nötrinolu çift beta bozunumu matris elamanına olan katkıları incelenmiştir. Tek Durumlu Baskınlık Hipotezinin(Single

State Dominance Hypothesis SSDH) belirtilen izotoplarda taban durumdan taban durumuna olan geçişlerde geçerli olduğu sonucuna varılmıştır[56].

R. Dunlop ve arkadaşları tarafından[57] 2018 yılında, ^{130}Cd izotopu için deneysel yarı ömür değeri elde edilmiş ve [58] ve [59] nolu kaynaklarda elde edilen değerlerle karşılaştırılmıştır. Elde edilen 126 ms değerindeki yarı ömürün, [58] nolu kaynakta verilen 127 ms deneysel yarı ömür değerine çok yakın olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca, [58] ve [59] nolu kaynaklardaki değerlere göre(127 ms ve 162 ms) daha kısa bir yarı ömür değeri elde edilmiştir[57].

P. Domin ve arkadaşları tarafından[60] 2005 yılında, $^{106,114,116}\text{Cd}$ izotopları için tek durum baskınlığı hipotezi(SSDH) kullanılarak iki nötrinolu çift beta bozunumu($2\nu\beta\beta^-$) yarı ömür değerlerine ait alt sınır değerler hesaplanmış; [61] ve [62] nolu kaynaklardaki deneysel alt sınır değerleriyle karşılaştırılmıştır. Ayrıca, bu izotoplara ait $2\nu\beta\beta^-$ logft değerleri de hesaplanmıştır[60]

D. Frekers ve arkadaşları tarafından 2013 yılında, ($^3\text{He,t}$) yük alış verişi reaksiyonlar kullanılarak $^{112-116}\text{Cd}$ izotopları için β^- yarı ömür değerleri deneysel olarak elde edilmiştir. ^{112}Cd , ^{114}Cd ve ^{116}Cd izotopları için sırasıyla; 4.7, 4.9 ve 4.5 yarı ömür değerleri bulunmuştur[63].

S. Ünlü ve arkadaşları tarafından 2016 yılında, $^{110,114}\text{Cd}$ izotoplarında β^- ve β^+ geçişlerine ait B(GT) ve logft değerleri Pyatov Yöntemi kullanılarak proton-nötron Rasgele Faz Yaklaşımı(pnQRPA) çerçevesinde teorik olarak hesaplanmıştır. Teorik olarak hesaplanan logft değerleri deneysel değerlerle karşılaştırılmış ve elde edilen değerlerin, deneysel değerlere çok yakın olduğu görülmüştür [64].

S. Stoica ve arkadaşları tarafından 1996 yılında, ^{116}Cd çekirdeğinde taban durumlara ve uyarılmış durumlara olan iki nötrinolu çift beta bozunumuna ait yarı ömür değerleri, proton-nötron Rasgele Faz Yaklaşımı(pnQRPA) çerçevesinde hesaplanmış ve daha yüksek mertebeli QRPA terimlerinin β geçişlerine olan etkisi incelenmiştir. Hesaplama sonuçlarından, bu terimlerin sadece β^+ şiddetlerine etkisinin olduğu ve enerji değerlerinin daha yüksek değerlere kaydığı sonucuna varılmıştır[65].

J. Szerypo ve arkadaşları tarafından 1995 yılında, $^{100-108}\text{Cd}$ çekirdekleri için deneysel B(GT $^+$) değerleri, B. A. Brown ve K. Rykaczewski tarafından[67] yapılan

teorik hesaplamalar ile karşılaştırılmıştır. Ayrıca, $^{100,102}\text{Cd}$ izotopları için β^+ şiddetlerinin enerjiye göre deneysel dağılım spektrumu verilmiştir[66].

J. Engel ve arkadaşları tarafından 1999 yılında, ^{128}Cd izotopu için toplam $B(\text{GT})$ şiddet değerleri, farklı Skyrme parametreleri(SkO, SkP ve SLY5 parametreleri) kullanılarak tam öz uyumlu Kuaziparçacık Rrasgele Faz Yaklaşımı çerçevesinde hesaplanmıştır. Hesaplama sonuçlarına göre; GT rezonans enerjisi ve GT şiddetinin parametre değerleri ile arttığı gözlemlenmiştir. Ayrıca, bu niceliklere ait hesaplama değerlerinin SLY5 için en küçük; SkO için en büyük değerde olduğu sonucuna varılmıştır. Ayrıca, $^{120-132}\text{Cd}$ izotopları için bu çalışmada elde edilen yarı ömür değerleri, farklı teorik modellerde elde edilen sonuçlar [68-70] ve deneysel değerler [71] ile karşılaştırılmıştır[72].

J. Suhonen ve O. Civitarese tarafından 1995 yılında, $^{110,114}\text{Ag}$ izotopunun taban durumundan $^{110,114}\text{Cd}$ izotopunun taban durumuna olan β^- geçişlerine ait logft değerleri parçacık-parçacık etkileşme sabiti için ortalama 0.9 değeri kullanılarak hesaplanmış ve deneysel değerler[73-79] ile karşılaştırılmıştır. Kullanılan bu parametre değeri ile deneysel değerle ile oldukça iyi bir uyum içerisinde sonuçlar elde edilmiştir. İkinci olarak, $^{112,114}\text{In}$ izotopunun taban durumundan $^{112,114}\text{Cd}$ izotopunun taban durumuna olan β^+ logft değerleri, deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır[80].

D. J. Dean ve arkadaşları tarafından 1995 yılında, Kabuk Modeli Monte Carlo Yöntemi(Shell Model Monte Carlo Method)(SMMC) kullanılarak $^{96,98}\text{Cd}$ izotopları için $B(\text{GT})^-$, $B(\text{GT})^+$ ve q sönmleme faktörü değerleri hesaplanmıştır. Hesaplama sonuçları, ^{98}Cd izotopu için elde edilen sönmleme faktörünün, deneysel değer [81] ile mükemmel bir uyum içerisinde olduğunu göstermiştir[82].

A.P. Severyukin ve arkadaşları tarafından 2015 yılında, fonon-fonon eşleniminin nötronca zengin çekirdeklerin beta bozunum hızlarına olan etkisi Skyrme tipi etkileşmeler kullanılarak mikroskobik bir model çerçevesinde parçacık deşik ve parçacık-parçacık kanalında incelenmiştir. Bunun için ^{126}Ru , ^{128}Pd ve ^{130}Cd çekirdekleri için yarı ömür değerleri hesaplanmıştır. ^{130}Cd için olan hesaplama sonuçları, deneysel değer ile [83] karşılaştırılmıştır. Ayrıca, ^{128}Pd için GT şiddet değerlerinin enerjiye göre dağılımı verilmiştir. Hesaplama sonuçlarından tensör etkileşmesinin dahil edilmesi GT şiddetinin yeni bir dağılımının elde edilmesine yol

açtığı ve düşük enerjili GT şiddetinin parçalanma gösterdiğini söyleyebiliriz. Buna ek olarak, tensör kuvvetinin göz önüne alınmasıyla ^{130}Cd yarı ömür hesaplama değerlerinin azalarak, deneysel değerlere yaklaştığı sonucuna ulaşılmıştır[84].

M. Gierlik ve arkadaşları tarafından 2003 yılında, ^{102}Cd için β^+ şiddet dağılımı ile toplam $B(\text{GT})_+$ şiddet değerlerinin $A=100-107$ kütle bölgesindeki Cd izotoplarına göre dağılımı verilmiştir[85].

Bu tez çalışmasında, öncelikle yukarıda literatürde verilen çalışmalardan yola çıkarak, Cd izotopunun yoğun olarak çalışıldığını tespit ettik ve dolayısıyla, bu çalışmada r süreci çekirdeği olarak daha çok Cd izotopunu seçtik. Literatür çalışmalarından da görüleceği üzere, Cd çekirdeği için yarı ömür değerleri(β^- ve β^+), toplam $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ değerleri, $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları ile iki nötrinolu çift beta bozunumu yarı ömür değerlerinin teorik ve deneysel hesaplanması ile ilgili çalışmalar bulunmaktadır. $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılımları için $^{96,98,100-108,110-116}\text{Cd}$ izotoplarının incelendiğini görmekteyiz. Anlaşılacağı üzere, Cd izotopları için literatürde 100-116 kütle bölgesi çalışılmıştır. Buradan yola çıkarak, bu tez çalışmasında da kütle bölgesini biraz daha genişleterek, Pyatov Yönteminin 100-122 kütle bölgesindeki Cd izotoplarına ait $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ geçiş şiddet dağılımlarında nasıl sonuçlar vereceğini amaçladık. Dolayısıyla, tez çalışmamızı bu kütle bölgesi için yapmış olduk. Gamow-Teller geçiş özelliklerinin incelenmesi kapsamında, $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ geçiş şiddet dağılımlarının enerjiye göre değişimi ele alınmıştır.

3. MATERYAL VE YÖNTEMLER

Pyatov Yöntemi, toplam Hamiltonyenin çekirdek kısmına ait merkezci teriminin GT operatörü ile komütatif olma şartına dayanır. Bu yönteme göre, başlangıçtaki $H_{sqp}+h$ toplam Hamiltonyeninden merkezci terimler çıkartılarak yeni bir Hamiltonyen oluşturulur. Elde edilen bu Hamiltonyenin, GT operatörü ile komütatif olması gerekir. Böylece, Hamiltonyenin invaryantlığını restore etmiş oluruz. Buradan yola çıkarak, γ_ρ , etkin etkileşme sabitini bulabiliriz[86,87].

$$[H_{sqp} - (V_c + V_{ls}) + h, F_{1\mu}^\rho] = 0 \quad (2.1)$$

Denklem 2.1' deki koşuldan, γ_ρ etkin etkileşme sabiti,

$$\gamma_\rho = \frac{\rho}{2} \langle 0 | [[H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho], F_{1\mu}^\rho] | 0 \rangle \quad (\rho = \pm 1) \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.1)'deki H_{sqp}

$$H_{SQP} = \sum_{j_n} \varepsilon_{j_n} \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_n m_n} + \sum_{j_p} \varepsilon_{j_p} \alpha_{j_p m_p}^+ \alpha_{j_p m_p} \quad (2.3)$$

şeklinde verilir. Aynı denklemdeki V_c ise, Coulomb etkileşmesi potansiyelini; V_{ls} ise, spin yörünge etkileşme potansiyelini ifade eder. $F_{1\mu}^\rho$ GT operatörüne karşılık gelmektedir ve bu operatör

$$F_{1\mu}^\rho = \frac{1}{2} [G_{1\mu}^+ + (-1)^\mu \rho G_{1\mu}^-] \quad (2.4)$$

ile verilir. ρ niceliği ise; nötron ve proton yoğunluğudur; $G_{1\mu}^+$ ve $G_{1\mu}^-$ ise, β^+ ve β^- geçişlerine ait Gamow-Teller(GT) geçiş operatörleridir. h spin-spin etkin etkileşme Hamiltonyeni ise, Pyatov Yöntemiyle verilen[88] tanımlamadan bulunur ve bu tanımlama

$$h = \sum_{\mu, \rho} \frac{1}{4\gamma_\rho} [H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho]^+ [H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho] \quad (2.5)$$

şeklinde. Böylece, γ_p etkin etkileşme sabiti analitik bir formül olarak elde edilmiş ve parametrelerden bağımsız hale getirilmiştir.

Etkileşme sabitini parametrelerden bağımsız hale getirdikten ve başlangıç sistem Hamiltonyenini GT operatörü ile komütatif hale getirdikten sonra, şimdi sisteme ait toplam Hamiltonyeni,

$$H = H_0 + H_{\text{int}} \quad (2.6)$$

şeklinde ifade edelim. Burada $H_0 = H_{\text{sqp}} + H_{\text{qq}}$ şeklindedir. H_{int} ve H_{qq} ise,

$$H_{\text{int}} = \sum_{\substack{n_1, p_1 \\ n_2, p_2 \\ \rho, \mu}} \frac{\rho}{4\gamma_{\rho}^{\text{int}}} E_{n_1 p_1}^{\rho} P_{n_2 p_2}^{\rho} \left[C_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_2 p_2}(-\mu) \right] \left[D_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu} D_{n_2 p_2}(-\mu) \right]$$

$$H_{\text{qq}} = \sum_{\substack{n_1, p_1 \\ n_2, p_2 \\ \rho, \mu}} \frac{1}{4\gamma_{\rho}^{\text{qq}}} E_{n_1 p_1}^{\rho} E_{n_2 p_2}^{\rho} \left[C_{n_1 p_1}(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_1 p_1}^+(\mu) \right] \left[C_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_2 p_2}(-\mu) \right] \quad (2.7)$$

şeklindedir. Denklem (2.7)'deki E_{np}^{ρ} ve P_{np}^{ρ} büyüklükleri aşağıdaki şekilde tanımlanarak; ifadelerdeki diğer nicelikler denklem (2.8)'de verilmiştir.

$$E_{np}^{\rho} = [\varepsilon_{np} b_{np}^{\rho} + (\bar{K}_{np} + \rho K_{np})/2], \quad P_{np}^{\rho} = [(\varepsilon_n - \varepsilon_p) b_{np}'^{\rho} + (\bar{K}'_{np} + \rho K'_{np})/2]$$

$$K_{np} = d_{np} + f_{np} - g_{np}, \quad \bar{K}_{np} = \bar{d}_{np} + \bar{f}_{np} - \bar{g}_{np}, \quad b_{np}^{\rho} = (\bar{b}_{np} - \rho b_{np})/2$$

$$b_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle, \quad \bar{b}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle$$

$$d_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle, \quad \bar{d}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle \quad (2.8)$$

$$f_{np} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[j_p(j_p+1) - \ell_p(\ell_p+1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_p} v_{j_n}$$

$$\bar{f}_{np} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[j_p(j_p+1) - \ell_p(\ell_p+1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_n} v_{j_p}$$

$$g_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\langle j_n \left\| \left(u_0^{\ell_s} - \frac{1}{2} u_1^{\ell_s} \right) (-i[\ell \times \sigma]) \right\| j_p \right\rangle u_{j_p} v_{j_n}$$

$$\bar{g}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\langle j_n \left\| \left(u_0^{\ell_s} - \frac{1}{2} u_1^{\ell_s} \right) (-i[\ell \times \sigma]) \right\| j_p \right\rangle u_{j_n} v_{j_p} ; \varepsilon_{np} = \varepsilon_n + \varepsilon_p$$

Denklem (2.7)'de gözüken $C_{np}^+(\mu)$, $C_{np}(\mu)$, $D_{np}^+(\mu)$ ve $D_{np}(\mu)$ operatörlerine ait tanımlamalar Denklem (2.9)'da verilmiştir.

$$C_{np}^+(\mu) \equiv \sqrt{\frac{3}{2j_n+1}} \sum_{m_n, m_p} (-1)^{j_p - m_p} (j_p m_p 1 \mu | j_n m_n) \cdot \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_p - m_p}^+, C_{np}(\mu) = (C_{np}^+(\mu))^+$$

$$D_{np}^+(\mu) = \sqrt{\frac{3}{2j_n+1}} \sum (j_p m_p 1 \mu | j_n m_n) \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_p m_p}, D_{np}(\mu) = (D_{np}^+(\mu))^+$$

(2.9)

Böylece sistemin toplam Hamiltonyeninde ifade edilecek olan etkin:etkileşme terimi, literatürde kullanılan sönümlenme çarpanı ve eşlenim sabitleri gibi parametrelerden bağımsız olarak ifade edilmiş oldu. Sistemin toplam Hamiltonyeni,

$$H = H_{SQP} + h_{qq} + h_{int} \quad (2.10)$$

şeklinde olur.

Denklem(2.10)'daki toplam Hamiltonyende ilk iki terim,

$$H_0 = H_{SQP} + h_{qq} \quad (2.11)$$

şeklinde tanımlanırsa, sistemin toplam Hamiltonyeni,

$$H = H_0 + H_{int} \quad (2.12)$$

olur. Sisteme ait bu Hamiltonyeni, QRPA yaklaşımındaki denklemlerde kullanarak, bu yaklaşımda problemi çözebiliriz. Birinci olarak, QRPA yaklaşımındaki tek fonon uyarılma durumlarını

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+(\mu)|0\rangle = \sum_{np} [\psi_{np}^i C_{np}^+(\mu) - (-1)^{\mu+1} \phi_{np}^i C_{np}(-\mu)]|0\rangle \quad (2.13)$$

şeklinde tanımlıyoruz. Burada Q_i^+ , QRPA’da nötron-proton fonon üretme operatörüdür. ψ_{np}^i ve ϕ_{np}^i , nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri olup ψ_{np}^i ve ϕ_{np}^i büyüklükleri aşağıdaki normalizasyon koşulundan elde edilir:

$$\sum_{np} [(\psi_{np}^i)^2 - (\phi_{np}^i)^2] = 1. \quad (2.14)$$

Aşağıda tanımlanan QRPA yaklaşımındaki hareket denkleminde, Denklem(2.12)’deki yeni Hamiltonyen yazılırsa,

$$[H, Q_i^+(\mu)]|0\rangle = w_i Q_i^+(\mu)|0\rangle \quad (2.15)$$

aşağıdaki gibi bir seküler denklem yazılabilir. :

$$\left[\chi_+^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(+)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] \left[\chi_-^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(-)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] - w_i^2 \left[\sum_{np} \frac{E_{np}^{(+)} E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right]^2 = 0 \quad (2.16)$$

Hesaplamalarda kolaylık olması için öncelikle $\chi = -\gamma$ durumu göz önüne alınmıştır. Nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri

$$\begin{aligned} \psi_{np}^i &= \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} + L(w_i) E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} - w_i} \\ \phi_{np}^i &= \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} - L(w_i) E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} + w_i} \end{aligned} \quad (2.17)$$

biçimindedir. Burada

$$L(w_i) = \left[\chi_+^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(+)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] \left[w_i \sum_{np} \frac{E_{np}^{(+)} E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right]^{-1}$$

gibi tanımlanmıştır. $Z(w_i)$ normalizasyon katsayısı, denklem (2.14) ‘den elde edilir.

