$90 \leq \mathrm{A} \leq 214$ KÜTLE BÖLGESİNDEKİ KÜRESEL ÇEKİRDEKLER İÇİN $0^{+} \leftrightarrow 1^{-}$ BİRİNCİ YASAKLI NÜKLEER BETA GEÇİŞ MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI

İsmail ÇAYLI

Karabük Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalında

Yüksek Lisans Tezi

Olarak Hazırlanmıştır

KARABÜK

Haziran 2012

İsmail ÇAYLI tarafından hazırlanan "$90 \leq \mathbf{A} \leq \mathbf{214}$ KÜTLE BÖLGESİNDEKİ KÜRESEL ÇEKİRDEKLER İÇİN $0^{+} \leftrightarrow 1^{-}$ BİRİNCİ YASAKLI BETA GEÇİŞ NÜKLEER MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI" başlıklı bu tezin Yüksek Lisans Tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd. Doç. Dr. Necla ÇAKMAK ....

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir. 27/ 06/ 2012

Ünvanı, Adı SOYADI (Kurumu)	İmzası
Başkan : Prof. Dr. Cevad SELAM (MAÜ)	....
Üye : Yrd. Doç. Dr. Necla ÇAKMAK (KBÜ)	....
Üye : Yrd. Doç. Dr. Ahmet Mustafa ERER (KBÜ)	....

...../...../2012

KBÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu, bu tez ile, Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Nizamettin KAHRAMAN ....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

"Bu tezdeki tüm bilgilerin akademik kurallara ve etik ilkelere uygun olarak elde edildiğini ve sunulduğunu; ayrıca bu kuralların ve ilkelerin gerektirdiği şekilde, bu çalışmadan kaynaklanmayan bütün atıfları yaptığımı beyan ederim."

İsmail ÇAYLI

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

$90 \leq A \leq 214$ KÜTLE BÖLGESİNDEKİ KÜRESEL ÇEKİRDEKLER İÇİN $0^{+} \leftrightarrow 1^{-}$ BİRİNCİ YASAKLI BETA GEÇİŞ NÜKLEER MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI

İsmail ÇAYLI

Karabük Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı:
Yrd. Doç. Dr. Necla ÇAKMAK

Temmuz 2012, 47 sayfa

Bu çalışmada, $0^{+} \leftrightarrow 1^{-}$ birinci izinsiz beta geçişleri $90 \leq A \leq 214$ kütle bölgesindeki bazı küresel çekirdekler için incelendi. Rölativistik beta matris elemanı herhangi bir varsayım yapılmaksızın doğrudan hesaplandı. Nükleer matris elemanının hesaplanmasında spin-orbit potansiyelinden gelen katkı göz önüne alındı.

Anahtar Sözcükler : Zayıf etkileşme teorisi, Birinci izinsiz beta geçişleri, Kabuk modeli

BilimKodu : 202.1.108

ABSTRACT

M.Sc. Thesis

CALCULATION OF NUCLEAR MATRIX ELEMENTS FOR $0^{+} \leftrightarrow 1^{-}$ FIRST FORBIDDEN BETA TRANSITIONS IN SOME SPHERICAL NUCLEI OF MASS REGION OF $90 \leq A \leq 214$

İsmail ÇAYLI

Karabük University
Graduate School of Natural and Applied Science
the Division of Physics

Thesis Advisor:
Assist. Prof. Dr. Necla ÇAKMAK

July 2012, 47 pages

In this study, the $0^{+} \leftrightarrow 1^{-}$ first forbidden beta decay transitions have been investigated for some spherical nuclei in the mass region of $90 \leq A \leq 214$. The relativistic β moment matris element has been calculated directly without any assuption. In the calculation of the nuclear matris elements have been considered the contribution coming from the spin-orbit potential.

Key Words :Weak interaction theory, First forbidden beta decays, Shell model
Science Code : 202.1.108

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasının planlanmasında, araştırılmasında, yürütülmesinde ve oluşumunda ilgi ve desteğini esirgemeyen, engin bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım, yönlendirme ve bilgilendirmeleriyle çalışmamı bilimsel temeller ışığında şekillendiren sayın hocam Yrd. Doç. Dr. Necla ÇAKMAK'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tezin yazım aşamasında tex ortamında yardımlarını esirgemeyen Arş. Gör. Ulvi KANBUR ve Arş. Gör. Savaş AĞDUK'a teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

Sayfa

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

SİMGELER

β	: beta
$2\gamma\beta\beta$	: iki nötrinolu çift beta bozunumu
χ_{ph}	: parçacık-delik etkin etkileşme sabiti
χ_{pp}	: parçacık-parçacık etkin etkileşme sabiti
$\hat{H}_{\beta}$	: zayıf etkileşme Hamiltonu
A	: kütle numarası
Z	: proton sayısı
N	: nötron sayısı
α	: alfa
g_V	: vektör etkileşme sabiti
g_A	: eksenel vektör etkileşme sabiti
t_-	: izospin azaltma operatörü
$\vec{Y}$	: küresel harmonik operatörü
$\vec{\sigma}$	: Pauli spin operatörü
$\hat{I}$	: birim operatör
$\vec{\nabla}$	: nabla operatörü
$C_{jmc\gamma}^{j'm'}$	: Clebsch-Gordan katsayısı

KISALTMALAR

CQRPA	: Sürekli Kuazi-Parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı
RPA	: Rastgele Faz Yaklaşımı
QPRA	: Kuazi Rastgele Faz Yaklaşımı
renormalized-QPRA	: Renormalize Edilmiş Kuazi Rastgele Faz Yaklaşımı
GT	: Gamow Teller
GUT	: Zayıf ve Kuvvetli Etkileşmelerin Birleşik Teorisi

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Nükleer yapı analizinde ve nükleer modelleri test etmede temel problemlerden birisi nükleer matris elemanlarının hesaplanmasıdır. Beta (β) bozunum süreçleri nükleer yapı ve zayıf etkileşme teorisinin anlaşılmasında çok önemlidir. Literatürde izinli β geçişleri hakkında birçok teorik ve deneysel çalışma olmasına rağmen bilim adamları izinsiz geçişlere aynı önemi göstermemişlerdir. Son zamanlarda yapılan çalışmalar, birinci izinsiz β geçiş sürecinin iki nötrinolu çift β bozunumu $(2\nu\beta\beta)$ ve hızlı süreç (r-process) ile ilgili teorilerin geçerliliğinin kontrol edilmesinde önemli bilgi sağladığını gösterir.

Birinci izinsiz β geçişler ile ilgili deneysel ve teorik araştırmalar 1950 yılında başlamıştır [1, 2]. 1951'de birinci izinsiz β bozunum üzerine genel bir teori oluşturulmuştur [2]. $\xi-$ yaklaşımı kullanılarak $^{124}\mathrm{Sb}$ ve $^{86}\mathrm{Rb}$ birinci izinsiz β bozunumu için $\log ft$ değerleri [3] ve aynı yaklaşım kullanılarak $^{207}\mathrm{Ti} \rightarrow {}^{207}\mathrm{Pb}$ ve $^{209}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{209}\mathrm{Bi}$ geçişleri için tek parçacık $\log ft$ değerleri hesaplanmıştır [4]. Teoriyi geliştirmek için yük değişimli etkin etkileşmeler dahil edilmiş ve sadece $\log ft$ değerleri değil aynı zamanda güç fonksiyonlarının enerji dağılımları da hesaplanmıştır [5–9]. $\Delta I = 0, 2$ olan çift-tek ve çift-çift çekirdekler arasında düşük enerjili birinci izinsiz β geçişleri üzerine spin-izospin bağımlı etkileşmelerin etkisi incelenmiştir [9]. Rölativistik β momentum matris elemanı $M^{\pm}(\rho_A, \lambda = 0)$ analitik olarak hesaplanmamış, rölativistik olmayan β momentum matris elemanına $iM^{\pm}(j_A, \kappa = 1, \lambda = 0)$ orantılı olarak varsayılmıştır. $\Delta I = 0, 2$ olan taban durum taban durum için ft değerleri hesaplanmış ve birinci izinsiz beta bozunum dev rezonanslarının yaklaşık 25 MeV'de oluştuğu gösterilmiştir. Yük değişimli spin-dipol hesaplamalarında kor polarizasyonunun etkisi dahil edilmiştir [10–12].

Birinci izinsiz β geçişleri iki nötrinolu çift beta geçişlerinde önemli bir role sahiptir. İki nötrinolu çift beta geçiş yarı ömürlerine $^{76}\mathrm{Ge} \rightarrow {}^{76}\mathrm{Se}$ geçişleri için 2^{-}(unique) birinci izinsiz geçişlerin katkıları incelenmiştir [13]. Rezonant lazer iyonasyonu ile nötron zengin $^{208}\mathrm{Bi}$ için β bozunumu gözlenmiştir. Deneysel yarı ömür değerleri öz uyumlu sürekli kuaziparçacık rastgele faz yaklaşımı (CQRPA) hesaplamaları ile karşılaştırılmış ve birinci izinsiz geçişlerin dikkate alınmasının önemi vurgulanmıştır [14].

Aynı zamanda, nükleosentez olayında birinci izinsiz geçişlerin etkisi incelenmiştir. β geçiş oranları CQRPA metodu kullanılarak hesaplanmıştır. Toplam β geçiş yarı ömür süreleri ve gecikmiş nötron yayılım emisyon olasılıklarının sistematik bir çalışması Gamow-Teller (GT) ve birinci izinsiz geçişler dikkate alınarak gerçekleştirilmiştir [15]. $0^{+} \leftrightarrow 0^{-}$ birinci izinsiz beta bozunumu $^{206\text{-}214}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{206\text{-}214}\mathrm{Bi}$ geçişleri için incelenmiş ve hesaplamalar iki farklı yaklaşıma göre yapılmıştır [16, 17]. Birinci yaklaşımda, rölativistik β geçiş operatörü herhangi bir varsayım yapılmadan doğrudan hesaplanmıştır. İkinci olarak, rölativistik operatör rölativistik olmayan operatöre orantılı varsayılmıştır. Ancak, kabuk model potansiyelindeki spin-yörünge teriminin katkısı birinci izinsiz β bozunumu rölativistik matris elemanı hesabında ihmal edilmiştir. Elde edilen sonuçlar diğer çalışmalara göre deneysel verilere daha yakındır, ancak tam bir uyum içinde olduğu söylenemez. Bunun nedeni, söz konusu hesaplamalarda nükleonlar arasındaki yük değişimli etkin etkileşmenin sadece parçacık-delik kanalında göz önüne alınmış olmasıdır. Parçacık parçacık kanalındaki etkileşme zayıf etkileşme teorisinin daha iyi anlaşılmasında çok önemlidir. 0^{-} durumları bazı küresel çekirdekler için incelenmiştir. Birinci izinsiz β geçiş matris elemanının rölativistik kısmı herhangi bir varsayım yapılmadan doğrudan hesaplanmış ve bu hesaplamaya spin-yörünge potansiyelinden gelen katkı dahil edilmiştir. Hesaplamalarda parçacık-delik ve parçacık-parçacık uzayı baz alınmıştır [18].

