

CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Z=28-50 BÖLGESİNDEKİ R SÜRECİ ÇEKİRDEKLERDE GAMOW TELLER
GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN PYATOV YÖNTEMİYLE İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

GÖZDE GÖKDEMİR

**Anabilim Dalı: Fizik
Programı :Nükleer Fizik**

MANİSA 2013

CELAL BAYAR ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**Z=28-50 BÖLGESİNDEKİ R SÜRECİ ÇEKİRDEKLERDE GAMOW TELLER
GEÇİŞ ÖZELLİKLERİNİN PYATOV YÖNTEMİYLE İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

GÖZDE GÖKDEMİR

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 07.06.2013

Tezin Savunulduğu Tarih : 28.06.2013

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Tahsin BABACAN

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Tahsin BABACAN

Prof. Dr. İsmail MARAŞ

Doç. Dr. M. Müslim SAÇ

MANİSA 2013

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

İÇİNDEKİLER.....	i
ÖZET.....	ii
ABSTRACT.....	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
TABLO DİZİNİ.....	v
ŞEKİL DİZİNİ.....	vi
BÖLÜM 1.....	1
1.GİRİŞ.....	1
1.1.SÜPERNOVALARDA R SÜRECİ ÇEKİRDEK SENTEZİ.....	1
1.2.NÜKLEER ÖZELLİKLER ve R SÜRECİ.....	4
BÖLÜM 2.....	8
2.FORMALİZM.....	8
2.1 HAMILTON OPERATÖRÜ.....	8
2.2 PROBLEMİN QRPA YÖNTEMİ İLE ÇÖZÜMÜ.....	11
2.3. $\beta^{\pm}$ GEÇİŞ LOGFT DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI.....	12
BÖLÜM 3.....	13
3.HESAPLAMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA.....	13
BÖLÜM 4.....	25
4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	25
KAYNAKLAR.....	27
ÖZGEÇMİŞ.....	29

ÖZET

Bu çalışmada, $^{100-130}\text{Ru}$ izotoplarının Gamow-Teller geçiş özellikleri Pyatov Yöntemi kullanılarak ve parçacık-deşik etkileşmesi göz önüne alınarak incelenmiştir. Bu amaçla, öncelikle $^{100-130}\text{Ru}$ izotoplarının Gamow-Teller β^- geçiş şiddet dağılımları hesaplanmıştır. Çalışmanın ikinci kısmında, $^{100-130}\text{Ru}$ izotoplarının Gamow-Teller β^- geçişlerinin $\log(ft)$ değerleri ile $^{90-98}\text{Ru}$ çekirdeklerinin Gamow-Teller β^+ geçişleri için $\log(ft)$ değerleri hesaplanmış ve literatürde mevcut olan deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Hesaplama sonuçlarına göre, burada ele alınan Ru çekirdeklerindeki GT şiddeti parçalanması literatürde olduğu gibi birçok GT durumları üzerinden gerçekleşmektedir. Ele alınan Ru izotoplarında ^{120}Ru izotopuna kadar GT durumlarının daha çok 7.5-15 MeV aralığında yoğunlaştığı gözlenmiştir.

ABSTRACT

In this study, the properties of Gamow-Teller transition in $^{100-130}\text{Ru}$ isotopes have been studied by using Pyatov Method and considering particle-hole interaction (ph). In this respect, first of all, the GT β^- strength distributions have been calculated for $^{100-130}\text{Ru}$ isotopes. In the second part of the study, the $\log(ft)$ values for GT β^- transition of $^{100-130}\text{Ru}$ isotopes and the $\log(ft)$ values for GT β^+ transition of $^{90-98}\text{Ru}$ isotopes have been calculated and compared with the corresponding experimental values. According to our calculation results, GT fragmentation is seen over many states in Ru isotopes considered in this study as it was done in literature. Moreover, GT 1^+ states have been concentrated on the energy range of 7.5-15 MeV in Ru isotopes up to A=122.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışmada; araştırma konumu seçip çalışmalarım için gerekli ortamı sağlayan, araştırmalarımı titizlikle takip edip yön veren, bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım değerli hocam Sayın Prof. Dr. Tahsin BABACAN'a;

Çalışmalarım sırasında bana destek olup benden yardımlarını esirgemeyen Dekanımız ve Bölüm Başkanımız Sayın Prof. Dr. İsmail MARAŞ'a;

Bu süreç içerisinde bilgilerini ve deneyimlerini paylaşıp, sorularımı içtenlikle cevaplandıran Sayın Arş. Gör. Dr. Mehmet AYWACIKLI'ya;

Çalışma arkadaşım Şadiye Meral ÇAKMAK'a;

Hayatım boyunca benden maddi manevi desteklerini esirgemeyip her zaman yanımda olan, aile olmanın sıcaklığını ve güven kavramının ne demek olduğunu anlamamı sağlayan değerli aile üyelerime; sonsuz teşekkürlerimi bir borç bilirim.

TABLO DİZİNİ

	Sayfa No
Tablo 1: $^{100-130}\text{Ru}$ izotoplarının Gamow-Teller β^- geçişleri için $\log(ft)$ hesaplama değerleri ve deneysel değerlerle karşılaştırılması	24
Tablo 2: $^{90-98}\text{Ru}$ izotoplarının β^+ geçişleri için $\log(ft)$ hesaplama değerleri [22] ve deneysel değerlerle [23] karşılaştırılması	24

ŞEKİL DİZİNİ

	Sayfa No
Şekil 1 : ^{100}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	13
Şekil 2: ^{102}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	14
Şekil 3: ^{104}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	14
Şekil 4: ^{106}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	15
Şekil 5: ^{108}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	16
Şekil 6: ^{110}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	16
Şekil 7: ^{112}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	17
Şekil 8: ^{114}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	18
Şekil 9: ^{116}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	18
Şekil 10: ^{118}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	19
Şekil 11: ^{120}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	20
Şekil 12: ^{122}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	20
Şekil 13: ^{124}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	21
Şekil 14: ^{126}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	22
Şekil 15: ^{128}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	22
Şekil 16: ^{130}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları	23

BÖLÜM 1

1.GİRİŞ

1.1.SÜPERNOVALARDA R SÜRECİ ÇEKİRDEK SENTEZİ

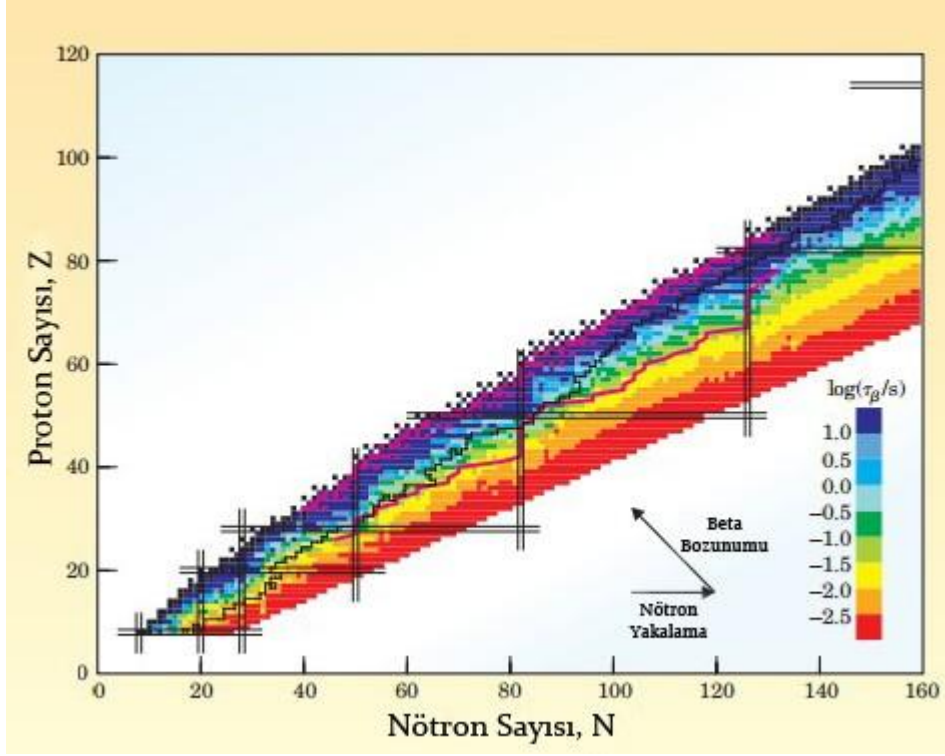
Evrende lityumla beraber hidrojen ve helyumun hemen hemen hepsi büyük patlamadan sonra ilk üç dakika içerisinde yaratıldı. Berilyum ve boron gibi daha hafif iki element, kozmik ışınlar ile gaz çekirdekleri arasındaki çarpışmalar yoluyla yıldızlar arası uzayda sentezlenmektedir. Doğada diğer elementlerin tümü, yıldızlardaki nükleer reaksiyonlarla oluşturulur.

Evrenin 14 milyar yılın üstündeki geçmişinde yıldızlarda oluşan elementler yeni yıldızları ve gezegenleri oluşturmak üzere uzaya geri fırlatılmıştır. Böylece elementlerin çekirdek sentezi ile yıldızların yaşam çevrimleri arasında sıkı bir ilişki vardır. Yıldız çekirdekleri içindeki füzyon reaksiyonları egzotermiktir. Bu reaksiyonlar, yıldızları güçlendiren ve yer çekimsel büzölmeye karşı destekleyen enerji salarlar. Bir yıldızın yaşamının çoğunda ana füzyon işlemi, helyumu oluşturmak üzere gerçekleşen H yanmasıdır.