Ele alınan çift-çift çekirdeğin 0^+ taban durumundan komşu tek-tek çekirdeklerdeki uyarılmış 1^+ durumlarına beta geçiş matris elemanları

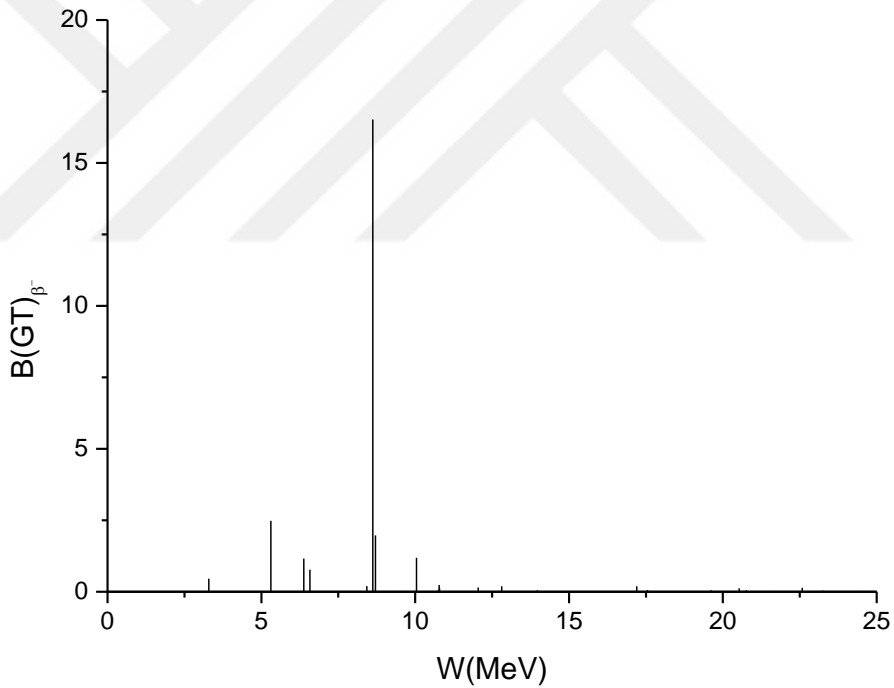
$$M_{\beta^-}^i(\mu, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = -\sum_{np} (b_{np}\psi_{np}^i + \bar{b}_{np}\phi_{np}^i) \quad ; \quad M_{\beta^+}^i(\mu, 0^+ \rightarrow 1_i^+) = \sum_{np} \bar{b}_{np}\psi_{np}^i + b_{np}\phi_{np}^i$$

(2.18)

denklemleri kullanılarak hesaplanır[89].

4. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

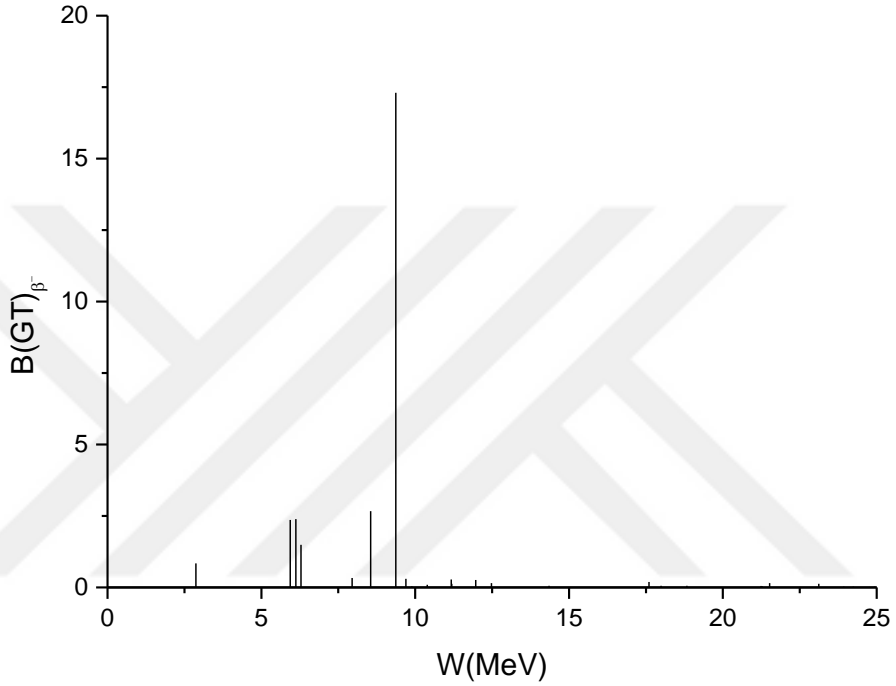
Bu çalışmada, 100-122 kütle bölgesindeki Cd izotoplarına ait Gamow-Teller β^- ve β^+ şiddet dağılımları hesaplamaları yapılmıştır. Hesaplamalarda, Pyatov Yöntemi ve Rasgele Faz Yaklaşımı formalizmi kullanılmıştır. Nümerik hesaplamalarda, FTN77 programı kullanılmıştır. Ayrıca, nötron ve proton çiftlenme korelasyon değerleri için $C_n=C_p=12/\sqrt{A}$ [90] değerleri göz önüne alınmıştır. Çalışmanın ilk aşamasında, β^- şiddet dağılımları, ikinci aşamasında ise β^+ şiddet dağılımları hesaplamaları yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar; Şekil 1-24' de verilmiştir.



Şekil 3.1. ^{100}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 3.1'den de görüleceği üzere, Gamow-Teller 1^+ durumları 5-10 MeV enerji aralığında yoğunlaşmaktadır. Bu aralık dışında da çok küçük B(GT)-değerlerinde 23 MeV'e kadar GT 1^+ durumlarının varlığından söz etmek

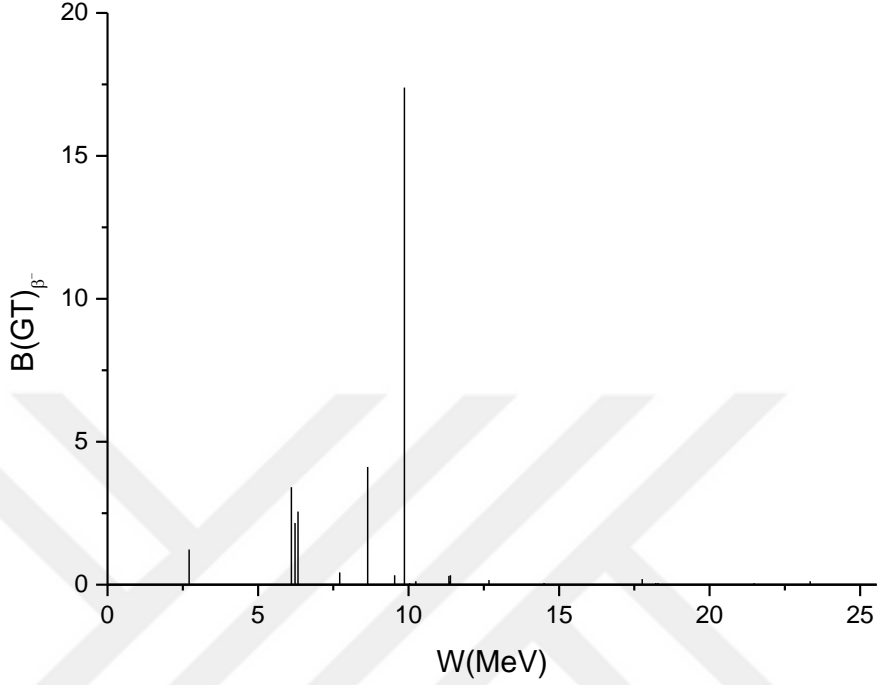
mümkündür. Dolayısıyla, 23 MeV'e kadar GT 1^+ durumlarının dağılımının ve parçalanmasının olduğu sonucuna varabiliriz. Ayrıca, yaklaşık 8 MeV civarında da belirgin bir tane ana pik gözükmemektedir. Bu ana pikin B(GT) _{β^-} değeri oldukça yüksektir(yaklaşık 17 civarındadır).



Şekil 3.2.¹⁰²Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

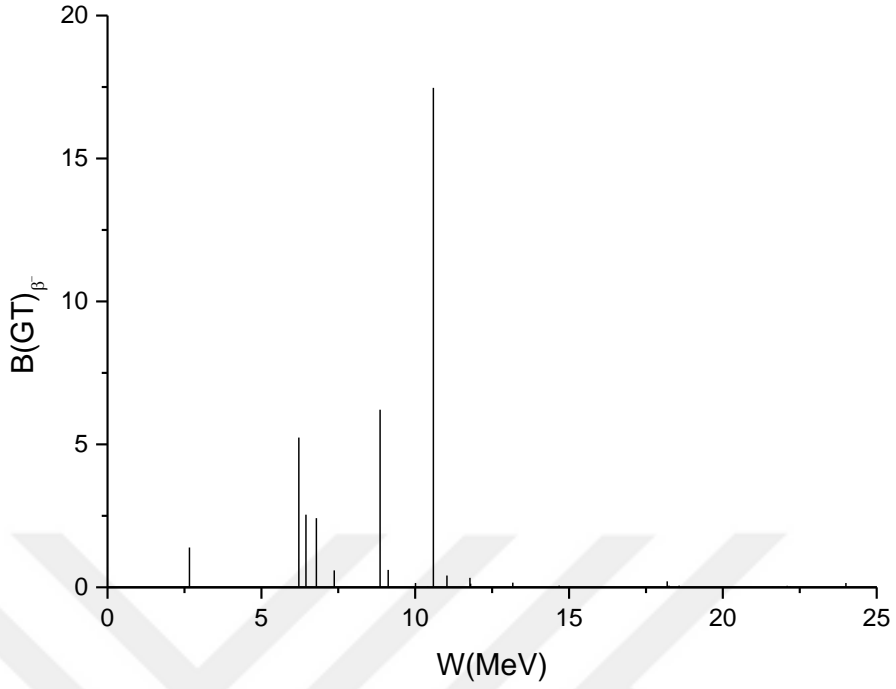
¹⁰²Cd izotopunda ise, ana pikin sağa doğru biraz kayarak 10 MeV' e doğru yaklaştığı Şekil 3.2'den görülebilir. Gamow-Teller 1^+ durumlarının ¹⁰⁰Cd izotopunda olduğu gibi 5-10 MeV enerji aralığında yoğunlaşmıştır ve 5-7.5 MeV enerji aralığında Gamow-Teller 1^+ durumlarının sayısında sıklaşma görülmüştür. Ayrıca, 5-7.5 MeV enerji aralığındaki GT 1^+ durumlarının birbirine daha da yakınlaştığını ve bu aralıktaki GT 1^+ durumlarının B(GT) _{β^-} değerlerinde bir artış olduğunu söyleyebiliriz. 7.5-10 MeV aralığında ise ana pikin dışında ölçülebilir B(GT) _{β^-} değerine sahip ikinci bir pik daha elde edilmiştir. Ana pikin B(GT) _{β^-} değerinde çok

fazla değişim gözlenmemektedir. Bu izotopta da 23 MeV'e kadar GT 1⁺ durumlarının dağılımı söz konusudur.



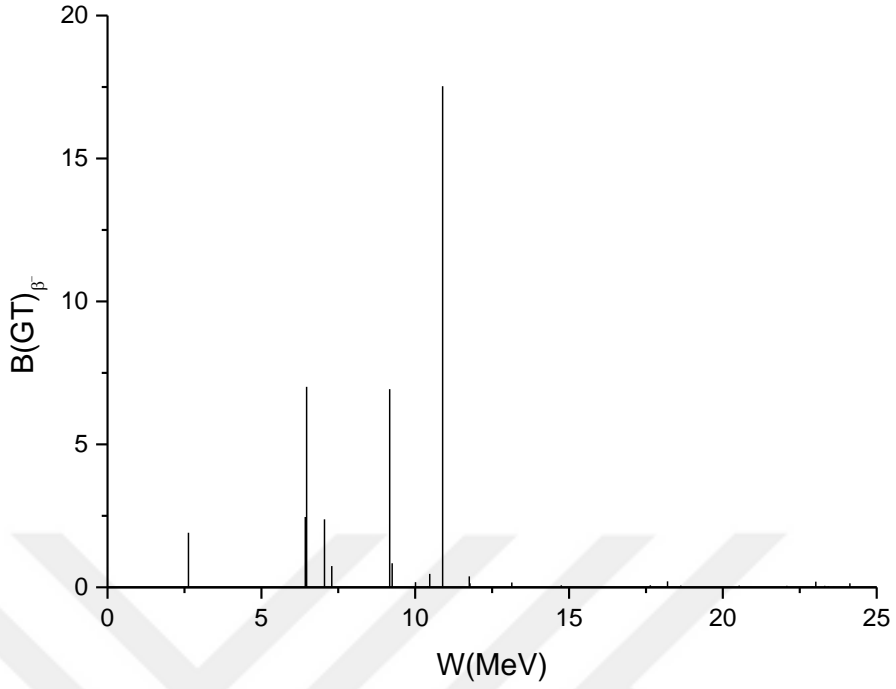
Şekil 3.3. ¹⁰⁴Cd izotopunda Gamow-Teller β⁻ şiddet dağılımları

Şekil 3.3'de gösterildiği gibi, ¹⁰⁴Cd izotopunda da ana pikin sağa doğru kayma durumu devam etmektedir ve ana pik 10 MeV' e yerleşmiştir. Ana pik dışında gözüken diğer Gamow-Teller 1⁺ durumlarının B(GT)_β değerlerinde artış görölmektedir. ¹⁰²Cd izotopundaki 5-7.5 MeV aralığındaki GT 1⁺ durumlarının birbirine yaklaşması durumu, bu izotopta daha belirgin bir şekilde kendini göstermektedir. ¹⁰²Cd izotopunda gözüken 7.5-10 MeV enerji aralığındaki ana pikin dışındaki ikinci pikin B(GT)_β değerinde bir yükselme meydana gelmektedir.



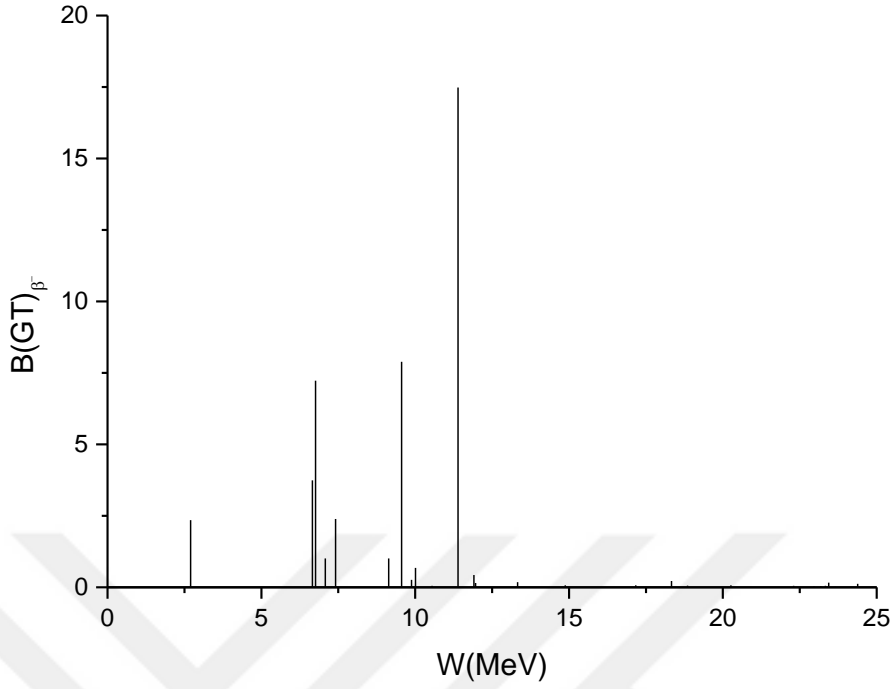
Şekil 3.4. ^{106}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 3.4’de verilen ^{106}Cd izotopuna ait Gamow-Teller şiddet dağılımında, ana pikin 10 MeV’ den daha yukarı bir değere geldiği ve diğer izotoplarla karşılaştırıldığında bu değer sağı doğru biraz daha kaydığı görülmektedir. Ana pikin dışında B(GT)_β değerinin belirgin hale geldiği Gamow-Teller 1^+ durumlarının sayısının arttığını görüyoruz. 5-7.5 MeV enerji aralığında gözükten Gamow-Teller 1^+ durumları arasındaki açıklıkta, ^{104}Cd izotopuna göre bir artış meydana geldiğini söyleyebiliriz. 6.5 MeV ve 8.5 MeV civarındaki 1^+ durumlarının B(GT)_β değerlerinde yükselme olmuştur. 2.6 MeV civarındaki ^{104}Cd izotopunda da gözükten 1^+ durumunun enerji ve B(GT)_β değerinde çok fazla bir değişim olmadığını söylemek mümkündür.