Fermi ve Gamow-Teller izinli geçişleri ile ilgili çok sayıda teorik ve deneysel çalışmalar yapılmıştır ve hâlen devam etmektedir. Fakat zayıf etkileşme teorisine izinsiz geçişlerden gelen katkının dahil edilmesi son yıllarda önem kazanmıştır.

Çekirdeklerin taban durum-taban durum arasında birinci izinsiz β geçişlerine ait deneysel çalışmalarla birlikte teorik çalışmalar da yapılmıştır. Mikroskopik yöntemlere dayanarak yapılan teorik hesaplamalarda bazı eksiklikler vardır [5, 19]. Örneğin; Civitarese O. ve diğerleri, $0^+ \leftrightarrow 0^-$ birinci izinsiz β geçişlerine ait rölativistik β momentumu doğrudan hesaplanmamış, rölativistik olmayan β momentumu ile orantılı (orantı sabiti bağımsız bir parametredir) olarak kabul etmişlerdir [9]. Bu durumda teoride bağımsız parametre sayısı artmaktadır. Kenar I., ve diğerleri ise $0^+ \leftrightarrow 0^-$ birinci izinsiz geçiş $\log ft$ değerlerini hesaplarken doğrudan rölativistik momentumu kullanmışlardır [16]. Elde edilen sonuçlar deneysel verilere daha yakındır, ancak tam bir uyum içinde olduğu söylenemez. Bunun nedeni söz konusu hesaplamalarda nükleonlar arasında yük değişimli etkin etkileşmenin sadece parçacık-delik kanalında göz önüne alınmış olmasıdır. Fakat parçacık-parçacık kanalındaki etkileşme zayıf etkileşme teorisinin daha iyi anlaşılmasında çok önemlidir.

İki nötrinolu çift β bozunumunun teorik olarak açıklanması nükleer yapı teorisinde açık kalan sorulardan biridir ve standart model ötesinde yeni fizik araştırmaları ile ilgilidir [19]. İki nötrinolu çift β bozunumuna ait nükleer matris elemanları son otuz yıldır farklı bilim adamları tarafından incelenmektedir [20–40]. Bu çalışmalarda çift β bozunumuna katkıda bulunan sanal (virtual) aralık durumları olarak Fermi (0^+) ve GT (1^+) uyarılmış durumları kullanılmaktadır. İki nötrinolu çift β bozunumu nükleer matris elemanlarının hesaplanmasında nükleonlar arasındaki etkin etkileşme hem parçacık-delik (χ_{ph}) hem de parçacık-parçacık kanalında (χ_{pp}) kanalında göz önüne alınmaktadır. Fakat, bu hesaplamalarda önemli bir sorun ortaya çıkarmaktadır. Bu sorun, göz önüne alınan etkin etkileşme sabitlerinin belirli bir değerinde nükleer matris elemanı değerinin aniden sıfıra gitmesidir (collapse effect). Bu sorunu gidermek için; Rastgele Faz Yaklaşımı (Random Phase Approximation-RPA), Kuazi Rastgele Faz Yaklaşımı (Quasi Random Phase Approximation-QRPA), renormalize edilmiş Kuazi Rastgele Faz Yaklaşımı (renormalized-QRPA) gibi yöntemler önerilmesine rağmen bu temel sorun hâlen giderilememiştir.

Deneysel çalışmalara paralel olarak yapılan teorik çalışmalar ile izinli ve birinci izinsiz β bozunumları formülize edildi. Tekrardan normalize edebilme problemleri, elektro-zayıf etkileşmeler olarak adlandırılan bir referans teori sunularak ortadan kaldırıldı [41]. İzinli ve birinci izinsiz β bozunum geçişlerinin iyi araştırılan genel teorik yapısına karşı, yarı ömür süreleri ve $\log ft$ değerleri hakkında bilgi almamızı sağlayan nükleer matris elemanları hâlen bir gelişim sürecindedir.

Nükleer matris elemanlarının hesaplanmasındaki zorluklar, temel kabuk (shell) model yapısının restore edilmesine rehberlik etmiştir. Hafif çekirdekler için kabuk model, uygulanabilir limitler içerisinde olmasına rağmen orta ve ağır çekirdekler için bazı problemler ile karşı karşıya kalınabilir. Bu durum tutarlı bir tanımlamaya ulaşmak için ihtiyaç duyulan tek parçacık orbitallerinin artan sayısı ve valans parçacık sayılarının çoğalmasıyla kolay kolay kontrol edilemeyen bir hal alır. Orta ve ağır çekirdekler için çok daha uygun olan RPA metodu ve özellikle kuazi-parçacık yapısı olan QRPA metodudur. QRPA formalizmi, kuazi proton veya kuazi nötron çiftlerini (pp-np, QRPA) oluşturan iki kuazi parçacık uyarılmasını içerir. Daha sonra, bir çift-çift çekirdeğin uyarılma enerjileri, temel proton-proton ve nötron-nötron etkileşmesi hakkında bilgi içeren RPA matrisini köşegenleştirerek elde edilir. Suhonen J., kabul model ve QRPA arasındaki uyumluluğu kontrol etmiş ve QRPA yaklaşımının uygulanabilirlik alanları limitlerini çalışmıştır [41].

Birinci izinsiz bozunumlar üzerine yapılan çalışmalar sonucu, çekirdek içerisindeki nükleon etkileşmelerinin temel doğasını daha iyi anlamamızı sağlayan pek çok bulgu ortaya konulmuştur [10–12, 42–47]. Ancak, birinci izinsiz β bozunumları üzerine spin-izospin bağımlılığıyla ilgili olan kollektif etkilerin tesiri, uygun etkin etkileşmeler üzerindeki çok düşük bilgiye sahip olunmasından dolayı henüz sistematik olarak incelenmemiştir.

$\mathrm{Z} > 28$ bölgesindeki çekirdekler tarafından yüklü parçacıkların üretilme ihtimali Coulomb engelinin yüksek olması nedeniyle çok düşüktür. Bu nedenle söz konusu olay nötron yakalanması süreci ile daha kolay gerçekleştirelebilir. $\mathrm{N} \sim 76$ ve $\mathrm{N} \sim 116$ bölgesindeki çekirdeklerin nötron yakalama olasılıklarının büyük olduğu deneyler ile gösterilmiştir [48–53]. Dolayısıyla nötronlar bu bölgedeki çekirdekler tarafından hızlı bir şekilde yakalanır. Bu olaya hızlı süreç (r-process) denir. Daha sonra ürün çekirdek β^- geçişi yapar ve böylece nükleosentez gerçekleşir. Nükleosentez olayının gerçekleşmesi iki olaya bağlıdır. Birincisi nötron yakalama olasılığı diğeri ise ürün çekirdeğin β geçiş olasılığıdır. Yani nötron yakalama olasılığı ile β geçiş matris elemanları arasında bir bağıntı vardır. Z=60-75 ve N=126 bölgesindeki çekirdeklerde nükleosentez olayı birinci izinsiz geçişleri ile gerçekleştirilmiştir. Bu bölgedeki çekirdekler $vi_{13/2} \rightarrow \pi i_{11/2}$ konfigürasyonlu birinci yasaklı beta bozunumlarına maruz kalmaktadır [15].

Bu tez çalışmasının ilk bölümünde, bu zamana kadar izinsiz beta geçişleri ile ilgili yapılan bilimsel çalışmalar taranmış ve bu konuda açıklanan veya açık kalan hususlar gösterilmiştir. İkinci bölümde; beta bozunumu, üçüncü bölümde; Fermi'nin beta bozunum teorisi, dördüncü bölümde; açısal momentum ve parite seçim kuralları hakkında bilgi verilmiştir. Beşinci bölümde ise, 1^- durumlarının nükleer matris elemanları hesaplanmıştır. Son bölümde, nümerik hesaplama sonuçları verilmiş ve literatürdeki diğer sonuçlar ile karşılaştırılmıştır.

Tez sonuçlarının bir kısmı ulusal V. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı'nda (2011, Muş) poster olarak sunulmuştur.

BÖLÜM 2

BETA BOZUNUMU

Çekirdeğin negatif elektron yayınlaması sonucunda gözlenen ilk radyoaktif olaylardan birisi β bozunumudur. Bunun tam tersi olan, yani çekirdeğin atomun elektronlarından birini yakalaması mümkündür. Bu olay 1938'de Alvarez'in çekirdek tarafından yakalanan atomun elektronunun boşalttığı yerin doldurulması sırasında yayınlanan karakteristik X-ışınlarını bulmasına kadar geçen zamanda gözlenememiştir. 1934'de Joliot-Curies ilk kez radyoaktif bozunmada pozitif elektron (pozitron) yayınlanması olayını gözlemlemişlerdir. Yalnızca iki yıl sonra pozitron kozmik ışınlarda keşfedilmiştir. Bu üç nükleer olay birbiri ile yakından ilgili olup beta bozunumu olarak adlandırılır [54]. En temel β bozunma reaksiyonu, çekirdeklerde bir nötronun bir protona veya bir protonun nötrona dönüşümüdür. Bir çekirdekte β bozunumu hem nötron sayısını (N) hem de proton sayısını (Z) bir birim değiştirir: $\mathrm{N} \rightarrow \mathrm{N} \pm 1$, $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{Z} \pm 1$ böylece kütle numarası (A=Z+N) sabit kalır.

β bozunum bilinen atomik parçacıkların reaksiyonları arasında izole edilmiş bir durumda yer almaktaydı. Ancak, daha sonra β bozunum ile ilgili olan elemanter parçacık süreçleri ortaya çıkmıştır. β etkileşmesi elektromanyetik kuvvetlerden daha küçük büyüklükte çiftlenmiş bir güç ile ifade edilir ve zayıf etkileşme olarak adlandırılır [54]. Nükleer β geçiş;

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu} \qquad (\beta^{-} \qquad bozunumu) \tag{2.1}$$

$$p \rightarrow n + e^{+} + \nu \qquad (\beta^{+} \qquad bozunumu) \tag{2.2}$$

$$p + e^{-} \rightarrow n + \nu \quad (elektron \quad yakalama) \tag{2.3}$$

olarak üç kısımda incelenir.