Fakat nükleon başına bağlanma enerjisi, sadece tüm çekirdeklerin en sıkı bir şekilde bağlı olduğu ^{56}Fe çekirdeğine kadar nükleer kütle ile artmaktadır. Herhangi daha ağır bir çekirdeğin doğrudan füzyon yoluyla oluşumu, endotermiktir. Yıldızlardaki ağır çekirdeklerin oluşmasına başka bir engelde, Z proton sayısının artmasıyla Coulomb engelinin büyümesidir. Yeterince yüksek Z değerlerinde Coulomb engeli yıldız sıcaklıklarında yüklü parçacıklarla oluşmuş tüm nükleer reaksiyonları korumaktadır. Dolayısıyla demirin ötesindeki elementlerin izotopların hemen hemen hepsi nötron yakalama süreçlerinde oluşturulur. Ürünler n-yakalama elementleri olarak bilinmektedir. Astrofiziksel çekirdek sentezi için, iki ana n-yakalama süreci ilk defa Margaret ve Geoffrey Burbidge, William Fowler, Fred Hoyle, ve Alistair Cameron [1] tarafından öncü bir çalışmada, 1950 yılında tespit edildi. Bu süreçler yavaş (s) ve hızlı (r) n-yakalama süreçleri olarak isimlendirilir. Bir çekirdek daha ağır bir çekirdek olmak için bir nötron yakaladıktan sonra ilave bir nötronu yakalamak için çekirdeğe ait zaman ölçeği (τ_n), β bozunumuna maruz kalmış çekirdeğe ait zaman ölçeğine (τ_β) göre ya yavaştır ya da hızlıdır. Ortalama β bozunum ömrü τ_β , sadece çekirdek türlerine bağlı iken τ_n , ortamın nötron akışına önemli ölçüde bağlıdır.

Kararlı bir çekirdek kararlılık vadisini terk etmek için yeterince nötron yakaladığında, kararsız hale gelir. Yavaş yavaş β bozunumuna uğrar; bilindiği gibi bu bozunumda nötron protona dönüşür ve böylece kütle numarası A değişmeksizin çekirdeğin Z proton sayısı 1 artar. s sürecinde τ_n , τ_β ’dan çok daha uzundur. Dolayısıyla, tek nötron yakalama hemen hemen

β bozunumundan sonra gerçekleşir ve ardışık n-yakalamalarıyla gerçekleşen artan kütlelere doğru olan nükleer çekirdek türleri için olan yol, Şekil 1’de gösterildiği gibi, kararlılık vadisine yakın kalmaktadır. Şekil 1, verilen bir Z proton sayısı için β bozunum yarı ömürlerinin ne kadar azaldığını göstermektedir; çünkü artan N nötron sayısı kararlılık vadisinden uzak bir çekirdeği taşımaktadır.



Şekil 1: Kararlı ve nötronca zengin kararsız çekirdekler[3]. Siyah ve mor kutularla gösterilmiş beta bozunumuna göre kararlı izotoplar, bandın en üst kenarı boyunca giden kararlılık vadisini oluşturmaktadır (kararlılık vadisinin diğer kısmındaki protonca zengin izotoplar gösterilmemiştir). Renkli bantlar, kararlılık vadisinden uzaklığın artmasıyla azalan deneysel ve teorik τ_β yarı ömürlerini göstermektedir. Tırtıklı siyah çizgi, laboratuvar bilgisinin sınırını göstermektedir. Tırtıklı mor çizgi ise, hızlı (r süreci) nötron yakalamalarının tipik bir yolunu gösterir. Böyle yollar, kapalı nötron kabuklarına karşılık gelen nötron sayılarını belirleyen çift düşey çizgilerde düşey hale gelme eğilimindedir (çift yatay çizgiler, kapalı proton kabuklarını gösterir). r süreci yolundaki bir çekirdek sonunda, mor karelerle belirtilen r süreci kararlı çekirdeklerden bir tanesi olmak için vadiyi doğru beta bozunumu yapar.

s süreci çekirdek sentezinde ele alınan izotoplar, genellikle laboratuvar ortamında incelenecek kadar yeterince uzun ömürlüdür. Bu, r süreci için böyle değildir. r sürecinde nötronların yeterli akışı, τ_n 'yi τ_β 'den daha kısa hale getirmektedir. Bu durumda n-yakalamaları, beta

kararlılık vadisinden uzak nötronca çok zengin ve kararsız bölgelerde gerçekleşecektir. Böyle yüksek nötron akıları sadece geçicidir; mesela bu akılar, süpernova patlamasından gelmektedir. Akı tüketildiğinde, r süreci ile üretilmiş kararsız çekirdekler, kararlı r süreci çekirdeklerini oluşturmak için kararlılık vadisine geri dönerek β bozunumu yapacaktır. r süreci yolu, kararlılıktan çok uzak ve nötronca çok zengin bölgelerden dolandığı için, yol boyunca olan çekirdeklerin deneysel ölçümü çok zordur.

r süreci ve s süreci, ağır izotopların çekirdek sentezinde yarı yarıya katkı sağlar. Güneş sisteminin malzemelerini oluşturan elementler her ikisinin karışımlarını içermektedir. n-yakalama elementlerinin bazıları her iki süreçte üretilir; fakat bazıları hemen hemen sadece bir süreçten veya diğerinden gelmektedir. Tüm n-yakalama elementleri daha yüksek elementlerin standartlarına göre nadirdir; fakat altın, platin, gümüş gibi kuyumcуда bulduğumuz elementler hemen hemen tamamen r süreci ile oluşmaktadır.

r sürecinin nasıl işlediğinin temel fikirleri, bazı zamanlar bilinmiştir; fakat r süreci için gerekli özel fiziksel şartlar ve nükleer özellikler açık bir şekilde belirlenmemiştir [2,3]. Fakat s süreci daha iyi bilinmektedir. s sürecinin ana kısımları düşük veya orta kütleli yıldızlardır (0.8 güneş kütlelerinden $[M_0]$ 8 güneş kütlelerine kadar). Bu yıldızlar, milyarlarca yılda ölçülen uzun gelişimli zaman ölçeklerine sahiptir [4].

Bunun aksine, 8 M_0 'dan daha ağır kütleli yıldızlar, sadece birkaç milyon yıl yaşar. Bu yıldızlar termonükleer füzyon yakıtını tükettiğinden, öz çöküşü süpernova (Tip2) şeklinde sona erdiği düşünülmektedir. s sürecinin ürünlerinin ortaya çıkması ve galakside yayılması, daha uzun sürede gerçekleşmektedir. Yani s süreci ürünleri, r süreci elementlerinden galaktik geçmişte daha geç ulaşırlar [5].

Serbest nötronların yoğunluğu, patlayıcı ortamlara ait r süreci noktaları için gereklidir. Süpernova, uzun süre birinci derece sorumlu olaylardan olmuştur. Önceki çalışmalar, Tip2 süpernovanın çöken özünün kenarını r sürecinin bölgesi olabileceğini önerdi; fakat birçok zorluk, aslında süpernova bağlantısını doğrulamadan gelmektedir. Gerçekte patlamaları veren gerçekçi süpernova modellerini oluşturmak için gerekli olan patlamadaki nötrino etkileşmelerinin rolü, 3 boyutlu simülasyonlarda hidrodinamik kararsızlıkların ele alınması, bol yoğunluğa sahip maddenin durum denklemi gibi olayların detaylı fiziği yeterince bilinmemektedir. Ayrıca, kesin olmayan nükleer veriler, r sürecinde gerekli çok kararsız çekirdeklerde eksiktir.

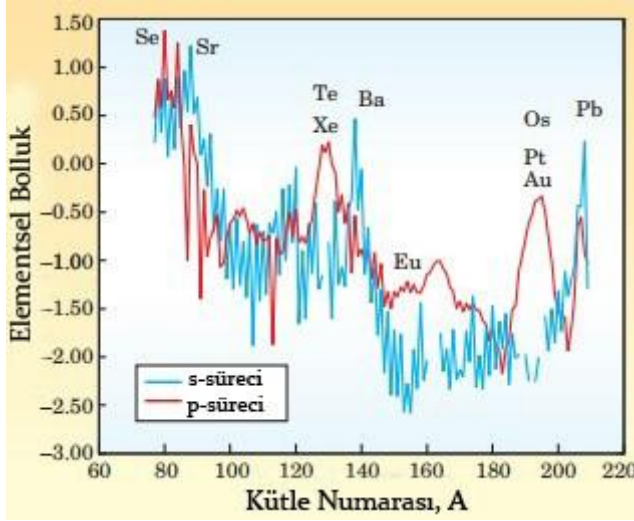
Bununla birlikte, durum hızlı bir şekilde iyi hale gelmektedir. Galaktik diski çevreleyen halo yıldızlarında n-yakalama elementlerinin yeni yüksek çözünürlüklü bolluk gözlemleri vardır. Öz çöküş süpernova modelleri, daha gelişmiş bir hale gelmektedir.

Güvenilir veriler, her geçen gün artarak kararlılık vadisinden uzak nötronca zengin çekirdeklerin fiziğinde yer almaktadır.