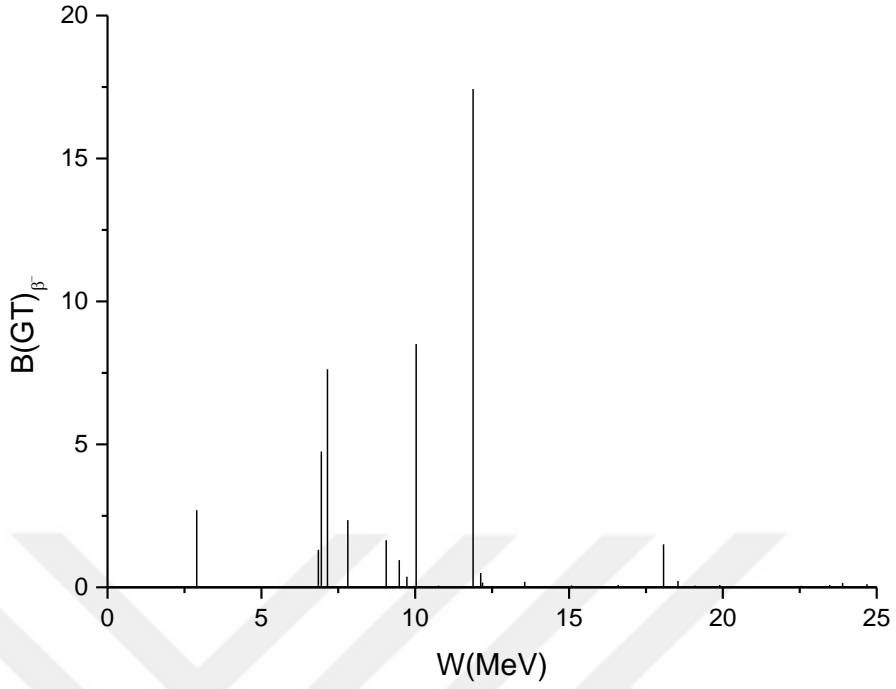
Şekil 3.5.¹⁰⁸Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 3.5’de, ¹⁰⁸Cd izotopuna ait Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları verilmiştir. Şekilden de, ana pikin enerji değerinin biraz daha sağa doğru kayarak 11 MeV civarına geldiği ve bu ana pikin B(GT)- değerinin, ¹⁰⁶Cd izotopundaki B(GT)- değerine yakın bir değerde olduğu söylenebilir. ¹⁰⁶Cd izotopundaki 6.5 ve 8.5 MeV civarındaki piklerin bu izotopta enerji değerleri biraz daha sağa doğru kaymış ve B(GT)- değerleri artmıştır.



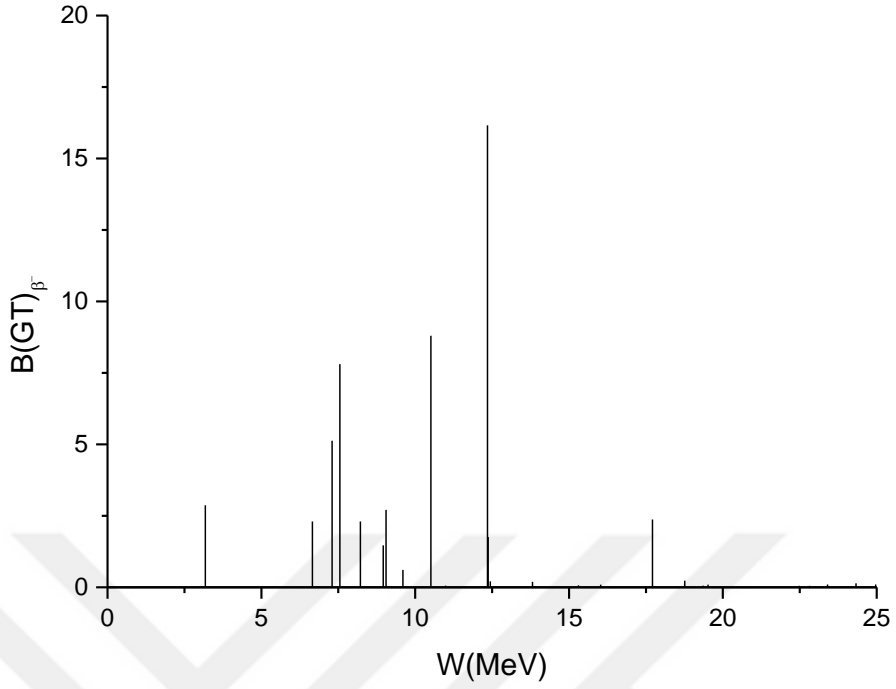
Şekil 3.6. ¹¹⁰Cd izotopunda Gamow-Teller β⁻ şiddet dağılımları

Şekil 3.6'dan da görüleceği üzere, ana pik değeri 10-15 MeV enerji aralığındadır. Ana pik değeri, yaklaşık olarak 11.5 MeV enerji değerindedir. ¹¹⁰Cd izotopunda ana pik sağa doğru kayarak, ana pik dışındaki diğer piklere ait B(GT)-değerlerinde artış görülmektedir. Özellikle 5-10 MeV'deki 2 adet GT 1⁺ durumlarına ait B(GT)-değerlerinin yaklaşık olarak 7.5 mertebesinde olduğu görülmektedir. Dolayısıyla, ¹⁰⁸Cd izotopuyla kıyaslandığında, ¹¹⁰Cd izotopunda elde edilen GT 1⁺ durumlarına ait B(GT)-değerlerinin birçoğunda artış söz konusu olduğunu ifade edebiliriz.



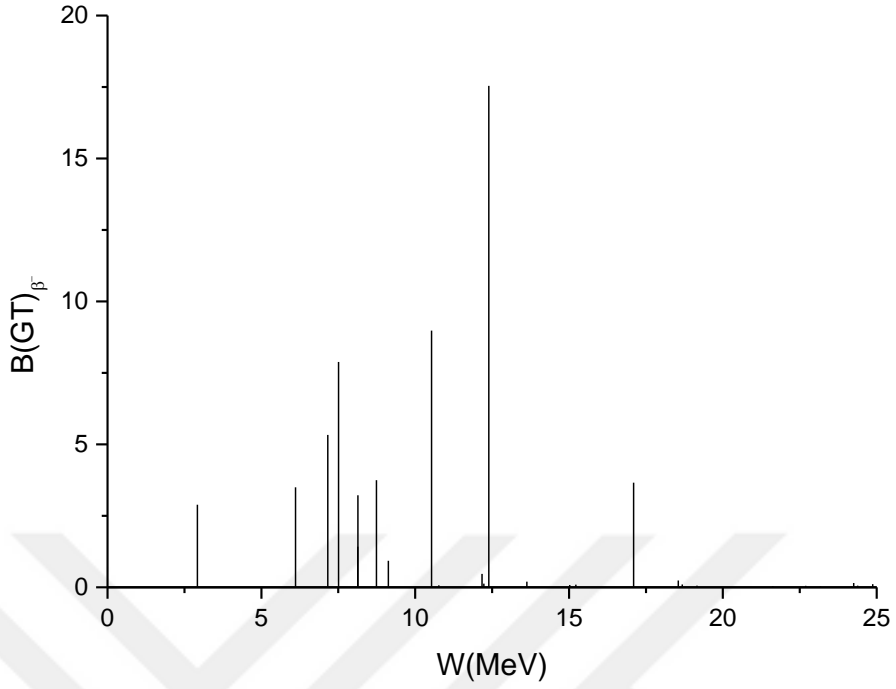
Şekil 3.7. ¹¹²Cd izotopunda Gamow-Teller β⁻ şiddet dağılımları

¹¹⁰Cd izotopu için yapılan Gamow-Teller β⁻ şiddet dağılımlarına ait benzer hesaplamalar ¹¹²Cd izotopu için de yapılmış ve hesaplama sonuçları Şekil 3.7’de verilmiştir. Bu izotopta Gamow-Teller 1⁺ durumlarının yoğun olduğu enerji değerleri, 5-15 MeV aralığında değişmekte ve ana pikin B(GT)_β değerinde önemli bir artış gözükmemektedir. Ancak, enerji değerinin sağa doğru kayması devam etmektedir ve bu değer 12 MeV enerji değerine ulaşmıştır. Ana pikin dışındaki Gamow-Teller 1⁺ durumlarının B(GT)_β değerlerinde genel olarak bir artış görülmüştür.



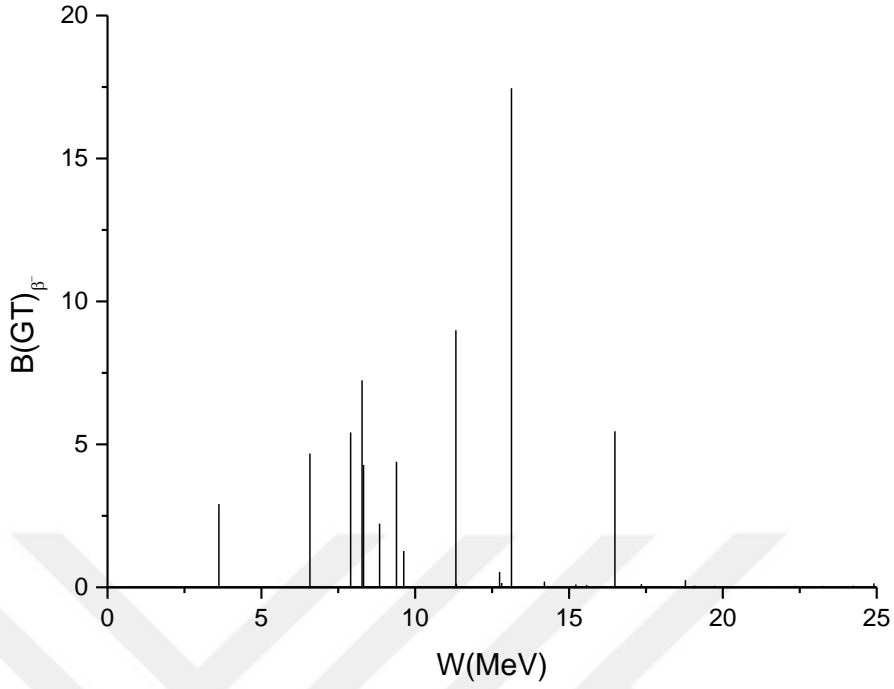
Şekil 3.8. ¹¹⁴Cd izotopunda Gamow-Teller β⁻ şiddet dağılımları

Diğer Cd izotoplarında elde edilen ana pikin B(GT)_β değerlerinde çok fazla bir değişim olmaz iken, ¹¹⁴Cd izotopunda ise, ana pikin B(GT)_β değerinin azalmaya başladığını söylemek mümkündür. Bu durum, Şekil 3.8'den de görülmektedir. Ana pike ait enerji değeri ise, 12.5 MeV değerine daha da yaklaşmıştır. Bunun dışında, ana pike çok yakın bir GT 1⁺ durumu da gözlenmektedir. ¹¹²Cd izotopundaki 6-7 MeV enerji aralığında gözükken 3 adet GT 1⁺ durumları arasındaki mesafe ¹¹⁴Cd izotopunda biraz daha açılmıştır. Genel olarak dağılımın yapısında değişiklik gözükmemektedir.



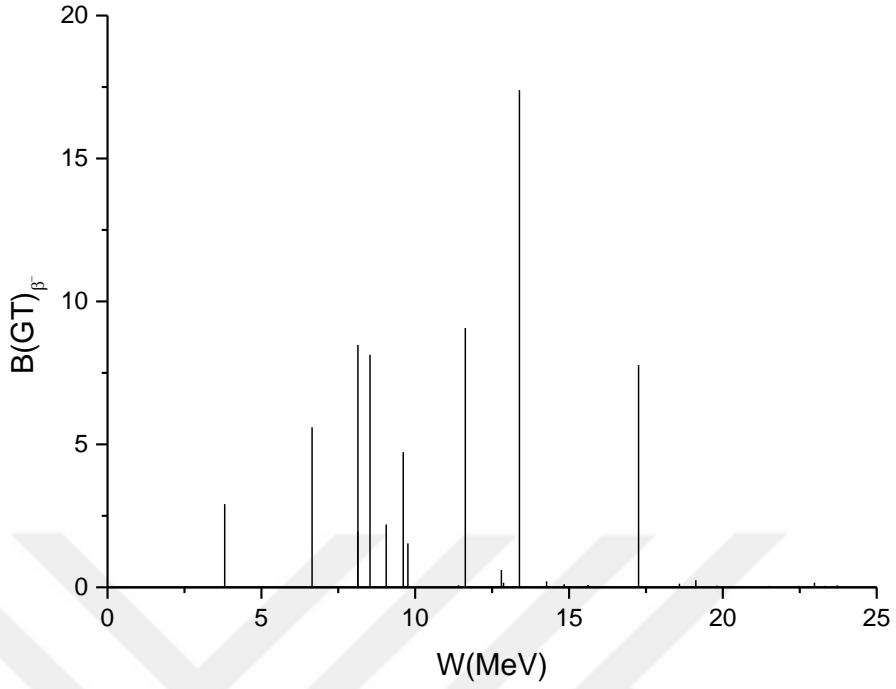
Şekil 3.9. ¹¹⁶Cd izotopunda Gamow-Teller β⁻ şiddet dağılımları

Şekil 3.9’da ise, ¹¹⁶Cd izotopu için Gamow-Teller β⁻ şiddet dağılımları verilmiştir. Bu izotopa ait ana pikin B(GT)_β değerinde tekrardan bir artış söz konusudur. Ana pik değerinin 12.5 MeV civarında olduğu görülmektedir. Şekil 8’deki ¹¹²Cd izotopuna kıyasla bu izotoptaki ana pike çok yakın olan pikte B(GT)_β değerinde hem azalma hem de ana pikten uzaklaşmanın olduğu görülmektedir. Ana pik dışındaki diğer piklerin B(GT)_β değerleri de yükselmeye devam etmektedir. Özellikle 5-10 MeV arasındaki GT 1⁺ durumlarının arttığı ve birbirinden uzaklaştığı gözlenmektedir. Bu enerji bölgesindeki β⁻ şiddet dağılımlarında da sayısal değerlerin yükseldiği anlaşılmaktadır. Yaklaşık 17 MeV’ de ölçülebilir B(GT)_β değerine sahip bir adet GT 1⁺ durumu bulunmaktadır. GT şiddet dağılımlarının 5-12.5 MeV enerji aralığında toplandığını söylemek mümkündür. 0-5 MeV düşük enerji aralığında da ölçülebilir değerde bir adet GT 1⁺ durumu gözükmemektedir.



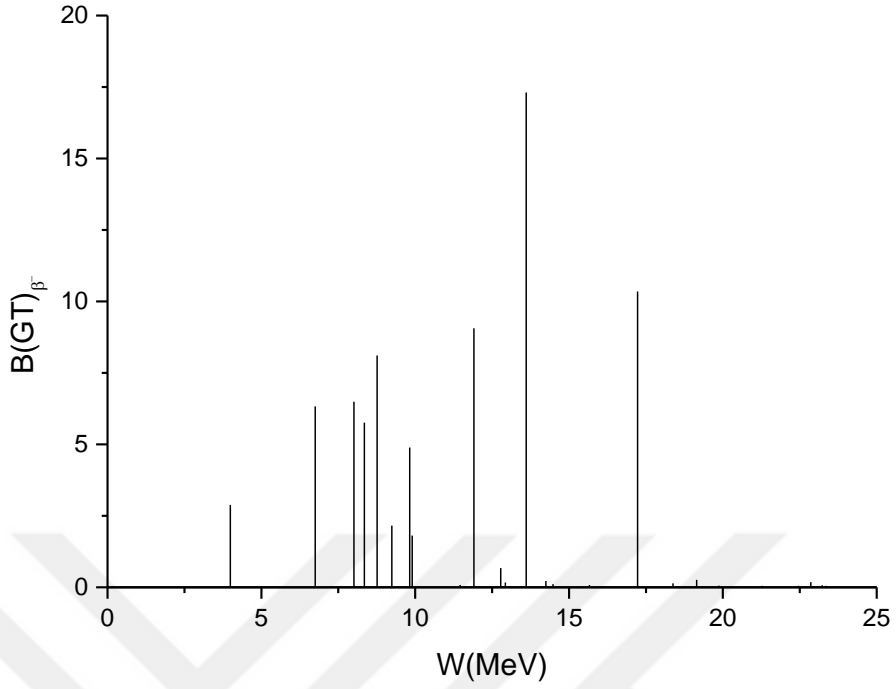
Şekil 3.10. ¹¹⁸Cd izotopunda Gamow-Teller β⁻ şiddet dağılımları

¹¹⁸Cd izotopunda, ana pikin enerji değeri biraz daha sağa doğru kayarak, 13 MeV civarına yerleşmiştir. Bu izotopta ana pikin dışındaki diğer piklerin, B(GT)-değerlerinde yükselmenin devam ettiğini söyleyebiliriz. 7.5-10 MeV'deki GT 1⁺ durumlarının enerji olarak birbirine daha da yaklaştığı Şekil 3.10'dan görülebilir. Mesela, yaklaşık 8.5 MeV'deki iki pikin enerji değeri hemen hemen üst üste gelmiştir. Ayrıca, ana pikten sonra B(GT)-değeri en yüksek olan 11.5 MeV civarındaki ikinci pikin B(GT)-değerinin de 9 değerine kadar arttığı gözlemlenmiştir. 15-20 MeV enerji aralığındaki 1 adet GT 1⁺ durumuna ait Gamow-Teller şiddet dağılım değeri 5.1 olarak hesaplanmıştır ve bu da ¹¹⁶Cd izotopuna göre B(GT)-değerinde önemli bir artış olduğunu göstermektedir. 0-5 MeV enerji bölgesinde gözükken pikin enerji değeri hafifçe sağa kaymıştır, ancak bu pikin B(GT)-değerinde ¹¹⁶Cd izotopuna göre fazla değişim görülmemektedir.