$\beta-$bozunum teorisi ilk olarak E. Fermi tarafından ortaya atılmıştır. $\beta-$bozunum teorisindeki önemli gelişmeler zayıf etkileşme teorisinin formülasyonu ve zayıf etkileşmelerdeki paritenin korunmasının keşfi ile ilgilidir. Nükleer $\beta-$bozunum iki açıdan önemlidir. Birincisi, $\beta-$bozunum zayıf etkileşme parametrelerinin belirlenmesinde ve zayıf etkileşmenin anlaşılmasında kullanılır. İkinci olarak, nükleer yapının incelenmesinde önemli yer tutar. Zayıf etkileşme Hamiltonu,

$$\hat{H}_{\beta} = \sum_{i=1}^{5} \big\{ (\bar{\Psi}_p Q_i \Psi_n)(\bar{\Psi}_e Q_i^{'}(G_i + G_i^{'})\Psi_{\nu}) + k.e. \big\} \tag{2.4}$$

olarak verilir [52]. Burada $\bar{\Psi}_p$, Ψ_n, $\bar{\Psi}_e$ ve Ψ_{ν} proton, nötron, elektron ve nötrinoyu temsil eden dalga fonksiyonlarıdır. Q_i operatör, G_i etkileşme sabiti, k.e. ise kompleks eşleniktir. Evrensel zayıf etkileşme teorisine göre β-bozunum Hamiltonu sadece vektör ve eksenel vektör terimlerini içerir. Bu durumda Hamilton,

$$\hat{H}_{\beta} = \frac{G_V}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^{4} \big\{ (\bar{\Psi}_p \nu_{\mu}(1 + \lambda\nu_5)\Psi_n)(\bar{\Psi}_e \nu_{\mu}(1 + \nu_5)\Psi_{\nu}) + k.e. \big\} \tag{2.5}$$

ifadesine dönüşür. Burada ν_{μ} Dirac matrisi, G_V vektör etkileşme sabiti, λ ise etkileşme hızıdır.

Nükleer teorideki, $\hat{H}_{\beta}$ Hamiltonyeni genellikle Fermi ve Gamow-Teller terimlerinin toplamı olarak yazılır:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\beta} \quad = \quad & \frac{G_V}{\sqrt{2}} \big\{ \sum_i \tau^{+(i)}(\nu_{\mu})_i (\bar{\Psi}_e(\vec{r})\nu_{\mu}(1 + \nu_5)\Psi_v(\vec{r})) + k.e \big\} \\ & + \frac{G_V}{\sqrt{2}} \big\{ \sum_i \tau^{+(i)}(\nu_{\mu}\nu_5)(\bar{\Psi}_e(\vec{r})\nu_{\mu}(1 + \nu_5)\Psi_v(\vec{r})) + k.e \big\} \end{aligned} \tag{2.6}$$

burada, $\tau^{+(i)}$ niceliği izospin vektör bileşeni, G_A eksenel vektör etkileşme sabitidir. İlk ve son nükleer durumlar arasındaki tanımlanan β geçiş matris elemanları,

$$M_p = \langle s|\hat{H}_\beta|i\rangle = M_V + M_A \tag{2.7}$$

şeklinde verilir. Burada M_V ve M_A Fermi ve GT matris elemanlarını temsil eder. M_V ve M_A matris elemanları $|\vec{P}_e - \vec{P}_\nu|\vec{r}_i$'nin güç serilerine genişletilebilir. $|\vec{P}_e - \vec{P}_\nu|$ farkı elektron ve nötrino momentumunun farkıdır ve yaklaşık olarak nükleer yarıçapa eşittir. $|\vec{P}_e - \vec{P}_\nu|\vec{r}_i$ parametresinin seri açılımı β geçişlerinin sınıflandırılmasına neden olur. Genel olarak β geçişleri; süper izinli geçişler, izinli geçişler, birinci izinsiz geçişler, ikinci izinsiz geçişler, üçüncü izinsiz geçişler ve dördüncü izinsiz geçişler şeklinde ifade edilir. Seçim kuralları, spin farkı $\Delta I = |I_i - I_s|$ ve parite değişimine $(\pi_i \pi_s)$ göre yapılır. İzinli ve yasaklı geçişler için seçim kuralları Çizelge 2.1.'de verilmiştir.

Çizelge 2.1. İzinli ve izinsiz geçişler için seçim kuralları

Sınıf	**Matris Elemanı**	**Parite**	**Seçim Kuralları**
a	$\langle l \rangle$	1	$\Delta I = 0$
	$\langle \vec{\sigma} \rangle$	1	$\Delta I = 0, \pm 1 \ (0 \to 0)$
1	$\langle \vec{r} \rangle$	-1	$\Delta I = 0, \pm 1 \ (0 \to 0)$
	$\langle \vec{\sigma}\gamma_5 \rangle$	-1	$\Delta I = 0, \pm 1 \ (0 \to 0)$
	$\langle \gamma_5 \rangle$	-1	$\Delta I = 0$
	$\langle \vec{\sigma}\vec{r} \rangle$	-1	$\Delta I = 0$
	$\langle \vec{\sigma} \times \vec{r} \rangle$	-1	$\Delta I = 0, \pm 1 \ (0 \to 0,\ 1/2 \to 1/2,\ \text{hariç})$
	B_{ij}	-1	$\Delta I = 0, \pm 1 \ (0 \to 0,\ 1/2 \to 1/2,\ 0 \to 1\ \text{hariç})$
1^*	B_{ij}	-1	$\Delta I = \pm 2 \ (0 \to 0,\ 1/2 \to 1/2,\ \text{hariç})$

BÖLÜM 3

FERMİ'NİN BETA BOZUNUM TEORİSİ

β bozunumundaki geçiş olasılıklarının hesaplanması için alfa (α) ve β bozunumları arasında tamamen farklı bir yaklaşım kullanmamızı zorunlu kılan üç önemli fark vardır:

- Elektron ve nötrino bozunma işleminden önce çekirdekte bulunmaz ve dolayısıyla bunu açıklamamız gerekir.
- Elektron ve nötrino göreceli olarak incelenmelidir.
- Elektron enerjisinin sürekli dağılımı hesaplanarak bulunmalıdır.

β bozunumlarının detaylı incelenmesinin nedenlerini, aşağıdaki gibi sıralayabiliriz:

- Bozunum aşamasında oluşan nötrino parçacığının kütlesi ve fiziksel özellikleri, $\nu + p \rightarrow n + e^{+}$ reaksiyonundaki elektrik yükü ve nükleon sayısı korunup korunmaması,
- Sağ zayıf lepton akımının var olma olasılığı,
- Zayıf elektromanyetik ve kuvvetli etkileşmelerin bileşik teorisinin (Grand United Theory-GUT) geliştirilmesi,
- Çekirdek yapısı hakkında vereceği bilgiler,

olarak söyleyebiliriz.

1931 yılında W. Pauli, bozunum esnasında daha sonra E. Fermi'nin nötrino adını verdiği ikinci bir parçacığın yayınlandığını ileri sürdü. Elektrik yükünün korunumu, nötrinonun elektrikçe nötr olmasını, açısal momentumun korunumu ise nötrinonun bir elektron gibi $1/2$ spinli olmasını gerektirir. İlk başarılı β bozunma teorisi, 1934 yılında E. Fermi tarafından, Pauli'nin nötrino hipotezine dayandırılarak geliştirildi. Zayıf etkileşmelerdeki parite korunumunun doğrulanmadığını fark edip dikkate alan modern bir β bozunum teorisi 1956 yılında T. D. Lee ve C. Yang tarafından ortaya atılarak E. Fermi'nin beta bozunum teorisi biraz daha geliştirilmiştir [55]. Bu teoriyle, β spektrum şekilleri ve yarı ömür süreleri, geri tepme ve açısal kolerasyon deneyleri ile açıklanmıştır. Bozunmanın temeli, yarı-kararlı durumları oluşturan etkileşmelerle karşılaştırıldığında, zayıf olan bir etkileşmenin neden olduğu geçiş olasılığı ifadesinden elde edilebilir. β bozunumunda karakteristik süreler (yarı-ömürler) saniye mertebesinde ya da daha uzundur. Doğal nükleer süre ise 10^{-20} mertebesinde olduğu için β bozunumundaki karakteristik süreler doğal nükleer süreden çok daha uzundur. E. Fermi tarafından bozunmaya neden olan etkileşmenin zayıf bir pertürbasyon olarak ele alınmasıyla yapılan hesaplamalar sonucunda Fermi Altın Kuralı olarak bilinen ve bir seviyeden diğer bir seviyeye birim zamanda geçiş hızının hesaplanmasını sağlayan,

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar}|M_{si}|^2\rho(E_s) \tag{3.1}$$

bağıntısını ortaya koymuştur [54]. Bu denklemde, M_{si} matris elemanı, λ bozunma hızı, $\rho(E_s)$ ise son durum yoğunluğudur. Bu matris elemanı, sistemin ilk ve son yarı-kararlı durumları arasındaki $\hat{H}_{op}$ etkileşmesinin integralidir. $\hat{H}_{op}$ ise geçişe neden olan etkileşme enerjisiyle ilgili olan Hamilton operatörüdür;

$$M_{si} = \int \Psi_s^* \hat{H}_{op} \Psi_i dv \tag{3.2}$$

Fermi, β bozunumu için M'nin matematiksel ifadesini bilmediği için eşitlik (3.1) ve (3.2)'yi kullanmadı. Bunun yerine özel görecelik ile uyuşan tüm mümkün şekilleri kullanarak Q_x ile gösterilen beş matematik işlemciden birinin V'nin yerine kullanılabileceğini göstermiştir. x alt indisi ise Q işlemcisinin şeklini verir, yani x=V (vektör), A (eksenel vektör), S (skaler), P (psödoskaler) veya tensördür. Bu dönüşümün özelliklerinden hangisinin β bozunumuna uygun olduğunu anlamak çok zaman almıştır ve yapılan deneyler sonucunda β bozunum için uygun sonucun vektör ve eksenel vektör olduğu sonucu ortaya çıkartılmıştır.