1.2.NÜKLEER ÖZELLİKLER ve R SÜRECİ

Yüksek nötron yoğunlukları hızlı n-yakalamaya neden olmaktadır; fakat süpernova da bu nötron yakalamaları, nükleer foto ayrışmayı başlatan ve büyük miktarda yüksek enerjili gamalar üreten yüksek sıcaklıklarla gerçekleştirilir. n-yakalamanın tersi olan bu süreç, nötronları çekirdekten fırlatır. Böyle bir uç ortamda bu, birbiriyle rekabet eden reaksiyonların her ikisi için zaman ölçeği τ_β ’dan çok daha kısadır. Dolayısıyla, $n + (Z,A) \leftrightarrow (Z,A+1) + \gamma$ şeklindeki iki ters reaksiyon denge ayarına gelebilir. n-yakalama ile foto ayrışma arasındaki bu ayar, verilen bir Z için izotop bolluklarının denge dağılımını kontrol eder. Bir izotop zinciri boyunca maksimum bolluk; sıcaklık ve nötron yoğunluğuyla belirlenir. Maksimum, nötron yakalamasında açığa çıkan enerji olarak ifade edilen spesifik nötron ayrışma enerjisi S_n ’de oluşur. Verilen bir sıcaklık ve nötron yoğunluğunda, S_n ’nin bolluk maksimum değeri tüm izotop zincirleri için aynıdır. O zaman, NZ- düzleminde r süreci yolu belirlenir. r süreci yolu, tüm izotopik zincirlerin maksimum-bolluk izotoplarını birbirine bağlar. $(Z,A) \rightarrow (Z+1,A) + e^- + \bar{\nu}_e$ şeklindeki beta bozunumu, bir izotopik zincirden diğerine çekirdeklerini transfer eder ve ağır çekirdeklerin oluşturulduğu hızı belirler. Şekil 1’in çekirdek tablosundan geçen ince mor pembe çizgi, 2 ile 3 MeV arasında S_n ayrışma enerjisine sahip r süreci yolunu gösterir. Böyle bir yol, Toryum, Uranyum ve Plutonyum gibi en ağır elementleri oluşturmak için saniyeler mertebesinde bir sentez zamanını gerektirir. r süreci olayında, sıcaklık ve yoğunluk ve dolayısıyla yolun nötron ayrışma enerjisi zamanla değişir. Böylece, yaklaşık 4 MeV’den 0 MeV’e değişen nötron ayrışma enerjilerine sahip çok kararsız çekirdekler r sürecinde gerekebilir. $S_n=0$ şartı, nötron dik çizgiyi tanımlar.

Yoğun nötron akısı sona erdiğinde, r süreci yolundaki çekirdek, kararlılık vadisine geri dönerek beta bozunumu yapacak ve şekilde mor pembe kutularla gösterilmiş kararlı çekirdeklerden bir tanesini oluşturacaktır. Mesela, kararlı r süreci çekirdeği Platin-198, aynı A kütle numarasına; fakat daha fazla nötronlara sahip kararsız daha düşük Z’ye sahip çekirdek şeklinde oluşturulur. Beta bozunum serisi, o halde bu çekirdeği $^{198}_{78}\text{Pt}$ çekirdeğine dönüştürür.



Şekil 2: r süreci ve yavaş (s süreci) nötron yakalamasıyla oluşturulan ağır elementlerin güneş sistemi bollukları. Grafiksel olarak çizdirilmiş değerler hidrojene göre bolluk değeri, $12+\log_{10}$ değeri şeklindedir. Bolluk pikleri, tam nötron kabuklarına karşılık gelen sihirli sayılarda minimal n-yakalama hızları veya maksimum τ_β 'dan kaynaklanır. r süreci, kararlılık vadisinden daha uzak çekirdeklere taşıdığı için biraz daha düşük kütle numarasındaki her bir kapalı kabuğu karşılar. Bu yüzden r süreci pikleri, düşük kütle numarası için kaymıştır. Eğriler, yeniden normalize edilmemiştir. İki süreç, güneş sistemi içerisindeki ağır elementlere yaklaşık eşit bir şekilde katkıda bulundu (Kaynak 3'ten alınmıştır).

Şekil 2'de gösterilen r süreci elementlerin bolluk dağılımındaki pikler, kapalı nötron kabuklarına karşılık gelen $N=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ şeklinde sihirli sayılardaki özellikle uzun beta bozunum yarı ömürlerinden dolayıdır. Şekil 1'de kapalı nötron ve proton kabukları, çift çizgilerle gösterilmektedir. Sihirli nötron sayılarında çekirdekleri farklı Z için aynı S_n nötron ayrıştırma enerjisi ile bağlayan r süreci yolu, kararlılık vadisine en yakın bir şekilde hareket eder. r süreci yolu boyunca en uzun τ_β değerine sahip (0.3-0.4 saniye mertebesinde) çekirdekler, bolluk piklerini belirler. Pikler arasında beta bozunum yarı ömürleri, tipik olarak 1 ya da 2 merteye daha kısa büyüklüktedir.

Ardışık n-yakalamaları arasındaki aralığın τ_β 'dan çok daha uzun olduğu s süreci akışı, τ_n ile belirlenir. Şekil 2'de de gösterilen s süreci pikleri, N sihirli nötron sayılarında n-yakalama tesir kesitindeki minimumlardan dolayıdır; fakat s süreci yolları, kararlılık vadisine çok daha yakın olduğundan bu yollar, daha yüksek Z değerlerinde sihirli nötron sayılarıyla karşılaşır. Dolayısıyla, Şekil 2'deki s süreci pikleri, sistematik olarak karşılık gelen r süreci piklerinden daha yüksek atomik kütleler için başlangıçtır.

Kararlılık vadisinden r süreci yollarının uzaklığı, kararlılık vadisinden uzak çekirdeklerin özellikleriyle ilgili bilginin süreci anlamada neden bu kadar önemli olduğunun bilgisini vermektedir. Birinci mertebeye kadar S_n değerleri, r süreci yolunu belirler [2] ve τ_β değerleri, bolluk eğrisinin şeklini belirler [6]. Her bir n -yakalama tesir kesitleri de nötron akısı kaybolduğunda, sıcaklıklar düştüğünde ve denge şartlarının artık geçerli olmadığı durumlarda, özellikle süpernovanın donmuş geçişi süresince bir rol oynamaktadır.

Fisyon (bölünme), nötronca zengin çekirdekler fisyon engellerinin üzerindeki uyarılma enerjilerinde oluşturulduğunda r süreci boyunca meydana gelecektir. Fisyon, r sürecinde üretilen en ağır kütleli çekirdekleri belirler ve fisyon ürünleri, daha hafif çekirdeklerin dağılımına katkıda bulunur [2,6]. Süpernova patlamasında ortaya çıkan yüksek nötrino akısı da mesela $\nu_e + (Z,A) \rightarrow (Z+1,A) + e^-$ şeklindeki nükleer etkileşmelere neden olmaktadır. Bu akı, beta bozunumunda olduğu gibi temel olarak aynı etkiye sahiptir [7].

Bölgeden bağımsız model hesaplamaları [6,8], 1-4 MeV nötron ayrışma enerjilerine sahip r süreci yollarının süper pozisyonlarıyla güneş sistemindeki r süreci elementlerin bolluklarını başarılı bir şekilde yeniden elde etti. Böyle yollar, kararlılık vadisinden uzak olup nükleer özelliklerin zayıf bir şekilde bilindiği nükleer tablosu bölgelerinden boyuna geçmektedir. Bazı yollar nötron dik çizginin dışına gitmektedir. İlgili nükleer türlerin çoğu şu anda laboratuarda elde edilebilir değildir; fakat Amerika ve Almanya'daki ve Tokyo civarındaki yapım aşamasında olan RIKEN olanağındaki planlama aşamalarında bulunan nadir izotop hızlandırıcı imkanları öngörülebilir gelecekte deneyiciler için mümkün hale gelmelidir. Genişletilmiş teorik çabalar, kütleler, yarı ömürler, bölünme özellikleri ve nötrino etkileşmelerinin güvenilir hesaplamalarını elde etmek için gerekli olacaktır [6,7,9].

Demir bölgesinden daha ağır elementlerin yaklaşık yarısının yıldızlara ait r süreci ile elde edildiği bilinmektedir [10,11]. r süreci izotoplarının elde edilmesini açıklamak için binlerce nötronca zengin çekirdeklerin özellikleri gerekir. Bu özellikler, güçlü elektromanyetik ve zayıf etkileşme süreçlerinin özelliklerini içermektedir. Bilhassa β^- bozunumları anahtar rol oynamaktadır; çünkü bu bozunumlar malzemeyi daha ağır elemente götürmede ve r süreci zaman ölçeğini oluşturmada ana mekanizmadır.

Bilindiği gibi r süreci aşırı nötron yoğunluğuna sahip ortamlarda ve kararlılık vadisinden çok uzaktaki nötronca çok zengin çekirdeklerde gerçekleşmektedir [12]. r sürecinin nötrino bakımından zengin ortamda yer aldığı durumda, yüklü akım elektron nötrino yakalamaları β bozunumlarının etkisini arttırabilir. Ayrıca β bozunumu r bolluk dağılımını da değiştirebilir. Bu yüzden nötronca zengin çekirdekler için nükleer zayıf etkileşme hızlarının doğru bir şekilde hesaplanması büyük bir öneme sahiptir. Bu etkileşme hızlarından bir tanesi,

beta bozunum yarı ömürleridir. Bu yarı ömürler r süreci çekirdeklerini daha ağır çekirdeklere götüren madde akışı için zaman ölçeğini belirler. Beta bozunumu yarı ömür hesaplamalarında ise daha çok izinli GT geçişleri baskındır.

r süreci simülasyonları için gerekli olan özellikler deneysel olarak bilinmediğinden, teorik olarak modellenmesi gerekir. r süreci uygulamalarında genellikle kullanılan teorik yaklaşım olarak kabuk modelini ve kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımını görüyoruz. Kabuk modelinin avantajı ise, beta şiddet fonksiyonlarının detaylı bir yapısını göz önüne alabilmesidir. Diğer bir yaklaşım ise kuazi parçacık yaklaşımıdır. Beta bozunum yarı ömürleri için olan ilk QRPA modelleri, ayrılabilir etkin NN etkileşmelerine dayanmaktadır. Bu modeller, Nilsson+BCS formalizmine [13] veya katlı Yukawa tek parçacık potansiyelini kullanan sonlu aralıklı damlacık modeline (FRDM+QRPA) [14] dayanmaktadır. Ayrıca, bu modellerin yanında Strutinsky integralli genişletilmiş Thomas Fermi Modeli (ETSFI) [15], Hartree-Fock-Bogoliubov yöntemi [16] veya relativistik ortalama alan modeli [17,18]. Yoğunluk fonksiyonu DF3'e dayalı sürekli kuazi parçacık rastgele faz yaklaşımı (DF+CQRPA) [19-21] da bu hesaplamalarda kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında, yukarıda belirtilen teorik modellere ek olarak Pyatov Yöntemini [22] pn-QRPA yaklaşımı çerçevesinde kullanarak Ru izotoplarına ait Gamow Teller geçiş özelliklerini inceledik. Literatürdeki teorik hesaplama yöntemlerinden farklı olarak Pyatov Yöntemini kullanarak bu konuda bir zenginlik sağlamış olduk. Böylece, Pyatov Yöntemini r süreci çekirdeklere uygulayarak, bu çekirdeklerin yapısını açıklamada başarılı olup olmadığını test etmiş olacağız.