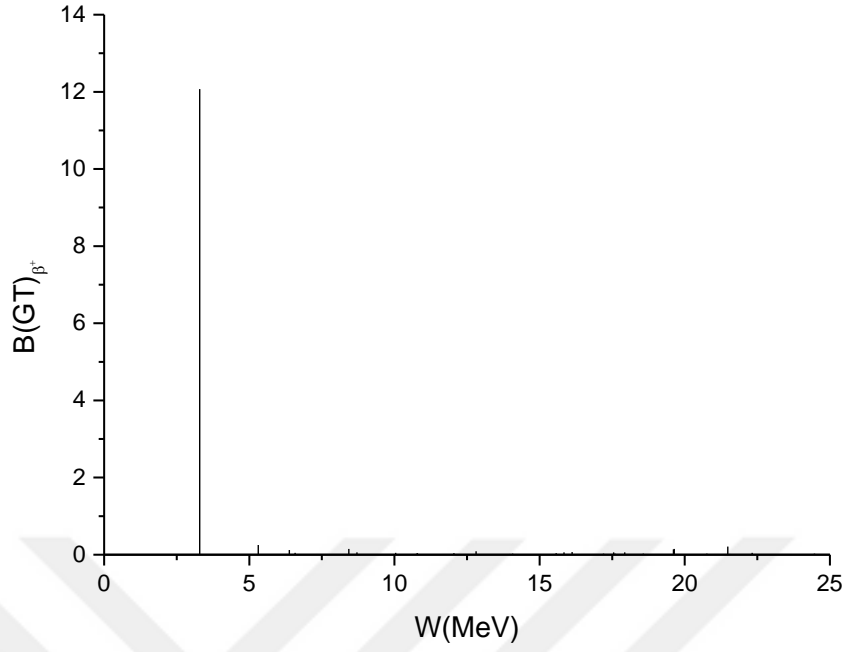
Şekil 3.11. ^{120}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 3.11’de ise, ^{120}Cd izotopuna ait Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları verilmiştir. Ana pik değerinin yerleştiği enerji değeri ve B(GT)- değerinde, ^{118}Cd izotopuna kıyasla önemli bir değişiklik yoktur. GT 1^+ durumları için önceki izotoplarda da olduğu gibi, bu izotopta da en fazla görüldüğü bölge 7.5-10 MeV’dir. ^{118}Cd izotopundaki 8.5 MeV civarındaki üst üste gelen GT 1^+ durumları arasındaki mesafe biraz daha açılmıştır. 7.5-10 MeV aralığındaki piklerin B(GT)- değerlerinde artış meydana gelmiştir. 17.4 MeV civarındaki pike ait B(GT)- değeri biraz daha yükselmektedir. Ölçülebilir B(GT)- değerlerinde 7 adet pik elde edilmiştir.



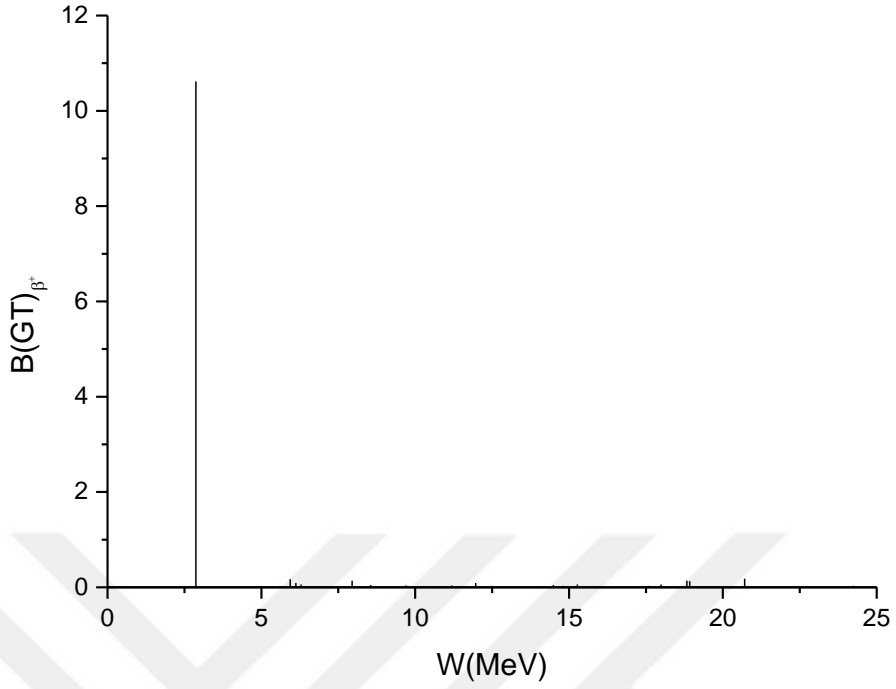
Şekil 3.12. ^{122}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

^{122}Cd izotopunda ana pikin B(GT)- değeri ile ilgili önemli değişim gözlenmemektedir. ^{120}Cd izotoplarına göre bu izotopta 7.5-10 MeV enerji bölgesindeki diğer piklerin B(GT)- değerlerinin biraz azaldığı, 15-20 bölgesinde bulunan tek bir pike ait B(GT)- değerinin de arttığı söylenebilir. 7.5-10 MeV enerji bölgesinde Gamow-Teller β^- şiddet dağılımlarının ^{120}Cd izotopuna göre sayıca arttığını ve bu durumların biraz daha yakınlaştığı belirgin bir şekilde gözükmektedir(Şekil 3.12). Diğer yandan, ana pik enerji değeri yaklaşık 14 MeV civarında olduğu ve ana pike ait B(GT)- değerinin, diğer Cd izotoplarındaki B(GT)- değerlerine yakın olduğu da anlaşılmaktadır. Bu izotopta ölçülebilir B(GT)- değerlerindeki GT 1^+ durumlarının sayısı ^{120}Cd izotopuna göre daha fazladır.



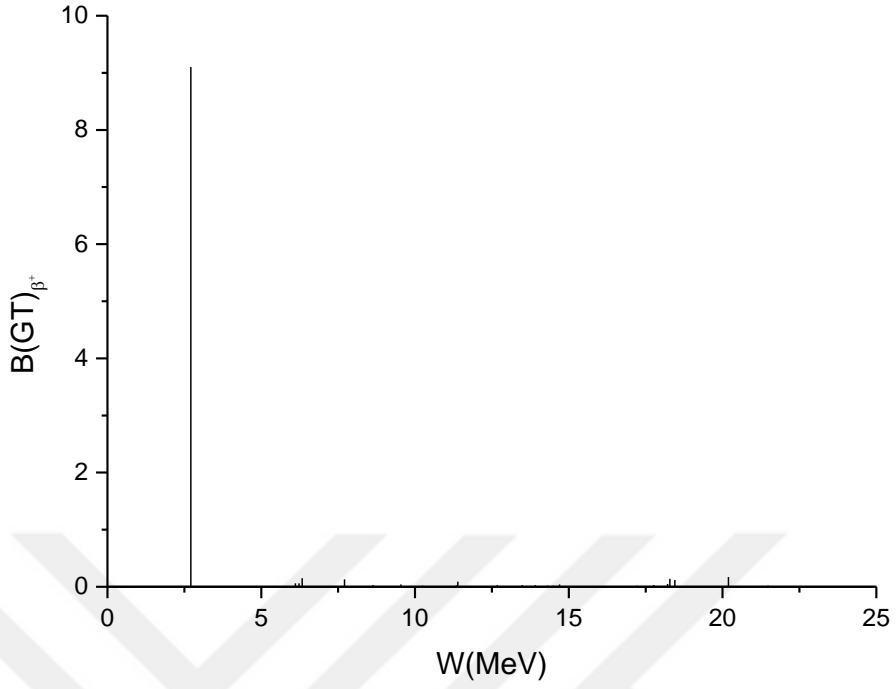
Şekil 3.13. ^{100}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Şekil 3.13'den de görüldüğü gibi, ^{100}Cd izotopundaki β^+ şiddet dağılımlarında sadece 0-5 MeV enerji aralığında belirgin bir ana pik vardır ve bu ana pik yaklaşık olarak 3 MeV civarındadır. Ayrıca, bu ana pikin dışında belirgin bir $B(\text{GT})_+$ değerine sahip GT 1^+ durumları gözükmemektedir. GT 1^+ durumlarının 0-25 MeV aralığında dağıldığını söyleyebiliriz.



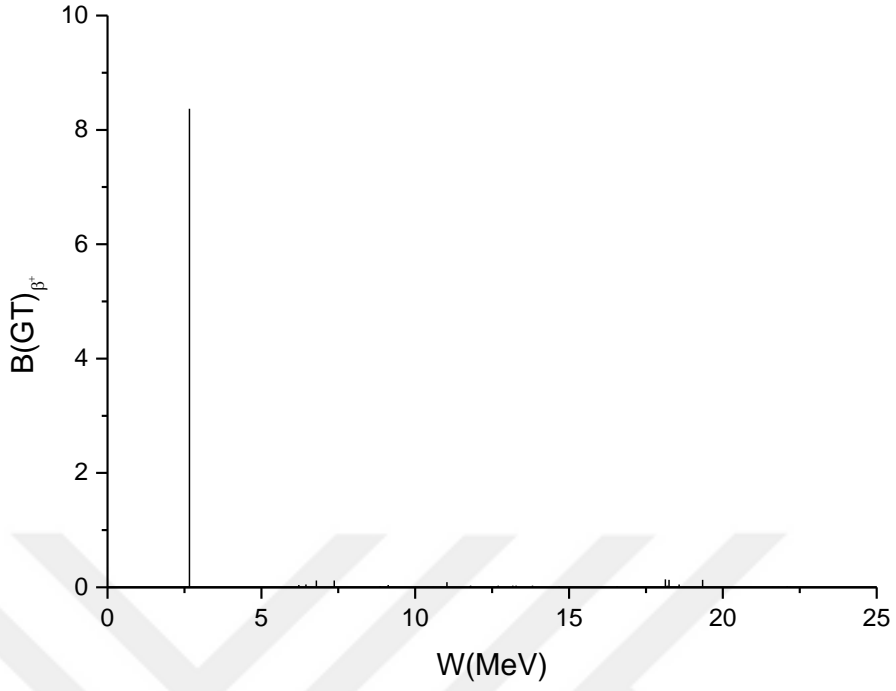
Şekil 3.14. ^{102}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Şekil 3.14'deki ^{102}Cd izotopundaki GT şiddet dağılımlarına bakıldığında, dağılım yapısı olarak ^{100}Cd izotopu ile çok fazla bir farklılık olmadığı söylenebilir. Şekilden de görüleceği üzere, ^{100}Cd izotopuna benzer bir şekilde tek bir ana pik vardır. Bu ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerinde azalma meydana gelmiş ve yerleştiği enerji değeri hafifçe sola kayarak, 2.5 MeV enerji değerine doğru yaklaşmıştır. Diğer GT durumlarının enerji değerlerinin de hafifçe sola daha düşük enerjilere doğru geldiğini söylemek mümkündür.



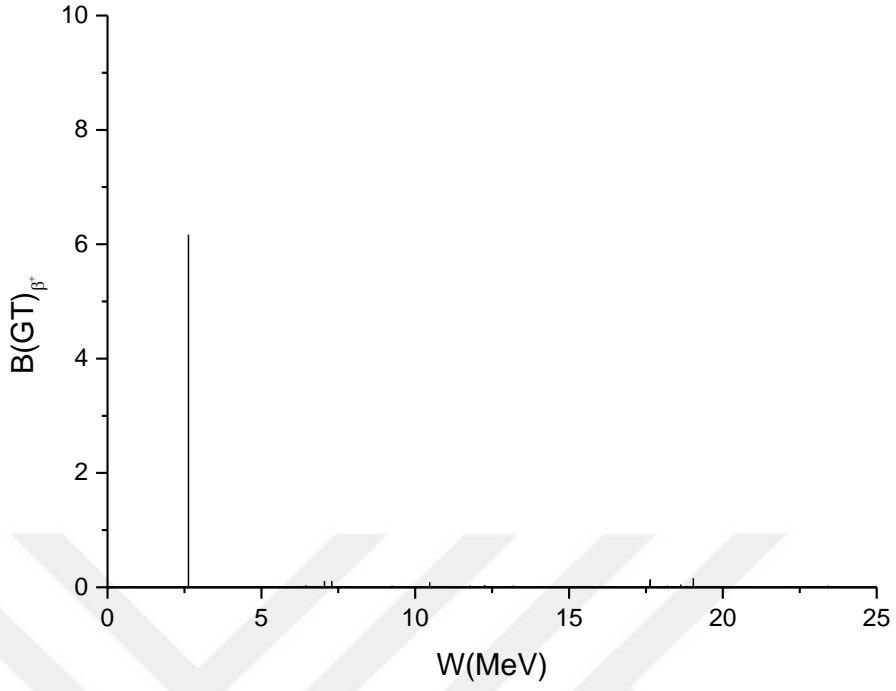
Şekil 3.15. ^{104}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Şekil 3.15’de verilen ^{104}Cd izotopundaki Gamow-Teller şiddet dağılımları, diğer $^{100,102}\text{Cd}$ izotoplarındaki dağılımlarla olan benzerliği devam ettirmektedir. Diğer Cd izotoplarında olduğu gibi bu izotopta da bütün geçişi üzerinde toplayan tek bir ana pik gözükmemektedir ve bu ana pikin enerji değeri biraz daha sola kayarak, 2.5 MeV enerji değerine daha da yaklaşmıştır. Görüleceği üzere, şu ana kadar olan Cd izotoplarında, kütle numarası arttıkça hem enerji değerleri hem de $B(\text{GT})_+$ değerlerinde bir azalma meydana gelmiştir.



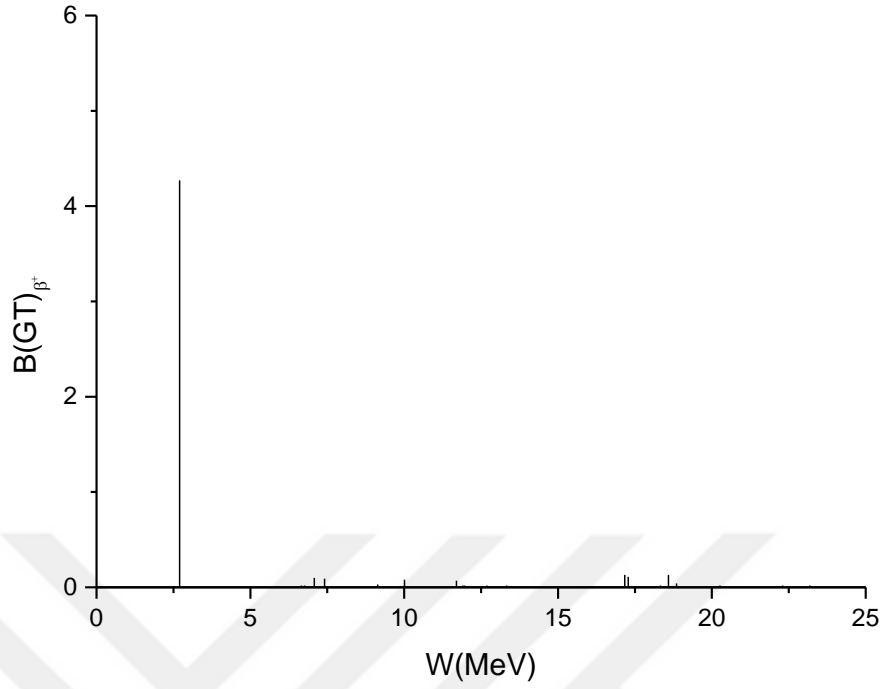
Şekil 3.16.¹⁰⁶Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Şekil 3.16’da, ¹⁰⁶Cd izotopuna ait GT 1^+ durumlarının dağılımları görülmektedir. Bu izotoptaki ana pikin enerji değeri yaklaşık 2.5 MeV’dir. ¹⁰⁴Cd izotopuna göre, $B(GT)_+$ değerini kıyaslırsak ¹⁰⁶Cd izotopunda biraz daha düşük değerdedir.