Son durum nükleer dalga fonksiyonu, φ_e ve φ_ν elektron ve nötrinoyu karakterize eden zamandan bağımsız serbest parçacık dalga fonksiyonlarını temsil eder. Elektron ve nötrino dalga fonksiyonları, V birim hacmi için normalize edilirse;

$$\varphi_e(r) \;=\; \frac{1}{\sqrt{V}}\, e^{i\vec{p}_e.\vec{r}/\hbar} \;=\; e^{\vec{k}.\vec{r}}, \tag{3.3}$$

$$\varphi_\nu(r) \;=\; \frac{1}{\sqrt{V}}\, e^{i\vec{p}_\nu.\vec{r}/\hbar} \;=\; e^{\vec{k}.\vec{r}} \tag{3.4}$$

elde edilir. Bu dalga fonksiyonlarını seriye açar ve ilk terimi referans alırsak bu yaklaşım izinli bir yaklaşım olur. Daha sonra gelen her bir terim derecesine göre izinsiz geçişler olarak adlandırılır:

$$e^{i\vec{p}_e.\vec{r}/\hbar} \;=\; 1 + \frac{i\vec{p}_e\vec{r}}{\hbar} + \frac{1}{2}\Big[\frac{i\vec{p}_e\vec{r}}{\hbar^2}\Big]^2 + ... \cong = \; 1, \tag{3.5}$$

$$e^{i\vec{p}_\nu.\vec{r}/\hbar} \;=\; 1 + \frac{i\vec{p}_\nu\vec{r}}{\hbar} + \frac{1}{2}\Big[\frac{i\vec{p}_\nu\vec{r}}{\hbar^2}\Big]^2 + ... \cong = \; 1 \tag{3.6}$$

Çekirdeklerin $\beta^{\pm}$ bozunumlarının kuramsal ve deneysel sonuçları arasında bazı sistematik farklılıklar vardır. Bu durum β parçacığı ile ürün çekirdek arasındaki Coulomb etkileşmesinden kaynaklanır. Atomların bozunumlarında yayınlanan elektron ve pozitronların momentum ve kinetik enerji spektrumlarına bakıldığında bu sonucu çıkarabiliriz.

Sanal uyarılma durumları bazı bilim adamları tarafından [5,8,56–58] destek bulmasına rağmen, çekirdeklerin β bozunumlarında elektron enerji ve momentum dağılımlarının teorik ve deneysel sonuçları incelendiğinde bazı farklar vardır. Bunun nedeni nükleer matris elemanının etkisinin teorik değerlerde dikkate alınmamasıdır. Teorik sonuçlar ile deneysel veriler arasında bir paralellik sağlanması için spektrum üzerinde etkisinin olmadığı kabul edilen M_{si} nükleer matris elemanının dikkate alınması gerekir. Bu, teorik sonuçlar ile deneysel verilerin uyumluluğu açısından iyi bir yaklaşımdır. Bazen çok kötü sonuçlar verdiği durumlarda söz konusudur. Böyle durumlarda izinli yaklaşımda nükleer matris elemanının değeri sıfır olur. Bu durumda (3.5) ve (3.6) eşitlikleri ile verilen düzlem dalga açılımında, momentum bağımlılığını içeren diğer terimler göz önüne alındığında izinli olmayan bozunumlar söz konusudur.

Bir izinsiz bozunumun seviyesi, sıfır olmayan bir nükleer matris elemanı elde etmek için, düzlem dalga açılımında 1'den sonra ne kadar çok terimi göz önüne almamıza bağlıdır. Seri açılımında 1'den sonra gelen ilk terim birinci izinsiz bozunumu, ikinci terim ikinci izinsiz bozunumu verir ve bu şekilde devam eder. Genellikle bir çekirdek izinli veya birinci izinsiz geçiş ile bozunmayı tercih eder, daha yüksek mertebeden olan bozunmaları gözlemek oldukça zayıftır.

Bu yaklaşımda elektron ve nötrinonun enerjisine bağlı olan terimler durum yoğunluluklarından gelir. Yayınlanan elektronların momentum ve enerji dağılımlarını hesaplamak istersek, elektron ve nötrinonun bozunma hızı,

$$d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} g^2 |M_{si}|^2 (4\pi)^2 \; \frac{p_e^2 dp_e q_\nu^2}{\hbar^6} \; \frac{dq}{dE_s} \tag{3.7}$$

dir. Burada M_{si} nükleer matris elemanı, E_s son enerji, E_e ise bir sabittir.

$$M_{si} = \int \Psi_s^* Q_x \Psi_i dv,$$

$$E_s = E_e + E_\nu = E_e + q_c,$$

$$E_e = \frac{dq}{dE_s} = \frac{1}{c}$$

dir. Bu ifadede, momentum içermeyen terimleri C sabiti olarak kabul edelim. Bu durumda momentumu p ile $p + dp$ arasında bulunan elektronların dağılımını;

$$N(p)dp = Cp_e^2 q_\nu^2 dp \tag{3.8}$$

ifadesinden bulabiliriz [54].

BÖLÜM 4

AÇISAL MOMENTUM VE PARİTE SEÇİM KURALLARI

4.1. İZİNLİ BOZUNUMLAR

Bu yaklaşımda, elektron ve nötrinonun dalga fonkiyonlarının başlangıç noktalarındaki değerleri kullanılır, yani elektron ve nötrinonun $r = 0$'da yaratıldığı kabul edilir. Bu durumda elektron ve nötrinonun yörünge açısal momentumları 0 olur ve çekirdeğin açısal momentumundaki değişiklik, sadece elektron ve nötrinonun spinlerinden kaynaklanır. Hem nötrino hem de elektron için spin $(s = 1/2)$ dir. Bu iki spin eğer paralel ise toplam spin (1) antiparalel olursa (0) olur [54].

Elektron ve nötrinonun spinlerinin antiparalel olması durumunda izinli yaklaşımda $(l = 0)$ nükleer spin de değişiklik yoktur: $\Delta I = |I_i - I_s| = 0$ ve Fermi bozunumu olarak bilinir. Elektron ve nötrinonun spinleri paralel ise izinli yaklaşım durumunda toplam açısal momentumları 1'olur. Bu durumda I_i ve I_s uzunluğu 1 olan bir vektör oluşturacak şekilde çiftlenmelidir, yani $\Delta I_i = \Delta I_s + 1$ dir ve Gamow-Teller Bozunumu olarak adlandırılır. Bu durum sadece $\Delta I = 0$ veya $\Delta I = 1$ olduğu durumlarda mümkündür. $I_i = 0$ veya $I_s = 0$ durumunda ise sadece Fermi geçişi katkıda bulunur [54].

Elektron ve nötrinonun yörünge açısal momentumlarının olmadığı durumlarda ilk ve son durumların pariteleri $(-1)^l$ bağıntısına göre özdeş olmalıdır. İzinli beta bozunumları için seçim kuralları aşağıdaki gibidir:

$\Delta I = 0, 1$

$\Delta\pi$ (Parite Değişimi)=YOK.

4.2. İZİNSİZ BOZUNUMLAR

İzinli bozunumlara göre oluşma olasılığının daha az olması nedeniyle izinsiz bozunmalar olarak adlandırılırlar. İzinli matris elemanlarının sıfır olması durumunda izinsiz geçişler mümkün olur.

Birinci izinsiz bozunumun gerçekleşmesi için genellikle ilk ve son durumlar zıt pariteli olmalıdır. Parite değişikliğini sağlamak için elektron ve nötrinonun, çekirdeğe göre tek değerli yörünge açısal momentum ile yayınlanmaları gerekir. $l = 1$ bozunumunun oluşma ihtimali $l = 0$ bozunumundan daha azdır. $l = 3, 5, 7, ...$'li bozunmaların oluşma olasılığı ise çok azdır. Bu durumda izinsiz geçişlerden yalnız $l = 1$'li bozunumu göz önüne alınırsa bunlara birinci izinsiz bozunmalar denir. Bu bozunumlar elektron ve nötrinonun zıt spinli $(S = 0)$ Fermi tipi izinli geçişler ile paralel spinli $(S = 1)$ GT tipi izinli geçişlere benzer. $S = 0$ ile $l = 1$'in GT bozunumu için çiftlenimi 0,1 veya 2 birim açısal momentum verir, yani $\Delta I = 0, 1$ veya 2 olur. Bu durumda birinci izinsiz geçişler için seçim kuralları aşağıdaki gibidir:

$\Delta I = 0, 1, 2$

$\Delta\pi$ (Parite Değişimi)=VAR.

4.3. ft DEĞERLERİ

Beta bozunumunun yarı ömürleri milisaniye mertebesinden 10^{16} yıla kadar uzanır. Yarı ömürlerin bu kadar geniş bir aralığa yayılmasının nedeni $l > 0$ açısal momentumlu bir β parçacığı ve bir nötrino yaratmanın güç olmasıdır. 1 MeV enerjili bir β parçacığının açısal momentumu $l \approx 0.04\hbar$ mertebesinde bir maksimum değere sahiptir. Yani elektron ve nötrinonun $l > 0$ kuantum sayılı bir durumda yayınlanma olasılığı çok düşüktür.

Farklı β geçişlerinin yarı ömürlerini karşılaştırmak için, ilk olarak, ürün çekirdeğin Z' atom numarasındaki veya E_0 uçnokta enerjisindeki farklılıktan kaynaklanan β

bozunma olasılığındaki değişmeler ile ilgili düzeltmeyi $f(Z^{'}, E_0)$ Fermi integral fonksiyonu üzerinde yapılır. Belirli bir bozunma işlemi için kısmi yarı ömür bilinirse Fermi integralinden yararlanılarak $f(Z^{'}, E_0)^{'}$ değeri bulunabilir.

Fermi integrali aşağıdaki gibi verilir;

$$f(Z^{'}, E_0) = \frac{1}{(m_e c)^3 (m_e c^2)^2} \int_0^{P_{mak}} F(Z^{'}, p) p^2 (E_0 - E_e)^2 dp \qquad (4.1)$$

ft çarpımı kıyaslanabilir yarı ömür veya ft çarpımıdır.

Çizelge 4.1. β bozunumu için seçim kuralları ve $\log ft$ değerleri.

Bozunma Tipi	**ΔJ**	**ΔT**	**Δ**π	$\log ft_{1/2}$
Süperizinli	$0^+ \to 0^+$	0	Hayır	3.1-3.6
İzinli	0,1	0,1	Hayır	2.9-10
Birinci İzinsiz	0,1,2	0,1	Evet	5-19
İkinci İzinsiz	1,2,3	0,1	Hayır	10-18
Üçüncü İzinsiz	2,3,4	0,1	Evet	17-22
Dördüncü İzinsiz	3,4,5	0,1	Hayır	22-24

Kıyaslanabilir yarı-ömür veya ft değeri;

$$ft = \frac{D}{(\frac{g_A}{g_V})^2 4\pi B(0^+ \to 1^-, \beta^\pm)} \qquad (4.2)$$

denklemi ile verilir. Burada

$$D = \frac{2\pi^3 \hbar^2 \ln 2}{g_V^2 m_e^5 c^4} = 6250s,$$

$$\frac{g_A}{g_V} = -1.26.$$

$B(0^+ \to 1_i^-, \beta^\pm)$ ifadesi ξ-yaklaşımında geçiş olasılığıdır ve aşağıdaki gibi verilir:

$$B(0^+ \to 1_i^-, \beta^\pm) = |\langle 1_i^- \| M_{\beta^\pm} \| 0^+ \rangle|^2 \tag{4.3}$$

1^- durumları için geçiş olasılığı [4],

$$\begin{aligned} B(\lambda^\pi = 1^-) &= \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_s \| M(j_V, \kappa = 0, \lambda = 1) \\ &\pm \frac{i}{\sqrt{3}} \frac{m_e c}{\hbar} \xi M(\rho_V, \lambda = 1) \\ &+ i\sqrt{\frac{2}{3}} \frac{m_e c}{\hbar} \xi M(j_A, \kappa = 1, \lambda = 1) \| I_i \rangle|^2 \end{aligned} \tag{4.4}$$

ile verilir. Burada $M(j_V, \kappa = 0, \lambda = 1)$ rölativistik matris elamanı, $M(\rho_V, \lambda = 1)$ rölativistik olmayan matris elamanını ve $M(j_A, \kappa = 1, \lambda = 1)$ ise diğer rölativistik olmayan matris elemanını gösterir. β^- geçişi için üst işaretler, β^+ geçişleri için alt işaretler kullanılır.