BÖLÜM 2

2.FORMALİZM

2.1 HAMILTON OPERATÖRÜ

Wood-Saxon ortalama alan potansiyelinin etkisinde hareket eden ve aynı cins nükleonlar arasında çift etkileşmenin olduğu bir nükleon sistemini düşünelim. Böyle bir çekirdeğin tek kuazi-parçacık Hamilton operatörü:

$$H_{SQP} = \sum_{j_n} \varepsilon_{j_n} \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_n m_n} + \sum_{j_p} \varepsilon_{j_p} \alpha_{j_p m_p}^+ \alpha_{j_p m_p} \quad (1)$$

biçiminde olacaktır. Burada ε uygun nükleonun tek kuazi-parçacık enerjisi, $\alpha^+(\alpha)$ ise kuazi-parçacık üretme(yok etme) operatörüdür.

Nükleonlar arasında yük değişimli spin-spin etkin etkileşme Hamiltonyenini aşağıdaki prosedürü izleyerek bulmaya çalışalım:

$\beta^\pm$ Gamow-Teller(GT) operatörünü:

$$G_{1\mu}^{(+)} = \sum (j_n m_n | \sigma_{1\mu} | j_p m_p) a_{j_n m_n}^+ a_{j_p m_p}, \quad G_{1\mu}^{(-)} = (G_{1\mu}^{(+)})^+ \quad (2)$$

olarak tanımlayalım. Burada $\sigma_{1\mu}$ Pauli operatörünün rotasyonel bileşenleri, $a_{j_n m_n}^+$ ($a_{j_p m_p}$)'lar ise uygun durumlarda parçacık üretme ve yok etme operatörleridir. Bu operatörler kuazi-parçacık uzayında

$$G_{1\mu}^{(+)} = \sum_{j_n j_p} \left\{ \bar{b}_{np} C_{np}^+(\mu) + (-1)^{\mu+1} b_{np} C_{np}(-\mu) \right\} + \left\{ \bar{b}'_{np} D_{np}^+(\mu) + (-1)^\mu \bar{b}'_{np} D_{np}(-\mu) \right\} \quad (3)$$

şeklinde ifade edilir. Burada:

$$C_{np}^+(\mu) \equiv \sqrt{\frac{3}{2j_n + 1}} \sum_{m_n, m_p} (-1)^{j_p - m_p} (j_p m_p 1\mu | j_n m_n) \cdot \alpha_{j_n m_n}^+ \alpha_{j_p - m_p}^+, \quad C_{np}(\mu) = (C_{np}^+(\mu))^+ \quad (4)$$

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

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

$$\bar{b}'_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} u_{j_p} u_{j_n}$$

Pyatov [22] yöntemine dayanarak yük değişimli spin-spin etkin etkileşmesini aşağıdaki gibi seçelim:

$$h = \sum_{\mu, \rho} \frac{1}{4\gamma_\rho} [H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho]^\dagger [H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho] \quad (5)$$

Söz konusu yöntemde etkin etkileşme sabiti γ_ρ , toplam Hamiltoniye'nin çekirdek kısmının merkezci teriminin GT operatörü ile komutatif olması koşulundan seçilir. O halde seçilen γ_ρ aşağıdaki gibi olmalıdır:

$$\gamma_\rho = \frac{\rho}{2} \langle 0 | [H_{sqp} - (V_c + V_{ls}), F_{1\mu}^\rho] F_{1\mu}^\rho | 0 \rangle \quad (\rho = \pm) \quad (6)$$

Burada V_c -protonlar arasındaki Coulomb etkileşmesi, V_{ls} -ise spin yörünge etkileşme potansiyelidir. $F_{1\mu}^\rho$ spin-izospin operatörü ise aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$F_{1\mu}^\rho = \frac{1}{2} [G_{1\mu}^+ + (-1)^\mu \rho G_{1\mu}^-] \quad (7)$$

Böylece sistemin toplam Hamilton operatörü:

$$H = H_{SQP} + h_{qq} + h_{int} \quad (8)$$

biçiminde yazılır. Burada:

$$h_{qq} = \sum_{\substack{n_1, p_1 \\ n_2, p_2 \\ \rho, \mu}} \frac{1}{4\gamma_\rho^{qq}} E_{n_1 p_1}^\rho E_{n_2 p_2}^\rho [C_{n_1 p_1}(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_1 p_1}^+(-\mu)] [C_{n_2 p_2}^+(\mu) + \rho(-1)^{\mu+1} C_{n_2 p_2}(-\mu)] \quad (9)$$

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

Bu ifadelerde yer alan E_{np}^ρ ve P_{np}^ρ büyüklükleri aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

$$\gamma_\rho^{qq} = -\sum_{np} E_{np}^\rho b_{np}^\rho ; \gamma_\rho^{int} = \gamma_\rho^{qq} - \frac{1}{(2j_k + 1)} \sum_p [P_{kp}^\rho b_{kp}'^\rho - E_{kp}^\rho b_{kp}^\rho]$$

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

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

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

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

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

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

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

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

Üslü ifadeler ise aynen üslü olmayan ifadeler gibidir, fakat bu durumda $u_{j_p} v_{j_n}$ yerine $u_{j_p} u_{j_n}$

ve $u_{j_n} v_{j_p}$ yerine ise $v_{j_n} v_{j_p}$ yazılacaktır.

2.2 PROBLEMİN QRPA YÖNTEMİ İLE ÇÖZÜMÜ

Bu durumda sistemin Hamilton operatörü

$$H_0 = H_{SQP} + h_{qq} \quad (10)$$

şeklinde olur. QRPA yaklaşımında h_{qq} etkileşmesi sonucunda komşu tek-tek çekirdeklerdeki 1^+ durumları aşağıdaki gibi belirtilmiş

$$|\psi_i\rangle = Q_i^+(\mu)|0\rangle = \sum_{np} [\psi_{np}^i C_{np}^+(\mu) - (-1)^{\mu+1} \varphi_{np}^i C_{np}(-\mu)]|0\rangle \quad (11)$$

tek fonon uyarılma durumları olarak kabul edilir. Burada Q_i^+ QRPA'da nötron-proton fonon üretme operatörüdür. Nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri olan ψ_{np}^i ve φ_{np}^i büyüklükleri aşağıdaki normalizasyon koşulunu sağlar:

$$\sum_{np} [(\psi_{np}^i)^2 - (\varphi_{np}^i)^2] = 1 \quad (12)$$

Basit matematiksel işlemler sonucunda QRPA yönteminde

$$[H, Q_i^+(\mu)]|0\rangle = w_i Q_i^+(\mu)|0\rangle \quad (13)$$

biçiminde bulunan hareket denklemi çözülerek komşu tek-tek çekirdeklerdeki uyarılmış 1^+ durumlarının w_i enerjilerinin bulunması için aşağıdaki gibi bir seküler denklem elde edilir:

$$\left[\chi_+^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(+)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] \left[\chi_-^{qq} - \sum_{np} \frac{\varepsilon_{np} (E_{np}^{(-)})^2}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right] - w_i^2 \left[\sum_{np} \frac{E_{np}^{(+)} E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np}^2 - w_i^2} \right]^2 = 0 \quad (14)$$

Burada kolaylık için $\chi = -\gamma$ olarak kabul edilmiştir. Nötron-proton kuazi-parçacık genlikleri

$$\psi_{np}^i = \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} + L(w_i) E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} - w_i} \quad (15)$$

$$\varphi_{np}^i = \frac{1}{\sqrt{Z(w_i)}} \frac{E_{np}^{(+)} - L(w_i) E_{np}^{(-)}}{\varepsilon_{np} + w_i}$$

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 (12) ifadesinden bulunur.

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

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

2.3. $\beta^\pm$ GEÇİŞ LOGFT DEĞERLERİNİN HESAPLANMASI

Çoğu zaman deneylerde β geçiş ft değerlerinin logaritması hesaplanır. Ele alınan yöntemin doğruluğunun tespiti için teorik olarak hesaplanan logft değerlerinin uygun deneysel değerlerle karşılaştırılması gerekir. Bu nedenle bu çalışmada β geçiş logft değerleri de hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalar aşağıdaki formüller ile gerçekleştirilmiştir.

$$(ft)_{\beta^\pm} = \frac{D}{\left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2 B_{GT}^\pm} \quad (16)$$

Burada g_A ve g_V sırasıyla eksenel ve vektörel zayıf etkileşme sabitleridir.

$$D = \frac{2\pi^3 \hbar \ln 2}{g_V^2 m_e^5 c^4} = 6163.4 \text{ sec.}$$

ve

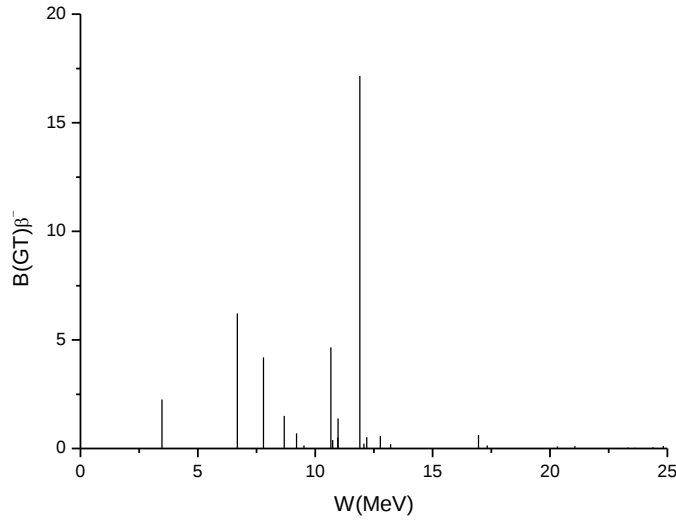
$$\left(\frac{g_A}{g_V}\right) = -1,26$$

olarak kabul edilmiştir.