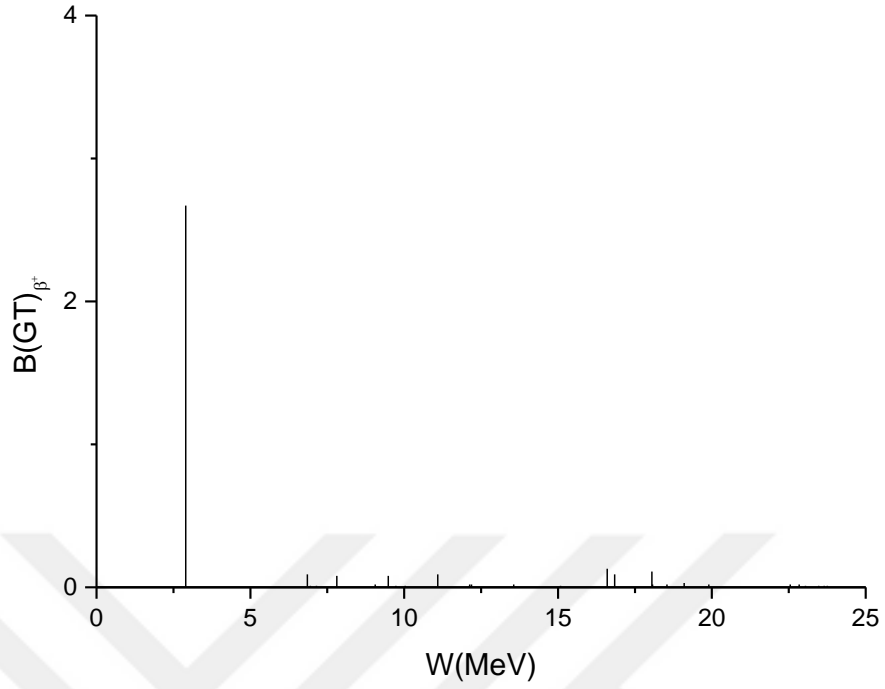
Şekil 3.17. ^{108}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

^{108}Cd izotopunda ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerinde ^{100}Cd izotopuna göre belirgin bir düşüş görülmektedir. Bu düşüş, ^{100}Cd izotopuna göre yaklaşık 2 kat mertebesindedir. Dağılım yapısında önemli bir değişme gözükmemektedir(Şekil 3.17).



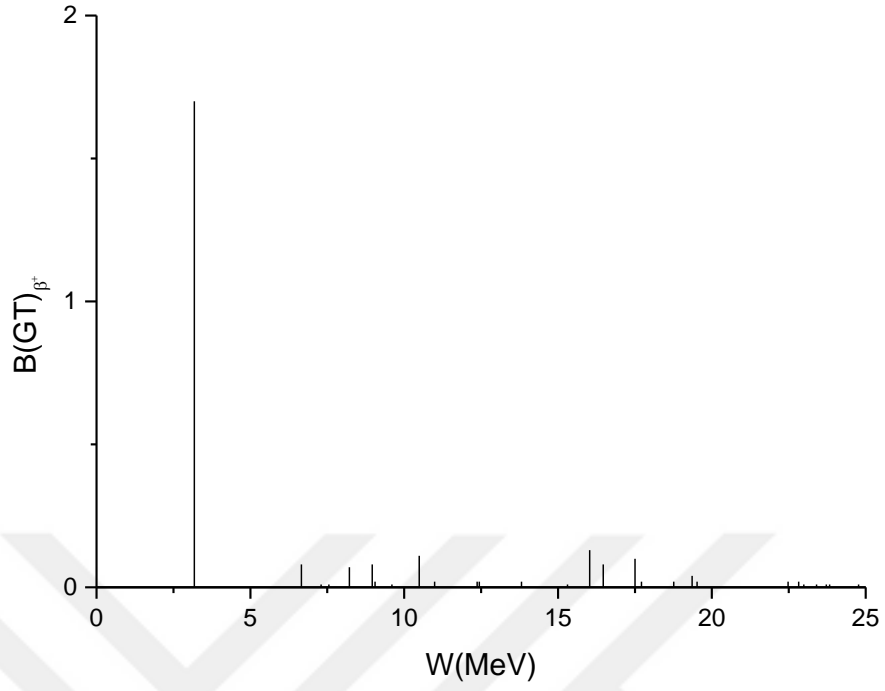
Şekil 3.18. ^{110}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Şekil 3.18'den, ^{110}Cd izotopunda ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerindeki düşüşün devam ettiği görülebilir. Ayrıca, ana pikin yerleştiği enerji değerinde çok fazla bir değişme olmadığı söylenebilir. Ana pikin dışındaki çok küçük $B(\text{GT})_+$ değerlerine sahip $\text{GT } 1^+$ durumlarının $B(\text{GT})_+$ değerlerinde de yavaş yavaş artma olduğu belirgin bir şekilde gözükmemektedir.



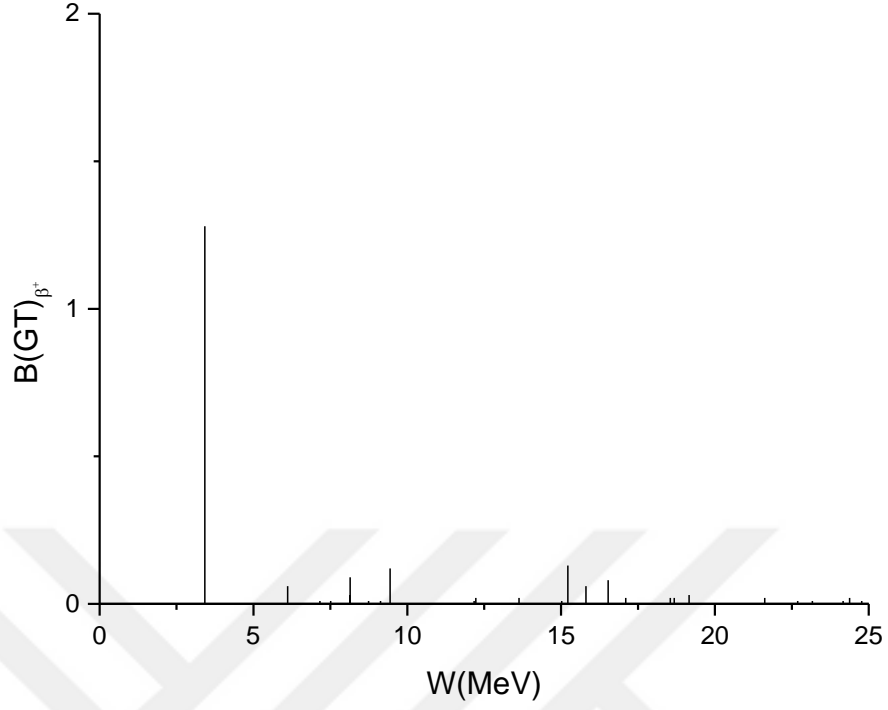
Şekil 3.19. ^{112}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Bu izotoptan itibaren, ana pikin ve GT 1^+ durumlarının enerji değerleri sağa doğru kaymaya başlamaktadır. Şekil 3.19'dan, ^{112}Cd izotopu için elde edilen ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerindeki belirgin düşüşün olduğunu söylemek mümkündür ve bu değer 2.8 değerine kadar düşmüştür. ^{110}Cd izotopuna göre bu düşüş yaklaşık 1.5 kat mertebesindedir. Ayrıca, ana pikin dışındaki GT 1^+ durumlarının $B(\text{GT})_+$ değerlerinin yükselmeye devam ettiğini söylemek mümkündür.



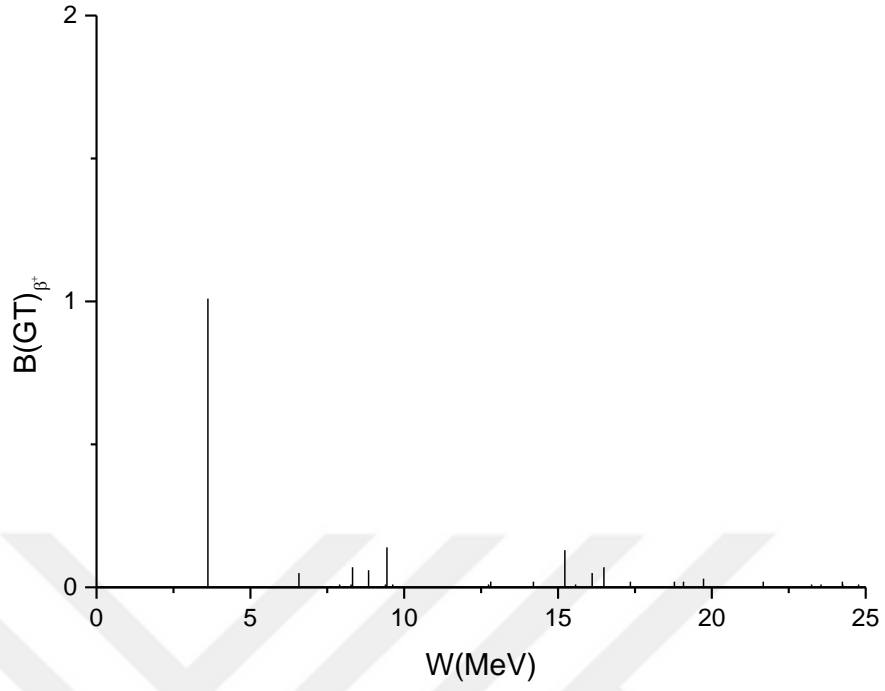
Şekil 3.20. ^{114}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Şekil 3.20’de, ^{114}Cd izotopunda ana pikin $B(\text{GT})_+$ değeri düşmeye devam etmektedir. Ana pikin dışındaki GT 1^+ durumları daha belirgin bir şekilde kendini göstermeye başlamış ve bu durumların $B(\text{GT})_+$ değerlerinde yükselmeler gözlemlenmiştir. Ana pikin enerji değerinde hafifte olsa sağa doğru kayma gözükmemektedir.



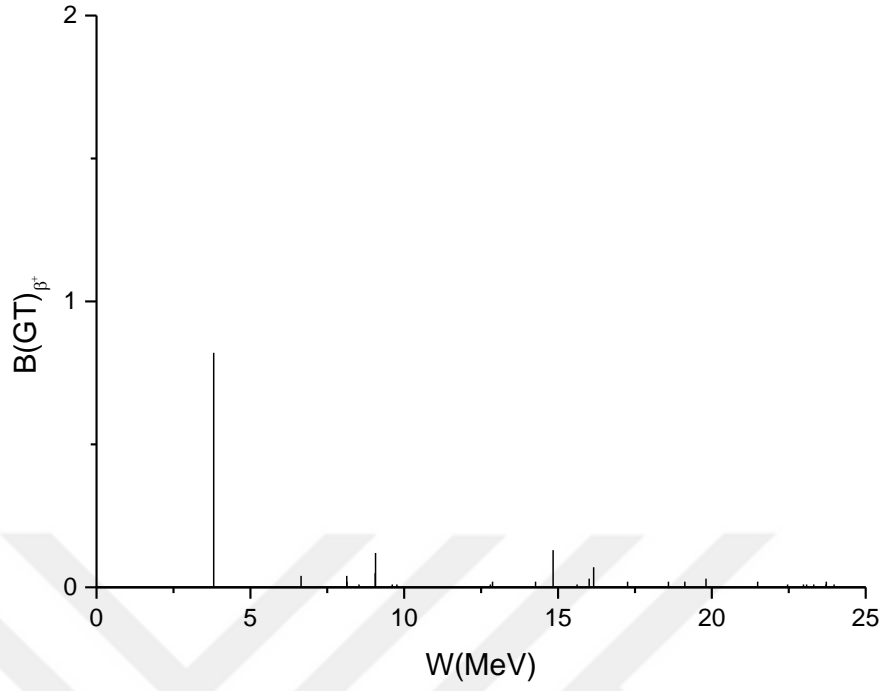
Şekil 3.21. ¹¹⁶Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

¹¹⁶Cd izotopunda ana pik ve ana pikin dışındaki GT 1^+ durumlarının $B(GT)_+$ değerlerinde azaldığı görülmektedir. Ana pikin yerleştiği enerji değerinde önemli bir değişme gözlemlenmemektedir. GT 1^+ durumlarının 0-25 MeV enerji aralığında dağıldığını söyleyebiliriz(Şekil 3.21).



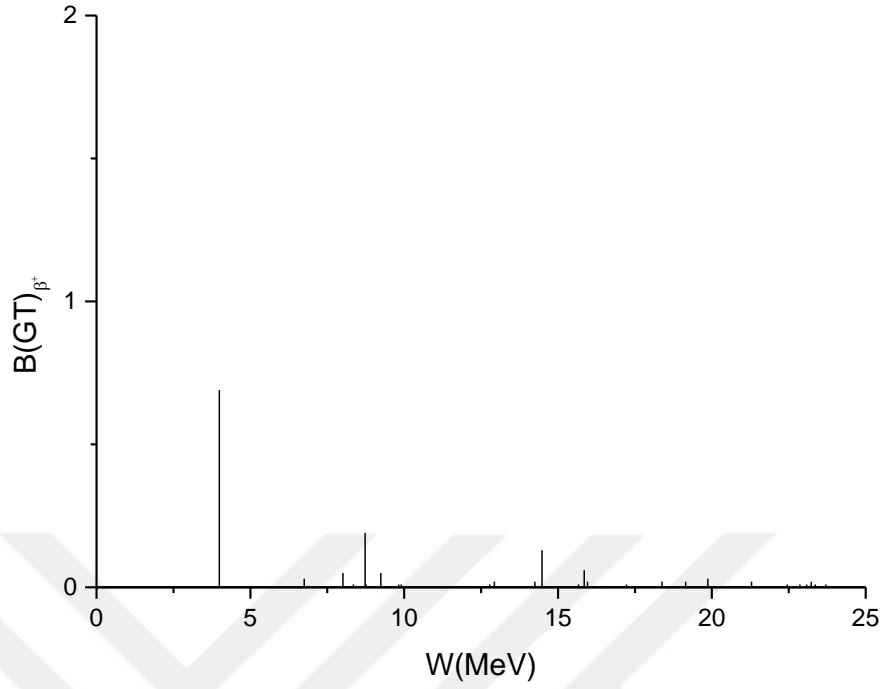
Şekil 3.22. ^{118}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

^{118}Cd izotopunda ise ana pikin enerji değeri biraz daha sağa doğru kayarak 2.5 MeV enerji değerinden biraz daha uzaklaşmıştır. Başlangıçtaki 100 Cd izotopunun $B(\text{GT})_+$ değeri ile karşılaştırıldığında, ^{118}Cd izotopunun $B(\text{GT})_+$ değerinde yaklaşık 12 kata varan bir azalma görülmüştür. Bu izotopta 10 MeV ve 15 MeV civarında ana pikin dışında belirginleşen iki pik daha görüyoruz(Şekil 3.22).



Şekil 3.23. ¹²⁰Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Şekil 3.23'den de görüleceği üzere, ¹²⁰Cd izotopunda ana pikin enerji değerinin sağa doğru kayma durumu devam ederek, enerji değeri 5 MeV'e biraz daha yaklaşmıştır. Ana pikin B(GT)₊ değerinde bir azalma görülmektedir. Ana pikin dışındaki diğer iki pik yine 10 ve 15 MeV civarında olup, biraz daha sola doğru kaymıştır.



Şekil 3.24. ^{122}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımları

Son olarak, Şekil 3.24'de ^{122}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımlarının enerjiye göre değişimi verilmiştir. ^{122}Cd izotopunda ise, ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerinin 0.8' e kadar düştüğü görülmektedir. Ana pikin dışındaki belirgin diğer iki pikin enerji değerleri biraz daha sola doğru kayarak, 10 ve 15 MeV enerji değerlerinden biraz daha uzaklaşmıştır.

C_n ve C_p korelasyon değerlerini değiştirerek sonuçlarımıza nasıl bir etkisi olduğunu görmek için, ^{116}Cd izotopu için farklı C_n ve C_p değerlerinde hesaplamalar yapılmıştır. Hesaplama sonuçları, Tablo 3.1-3.5’ de verilmiştir. Hesaplama sonuçlarına göre, $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ değerlerinde dalgalanmalar görülmektedir. Belirgin bir şekilde ve önemli ölçüde bu değerlerin azaldığını ve arttığını söylemek mümkün değildir. C_n ve C_p değerlerinin, $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ değerlerinde çok önemli düzeyde bir artış ya da azalışa neden olmamaktadır.