BÖLÜM 5

$\lambda^{\pi} = 1^{-}$ NÜKLEER MATRİS ELEMANLARININ HESAPLANMASI

Birinci izinsiz geçişlerin ($n = 1$) 1^{-} durumları için beta momentlerinin matris elemanları aşağıdaki gibi ifade edilir [4]:

$$M(\rho_V, \lambda = 1, \mu) \;=\; g_V \sum_k t_-(k)\hat{r}_k Y_{1\mu}(\hat{r}_k), \tag{5.1}$$

$$M(j_V, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu) \;=\; \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{g_V}{c} \sum_k t_-(k)\big[\upsilon_k\big]_{1\mu}, \tag{5.2}$$

$$M(j_A, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu) \;=\; g_A \sum_k t_-(k)\hat{r}_k \big[Y_1(\hat{r}_k)\vec{\sigma}(k)\big]_{1\mu}. \tag{5.3}$$

1^{-} durumların matris elemanlarından eşitlik (5.1) ve (5.3) rölativistik olmayan beta moment matris elemanı, eşitlik (5.2) ise rölativistik beta moment matris elemanıdır.

5.1. $M(\rho_V, \lambda = 1, \mu)$ MATRİS ELEMANININ HESAPLANMASI

Rölativistik olmayan β moment matris elemanı,

$$M(\rho_V, \lambda = 1, \mu) \;=\; g_V \sum_k t_-(k)\hat{r}_k Y_{1\mu}(\hat{r}_k) \tag{5.4}$$

burada g_V vektörel etkileşme sabiti, $t_-(k)$ izospin azaltma operatörü, r_k nükleonun yarıçap vektörü, $Y_{1\mu}(\hat{r}_k)$ ise küresel harmonik operatörüdür. Bir nötronu bir protona dönüştüren matris elemanının çözümü için iki alt değişkene bağlı operatörlerin matris açılımı kullanılabilir.

İki alt değişkene bağlı operatörlerin matris açılımı aşağıdaki gibidir [59]:

$$< n_1^{'}j_1^{'}n_2^{'}j_2^{'}j^{'}m^{'}|\{\hat{P}_a(1)\otimes\hat{Q}_b(2)\}_{c\gamma}|n_1j_1n_2j_2jm> = \ (-1)^{2c}\Pi_{cj}C_{jmc\gamma}^{j^{'}m^{'}}$$

$$\times\left\{\begin{array}{ccc} a & b & c \\ j_1^{'} & j_2^{'} & j^{'} \\ j_1 & j_2 & j \end{array}\right\}\langle n_1^{'}j_1^{'}\|\hat{P}_a(1)\|n_1j_1\rangle\langle n_2^{'}j_2^{'}\|\hat{Q}_b(2)\|n_2j_2\rangle \quad (5.5)$$

buradaki ifade faz, 9j sembolü, Clebsch-Gordon katsayısı ve indirgenmiş matris elemanlarından oluşmaktadır. Bu durumda rölativistik olmayan matris elemanı için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$< (l_ps_p)j_pm_p|g_V\sum_k t_-(k)r_kY_{1\mu}(\hat{r}_k)|(l_ns_n)j_nm_n >= (-1)^2\Pi_{1j_n}C_{j_nm_n1\mu}^{j_pm_p}$$

$$\times\left\{\begin{array}{ccc} 1 & 0 & 1 \\ l_p & s_p & j_p \\ l_n & s_n & j_n \end{array}\right\}\langle l_p\|r_kY_1\mu(\hat{r}_k)\|l_n\rangle\langle s_p\|\vec{I}\|s_n\rangle \quad (5.6)$$

Eşitlik (5.6)'deki her bir ifadeyi ayrı ayrı bulalım. $\Pi_{abc..}$ ifadesinin açılımı aşağıdaki gibidir [59]:

$$\Pi_{abc..} \ = \ \sqrt{(2a+1)(2b+1)(2c+1)....} \quad (5.7)$$

ve

$$\Pi_{1j_n} \ = \ \sqrt{(2.1+1)(2j_n+1)} = \sqrt{3(2j_n+1)} \quad (5.8)$$

elde edilir. $9j$ sembolünü $6j$ sembolüne indirgemek için aşağıdaki ifadeyi kullanabiliriz [59]:

$$\left\{\begin{array}{ccc} c & 0 & c \\ d & g & a \\ e & g & b \end{array}\right\} = \frac{(-1)^{b+d+c+g}}{\sqrt{(2c+1)(2g+1)}} \left\{\begin{array}{ccc} a & b & c \\ e & d & g \end{array}\right\} \tag{5.9}$$

ve

$$\begin{aligned} \left\{\begin{array}{ccc} 1 & 0 & 1 \\ l_p & s_p & j_p \\ l_n & s_n & j_n \end{array}\right\} &= \frac{(-1)^{j_n+j_p+1+1/2}}{\sqrt{(2.1+1)(2.\frac{1}{2}+1)}} \left\{\begin{array}{ccc} j_n & \frac{1}{2} & 1 \\ l_n & l_p & \frac{1}{2} \end{array}\right\} \\ &= \frac{(-1)^{j_n+j_p-1/2}}{\sqrt{6}} \left\{\begin{array}{ccc} j_n & \frac{1}{2} & 1 \\ l_n & l_p & \frac{1}{2} \end{array}\right\} \end{aligned} \tag{5.10}$$

elde edilir. Küresel harmonik operatör için

$$\langle l^{'} \| \vec{Y}_L \| l \rangle = \sqrt{\frac{(2L+1)(2l+1)}{4\pi}}\, C^{l^{'}0}_{l0L0} \tag{5.11}$$

ifadesi kullanılır [59]. Bu durumda

$$\langle l_p \| \vec{Y}_1 \| l_n \rangle = \sqrt{\frac{(2.1+1)(2l_n+1)}{4\pi}}\, C^{l_p0}_{l_n010} = \sqrt{\frac{3(2l_n+1)}{4\pi}} \langle l_n010 | l_p0 \rangle \tag{5.12}$$

eşitliğini elde ederiz. Birim operatör için aşağıdaki idade kullanılır [59]:

$$\langle s \| \hat{I} \| s^{'} \rangle = \sqrt{2s+1} \tag{5.13}$$

ve

$$\langle \frac{1}{2} \| \hat{I} \| \frac{1}{2} \rangle = \sqrt{2(\frac{1}{2})+1} = \sqrt{2} \tag{5.14}$$

elde edilir. Her bir terim için bulunan ifadeler yerine yazıdığında

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p | M(\rho_V, \lambda = 1, \mu) | (l_n s_n) j_n m_n \rangle = \sqrt{\frac{3(2j_n+1)(2l_n+1)}{4\pi}} \tag{5.15}$$

$$\times (-1)^{j_n + l_p - 1/2} \begin{Bmatrix} j_p & j_n & 1 \\ l_p & l_n & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \langle j_n m_n 1\mu | j_p m_p \rangle \langle l_n 010 | l_p 0 \rangle R_{np} \tag{5.16}$$

elde edilir. Wigner-Eckart teoremi kullanılarak β moment matris elemanı daha sade bir ifadeye dönüşür. Wigner-Eckart teoremi

$$\langle n^{'} j^{'} m^{'} | \hat{M}_{kx} | njm \rangle \ = \ (-1)^{2k} C^{j'm'}_{jmkx} \frac{\langle n'j'm' | \hat{M}_{kx} | njm \rangle}{\sqrt{2j'+1}} \tag{5.17}$$

şeklindedir [59]. Bir nötronu protona dönüştüren β moment matris elemanının çözümü aşağıdaki gibidir.

$$< (l_p s_p) j_p m_p \| M(\rho_V, \lambda = 1, \mu) \| (l_n s_n) j_n m_n > = \sqrt{\frac{3(2j_n+1)(2l_n+1)(2j_p+1)}{4\pi}}$$

$$\times \begin{Bmatrix} j_p & j_n & 1 \\ l_p & l_n & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \langle j_n m_n 1\mu | j_p m_p \rangle \langle l_n 010 | l_p 0 \rangle R_{np} \tag{5.18}$$

5.2. $M(j_V, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu)$ MATRİS ELEMANININ HESAPLANMASI

Rölativistik β moment matris elemanı,

$$M(j_v, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{g_V}{c} \sum_k t_-(k) (\vec{v}_k)_{1\mu} \tag{5.19}$$

burada $\vec{\upsilon}_k$ hız ifadesidir. İlk olarak $\vec{\upsilon}_k$ hız ifadesini elde edelim:

$$\vec{\upsilon} = \dot{\vec{r}} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \vec{r}], \tag{5.20}$$

$$\hat{H} = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V_C(\hat{r}) + V_{merkezcil}(\hat{r}) + V_{so}(\vec{l}.\vec{s}), \tag{5.21}$$

bu denklemde $\vec{p}^2/2m$ kinetik enerji, $V_C(\hat{r})$ Coulomb potansiyeli, $V_{merkezcil}(\hat{r})$ merkezcil potansiyel ve $V_{so}(\vec{l}.\vec{s})$ spin-orbit etkileşmesidir. Bu ifadeler aşağıda verildiği gibidir.

$$V_{merkezcil}(\hat{r}) = -V_0 f(r)\big(1 - 2\eta\frac{N-Z}{A}t_z\big),$$

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{\frac{r - R_0}{a}}}, \;\; t_z = 1/2\;(n), t_z = -1/2\;(p),$$

$$V_C(\hat{r}) = e^2\frac{Z-1}{r}\{\frac{3r}{2R_c} - \frac{1}{2}(\frac{r}{R_c})^3\} \;\; (r \leq R_c),$$

$$V_C(r) = e^2\frac{Z-1}{r} \;\; (r > R_c),$$

$$V_{ls}(r) = -\xi_{ls}\frac{1}{r}\frac{dV_{merkezcil}(r)}{dr}$$

Bazı ara işlemlerden sonra hız için aşağıdaki ifadeyi kullanırız.

$$\vec{\upsilon} = -\frac{i\hbar^2}{m}\vec{\nabla} - \frac{i}{\hbar}V_{so}(\vec{r} \times \vec{s}) \tag{5.22}$$

Bu durumda, bir nötronu protona dönüştüren matris elemanı için

$$< (l_p s_p) j_p m_p | \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\frac{g_V}{c}\sum_k t_-(k)\{\frac{-i\hbar}{m}\vec{\nabla}_{1\mu} + i(\vec{r} \times \vec{s})V_{so}\}_{1\mu} | (l_n s_n) j_n m_n > \tag{5.23}$$

ifadesi elde edilir. Eşitlik (5.23), $\vec{\nabla}$ operatörü ve $(\vec{r} \times \vec{s})$ vektörel çarpım ifadesi olmak üzere iki terimden oluşmaktadır. Bu terimleri ayrı ayrı hesaplayacağız.