BÖLÜM 3

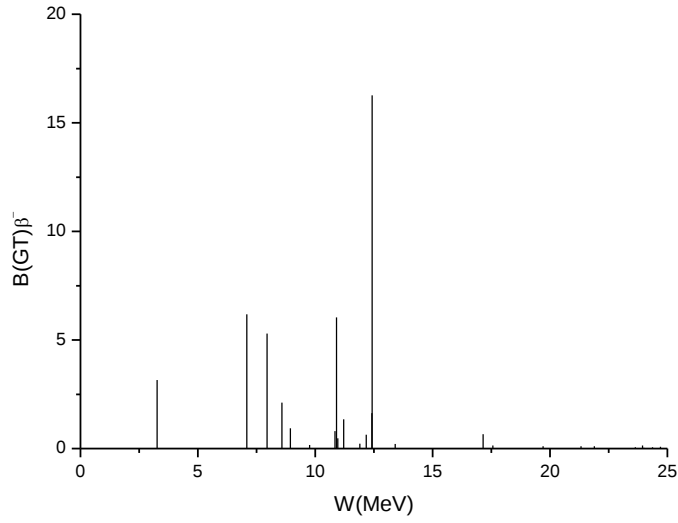
3.HESAPLAMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

Bu kısımda, $^{100-130}\text{Ru}$ izotoplarının Gamow-Teller geçiş özellikleri Pyatov Yöntemi kullanılarak ve parçacık-deşik etkileşmesi göz önüne alınarak incelenmiştir. Bu amaçla, öncelikle $^{100-130}\text{Ru}$ izotoplarının Gamow-Teller β^- geçiş şiddet dağılımları hesaplanmıştır. Hesaplama sonuçları, Şekil1-16'da verilmiştir. Hesaplamalarda çiftlenme korelasyon değerleri için $C_n = C_p = \frac{16}{\sqrt{A}}$ kullanılmış ve Ikeda Toplam Kuralı %1-1.5 hassasiyetle sağlanmıştır.



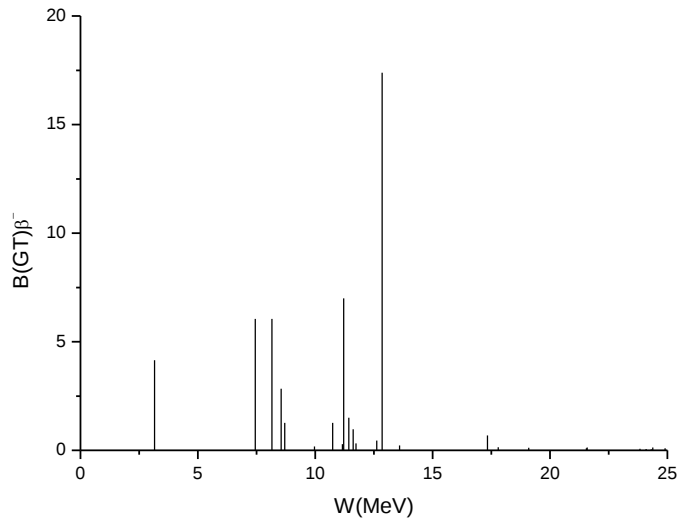
Şekil 1: ^{100}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 1'de, ^{100}Ru izotopu için 0-25 MeV enerji aralığındaki GT şiddet dağılımları gösterilmiştir. Hesaplama sonuçlarımızda 0-3 MeV enerji aralığında GT durumlarının gözükmediği ve incelenen izotopun Gamow-Teller durumlarının 0-15 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı görülmektedir. Bu izotop için Gamow-Teller rezonans değeri 11,9 MeV'de bulunmuştur.



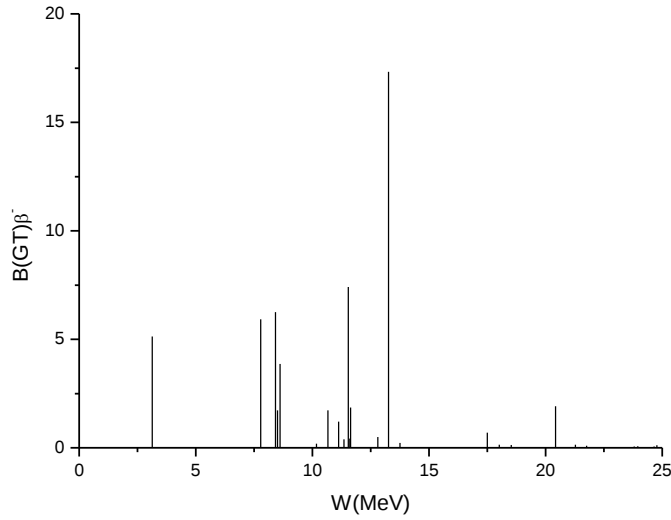
Şekil 2: ^{102}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Benzer hesaplama, ^{102}Ru izotopu için yapılmış ve bu hesaplamalar sonucu elde edilen GT β^- geçiş şiddet dağılımları Şekil 2’de gösterilir. Şekil 2 incelendiğinde, 0-5 MeV enerji aralığında 1 adet, 5-15 MeV enerji aralığında 13 adet, 15-25 MeV enerji aralığında çok küçük değerlerde de olsa 7 adet, GT durumlarının olduğu gözlenir. GT durumlarının en yoğun olduğu enerji bölgesi 0-15 MeV enerji aralığıdır. Bu izotopun GT rezonans değeri 12,42 MeV’de elde edilmiştir.



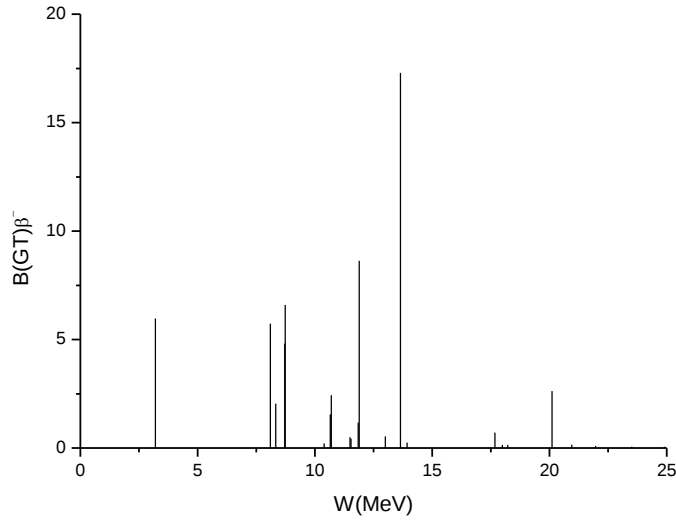
Şekil 3: ^{104}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Aynı enerji aralığında, ^{104}Ru izotopu için yapılan hesaplamalar sonucu meydana gelen GT β^- şiddet dağılımları Şekil 3'te gösterilir. 7.5-15 MeV enerji aralığına bakıldığında diğer enerji aralıklarına nazaran çok daha fazla GT durumu bulunduğu sonucuna ulaşılır. Bunun yanı sıra Şekil 3 incelendiğinde, 0-3 MeV enerji aralığında GT durumlarının gözlenmediği sonucuna varılır. Bu izotop için Gamow-Teller şiddetinin en yüksek değeri 12,85 MeV'de elde edilmektedir.



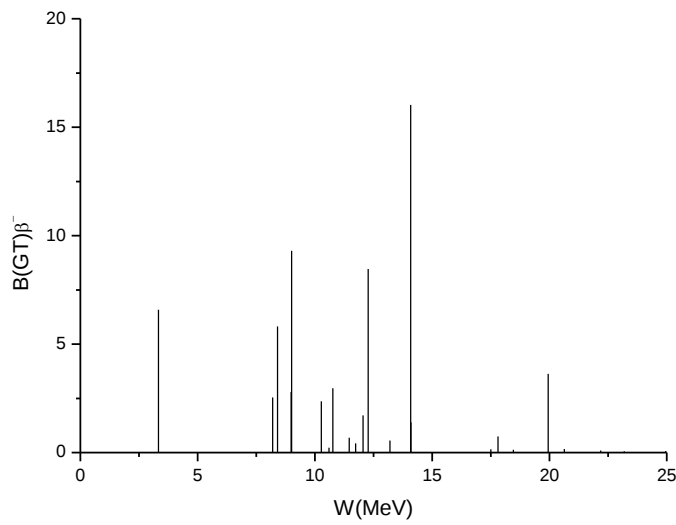
Şekil 4: ^{106}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Benzer hesaplama Şekil 4'te ^{106}Ru izotopu için 0-25 MeV enerji aralığında yapılmış ve bu izotopa ait GT β^- şiddet dağılımları gösterilmiştir. ^{106}Ru izotopu için Gamow-Teller 1^+ durumlarının 7.5-15 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı görülmektedir. ^{106}Ru izotopu için Gamow-Teller rezonans değeri 13,26 MeV'dedir. GT şiddet dağılımlarının parçalanması görüleceği üzere birçok GT durumları üzerinden gerçekleşmektedir.