Tablo 3.1. ^{116}Cd izotopu için $C_n = C_p = \frac{2}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerlerinde hesaplanmış $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ değerlerinin enerjiye göre dağılımı

W(MeV)	$B(\text{GT})_-$	$B(\text{GT})_+$
1,63	3,4	0,04
5,81	4,36	0,01
7,09	2,32	0,01
7,74	5,96	0
8,09	0,18	0
8,16	8,38	0
8,17	0	0,12
8,86	4,75	0
8,87	2,29	0
11,23	9,43	0
11,25	0,14	0
13,21	17,73	0
14,06	0	0,06
15,37	0	0,08
17,09	0,33	0
21,9	0,02	0,16
25,17	0,16	0,3
25,75	0,11	0,01

Tablo 3.2. $C_n = C_p = \frac{4}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{116}Cd izotopu için elde edilen benzer hesaplama sonuçları

W(MeV)	B(GT)-	B(GT)+
1,85	3,27	0,15
5,85	3,92	0,01
7,3	2,19	0,01
7,58	5,94	0,01
7,99	8,24	0
8,06	0,84	0,01
8,39	0	0,12
8,76	5,41	0
8,91	1,08	0
10	0,03	0
11,06	9,45	0
11,41	0,22	0,01
11,6	0,03	0,01
13	0,01	0
13,03	17,73	0
14,39	0	0,06
14,43	0,01	0
15,49	0,02	0,01
15,58	0	0,08
17,05	1,06	0,01
17,97	0,04	0
18,95	0,01	0,01
21,74	0,02	0,03
24,99	0,15	0
25,56	0,1	0,01

Tablo 3.3. $C_n = C_p = \frac{6}{\sqrt{A}}$ korelasyon değerleri kullanılarak ^{116}Cd izotopunda ele edilen B(GT)- ve B(GT)+ değerleri

W(MeV)	B(GT)-	B(GT)+
2,08	3,14	0,34
5,9	3,66	0,01
7,42	5,49	0
7,49	2,44	0,02
7,83	8,31	0
8,06	1,25	0,02
8,65	0	0,12
8,7	4,86	0,01
8,96	0,99	0,01
10,18	0,04	0
10,88	9,37	0
11,58	0,32	0,01
11,73	0,06	0,01
12,84	17,67	0
13,14	0,08	0,01
14,56	0,03	0,01
14,75	0	0,06
15,41	0,02	0,03
15,82	0	0,08
17,05	1,81	0,01
18,1	0,08	0,01
18,75	0,02	0,01
18,87	0,03	0,01
21,85	0,01	0,01
22,29	0,01	0,01
24,62	0,01	0,01
24,78	0,15	0
25,36	0,11	0

Tablo 3.4. $C_n = C_p = \frac{8}{\sqrt{A}}$ çiftlenim korelasyon değerlerinde hesaplanmış β^- ve β^+ geçiş şiddeti değerleri.

W(MeV)	B(GT) ₋	B(GT) ₊
2,34	3,04	0,61
5,96	3,54	0,03
7,3	5,62	0
7,69	5,07	0
7,7	5,3	0,03
8,07	1,68	0,03
8,68	4,37	0,04
8,92	0	0,12
9,05	0,95	0
10,36	0,05	0
10,73	9,27	0
11,78	0,4	0,06
11,89	0,09	0,01
12,66	17,62	0
13,29	0,11	0,01
14,7	0,04	0,01
15,11	0	0,06
15,34	0,04	0,05
16,06	0	0,08
17,05	2,5	0,01
18,24	0,13	0,01
18,8	0,05	0,01
18,88	0,03	0,02
21,77	0,02	0,01
22,42	0,02	0,01
23,31	0,02	0
24,32	0,02	0
24,53	0,03	0,01
24,59	0,14	0
25,17	0,1	0
25,64	0,01	0

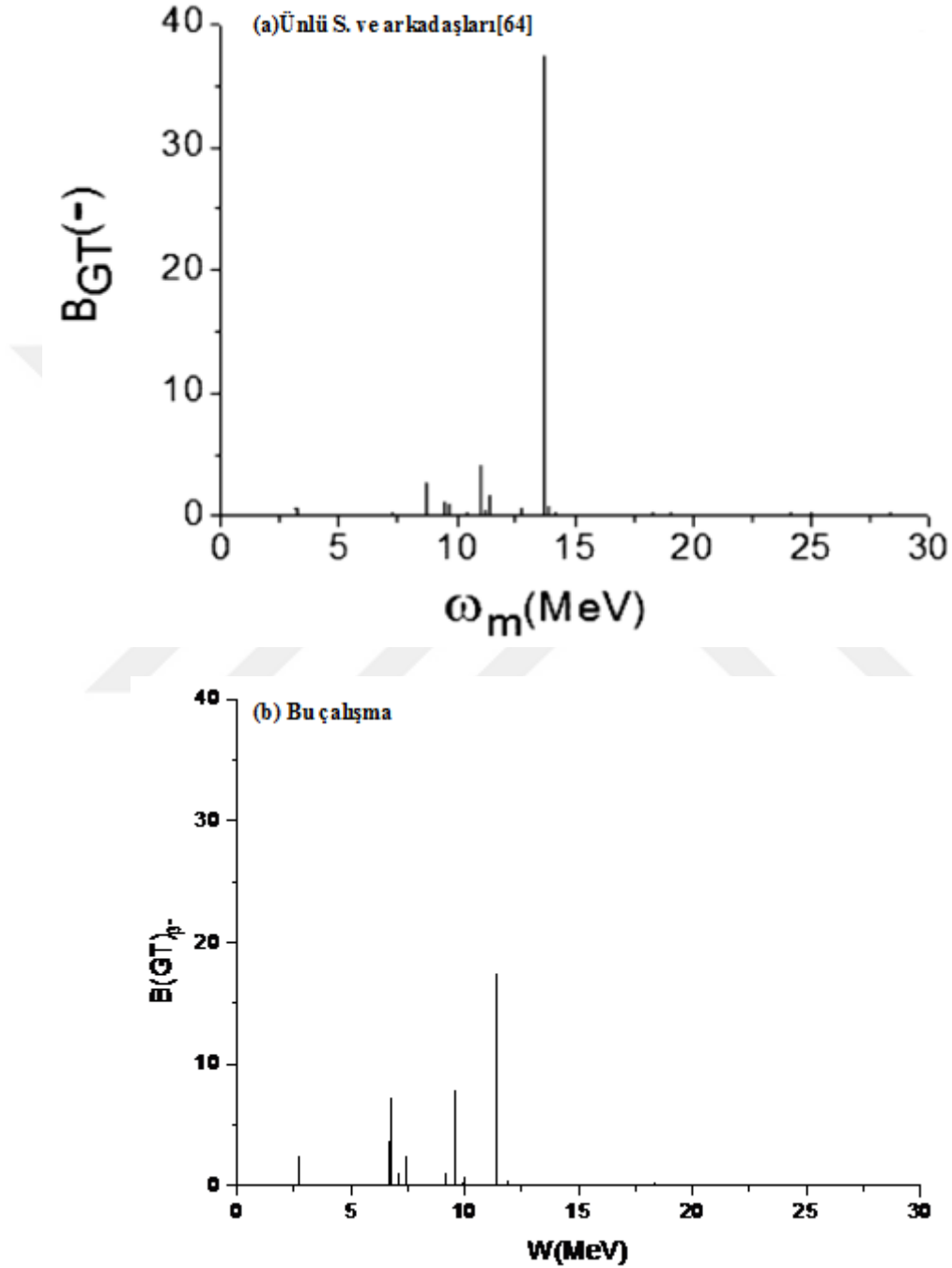
Tablo 3.5. B(GT)₋ ve B(GT)₊ değerlerinin 0-25 MeV enerji aralığında

$$C_n = C_p = \frac{10}{\sqrt{A}} \text{ korelasyon değerleri kullanılarak hesaplanmış sonuçları}$$

W(MeV)	B(GT) ₋	B(GT) ₊
2,62	2,95	0,93
6,03	3,5	0,04
7,21	5,49	0
7,58	7,98	0
7,91	2,25	0,04
8,1	2,09	0,05
8,7	4,01	0,01
9,06	0,93	0,01
9,18	0	0,12
10,56	0,04	0
10,61	9,15	0
11,96	0,46	0,01
12,06	0,12	0,01
12,51	17,56	0
13,46	0,16	0,01
14,86	0,06	0,01
15,28	0,07	0,09
15,46	0	0,06
16,3	0	0,08
17,07	3,11	0,02
18,39	0,18	0,01
18,73	0,07	0,01
19,02	0,04	0,02
21,69	0,03	0,01
22,55	0,03	0,01
23,23	0,02	0
24,24	0,03	0,01
24,41	0,15	0
24,45	0,04	0,02
25	0,11	0
25,57	0,02	0

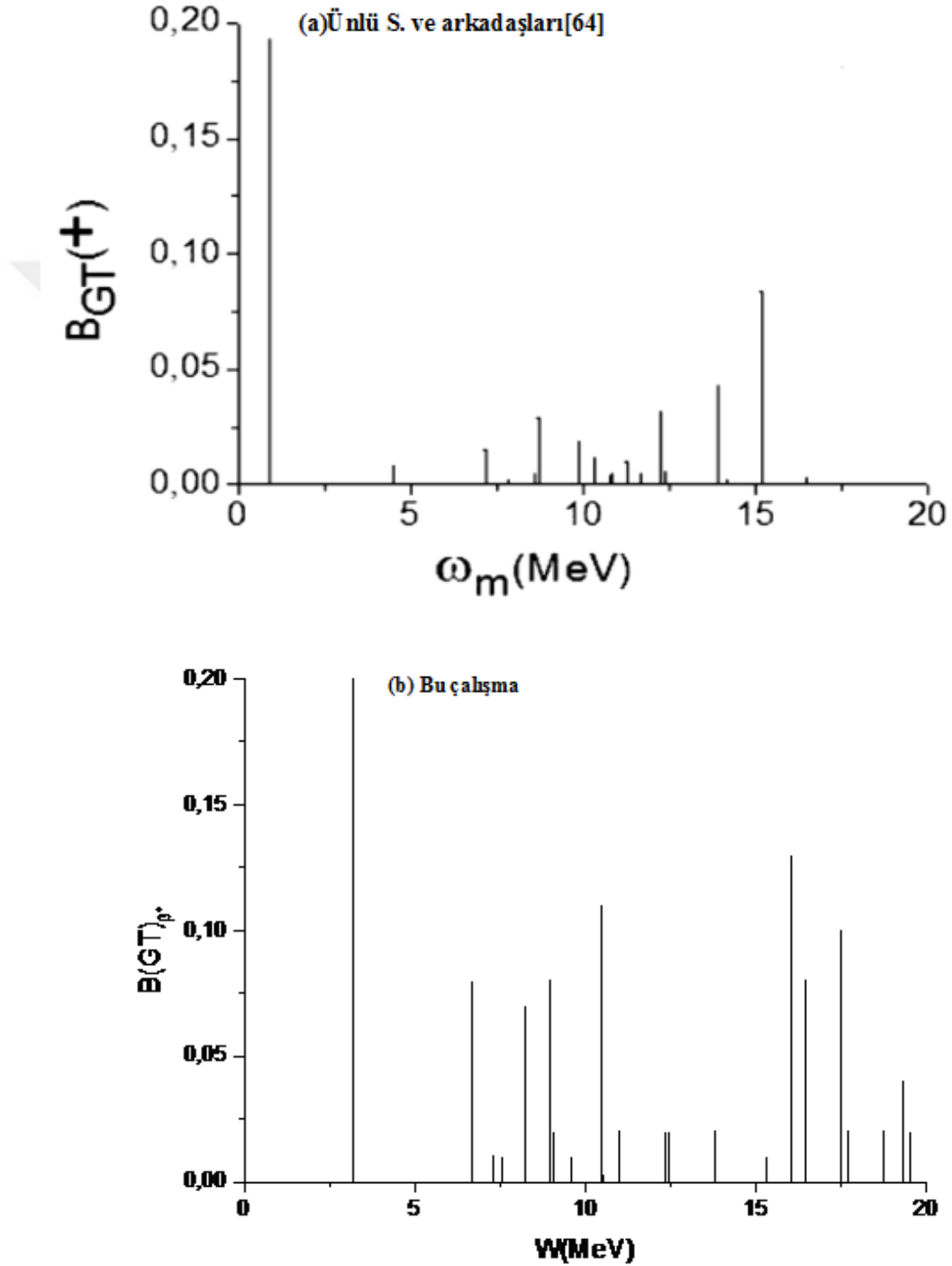
Şekil 3.25 (a) ve (b)'de, ¹¹⁰Cd izotopuna ait B(GT)₋ şiddet dağılım sonuçlarımızın, Ünlü S. ve arkadaşları[64] tarafından yapılan teorik hesaplama sonuçlarıyla karşılaştırılması verilmiştir. Buna göre, hesaplama sonuçlarımızdaki enerji değerleri, diğer çalışmadaki enerji değerlerine göre 1-2 MeV arasında daha düşük değerdedir. Şiddet dağılımının yapısı, diğer çalışmayla benzerlik

göstermektedir. Rezonans enerji değerindeki $B(GT)_-$ değeri, diğer çalışmadaki değere göre yarı yarıya azalmasına rağmen, rezonans enerjisi dışındaki piklerin $B(GT)_-$ değerleri, diğer çalışmaya göre yaklaşık 2 kat daha büyük değerdedir.

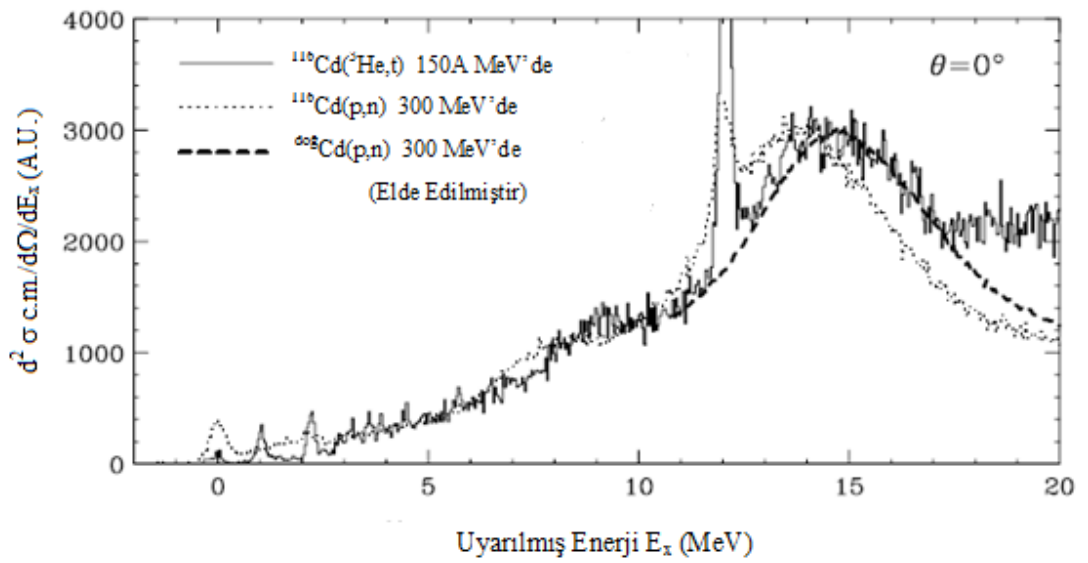
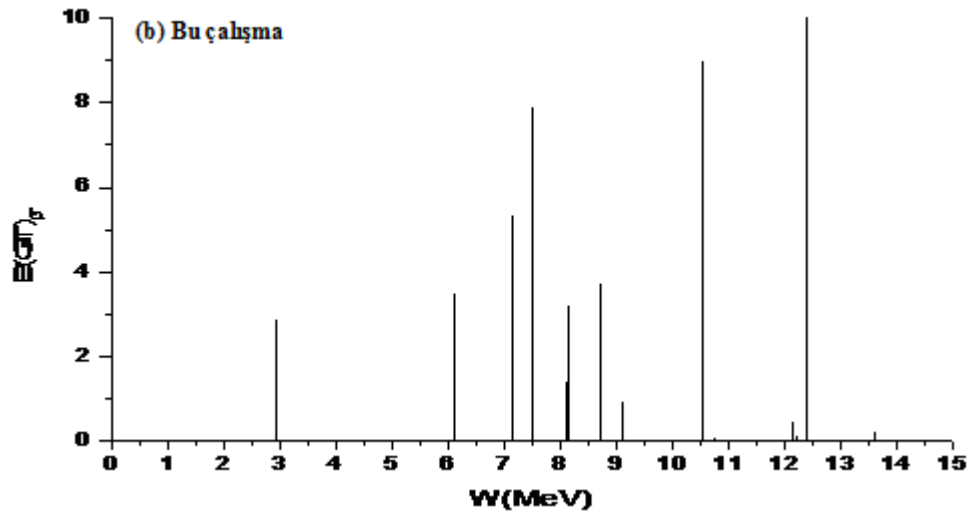
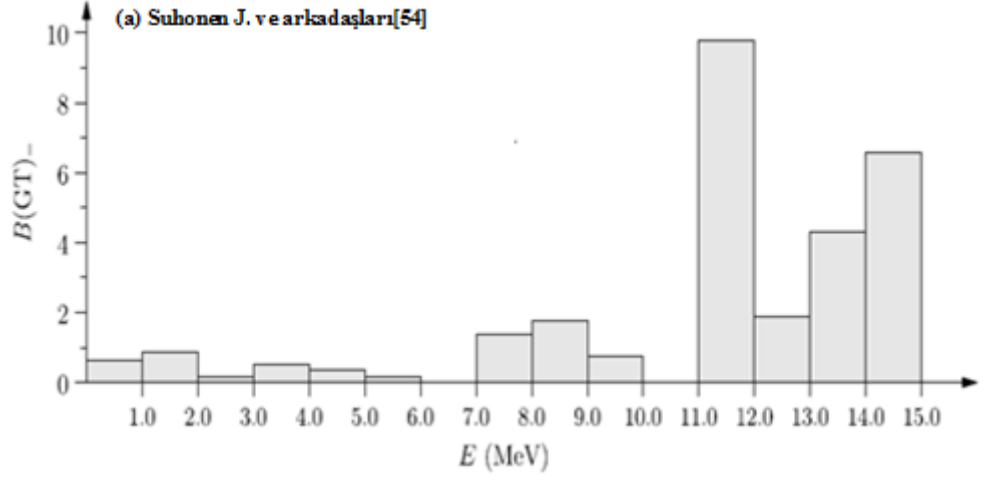


Şekil 3.25. ^{110}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları hesaplama sonuçlarının diğer teorik çalışmalarla[64] karşılaştırılması

Şekil 3.26 (a) ve (b)'de, ^{114}Cd izotopuna ait $B(\text{GT})_+$ hesaplama sonuçlarının karşılaştırılması verilmiştir. Karşılaştırma sonucunda, şiddet dağılım yapısının benzerlik gösterdiğini ve GT 1^+ durumlarına ait bu çalışmada hesaplamada enerji değerlerinin, diğer çalışmaya göre biraz daha sağa ve daha yüksek enerjilere doğru kaydığını görebiliriz. $B(\text{GT})_+$ değerlerinde ise belirgin bir farklılık görülmemektedir.