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p | \nabla_{1\mu} | (l_n s_n) j_n m_n \rangle = ? \tag{5.24}$$

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p | V_{so} [\vec{r} \times \vec{s}]_{1\mu} | (l_n s_n) j_n m_n \rangle = ? \tag{5.25}$$

$\vec{\nabla}$ operatörü matris elemanı için aşağıdaki ifade kullanılır [59]:

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p | \nabla_{1\mu} | (l_n s_n) j_n m_n \rangle = \sqrt{(2j_n + 1)(2j_p + 1)}$$

$$\begin{Bmatrix} j_p & j_n & 1 \\ l_n & l_p & 1/2 \end{Bmatrix} \langle l_p \| \nabla_{1\mu} \| l_n \rangle \tag{5.26}$$

$$\langle n^{'} l^{'} \| \hat{\nabla}_1 \| nl \rangle = \sqrt{l+1} A_{n^{'} l^{'} nl} \delta_{l^{'} l+1} - \sqrt{l} B_{n^{'} l^{'} nl} \delta_{l^{'} l-1} \tag{5.27}$$

Eşitlik (5.27)'deki A ve B katsayıları aşağıdaki gibidir [59]:

$$A_{n^{'} l^{'} nl} = \int_0^\infty \psi^*_{n^{'} l^{'}}(r) (\frac{\partial}{\partial r} - \frac{l}{r}) \psi_{nl}(r) r^2 dr \tag{5.28}$$

$$B_{n^{'} l^{'} nl} = \int_0^\infty \psi^*_{n^{'} l^{'}}(r) (\frac{\partial}{\partial r} + \frac{l+1}{r}) \psi_{nl}(r) r^2 dr \tag{5.29}$$

Gerekli düzenlemeler yapıldığında $\vec{\nabla}$ operatörü ifadesini aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$\eta = \langle l_p \| \hat{\nabla}_1 \| l_n \rangle = \sqrt{l_n + 1} A_{l_p l_n} \delta_{l_p l_n + 1} - \sqrt{l_n} B_{l_p l_n} \delta_{l_p l_n - 1} \tag{5.30}$$

İkinci olarak vektörel çarpımların matris elemanı için aşağıdaki ifade kullanılır [59]:

$$\langle l^{'} s^{'} J^{'} m^{'} \| (\hat{n} \times \hat{s})_k \| l s J m \rangle = i(-1)^{l^{'}+J+s} \delta_{ss^{'}} \sqrt{(2l+1)(2J+1)}\, C_{l010}^{l^{'}0}$$

$$\frac{1}{2}[(J^{'}-l^{'})(J^{'}+l^{'}+1)-(J-l)(J+l+1)] \begin{Bmatrix} J^{'} & l^{'} & s \\ l & J & 1 \end{Bmatrix} C_{Jmlk}^{l^{'}M^{'}} \tag{5.31}$$

Burada gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$\zeta = \langle (l_p s_p) j_p m_p \| V_{so} (\vec{r} \times \vec{s})_{1\mu} \| (l_n s_n j_n) m_n \rangle = i(-1)^{l_p+j_n+s_n} \delta_{ss^{'}} \sqrt{(2l_n+1)(2j_n+1)}$$

$$\times \langle l_n 010 | l_p 0 \rangle \frac{1}{2} [(j_p - l_p)(j_p + l_p + 1) - (j_n - l_n)(j_n + l_n + 1)]$$

$$\times \begin{Bmatrix} j_p & l_p & s_n \\ l_n & j_n & 1 \end{Bmatrix} \langle l_n 010 | l_p 0 \rangle \tag{5.32}$$

$\vec{\nabla}$ ve vektörel çarpım ifadelerini bulduktan sonra yerine yazdığımızda (5.23) eşitliği aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{g_V}{c} [\frac{-i\hbar}{m} \eta + i V_{so} \zeta]$$

Rölativistik β moment matris elemanının çözümü için aşağıdaki eşitlik elde edilir:

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p | M(j_V, \kappa, \lambda = 1, \mu) | j_n m_p (l_n s_n) \rangle$$

$$= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{g_V}{c} \langle (l_p s_p) j_p m_p | - \frac{i\hbar^2}{m} \eta + i V_{so} \zeta | (l_n s_n) j_n m_n \rangle R_{np} \tag{5.33}$$

5.3. $M(j_A, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu)$ MATRİS ELEMANININ HESAPLANMASI

Rölativistik olmayan β moment matris elemanı,

$$M(j_A, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu) \;=\; g_A \sum_k t_-(k) r_k \big[Y_1(\hat{r}_k)\vec{\sigma}(k)\big]_{1\mu} \tag{5.34}$$

Buradaki g_A eksenel vektör etkileşme sabiti, $\vec{\sigma}(k)$ Pauli spin operatörüdür. Bir nötronu bir prona dönüştüren ifademizi yazalım:

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p | M(j_A, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu) | (l_n s_n) j_n m_n \rangle =$$

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p | g_A \sum_k t_-(k) r_k \big[Y_1(\hat{r}_k)\vec{\sigma}(k)\big]_{1\mu} | (l_n s_n) j_n m_n \rangle \tag{5.35}$$

Eşitlik (5.5)'da verilen iki alt değişkene bağlı operatörlerin matris açılımı kullanılarak bir nötronu protona dönüştüren matris elemanını hesaplayabiliriz.

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p | g_A \sum_k t_-(k) r_k \big[Y_1(\hat{r}_k)\vec{\sigma}(k)\big]_{1\mu} | (l_n s_n) j_n m_n \rangle =$$

$$(-1)^{2.1} \Pi_{1 j_n} C^{j_p m_p}_{j_n m_n 1\mu} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ l_p & s_p & j_p \\ l_n & s_n & j_n \end{Bmatrix} \langle j_p \| Y_1(\hat{r}_k) \| j_n \rangle \langle s_p \| \vec{\sigma}(k) \| s_n \rangle \tag{5.36}$$

Bu eşitlik; faz, $3j$ sembolü, $9j$ sembolü, küresel harmonik ve Pauli spin operatöründen oluşmaktadır. Her bir terimi ayrı ayrı bulalım:

$$\Pi_{1 j_n} \;=\; \sqrt{3(2j_n + 1)} \tag{5.37}$$

$$\langle l_p \| \vec{Y}_1 \| l_n \rangle = \sqrt{\frac{3(2l_n + 1)}{4\pi}} \langle l_n 010 | l_p 0 \rangle \tag{5.38}$$

Pauli spin operatörünün matris elemanı için aşağıdaki dönüşüm kullanılır [59]:

$$\langle s^{'}\|\hat{S}_1\|s\rangle = \delta_{ss^{'}}\sqrt{s(s+1)(2s+1)} \tag{5.39}$$

ve

$$\langle s_p\|\hat{S}_1\|s_n\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}(\frac{1}{2}+1)(2.\frac{1}{2}+1)} = \sqrt{\frac{3}{2}} \tag{5.40}$$

elde edilir. $\vec{\sigma} = 2\hat{S}$ olduğu için $\vec{\sigma} = \sqrt{6}$ olarak bulunur. Her bir terimi yerine yazdıktan sonra rölativistik olmayan β moment matris elemanı için Eşitlik (5.41) elde edilir.

$$= \sqrt{\frac{54}{4\pi}(2j_n+1)(2l_n+1)}\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ l_p & s_p & j_p \\ l_n & s_n & j_n \end{Bmatrix}\langle l_n 010|l_p 0\rangle \tag{5.41}$$

Wigner-Eckart teoremini kullanarak indirgenmiş nükleer matris elemanını aşağıdaki gibi elde ederiz.

$$\langle (l_p s_p) j_p m_p \| M(j_A, \kappa = 0, \lambda = 1, \mu) \| (l_n s_n) j_n m_n \rangle =$$

$$\sqrt{\frac{54}{4\pi}(2j_n+1)(2l_n+1)(2j_p+1)}\begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ l_p & s_p & j_p \\ l_n & s_n & j_n \end{Bmatrix}\langle l_n 010|l_p 0\rangle R_{np} \tag{5.42}$$

buradaki R_{np} ifadesi aşağıdaki gibidir.

$$R_{np} = \int_0^\infty U_p^*(r) U_n(r) r^3 dr \tag{5.43}$$

BÖLÜM 6

SONUÇ VE TARTIŞMA

$90 \leq A \leq 214$ kütle bölgesindeki bazı küresel çekirdekler için $0^+ \leftrightarrow 1^-$ birinci yasaklı β moment matris elemanları incelendi. Birinci yasaklı beta geçiş operatörlerinin rölativistik matris elemanı herhangi bir varsayım yapılmadan doğrudan hesaplandı.

Yapılan hesaplamalar sonucunda ilk olarak Çizelge 6.1.'de $^{100}\mathrm{Rh} \rightarrow {}^{100}\mathrm{Ru}$ Çizelge 6.2.'de $^{210}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{210}\mathrm{Bi}$, Çizelge 6.3.'de $^{212}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{212}\mathrm{Bi}$ ve Çizelge 6.4.'de $^{214}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{214}\mathrm{Bi}$ izotopları için bağımsız parçacık enerjileri hem proton hemde nötron seviyeleri için verildi.

Çizelge 6.5., 6.6., ve 6.7.'de 1^- uyarılmış duruma ait rölativistik ve rölativistik olmayan matris elemanlarının değerleri verildi. Elde edilen sonuçlar diğer çalışma ile uyum içindedir. Hesaplamalar FORTRAN77 bilgisayar programında yapıldı ve EK AÇIKLAMAR→A da verildi. Rölativistik ve rölativistik olmayan β moment matris elemanları geçiş olasılıgının hesaplanmasında önemli bir role sahiptir. Geçiş olasılıgının doğru elde edilmesi ft değerinin doğru yorumlanmasına büyük katkı sağlar.