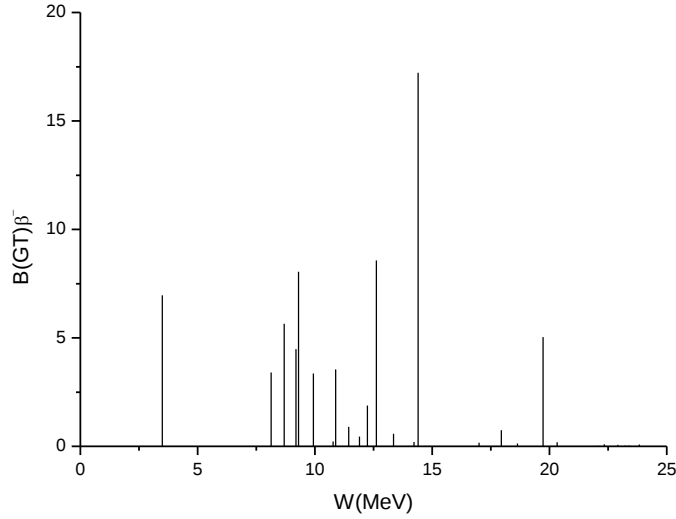
Şekil 5: ^{108}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Aynı grafik, ^{108}Ru izotopu için Şekil 5'te gösterilmiştir. GT dağılımlarının parçalanması bu izotop için de söz konusudur. Rezonans enerjisi, 13.65 MeV enerjisinde oturmuştur. Şekilden görüleceği gibi, şiddet dağılımına önemli ölçüde katkıda bulunan birçok GT durumları vardır. 7.5-15 MeV enerji aralığında, diğer enerji aralıklarıyla kıyaslandığında daha fazla GT durumları bulunmaktadır. GT şiddet dağılımının büyük bir çoğunluğu bu rezonans değeri tarafından tüketilir. 15 MeV enerji değerinden sonra küçük B(GT) değerine sahip GT durumları da gözükmemektedir.



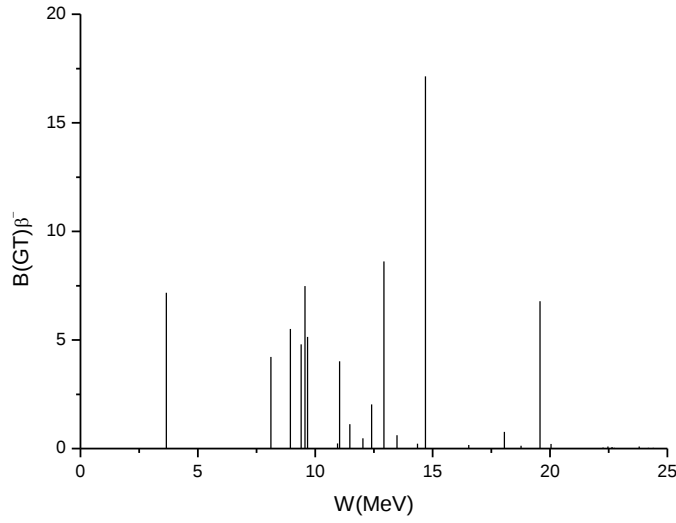
Şekil 6: ^{110}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 6'da ^{110}Ru izotopu için GT β^- geçiş şiddet dağılımları 0-25 MeV enerji aralığındaki gösterilmektedir. GT şiddetine önemli ölçüde katkıda bulunan 5 GT durumu vardır. Bu durumlardan bir tanesinin $B(\text{GT})_{\beta^-}$ değeri en yüksek değere sahiptir. Bu durum 14.08 MeV enerjide meydana gelmektedir. 7.5-15 MeV enerji aralığındaki GT durumlarının sayısı 0-5 MeV ve 15-25 MeV enerji aralıkları ile karşılaştırıldığında daha fazladır. 15 MeV enerjiden sonra ölçülebilir bir tane GT durumu görülmektedir.



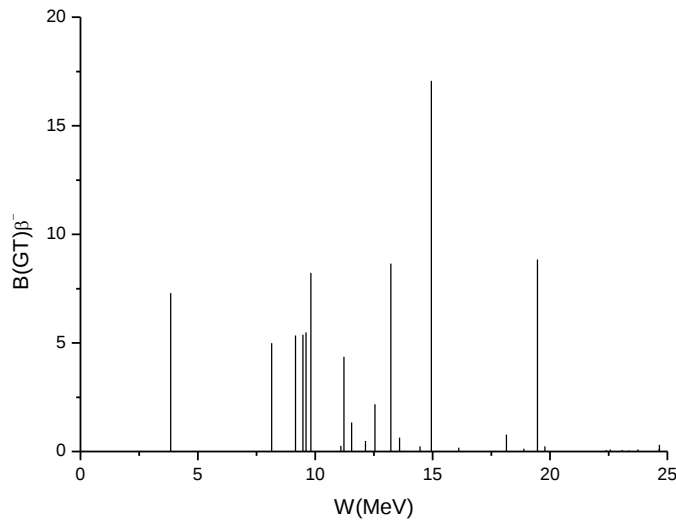
Şekil 7: ^{112}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

^{112}Ru izotopu için yapılan benzer hesaplamalar, Şekil 7'de verilmektedir. Şekilden de görüleceği üzere, üç enerji bölgesi söz konusudur: 0-5 MeV (düşük enerji bölgesi), 5-15 MeV (orta enerji bölgesi), 15-25 MeV (yüksek enerji bölgesi). Düşük enerji kısmında, sadece bir GT durumu gözükmemektedir. GT durumları çoğunlukla orta enerji bölgesinde toplanmaktadır. GT rezonans enerjisinin 14.4 MeV'de olduğu bulunmuştur. ^{110}Ru çekirdeğinde yapıldığı gibi yüksek enerji bölgesinde ölçülebilir $B(\text{GT})$ değerine sahip bir tane GT durumu görülmektedir.



Şekil 8: ^{114}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

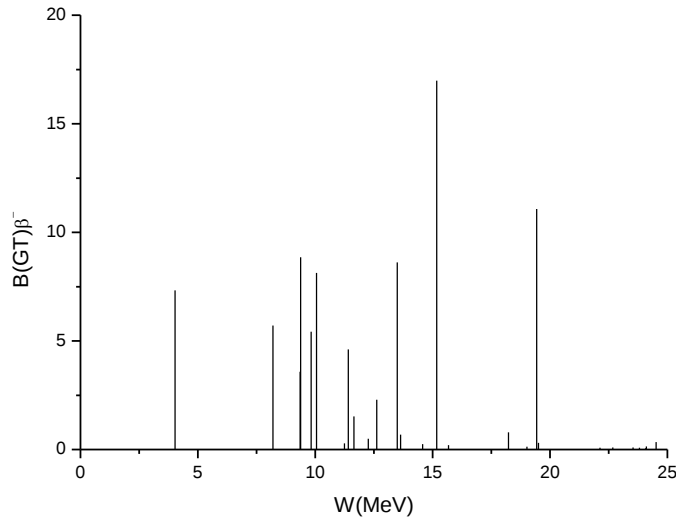
Şekil 8, ^{114}Ru izotopu için 0-25 MeV enerji aralığındaki, GT β^- şiddet dağılımları göstermektedir. Hesaplama sonuçlarından, 0-3 MeV enerji aralığında GT durumlarının olmadığı ve ^{114}Ru izotopu için bu durumların, 7.5-15 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı görülür. İncelenen izotopun GT şiddeti 14,69 MeV’de en yüksek enerji değerine ulaşmakta ve bununla beraber 20 MeV’in üstünde yani yüksek enerji bölgesinde küçük değerlerde de olsa iki adet GT durumu gözlenmektedir.



Şekil 9: ^{116}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

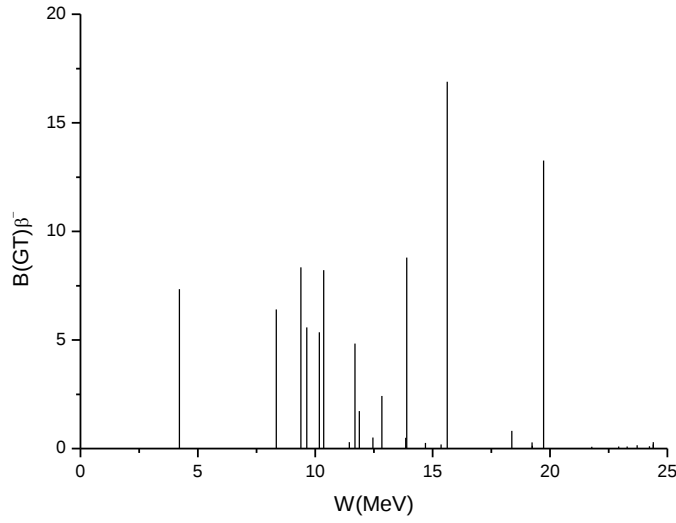
Şekil 9, 0-25 MeV enerji aralığındaki GT β^- şiddet dağılımlarının ^{116}Ru izotopu için elde edilen sonuçlarını göstermektedir. ^{114}Ru izotopunda olduğu gibi, ^{116}Ru izotopu için de 0-

3 MeV enerji aralığında GT durumları gözlenmez ve GT durumları 7.5-15 MeV enerji aralığında yoğunlaşır. Bu izotop için, düşük enerji bölgesinde 1 adet; orta enerji bölgesinde 14 adet ve yüksek enerji bölgesinde 8 adet olmak üzere toplam 23 adet GT β^- durumları gözükmemektedir. Ayrıca ^{116}Ru izotopu, 14,94 MeV’de GT şiddetinin en yüksek değerine ulaşır. Bunun yanı sıra, 15 MeV enerjiden sonra ölçülebilir B(GT) değerinde bir tane GT durumu olduğu görülebilir.