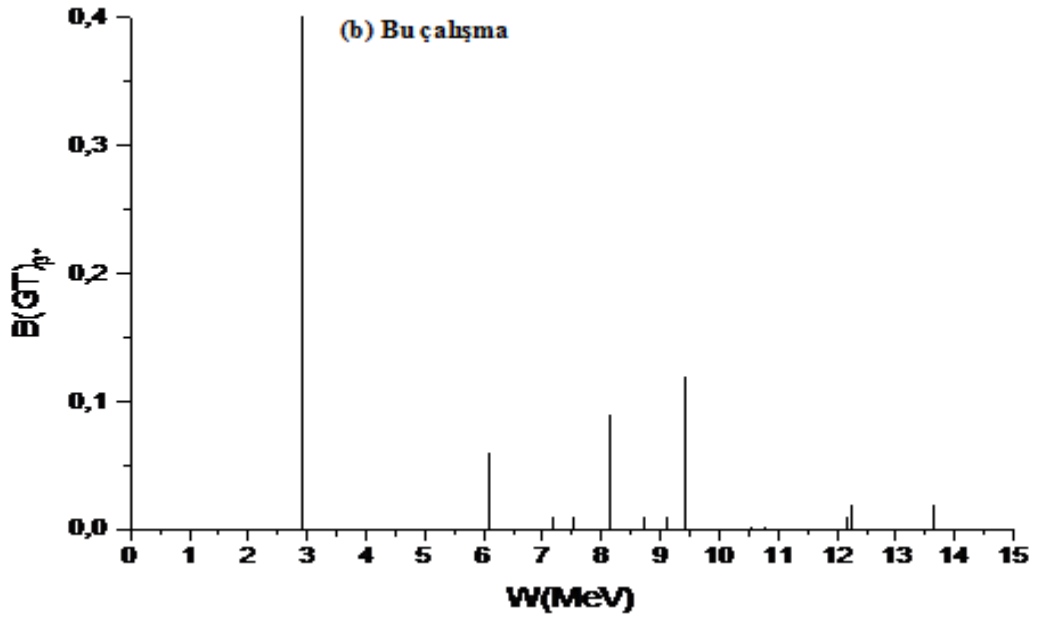
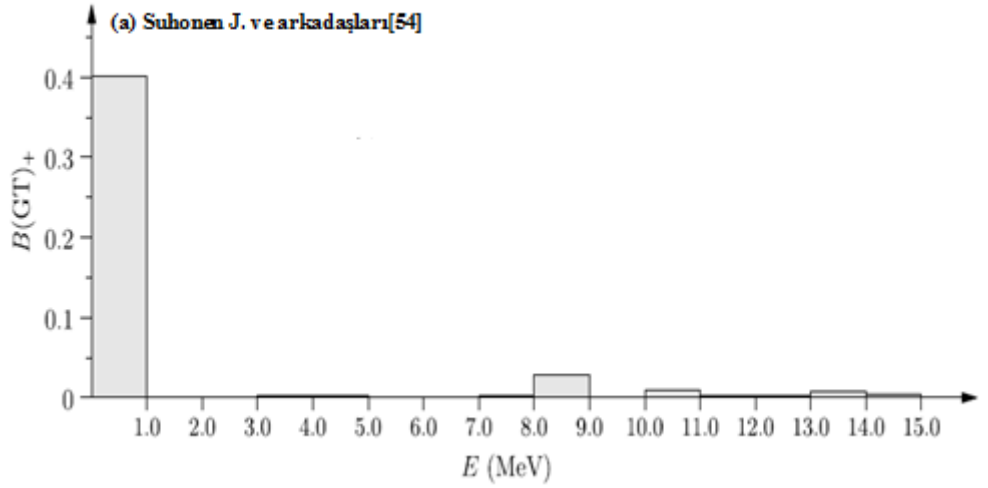


Şekil 3.26. ^{114}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımlarının karşılaştırılması



Şekil 3.27. ^{116}Cd izotopunda Gamow-Teller β^- şiddet dağılımlarının deneysel[48] ve teorik[54] çalışmalarla karşılaştırılması

Şekil 3.27 (a) ve (b)'de, ^{116}Cd izotopu için 0-15 MeV aralığında elde edilen GT β^- şiddet dağılımı hesaplama sonuçlarımızın, J. Suhonen ve arkadaşları[54] tarafından yapılan teorik çalışma ile M. Sasano ve arkadaşları[48] tarafından yapılan deneysel çalışma sonuçlarıyla karşılaştırması verilmiştir. 0-5 MeV aralığında bizim çalışmamızda bir tane pik gözükürken, [54] nolu çalışmada 5 tane pik gözükmektedir. Bu aralıktaki B(GT). değerlerimiz, J. Suhonen ve arkadaşları tarafından elde edilen sonuçlara göre yaklaşık 4-6 kat daha büyüktür. 5-10 MeV aralığında bizim çalışmada daha fazla GT 1^+ durumu elde edilmiştir. Yine bu aralıkta da, B(GT). değerlerimiz diğer teorik çalışmadan 4-6 kat daha büyüktür. GT 1^+ durumlarının yoğunlaşması, bizim çalışmamızda bu aralıkta gerçekleşmiştir. 10-15 MeV aralığında ise, pik sayımız diğer teorik çalışmaya kıyasla daha azdır. B(GT). değerlerinin yüksek ve belirgin olduğu aralık, hem bizim çalışmamızda hem de J. Suhonen ve arkadaşları tarafından elde edilen teorik sonuçlarda da 10-15 MeV aralıktır. Bu bölgedeki B(GT). değerleri arasındaki fark, diğer enerji bölgelerine göre azalmıştır. Çalışma sonuçlarımızın, M. Sasano ve arkadaşları tarafından yapılan deneysel çalışma sonuçlarıyla karşılaştırıldığında, elde ettiğimiz GTR enerji değerinin deneysel çalışmaya göre 1-1.5 MeV kadar daha düşük enerji değerinde olduğunu söylemek mümkündür. Ayrıca, 7.2, 10.6 ve 12.3 MeV değerlerindeki GT 1^+ durumlarına ait B(GT). değerlerimizin deneysel sonuçlara göre yaklaşık 2-4 kat daha büyük olduğunu görebiliriz. GT 1^+ durumlarının dağılım yapısı 15 MeV' e kadar deneysel çalışmayla benzerlik göstermektedir.



Şekil 3.28. ^{116}Cd izotopunda Gamow-Teller β^+ şiddet dağılımlarının karşılaştırılması

Şekil 3.28 (a) ve (b)'de, aynı hesaplama β^+ şiddet dağılımları için yapılmış ve hesaplama sonuçlarımızın karşılaştırılması verilmiştir. Şiddet dağılım sonuçlarımızın yapısı, diğer çalışmadaki dağılım yapısıyla benzerlik göstermektedir. Ancak, bizim çalışmamızda enerji değerleri, diğer çalışmaya göre biraz daha sağa ve yüksek değerlere doğru kaydığı görülmektedir. 0-5 MeV aralığında her iki çalışmada da bir adet pik bulunmaktadır. J. Suhonen ve arkadaşları[54] tarafından yapılan çalışmada, bu pikin oturduğu enerji değeri 0-1 MeV aralığında gözükürken; bizim çalışmamızda

yaklaşık 2,9 MeV civarındadır. Ayrıca, bu pik geçişin büyük bir kısmını üzerinde topladığından, bu dağılımın ana piki olduğunu söyleyebiliriz. Bu aralıktaki pikin $B(GT)_+$ değerleri her iki çalışmada da birbirine çok yakındır. 5 MeV' den sonra 15 MeV değerine kadar, bizim çalışmamızda gözükken $GT 1^+$ durumlarının sayısı diğer çalışmaya göre daha fazladır. Bizim çalışmamızda, yaklaşık 6.1, 8.2 ve 9.3 değerlerinde üç adet belirgin $GT 1^+$ durumları gözükmemektedir. Diğer çalışmada ise, 8-9 MeV arasında diğer piklere göre daha belirgin bir pik vardır. Bu aralıktaki her iki çalışmadaki piklerin $B(GT)_+$ değerleri arasında önemli bir fark olmadığı söylenebilir.



SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada, $^{100-122}\text{Cd}$ izotoplarına ait Gamow-Teller geçiş özellikleri incelenmiş ve bu kapsamda bu izotoplara ait $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ şiddet dağılım değerleri hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalardan, aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır:

- $^{100-122}\text{Cd}$ izotoplarının β^- şiddet dağılımlarında kütle numarası arttıkça ana pikin yerleştiği enerji değeri sağa doğru kaymıştır ve $B(\text{GT})_-$ değerlerinde ise önemli bir değişim gözlemlenmemiştir. Ana pikin dışındaki $\text{GT } 1^+$ durumlarının enerjileri sağa doğru kaymıştır ve $\text{GT } 1^+$ durumları 5-15 MeV enerji aralığında yoğunlaşmıştır.
- $^{100-122}\text{Cd}$ izotoplarının β^+ şiddet dağılımlarında tek bir ana pik gözlenmiş ve kütle numarası arttıkça bu ana pikin $B(\text{GT})_+$ değerinin gittikçe azaldığı görülmüştür. $^{100-112}\text{Cd}$ izotoplarında ana pikin ve ana pik dışındaki $\text{GT } 1^+$ durumlarının enerji değerleri kütle numarası arttıkça sola doğru kayarak daha düşük enerjilere doğru yerleşmiştir. ^{112}Cd izotopundan sonra, ana pikin dışında belirgin bir $B(\text{GT})_+$ değerine sahip iki tane pik daha elde edilmiştir. Ayrıca, ana pikin ve bu piklerin enerji değerlerinde bu izotoptan sonra sola doğru kayma başlamış ve enerji değerleri daha düşük enerjilerde gözlemlenmiştir. $^{100-122}\text{Cd}$ izotoplarında, 0-25 MeV enerji aralığında GT parçalanması olduğunu söyleyebiliriz.
- C_n ve C_p değerlerini değiştirerek yaptığımız hesaplama sonuçlarına göre, C_n ve C_p çiftlenme korelasyonları; $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ değerlerinde dalgalanmalar meydana getirmiştir. Ayrıca, C_n ve C_p değerlerinin, $B(\text{GT})_-$ ve $B(\text{GT})_+$ değerlerinde çok önemli düzeyde bir artış ya da azalışa neden olmadığını söylemek mümkündür.
- ^{110}Cd izotopuna ait $B(\text{GT})_-$ şiddet dağılımlarının, Ünlü S. ve arkadaşları tarafından yapılan teorik hesaplama sonuçlarıyla karşılaştırılması sonucu, enerji değerlerimizin, diğer çalışmadaki enerji değerlerine göre 1-2 MeV arasında daha düşük değerde olduğu görülmüştür. Ayrıca, rezonans enerji değerindeki $B(\text{GT})_-$ değeri, diğer çalışmadaki değere göre yarı yarıya azalmasına rağmen, rezonans enerjisi dışındaki piklerin $B(\text{GT})_-$ değerleri,

diğer çalışmaya göre yaklaşık 2 kat daha büyük değerde olduğu sonucuna varılmıştır.

- ^{116}Cd izotopu için 0-15 MeV aralığında elde edilen GT β^- şiddet dağılımı hesaplama sonuçlarımızın, J. Suhonen ve arkadaşları tarafından yapılan teorik çalışma sonuçlarıyla karşılaştırılması sonucunda, 0-5 MeV aralığında bizim çalışmamızdaki pik sayısı, diğer çalışmadakine kıyasla daha az ve bu aralıktaki B(GT). değerlerimizin, diğer çalışmaya göre yaklaşık 4-6 kat daha büyük olduğu sonucuna varılmıştır. Ayrıca, 5-10 MeV aralığında bizim çalışmada daha fazla GT 1^+ durumu elde edilmiştir. 10-15 MeV aralığındaki B(GT). değerleri arasındaki fark, diğer enerji bölgelerine göre azalmıştır. Çalışma sonuçlarımızın, M. Sasano ve arkadaşları tarafından yapılan deneysel çalışma sonuçlarıyla karşılaştırıldığında, elde ettiğimiz GTR enerji değerinin deneysel çalışmaya göre 1-1.5 MeV kadar daha düşük enerji değerinde olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Ayrıca, 7.2, 10.6 ve 12.3 MeV değerlerindeki GT 1^+ durumlarına ait B(GT). değerlerimiz için deneysel sonuçlara göre yaklaşık 2-4 kat daha büyük değerler elde edilmiştir. GT 1^+ durumlarının dağılım yapısı, 15 MeV' e kadar deneysel çalışmayla benzerlik göstermiştir.

Bu çalışmanın devamı niteliğinde, aynı kütle bölgesi için logft değerleri hesaplanabilir. Ayrıca, bu çalışmada sadece parçacık deşik etkileşmesi göz önüne alındığından, parçacık-parçacık etkileşmesinin göz önüne alındığı benzer hesaplamalar yapılabilir. Buna ilaveten, aynı kütle bölgesi için deforme durum içinde GT geçiş özellikleri incelenebilir.

KAYNAKLAR

1. Özkan, N.,Güray, R, T., Yalçın, C. Sistematik Proton ve Alfa Yakalama Reaksiyon Tesir Kesit Ölçümleri.X. Ulusal Nükleer Bilimler ve Teknoloji Kongresi. 2009, 49-58.
2. Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., Hoyle, F. Synthesis of the Elements in Stars. Reviews of Modern Physics. 29, 1957, 547.
3. Cameron A.G. W. Stellar Evolution Nuclear Astrophysics, and Nucleogenesis. Chalk River Report CRL-41,1957.
4. Cowan, J. J., Thielemann, F. K., Truran J. W. The R-process and Nucleochronology. Physics Report. 208, 1991,267.
5. Martinez-Pinedo, G., Langanke, K. Shell-Model Half-lives for N=82 Nuclei and Their Implications for the r Process. Physical Review Letters.83, 1999, 4502.
6. Borzov, I.N., Beta-decay rates. Nuclear Physics A.777, 2006, 645-675.
7. Krane, K, S. Nükleer Fizik 1. Cilt, Çeviri Editörü:Başar Şarer, Palme Yayıncılık,1988, 272 s.
8. Tanyel, B.Nükleer Fizik, Ege Üniversitesi Basımevi, 1994, 106 s.
9. Doğan, M., Yüksek Rezolüsyonlu ^{46}Ti ($^3\text{He,t}$) ^{46}V Reaksiyonunda Gamow-Teller Geçişlerinin İncelenmesi. İstanbul Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, 2014, 82 s.(Yüksek Lisans Tezi).
10. Mandey, R., Flanders, B.S., Anderson B.D., Baldwin A.R., Watson, J.W., Austin, S.M., Foster, C.C., Klapdor, H.V., Grotz, K. Low-lying structures in the Gamow-Teller strength functions for the double-beta-decaying nuclei ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{128}Te , and ^{130}Te . Physical Review C. 40, 1989, 540.
11. Alford, W.P., Spicer, B.M. Adv. Nuclear Physics 24, 2002, 1.
12. Frekers, D., Puppe, P., Thies, J.H., Ejiri, H. Gamow-Teller strength extraction from ($^3\text{He,t}$) reactions. Nuclear Physics A. 916, 2013, 219-240.
13. Radha, P.B., Dean, D.J., Koonin, S.E., Langanke, K., Vogel, P. Gamow-Teller strength distributions in fp-shell nuclei. Physical Review C. 56, 1997, 3079.
14. Martinez-Pinedo, G., Langanke, K., Dean, D.J. Competition of electron capture and beta-decay rates in supernova collapse. Nuclear Theory/9811095.
15. Gelletly, W., Dobaczewski, J., Nazarewicz, W.The Royal Society A. 356, 1998, 2007.
16. Migdal, A.B. Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei. (Interscience, New York, 1967)
17. Shlomo, S., Bertsch, G. Nuclear response in the continuum. Nuclear Physics A. 243, 1975, 507.
18. Engel, J., Bender, M., Dobaczewski, J. Nazarewski, W., Surman, R. Beta decay of r-process waiting-point nuclei in a self-consistent approach. Physical Review C. 60, 1999, 014302.
19. Takahashi, K., Yamada, M. Gross Theory of Nuclear β -Decay. Progress of Theoretical Physics. 41, 1969, 1470.
20. Takahashi, K., Yamada, M., Kondoh, T. Beta-decay half-lives calculated on the gross theory. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 12, 1973, 101.
21. Kratz, K., Herrmann, G. Systematics of neutron emission probabilities from delayed neutron precursors. Zeitschrift für Physik. 263, 1973, 435.
22. Pfeiffer, B., Kratz, K.L., Möller, P. Status of delayed-neutron data: half-lives and neutron emission probabilities. Progress Nuclear Energy. 41, 2002, 39.