İzinli β geçişlerine yasaklı geçişlerden gelen katkıların ilave edilmesi hızlı süreç (r-process) ve iki nötrinolu çift beta geçişlerinin daha iyi anlaşılmasına olanak sağlar.

Aynı zamanda nükleosentez olayının gerçekleşmesi nötron yakalama ve geçiş olasılığına bağlıdır. Bu nedenle yasaklı geçişlere ait beta moment matris elemanlarının hesaplanması büyük bir öneme sahiptir.

Çizelge 6.1. $^{100}_{45}\mathrm{Rh}$ izotopu için bağımsız parçacık enerjileri.

No	Tek Parçacık Enerjisi (MeV)	Nötron Seviyesi	Tek Parçacık Seviyesi (MeV)	Proton Seviyesi
1.	-42.420	$1s_{1/2}$	-35.134	$1s_{1/2}$
2.	-36.218	$1p_{3/2}$	-29.641	$1p_{3/2}$
3.	-35.319	$1p_{1/2}$	-28.570	$1p_{1/2}$
4.	-29.322	$1d_{5/2}$	-23.276	$1d_{5/2}$
5.	-26.149	$2s_{1/2}$	-19.323	$2s_{1/2}$
6.	-27.204	$1d_{3/2}$	-20.830	$1d_{3/2}$
7.	-21.659	$1f_{7/2}$	-16.027	$1f_{7/2}$
8.	-17.541	$2p_{3/2}$	-10.950	$2p_{3/2}$
9.	-17.879	$1f_{5/2}$	-11.728	$1f_{5/2}$
10.	-16.069	$2p_{1/2}$	-9.310	$2p_{1/2}$
11.	-13.458	$1g_{9/2}$	-8.138	$1g_{9/2}$
12.	-8.680	$2d_{5/2}$	-2.261	$2d_{5/2}$
13.	-7.694	$1g_{7/2}$	0.678	$2d_{3/2}$
14.	-6.763	$3s_{1/2}$	-1.616	$1g_{7/2}$
15.	-6.089	$2d_{3/2}$	0.265	$1h_{11/2}$
16.	-4.851	$2h_{11/2}$	7.917	$2f_{5/2}$
17.	-0.653	$2f_{7/2}$	0.098	$3s_{1/2}$
18.	2.910	$1h_{9/2}$	6.227	$3p_{3/2}$
19.	3.978	$1i_{13/2}$	6.504	$3p_{1/2}$
20.	1.836	$2f_{5/2}$	19.816	$1h_{9/2}$
21.	-0.011	$3p_{3/2}$	12.419	$1i_{11/2}$
22.	3.793	$1i_{11/2}$	9.300	$2g_{9/2}$
23.	7.331	$2g_{7/2}$		
24.	4.025	$1i_{11/2}$		
25.	0.843	$4s_{1/2}$		

Çizelge 6.2. $^{210}_{82}\mathrm{Pb}$ izotopu için bağımsız parçacık enerjileri.

No	**Tek Parçacık Enerjisi (MeV)**	**Nötron Seviyesi**	**Tek Parçacık Seviyesi (MeV)**	**Proton Seviyesi**
1.	-41.512	$1s_{1/2}$	-34.004	$1s_{1/2}$
2.	-37.509	$1p_{3/2}$	-30.799	$1p_{3/2}$
3.	-37.097	$1p_{1/2}$	-30.192	$1p_{1/2}$
4.	-32.889	$1d_{5/2}$	-26.751	$1d_{5/2}$
5.	-30.612	$2s_{1/2}$	-23.436	$2s_{1/2}$
6.	-31.857	$1d_{3/2}$	-25.379	$1d_{3/2}$
7.	-27.631	$1f_{7/2}$	-21.963	$1f_{7/2}$
8.	-24.319	$2p_{3/2}$	-17.381	$2p_{3/2}$
9.	-25.683	$1f_{5/2}$	-19.481	$1f_{5/2}$
10.	-23.473	$2p_{1/2}$	-16.373	$2p_{1/2}$
11.	-21.869	$1g_{9/2}$	-16.576	$1g_{9/2}$
12.	-17.543	$2d_{5/2}$	-10.814	$2d_{5/2}$
13.	-18.706	$1g_{7/2}$	-8.785	$2d_{3/2}$
14.	-15.611	$3s_{1/2}$	-12.649	$1g_{7/2}$
15.	-15.847	$2d_{3/2}$	-10.669	$1h_{11/2}$
16.	-15.667	$1h_{11/2}$	-4.048	$2f_{7/2}$
17.	-10.678	$2f_{7/2}$	-0.780	$2f_{5/2}$
18.	-8.007	$2f_{5/2}$	-8.348	$3s_{1/2}$
19.	-8.151	$3p_{3/2}$	-0.626	$3p_{3/2}$
20.	-7.099	$3p_{1/2}$	0.684	$3p_{1/2}$
21.	-11.018	$1h_{9/2}$	-4.978	$1h_{9/2}$
22.	-9.083	$1i_{13/2}$	-4.301	$1i_{11/2}$
23.	-3.809	$2g_{9/2}$	3.441	$1i_{11/2}$
24.	-1.797	$3d_{5/2}$	6.263	$3d_{5/2}$
25.	-2.733	$1i_{11/2}$	2.899	$2g_{9/2}$
26.	-0.333	$2g_{7/2}$	7.443	$2g_{7/2}$
27.	-1.203	$4s_{1/2}$	8.384	$3d_{1/2}$
28.	-0.447	$3d_{3/2}$	7.641	$4s_{1/2}$

Çizelge 6.3. $^{212}_{82}\mathrm{Pb}$ izotopu için bağımsız parçacık enerji değerleri.

No	**Tek Parçacık Enerjisi (MeV)**	**Nötron Seviyesi**	**Tek Parçacık Seviyesi (MeV)**	**Proton Seviyesi**
1.	-41.297	$1s_{1/2}$	-34.321	$1s_{1/2}$
2.	-37.322	$1p_{3/2}$	-31.137	$1p_{3/2}$
3.	-36.912	$1p_{1/2}$	-30.546	$1p_{1/2}$
4.	-32.735	$1d_{5/2}$	-27.113	$1d_{5/2}$
5.	-30.469	$2s_{1/2}$	-23.801	$2s_{1/2}$
6.	-31.707	$1d_{3/2}$	-25.740	$1d_{3/2}$
7.	-27.514	$1f_{7/2}$	-22.352	$1f_{7/2}$
8.	-24.216	$2p_{3/2}$	-17.771	$2p_{3/2}$
9.	-25.572	$1f_{5/2}$	-19.866	$1f_{5/2}$
10.	-23.373	$2p_{1/2}$	-16.761	$2p_{1/2}$
11.	-21.791	$1g_{9/2}$	-16.994	$1g_{9/2}$
12.	-17.479	$2d_{5/2}$	-11.228	$2d_{5/2}$
13.	-18.637	$1g_{7/2}$	-9.192	$2d_{3/2}$
14.	-15.554	$3s_{1/2}$	-13.061	$1g_{7/2}$
15.	-15.788	$2d_{3/2}$	-11.118	$1h_{11/2}$
16.	-15.631	$1h_{11/2}$	-4.482	$2f_{7/2}$
17.	-10.655	$2f_{7/2}$	-1.198	$2f_{5/2}$
18.	-10.993	$1h_{9/2}$	-8.756	$3s_{1/2}$
19.	-9.091	$1i_{13/2}$	-1.042	$3p_{3/2}$
20.	-7.987	$2f_{5/2}$	0.280	$3p_{1/2}$
21.	-8.132	$3p_{3/2}$	-5.414	$1h_{9/2}$
22.	-7.080	$3p_{1/2}$	-4.783	$1i_{13/2}$
23.	-3.824	$2g_{9/2}$	2.982	$1i_{11/2}$
24.	-1.808	$3d_{5/2}$	5.876	$3d_{5/2}$
25.	-2.753	$1i_{11/2}$	2.455	$2g_{9/2}$
26.	-0.334	$2g_{7/2}$	7.039	$2g_{7/2}$
27.	-1.208	$4s_{1/2}$	8.016	$3d_{1/2}$
28.	-0.455	$3d_{3/2}$	7.321	$4s_{1/2}$

Çizelge 6.4. $^{214}_{82}\mathrm{Pb}$ izotopu için bağımsız parçacık enerji değerleri.

No	Tek Parçacık Enerjisi (MeV)	Nötron Seviyesi	Tek Parçacık Seviyesi (MeV)	Proton Seviyesi
1.	-41.086	$1s_{1/2}$	-34.634	$1s_{1/2}$
2.	-37.139	$1p_{3/2}$	-31.469	$1p_{3/2}$
3.	-36.731	$1p_{1/2}$	-30.878	$1p_{1/2}$
4.	-32.584	$1d_{5/2}$	-27.469	$1d_{5/2}$
5.	-30.329	$2s_{1/2}$	-24.159	$2s_{1/2}$
6.	-31.560	$1d_{3/2}$	-26.095	$1d_{3/2}$
7.	-27.399	$1f_{7/2}$	-22.734	$1f_{7/2}$
8.	-24.116	$2p_{3/2}$	-18.155	$2p_{3/2}$
9.	-25.463	$1f_{5/2}$	-20.246	$1f_{5/2}$
10.	-23.275	$2p_{1/2}$	-17.144	$2p_{1/2}$
11.	-21.714	$1g_{9/2}$	-17.405	$1g_{9/2}$
12.	-17.418	$2d_{5/2}$	-11.636	$2d_{5/2}$
13.	-18.570	$1g_{7/2}$	-9.594	$2d_{3/2}$
14.	-15.498	$3s_{1/2}$	-13.467	$1g_{7/2}$
15.	-15.730	$2d_{3/2}$	-11.561	$1h_{11/2}$
16.	-15.596	$1h_{11/2}$	-4.910	$2f_{7/2}$
17.	-10.633	$2f_{7/2}$	-1.612	$2f_{5/2}$
18.	-10.969	$1h_{9/2}$	-9.159	$3s_{1/2}$
19.	-9.099	$1i_{13/2}$	-1.453	$3p_{3/2}$
20.	-7.969	$2f_{5/2}$	-0.120	$3p_{1/2}$
21.	-8.113	$3p_{3/2}$	-5.846	$1h_{9/2}$
22.	-7.063	$3p_{1/2}$	-5.258	$1i_{11/2}$
23.	-3.840	$2g_{9/2}$	2.528	$1i_{11/2}$
24.	-1.819	$3d_{5/2}$	5.486	$3d_{5/2}$
25.	-2.774	$1i_{11/2}$	2.015	$2g_{9/2}$
26.	-0.350	$2g_{7/2}$	7.671	$3d_{3/2}$
27.	-1.214	$4s_{1/2}$	6.636	$2g_{7/2}$
28.	-0.463	$3d_{3/2}$	6.994	$4s_{1/2}$

Çizelge 6.5. $M(j_v, \kappa = 0, \lambda = 1)$ matris elemanının değerleri.