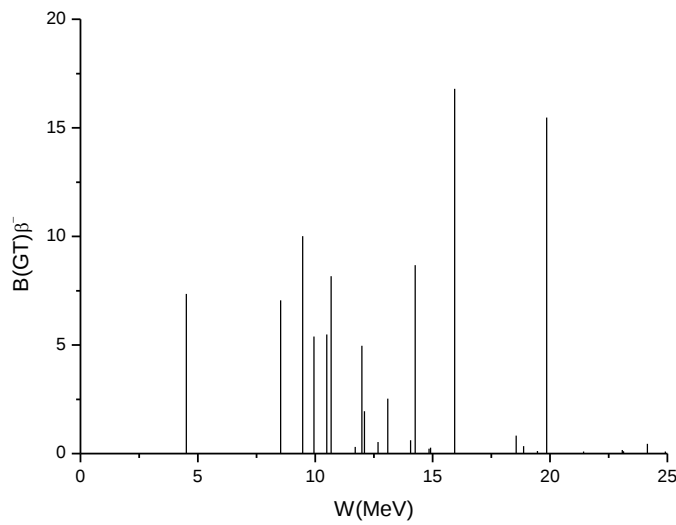
Şekil 10: ^{118}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Aynı enerji aralığı alınarak benzer hesaplama ^{118}Ru izotopu için yapılmıştır ve ortaya çıkan GT β^- şiddet dağılımları Şekil 10’da gösterilmiştir. İzotop için elde edilen GT durumları 7.5-15 MeV enerji aralığında yoğunlaşmakta ve GT şiddeti 15,18 MeV’de rezonans değerine ulaşmaktadır. 20 MeV enerji değerinden sonra küçük B(GT) değerine sahip GT durumların da olduğu görülmektedir.



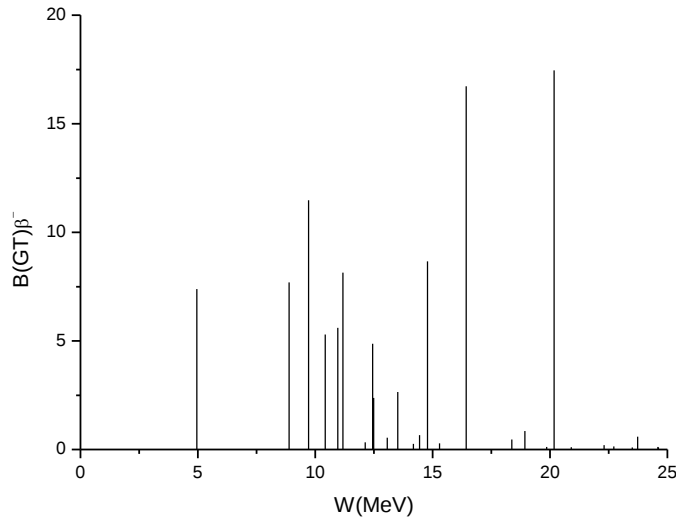
Şekil 11: ^{120}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 11’de ^{120}Ru izotopu için 0-25 MeV enerji aralığındaki GT β^- şiddet dağılımları gösterilir. Bu izotop için GT durumlarının 7.5-15 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı görülür. İzotopun GT rezonans değeri 15,62 MeV’de bulunur. 0-3 MeV enerji aralığında GT durumları gözlenmemekle beraber 20 MeV’den sonra oluşan GT durumları oldukça küçüktür. Ayrıca 5-15 MeV enerji aralığındaki GT durumlarının sayısının, 0-5 MeV ve 15-25 MeV enerji aralıklarındaki durumların sayısından daha fazla olduğu da ulaşılan sonuçlar arasındadır. Buna ek olarak, bu izotopta ölçülebilir $B(\text{GT})$ değerlerinin sayısının çok sayıda olduğu görülebilir.



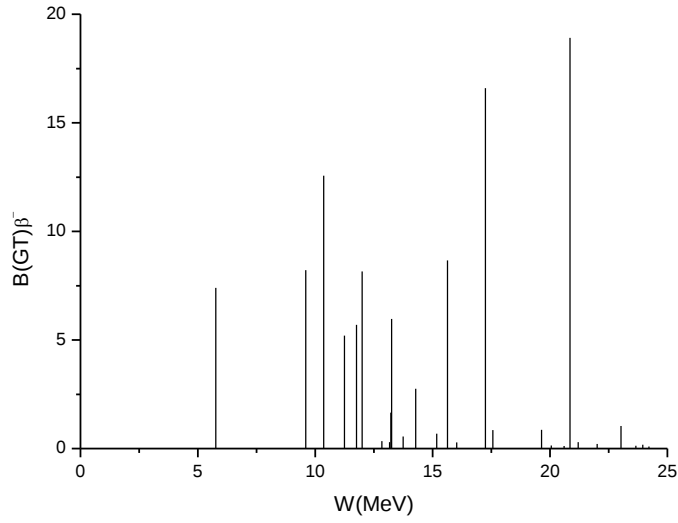
Şekil 12: ^{122}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 12’de ^{122}Ru izotopu için 0-25 MeV enerji aralığındaki GT β^- şiddet dağılımları gösterilir. Meydana gelen GT durumlarından 7 tanesinde, B(GT) değerleri için diğer değerlere göre daha büyük değerler elde edilmiştir ve bu GT durumları 4-20 MeV aralığındadır. Bu izotopta GT durumları diğer izotoplardan farklı olarak 0-4 MeV enerji aralığında gözlenmemektedir. 0-5 MeV enerji aralığında 1 adet, 5-15 MeV enerji aralığında 14 adet ve 15-25 MeV enerji aralığında 8 adet olmak üzere toplam 23 adet GT β^- durumları tespit edilmiştir. Dolayısıyla, birçok seviye üzerinden GT parçalanması burada da kendini göstermektedir. Bu izotop için, 15,94 MeV’de en yüksek B(GT) değerine ulaşılır.



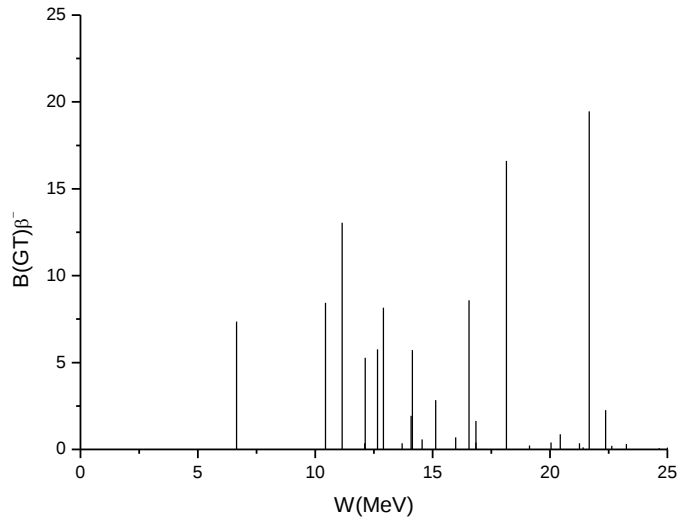
Şekil 13: ^{124}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

^{122}Ru izotopu için yapılan hesaplamaların benzeri ^{124}Ru izotopu için yapılmış ve elde edilen hesaplama sonuçları Şekil 13’te gösterilmiştir. Yine, ^{124}Ru izotopu için de GT durumlarının 7.5-15 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı görülür. ^{124}Ru izotopu için GT rezonans değeri 20,17 MeV’de bulunur.



Şekil 14: ^{126}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

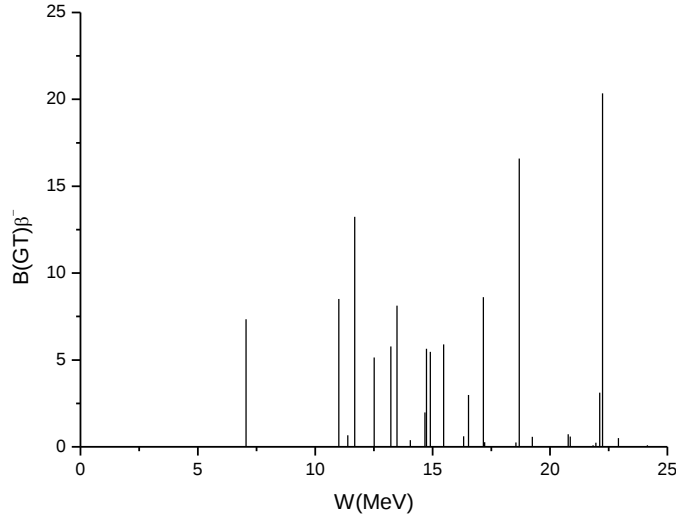
^{126}Ru izotopu için aynı enerji aralığı alınarak yapılan hesaplamalar sonucu Şekil 14'e ulaşılmıştır. Bu izotop için 0-5.5 MeV enerji aralığında GT durumları gözlenmediği, bu durumların 5-20 MeV enerji aralığında yoğunlaştığı ve izotopun rezonans değerinin ise 20,85 MeV'de olduğu sonucuna varılır.



Şekil 15: ^{128}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

^{128}Ru izotopu için 0-25 MeV enerji aralığındaki GT β^- şiddet dağılımları Şekil 15'te gösterilir. GT durumuna önemli ölçüde katkıda bulunan 7 GT durumu vardır ve bu durumlar 5-25 MeV enerji aralığındadır. Bu 7 durumdan 21.67 MeV'de bulunan durumun B(GT)

değeri en yüksek değere sahiptir. Ayrıca 0-6 MeV enerji aralığında GT durumlarının oluşmadığı gözlenir.



Şekil 16: ^{130}Ru izotopu için Gamow-Teller β^- şiddet dağılımları

Şekil 16’da ^{130}Ru izotopu için 0-25 MeV enerji aralığındaki GT β^- şiddet dağılımları gösterilir. Şekil 16 incelendiğinde; şiddet dağılımına önemli ölçüde katkıda bulunan birçok GT durumunun olduğu görülür. 10-20 MeV enerji aralığında ^{130}Ru izotopu için GT durumlarının yoğunlaştığı ve 0-7 MeV enerji aralığında GT durumlarının gözükmediği görülür. 10-20 MeV enerji aralığındaki GT durumlarının sayısı, 0-10 MeV ve 20-25 MeV enerji aralıklarında oluşan durumların sayısı ile karşılaştırıldığında daha fazla olduğu görülür. Bu izotopu için, GT rezonans değeri 22,24 MeV’de bulunur.