23. Nakata, H., Tachibana, T., Yamada, M. Semi-gross theory of nuclear β -decay. *Nuclear Physics A.* 625, 1997, 521.
24. Zhang, X., Ren, Z. New exponential law of- decay half-lives of nuclei far from β -stable line. *Physical Review C.* 73, 2006, 014305.
25. Zhang, X., Ren, Z., Zhi, Q., Zheeng, Q. Systematics of β -decay half-lives of nuclei far from the β -stable line. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* 34, 2007, 2611.
26. Brown, B.A., Wildenthal, B.H. Experimental and theoretical Gamow-Teller beta-decay observables for the sd-shell nuclei. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 33, 1985, 347.
27. Muto, K., Bender, E., Oda, T. β^+ decays of very proton-rich sd-shell nuclei. *Physical Review C.* 43, 1991, 1487.
28. Chou, W.T., Warburton, E., Brown, B.A. Gamow-Teller beta-decay rates for $A \leq 18$ nuclei. *Physical Review C.* 47, 1993, 163.
29. Michel, M., Okolowicz, J., Nowacki, F., Ploszajczak, M. First-forbidden mirror β -decays in $A=17$ mass region. *Nuclear Physics A.* 703, 2002, 202.
30. Suzuki, T., Fujimoto, R., Otsuka, T. Gamow-Teller transitions and magnetic properties of nuclei and shell evolution. *Physical Review C.* 67, 2003, 044302.
31. Petrovici, A., Schindl, K.W., Faessler A. Beyond mean field approach to the beta decay of medium mass nuclei relevant for nuclear astrophysics. *Progress in Particle and Nuclear Physics.* 66, 2011, 287.
32. Zhi, Q., Caurier, E., Cuenc-Garcia, J., Langanke, K., Martinez-Pinedo, G., Sieja, K. *Physical Review C.* 88, 2013, 025803.
33. Li, H.T., Ren, Z.Z. Shell model calculations for the β^- -decays of $Z=9-13$ nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* 40, 2013, 105110.
34. Civitarese, O., Faessler, A., Tomoda, T. Suppression of the two-neutrino double β decay. *Physics Letters B.* 194, 1987, 11.
35. Suhonen, J., Civitarese, O. Calculations of the beta decay of $^{114-120}\text{Pd}$. Quasiparticle random phase approximation results. *Physics Letters B.* 280, 1992, 191.
36. Möller, P., Randrup, J. New developments in the calculation of the β -strength functions. *Nuclear Physics A.* 514, 1990, 1.
37. Möller, P., Nix, J.R., Kratz K.L. Nuclear Properties for Astrophysics and Radioactive-Ion-Beam Applications. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 66, 1997, 131.
38. Möller, P., Pfeiffer, B., Kratz, K.L. New calculations of gross β -decay properties for astrophysical applications: Speeding-up the classical r process. *Physical Review C.* 67, 2003, 055802.
39. Vogel, P., Zirnbauer, M.R. Suppression of the two-neutrino double-beta decay by nuclear-structure effects. *Physical Review Letters.* 57, 1986, 3148.
40. Engel, J., Vogel, P., Zirnbauer, M. Nuclear structure effects in double β -decay. *Physical Review C.* 37, 1988, 731.
41. Staudt, A., Bender, E., Muto, K., Klapdor-Kleingrothaus, H.V. Second-generation microscopic predictions of beta-decay half-lives of neutron-rich nuclei. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.* 44, 1990, 79.
42. Homma, H., Bender, E., Hirsch, M., Muto, K., Klapdor-Kleingrothaus, H.V., Oda, T. *Physical Review C.* 54, 1996, 2972.
43. Muto, K., Bender, E., Oda, T., Klapdor-Kleingrothaus, H.V. Proton-neutron quasiparticle RPA with separable Gamow-Teller forces. *Physical A.* 341, 1992, 407.

44. Ni, D.D., Ren, Z.Z. Calculations of the β -decay half-lives of neutron-rich nuclei. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*.39, 2012, 125105.
45. Ni, D.D., Ren, Z.Z., Zhi, Q. Calculations of β -decay half-lives of proton-rich nuclei. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*. 55, 2012, 2397.
46. Ni, D.D., Ren, Z.Z. β -decay rates of r-process waiting-point nuclei in the extended quasiparticle random-phase approximation. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 41, 2014, 025107.
47. Kar, K., Chakravarti, S., Manfredi, V.R. Beta decay rates for nuclei with $115 < A < 140$ for r-process nucleosynthesis. *Pramana*. 67, 2006, 363-368.
48. Sasano, M., Sakai, H., Yako, K., Kuboki, H., Miki, K., Noji, S., Wakasa, T., Dozono, M., Sekiguchi, K., Uesaka, T., Kawabata, T., Maeda, Y., Sakaguchi, S., Sasamoto, Y., Suda, K., Itoh, K., Hatanaka, K., Okamura, H., Tamii, A., Muto, K., Frekers, D., Greenfield M.B. Determination of the Gamow-Teller transition strength to $^{116}\text{In}(g.s.)$ by the $^{116}\text{Cd}(p,n)$ reaction at 300 MeV for the study of the nuclear matrix element of the two-neutrino double beta decay. *Nuclear Physics A*. 788, 2007, 76c-81c.
49. Akimune, H., Ejiri, H., Fujiwara, M., Daito, I., Inamoto, T., Hazama, R., Tamii, A., Toyokawa, H., Yosoi, M. GT strengths studied by ($^3\text{He},t$) reactions and nuclear matrix elements for double beta decays. *Physics Letters B*. 394, 1997, 23-28.
50. Rakers, S., Baumer, C., Van den Berg, A.M., Davids, B. Frekers, D., De Frenne, D., Fujita, Y., Grewe, E.-W., Haefner, P., Harakeh, M.N., Hunyadi, M., Jacobs, E., Johansson, H., Junk B.C., Korff, A., Negret, A., Popescu, L., Simon, H., Wörtche, H.J. Nuclear matrix elements for the ^{48}Ca two-neutrino double- β decay from high-resolution charge-exchange reactions. *Physical Review C*. 70, 2004, 054302.
51. Bhattacharya, M., Garcia, A., Hindi, M.M., Norman, E.B., Ortiz, C.E., Kaloskamis, N.I., Davids, C.N., Civitarese O., Suhonen J. Electron capture decay of ^{116}In and nuclear structure of double β decays. *Physical Review C*. 58, 1998, 1247.
52. Orihara, H., Zhong, G.C., Hosaka, M., Ishimaru, H., Itoh, K., Miyamoto, S., Terakawa, T., Ishii, K., Narita, A., Fujii, Y., Nakagawa, T., Miura, H., Ohnuma, H. Gamow-Teller strengths near the ground states in $A=110-120$ nuclei studied by (p,n) reaction. *Nuclear Physics A*. 577, 1994, (1-2), 9C.
53. Özaydın, B., Pyatov Yöntemi kullanılarak r süreci çekirdeklerde beta geçiş hızının A kütle numarasına bağlılığının incelenmesi. Celal Bayar Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, 2010. (Yüksek Lisans Tezi).
54. Suhonen, J., Civitarese, O. Single and double beta decays in the $A=100$, $A=116$ and $A=128$ triplets of isobars. *Nuclear Physics A*. 924, 2014, 1-23.
55. Barabash, A.S., Umatov, V.I., Gurriaran, R., Hubert, F., Hubert Ph., Aunola, M., Suhonen, J. Theoretical and experimental investigation of the double beta processes in ^{106}Cd . *Nuclear Physics A*. 604, 1996, 115-128.
56. Civitarese O., Suhonen, J. Systematic study of the single-state dominance in $2\nu\beta\beta$ decay transitions. *Nuclear Physics A*. 653, 1999, 321-337.
57. Dunlop R., Svensson C.E., Bildstein, V., Bidaman, H., Boubel, P., Burbadge, C., Dunlop, M.R., Garrett, P.E., Maclean, A.D., Mcgee, E., Mucher, D., Radich, A.J., Turko, J., Zidar, T. Half-Lives of Neutron Rich ^{130}Cd and ^{131}In . Archive: 1810.07089v1, 2018.

58. Lorusso, G. B-Decay Half-Lives of 110 Neutron-Rich Nuclei across the N=82 Shell Gap: Implications for the Mechanism and Universality of the Astrophysical r Process. *Physical Review Letters*. 114, 2015, 192501.
59. Hannawald, M., Fedoseyev, V.N., Köster, U., Kratz, K.-L., Mishin, V.I., Mueller, W.F., Ravn, H.L., Van Roosbroeck, J., Schatz, H., Sebastian, V., Walters, W.B., ISOLDE çalışma grubu. Decay properties of N=82 to 84 cadmium r-process nuclides. *Nuclear Physics A*. 688, 2001, 578c-580c.
60. Domin, P., Kovalenko, S., Simkovic, F., Semenov, S.V. Neutrino accompanied $\beta^+ \beta^+$, β^+/EC and EC/EC processes within single state dominance hypothesis. *Nuclear Physics A*. 753, 2005, 337-363.
61. Danevich, F.A., Georgadze, A. Sh., Kobychy, V.V., Kropivyansky, B.N., Nikolaiko, A.S., Ponkratenko, O.A., Tretyak, V.I., Zdesenko, S.Yu., Zdesenko, G., Bizzeti, P.G., Fazzini, T.F., Maurenzing, P.R. Search for 2β decay of cadmium and tungsten isotopes: Final results of the Solotvina experiment. *Physical Review C*. 68, 2003, 035501.
62. Tretyak, V.I., Zdesenko, Yu.G. Tables of Double Data Decay Data-An Update. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 80, 2002, 83.
63. Frekers, D., Puppe, P., Thies, J.H., Ejiri, H. Gamow-Teller strength extraction from ($^3\text{He},t$) reactions. *Nuclear Physics A*. 916, 2013, 219-240.
64. Ünlü, S., Çakmak, N., Selam, C. The $2\nu\beta\beta^-$ decay rates within Pyatov's restoration method. *Nuclear Physics A*. 957, 2017, 491-512.
65. Stoica, S. Mihut, I. Nuclear structure calculations of two-neutrinodouble-beta decay transtions to excited final states. *Nuclear Physics A*. 602, 1996, 197-210.
66. Szerypo, J., Huyse, M., Reusen, G., Van Duppen, P., Janas, Z., Keller, H., Kirchner, R., Klepper, O., Piechaczek, A., Roecki, E., Schardt, D., Schmidt, K., Grzywacz, R., Pfützner, M., Plochocki, A., Rykaczewski, K., Zylicz, J., Alkhazov, G., Batist, L., Bykov, A., Wittmann, V., Brown B.A. Beta decay of neutron-deficient even-mass indium isotopes: Evidence for population of highly-excited states in the cadmium-daughter nuclei. *Nuclear Physics A*. 584, 1995, 221-240.
67. Brown, B.A., Rykaczewski, K. Gamow-Teller strength in the region of Sn 100. *Physical Review C*. 50(5), 1994, 21.
68. Möller, P., Randrup, J. New developments in the calculation of the β -strength functions. *Nuclear Physics A*. 514, 1990, 1-48.
69. Zylicz, J., Dobaczewski, J., Szymanski, Z. Proceedings of 2nd International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Bellaire, 1998.
70. Borzov, I.N., Goriely, S., Pearson, J.M. Microscopic calculations of β -decay characteristics near the A=130 r-process peak. *Nuclear Physics A*. 621, 1997, 307-310.
71. Firestone, R.B., Shirley, V. S., Chu, S. Y. F., Baglin, C. M., Zipkin, J. Table of Isotopes, John Wiley and Sons, New York, 1996.
72. Engel, J., Bender, M., Dobaczewski, J. Nazarewski, W., Surman, R. Beta decay of r-process waiting-point nuclei in a self-consistent approach. *Physical Review C*. 60, 1999, 014302.
73. DeGelder, P., Jacobs, E., DeFrenne, D. Nuclear data sheets for A=110. *Nuclear Data Sheets* 38. 1983, 545.
74. Lederer, C.M., Shirley V.S., eds., Table of isotopes (Wiley, New York, 1978).

75. Blachot, J., Marguier, G. Nuclear sheets for A=114. Nuclear Data Sheets. 60, 1990, 139.
76. Blachot, J., Marguier, G. Nuclear data sheets update for A=116: Last Evaluation: J.Blachot, J.P. Husson, J. Oms, G. Marguier, F. Haas, Nuclear Data Sheets 32,287 (1981). Nuclear Data Sheets. 59, 1990, 333.
77. Tamura, T., Miyano, K., Ohya, S. Nuclear data sheets for A=118. Nuclear Data Sheets. 51, 1987, 329.
78. Hashizume, A., Tendow, Y., Ohshima, M. Nuclear data sheets for A=120. Nuclear Data Sheets. 52, 1987, 641.
79. Kitao, K., Kanbe, M., Matsumato, Z., Seo, T. Nuclear data sheets for A=122. Nuclear Data Sheets. 49, 1986, 315.
80. Suhonen, J., Civitarese, O. Systematic QRPA study of β^- and β^+ /EC decay transitions to excited states of $^{110-114}\text{Cd}$ and $^{114-122}\text{Sn}$. Nuclear Physics A. 584, 1995, 449-466.
81. Plochocki, A., Rykaczewski, K., Batsch, T., Szeypo, J., Zylicz, J., Barden, R., Klepper, O., Roecki, E., Schardt, D., Gabelmann, H., Hill, P., Ravn, H., Thorsteinsen, T., Grant, I.S., Grawe, H., Manakos, P., Skouras, L.D., ISOLDE çalışma grubu. Gamow-Teller beta decay of the very neutron-deficient N=50 nuclide ^{98}Cd . Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei. 342, 1992, 43.
82. Dean, D.J., Koonin, S.E., Kuo, T.T.S., Langanke, K., Radha, P.B. complete 0 $\hbar\omega$ shell model Monte Carlo calculations of ^{94}Ru , ^{96}Pd , $^{96,98}\text{Cd}$ and ^{100}Sn . Physical Letters B. 367, 1996, 17-20.
83. Hannawald, M., Fedoseyev, V.N., Köster, U., Kratz, K.-L., Mishin, V.I., Mueller, W.F., Ravn, H.L., Van Roosbroeck, J., Schatz, H., Sebastian, V., Walters, W.B., ISOLDE çalışma grubu. Decay properties of N=82 to 84 cadmium r-process nuclides. Nuclear Physics A. 688, 2001, 578c-580c.
84. Severyukin, A.P., Voronov, V.V., Borzov, I.N., Arsenyev, N.N. Complex configuration effects on β -decay rates. Journal of Physics: Conference Series 580, 2015, 012051.
85. Gierlik, M., Plochocki, A., Karny, M., Janas, Z., Urban, W., Batist, L., Moroz, F., Collatz, R., Gorske, M., Grawe, H., Hellström, M., Hu, Z., Kirchner, R., Liu, W., Rejmund, M., Roecl, E., Shibata, M., Agramunt, J., Algora, A., Gadec, A., Rubio, B., Tain, J. L., Cano-Ott, D., Harissopulos, S. Gamow-Teller strength distribution near ^{100}Sn The beta decay of ^{102}In . Nuclear Physics A724, 2003, 313-332.
86. Babacan, T., Salamov D., Küçük bursa, A., Babacan, H., Maras, İ, Aygör, H. A., Ünal, A. The effect of pairing interaction on the energies of isobar analogue resonances in 112-124 Sb and isospin admixture in $^{100-124}\text{Sn}$ isotopes. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. 30,2004,759-771.
87. Rodin, V. A., Urin, M. H. Direct decay properties of charge exchange spin giant resonances. Nuclear Physics A. 687, 2001, 276-281.
88. Pyatov, N. I., Salamov, D. I. Conservation Laws and Collective Excitations in Nuclei. Nukleonika 22, 1977, 127.
89. Yüksel, İ., A=60-80 Bölgesindeki Fe İzotoplarında Gamow-Teller Geçiş Özelliklerinin Pyatov Yöneyimiyle İncelenmesi. Celal Bayar Üniversitesi, Fizik Anabilim Dalı, 2019, 52 s.(Yüksek Lisans Tezi).
90. Soloviev, V. G. Theory of Complex Nuclei, Pergamon, New York, 1976.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Emre SAVAŞCI
Doğum Yeri ve Yılı : İZMİR 20.04.1987
Medeni Hali : Bekar
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : emre_savasci@hotmail.com

Eğitim Durumu

Lise : İzmir Karataş Lisesi,2004
Lisans : Celal Bayar Üniversitesi, Fizik Bölümü,2012
Yüksek Lisans : Celal Bayar Üniversitesi, Nükleer Fizik Anabilim Dalı

Mesleki Deneyim

Çözüm Eğitim Kurumları(Fizik Öğretmeni)	2013-2015
Oğuzhan Özkaya Eğitim Kurumları(Fizik Öğretmeni)	2015-2017
Yeni Sistemli Koleji(Fizik Öğretmeni)	2017-2018
Fen Bilimleri Eğitim Kurumları (Fizik Öğretmeni)	2018-(halen)