Çalışmanın ikinci kısmında, $^{100-130}\text{Ru}$ izotoplarının Gamow-Teller β^- geçişlerinin $\log(ft)$ değerleri ile $^{90-98}\text{Ru}$ çekirdeklerinin Gamow-Teller β^+ geçişleri için $\log(ft)$ değerleri hesaplanmış ve literatürde mevcut olan deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Hesaplama sonuçlarımız ve deneysel değerlerle kıyaslama Tablo 1 ve Tablo 2’de verilmiştir. Tablo 1’den görüleceği üzere, $^{106-112}\text{Ru}$ çekirdekleri için bulduğumuz $\log(ft)$ değerleri deneysel değerlerden çok da uzak değildir ve deneysel değerlerle iyi bir uyum içerisindedir. Bu çekirdekler dışındaki diğer çekirdekler için deneysel değerler olmadığından sadece Pyatov Yöntemi ile hesaplanmış teorik $\log(ft)$ değerlerimiz verilmiştir.

Tablo 1: $^{100-130}\text{Ru}$ izotoplarının Gamow-Teller β^- geçişleri için $\log(ft)$ hesaplama değerleri ve deneysel değerlerle karşılaştırılması

İzotoplar	$\log(ft)_{\text{pyatov yöntemi}}$ [22]	$\log(ft)_{\text{deney}}$ [23]
$^{100}_{44}\text{Ru}$	3.26	-
$^{102}_{44}\text{Ru}$	3.12	-
$^{104}_{44}\text{Ru}$	3.00	-
$^{106}_{44}\text{Ru}$	2.91	4.31
$^{108}_{44}\text{Ru}$	2.84	4.4
$^{110}_{44}\text{Ru}$	2.80	4.37
$^{112}_{44}\text{Ru}$	2.77	4.70
$^{114}_{44}\text{Ru}$	2.76	-
$^{116}_{44}\text{Ru}$	7.23	-
$^{118}_{44}\text{Ru}$	7.08	-
$^{120}_{44}\text{Ru}$	2.81	-
$^{122}_{44}\text{Ru}$	2.62	-
$^{124}_{44}\text{Ru}$	2.56	-
$^{126}_{44}\text{Ru}$	2.90	-
$^{128}_{44}\text{Ru}$	2.86	-
$^{130}_{44}\text{Ru}$	3.13	-

Tablo 2: $^{90-98}\text{Ru}$ izotoplarının β^+ geçişleri için $\log(ft)$ hesaplama değerleri [22] ve deneysel değerlerle [23] karşılaştırılması

İzotoplar	$\log(ft)_{\text{pyatov yöntemi}}$ [22]	$\log(ft)_{\text{deney}}$ [23]
$^{90}_{44}\text{Ru}$	5,19	-
$^{92}_{44}\text{Ru}$	3,50	4,90
$^{94}_{44}\text{Ru}$	3,87	3,92
$^{96}_{44}\text{Ru}$	2,77	-
$^{98}_{44}\text{Ru}$	2,79	-

Tablo 2’de ise, $^{90-98}\text{Ru}$ izotoplarının β^+ geçişleri için $\log(ft)$ hesaplama değerleri ve deneysel değerlerle karşılaştırılması verilmiştir. Buna göre, ^{92}Ru çekirdeği için $\log(ft)$ değeri deneysel değerden küçük olmasına rağmen, ^{94}Ru için bu değer deneysel değere çok yakındır. Diğer izotoplar için deneysel veriler olmadığından sadece teorik hesaplama sonuçları verilmiştir.

BÖLÜM 4

4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, Pyatov Yöntemi kullanılarak ve proton-nötron kuazi-parçacık yaklaşımı çerçevesinde parçacık-deşik kanalında bazı Ru çekirdeklerine ait Gamow-Teller geçiş özellikleri incelenmiştir. Bu kapsamda, öncelikle $^{100-130}\text{Ru}$ çekirdeklerinin GT β^- geçiş şiddet dağılımları hesaplanmıştır. Çalışmanın ikinci kısmında ise, $^{100-130}\text{Ru}$ çekirdeklerinin $\log(ft)$ değerleri teorik olarak hesaplanmış ve bazı Ru çekirdeklerinin deneysel $\log(ft)$ değerleriyle karşılaştırılmıştır. Hesaplama sonuçlarına göre, aşağıdaki sonuçlara varılmıştır:

- Burada ele alınan Ru çekirdeklerindeki GT şiddeti parçalanması literatürde olduğu gibi birçok GT durumları üzerinden gerçekleşmektedir.
- GT şiddeti, 0-25 MeV enerji aralığında dağılmaktadır.
- Ele alınan Ru izotoplarında GT durumları daha çok 7.5-15 MeV aralığında yoğunlaşmaktadır.
- ^{122}Ru izotopuna kadar olan hesaplama sonuçlarında 0-3 MeV enerji aralığında GT durumları tespit edilmemiştir. ^{122}Ru izotopundan sonra tespit edilemeyen GT durumlarının enerji aralığı genişlemektedir.
- $^{106-112}\text{Ru}$ izotopları için hesaplanan $\log(ft)$ değerlerinin deneysel değerlere yakın olduğu görülmüştür. Diğer $^{100-104,114-130}\text{Ru}$ izotopları için deneysel değer olmadığından sadece teorik sonuçlar verilmiştir.
- $^{90-98}\text{Ru}$ için elde edilen $\log(ft)$ değerlerinde ^{92}Ru izotopu için hesaplanan $\log(ft)$ değerinin deneysel değerden küçük olduğu; fakat ^{94}Ru izotopu için ise deneysel değere çok yakın olduğu bulunmuştur. $^{90,96,98}\text{Ru}$ izotopları için teorik hesaplama sonuçları verilmiştir.

Bu çalışmalara ek olarak, $^{90-130}\text{Ru}$ izotopları için, yarı ömür değerlerinin kütle numarasına göre olan değişimi incelenebilir. Ayrıca Ru izotopundan başka literatürde çalışılmış Mo, Ni, Zn çekirdeklerinin izotoplarına ait GT geçiş şiddet dağılımları, $\log(ft)$ değerleri ve yarı ömrün kütle numarası, nötron sayısı ve proton sayısına göre değişimleri gibi niceliklerin incelenmesi, yeni bir tez çalışması olarak önerilebilir. Böylece Pyatov Yönteminin fp-kabuğu çekirdeklerinde gerçekleşen GT geçiş özelliklerine olan uygulama

kapsamı genişletilebilir ve bu yöntemin fp-kabuğu çekirdeklerinin yapısını açıklamada ne kadar başarılı olduğu görülebilir.

KAYNAKLAR

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29, 547 (1957); A.G.W. Cameron, Chalk River rep. No. CRL-41, Chalk River Labs., Chalk River, Ontario (1957).
2. J. J. Cowan, F.-K.Thielemann, J. W. Truran, Phys. Rep. 208 (1991) 267 (1991).
3. C. Sneden, J.J. Cowan, Science 299, 70 (2003).
4. M. Busso, R. Gallino, G. J. Wasserburg, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 37, 239 (1999).
5. D. L. Burris et al., Astrophys. J. 544, 302 (2000).
6. B. Pfeiffer, K.-L. Kratz, F.-K. Thielemann, W. B. Walters, Nucl. Phys. A 693, 282 (2001).
7. K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, Rev. Mod. Phys. 75, 819 (2003).
8. C. Freiburghaus et al., Astrophys. J. 516, 381 (1999).
9. J. J. Cowan and F. K. Thielemann, Physics Today, October 2004, p.47.
10. E. M. Burbidge, G. M. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29 (1959) 547.
11. A. G. W. Cameron, Stellar evolution, nuclear astrophysics, and nucleogenesis, Report CRL-41, Chalk River (1957).
12. J. J. Cowan, F. Thielemann, J. W. Truran, Phys. Rep. 208 (1991) 267.
13. M. Hirsch, A. Staudt, and H-V. Klapdor-Kleingrothaus, At. Data Nucl. Data Tables 51, 244 (1992); M. Homma et al., Phys. Rev. C 54, 2972 (1999).
14. P. Möller, J. R. Nix, and K.-L. Kratz, At. Data Nucl. Data Tables 66, 131 (1997).
15. I. N. Borzov, S. Goriely, J. M. Pearson, Nucl. Phys. A 621 (1997) 307; I.N. Borzov, S. Goriely, Phys. Rev. C62 (2000) 0355801.
16. J. Engel, et al., Phys. Rev. C 60 (1999) 014302.
17. T. Niksic, T. Marketin, D. Vretenar, N. Paar, P. Ring, Phys. Rev. C 71 (2005) 014308.
18. T. Marketin, D. Vretenar, P. Ring, Phys. Rev. C 75 (2007) 024304.
19. I. N. Borzov, Phys. Rev. C 67 (2003) 025802;
I. N. Borzov, Phys. Rev. C 71 (2005) 065801.
20. I. N. Borzov, et al., Z. Phys. A355 (1996) 117.
21. S. A. Fayans, et al., Nucl. Phys. A 676 (2000) 49.

22. N. I. Pyatov, D. I. Salamov, *Nucleonica* 22, 1 (1977).
23. B. Singh, J. L. Rodriguez, S. S. M. Wong, J. K. Tuli, *Nuclear Data Sheets* 84, 487 (1998).

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Gözde GÖKDEMİR

Doğum Yeri ve Yılı : Ardanuç, 1988

Yabancı Dil : İngilizce

EĞİTİM

Lise : 2002-2005, İzmir Karşıyaka Şemikler Lisesi, İzmir

Lisans : 2007-2011, Celal Bayar Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi,
Fizik Bölümü, Manisa

Yüksek Lisans : 2011- , Celal Bayar Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü,
Nükleer Fizik, Manisa