No	Geçiş	$M(j_v, \kappa = 0, \lambda = 1) \times 10^3$	
		F. Krimpotic[5]	**Sonuç**
1.	${}^{100}_{45}\mathrm{Rh} \rightarrow {}^{100}_{44}\mathrm{Ru}$	-	-32
2.	${}^{210}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{210}_{83}\mathrm{Bi}$	-27	-24
3.	${}^{212}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{212}_{83}\mathrm{Bi}$	-	-20
4.	${}^{214}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{214}_{83}\mathrm{Bi}$	-	-18

Çizelge 6.6. $M(\rho_v, \lambda = 1) \times 10^3$ matris elemanının değerleri.

No	Geçiş	$M(\rho_v, \lambda = 1) \times 10^3$	
		F. Krimpotic[5]	**Sonuç**
1.	${}^{100}_{45}\mathrm{Rh} \rightarrow {}^{100}_{44}\mathrm{Ru}$	-	17
2.	${}^{210}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{210}_{83}\mathrm{Bi}$	14	12
3.	${}^{212}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{212}_{83}\mathrm{Bi}$	-	10
4.	${}^{214}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{214}_{83}\mathrm{Bi}$	-	11

Çizelge 6.7. $M(j_A, \kappa = 0, \lambda = 1)$ matris elemanının değerleri.

No	Geçiş	$M(j_A, \kappa = 0, \lambda = 1)$	
		F. Krimpotic[5]	**Sonuç**
1.	${}^{100}_{45}\mathrm{Rh} \rightarrow {}^{100}_{44}\mathrm{Ru}$	-	43
2.	${}^{210}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{210}_{83}\mathrm{Bi}$	40	39
3.	${}^{212}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{212}_{83}\mathrm{Bi}$	-	34
4.	${}^{214}_{82}\mathrm{Pb} \rightarrow {}^{214}_{83}\mathrm{Bi}$	-	30

Rölativistik ve rölativistik olmayan β moment matris elemanları geçiş olasılığının hesaplanmasında önemli bir role sahiptir. Geçiş olasılıgının doğru elde edilmesi ft değerinin doğru yorumlanmasına büyük katkı sağlayacaktır.

İzinli β geçişlerine izinsiz geçişlerden gelen katkıların ilave edilmesi hızlı süreç (r-process) ve iki nötrinolu çift β geçişlerinin anlaşılmasına olanak sağlayacaktır. Nükleosentez olayının gerçekleşmesi nötron yakalama ve geçiş olasılığına bağlıdır. Bu nedenle izinsiz geçişlere ait β moment matris elemanlarının hesaplanması büyük bir öneme sahiptir.

Tez sonuçlarının bir kısmı ulusal V. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı'nda (2011, Muş) poster olarak sunulmuştur.

KAYNAKLAR

1. Evans, H.D., “An absorption comparison of the β particle Spectra of ^{207}AcC(allowed), ^{210}RaE(second forbidden), and 3.5 yr. ^{204}T1(third forbidden)”, ***Proc.Phys.Soc. A***, 63 (6): 575-584 (1950).

2. Davidson, J., “The first forbidden shape factor and the $f_n t$ product for beta decay”, ***Phys.Rev.***, 82: 48-51 (1951).

3. Kotani, T., “Deviation from the ξ-approximation in forbidden β decay”, ***Phys. Rev.***, 114: 795-806 (1959).

4. Bohr, A. A. ve Mottelson, B. R., “Tek Parçacık Konfigürasyonu”, Nuclear Structure, ***W. A. Benjamin INC***, New York, Amsterdam, 1: 410-444 (1969).

5. Krmpotic, F., Ebert, K. and Wild, W., “Charge-exchange collective modes and beta decay processes in the lead region”, ***Nuclear Physics A***, 342: 497-527 (1980).

6. Krmpotic, F., “On charge-exchange Gamow-Teller and dipole resonances in ^{90}Zr”, ***Nucl. Phys. A***, 351: 365-378 (1981).

7. Krmpotic, F., Nakayama, K. and Galeao, A. P., “Giant first forbidden resonances”, ***Nuclear Physics A***, 399: 478-502 (1983).

8. Krumlinde, J., and Moller, P., “Calculation of Gamow-Teller β strength functions in The rubidium region in the RPA approximation with Nilsson-model wawe functions”, ***Nuclear Physics A***, 417: 478-502 (1984).

9. Civitarese, O., Krmpotic F. and Rosso O.A., “Collective effects inculed by charge-exchange vibrational modes on $0^- \rightarrow 0^+$ and $2^- \rightarrow 0^+$ first forbidden β-decay transitions”, ***Nuclear Physics A***, 453: 45-57 (1986).

10. Warburton, E. K., “Core polarization effect on spin-dipole and first forbidden beta decay operators in the lead region”, ***Phys. Rev. C***, 42: 2479-2486 (1990).

11. Warburton, E. K., “First forbidden beta decay in the lead region and mesonic enhancement of the weak axial current”, ***Phys. Rev. C***, 44: 223-260 (1991).

12. Warburton, E. K., Towner, I. S. and Brown, B. A., “First forbidden beta decay: medium enhancement of the axial charge at A 16”, ***Phys. Rec. C***, 49: 824-839 (1994).

13. Civitarese, O. and Suhonen, J., “Contributions of unique first forbidden transitions to two-neutrino double β-decay half lives”, ***Nuclear Physics A***, 607: 152-192 (1996).

14. Dewitte, H., Andreyev, A. N. Borzov, I. N. Caurier, E. Cederkäll, J., De Smet, A., Eckhaudt, S., Fedorov, D. V., Fedosseev, V., Franchoo, S., Górska, M., Grawe, H., Huber, G., Huyse, M., Janas, Z., Köster, U., Kurcewicz, W., Kurpeta, J., Plochocki, A., Van Duppen, P., Van de Vel, K., and Weissman, L., "First observation of the β decay of neutron-rich ^{218}Bi by the pulsed-release technique and resonant laser ionization", ***Phys. Rev. C***, 69 (4): 1-6 (2003).

15. Borzov, I. N., "Beta decay rates", ***Nuclear Physics A***, 777: 645-675 (2006)

16. Kenar, İ., Selam C. and Küçükbursa, A., "$0^- \rightarrow 0^+$ First forbidden β-decay matrix elements in spherical nuclei, ***Mathematical and Computational Applications***", 10 (2) :179-184, (2005).

17. Kenar, İ., Ünlü, S. and Maraş, İ., "The study of dependence of radial parts of $0^- \rightarrow 0^+$ first forbidden β-decay matris elements on the parameters in Woods-Saxon potential", ***Mathematical and Computational Applications***, 13 (1) 1-8 (2008).

18. Cakmak, N., Manisa, K., Unlu, S. and Selam, C., "The investigation of $0^- \leftrightarrow 0^+$ β decay in some spherical nuclei", ***Pramana-Journal of Physics***, 74 (4): 541-553 (2010).

19. Faessler, A., "Possible text of grand unification in the double beta decay", ***Prog. Part. Nucl. Phys.***, 21: 183-205 (1988).

20. Doi, M., Kotani, T. and Takasugi, E., "Double beta decay and mojorana neutrino", ***Progress of Theorical Physics Supplement***, 83: 1-175 (1985).

21. Civitarese, O., Faessler, A. and Tomada, T., "Suppression of the two neutrino double β decay", ***Phys. Lett. B***, 194 (1): 11-14 (1987).

22. Toivanen, J. and Suhonen, J., "Renormalized proton-neutron quasiparticle random-phase approximation and its application to double beta decay", ***Phys. Rev. Lett.***, 75: 410-413 (1995).

23. Hırsch, G. and Hess, P. O., "Renormalized quasiparticle random phase approximation and double beta decay: a critical analysis of double fermi transitions", ***Phys. Rev. C***, 54: 1976-1981 (1996).

24. Raduta, A. A. and Suhonen, J., "Description of β-decay to excited quadrapole phonon states within a boson-expansion formalism", ***Phys. Rev. C***, 53: 176-187 (1996).

25. Raduta, A. A. and Suhonen, J., "Boson-expansion description of β-decay to final states", ***J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.***, 22 (1): 123 (1996).

26. Simkovic, F., Schwieger J., Veselsky, M., Pantis, G., and Faessler, A., "Non-collapsing renormalized QPRA with proton-neutron pairing fot neutrinoless double beta decay", ***Physics Letters B***, 393 (3-4): 267-273 (1997).

27. Toivanen, J. and Suhonen, J., "Study of several double beta decaying nuclei using the renormalized proton-neutron quasiparticle random phase approximation", ***Phys. Rev. C***, 55: 2314-2323 (1997).

28. Muto, K., “Extendet quasiparticle RPA and double beta decay nuclear matrix elements”, ***Physics Letters B***, 391 (3-4): 243-248 (1997).

29. Schwieger, J., Simkovic, F., Faessler, A. and Kaminiski, W.A., “Double β-decay to excited states of several medium heavy nuclei within the renormalized quasiparticle random phase approximation”, ***Phys. Rev. C***, 57: 1738-1743 (1998).

30. Suhonen, J. and Civitarese, O., “Weak-interaction and nuclear structure aspect of nuclear double beta decay”, ***Physics Reports***, 300 (3-4): 123-214 (1998).

31. Bobyk, A., Kaminiski, W. A. and Zareba, P., “Study of the double beta decay of $70 \leq A \leq 100$ nuclei within the RQRPA and the self-consistent BCS+RQRPA formalisms”, ***Nuclear Physics A***, 669: 221-238 (2000).

32. Stoica, S., and Klapdor-Kleingrothaus, H. V., “Critical view on double beta decay matrix elements within quasi random phase approximation based”, ***Nuclear Physics A***, 694: 269-294 (2001).

33. Pacearescu, L., Rodin, V., Simkovich, F. and Faessler, A., “Two neutrino nouble β-decay within fully renormalized quasiparticle random phase approximation: effect of the restoration of the Ikeda sum rule”, ***Phys. Rev. C***, 68 064310, (2003).

34. Ünlü, S., Babacan T., Çakmak N. and Selam C., “The investigation of the $2\nu\beta\beta$ decay by Pyatov method within quasiparticle random phase approximation formalism”, ***Pramana-Journal of Physics***, 71 (3): 521-528 (2008).

35. Bloxham, T., Bocarov, V., Boston, A., Cermak, P., Civitarese, O., Dawson, J. V., Devenish, N., Fox S. P., Freer, M., Fulton, B., Göbling, C., Harrisonh, P. F., Junkeri, M., Köttig, T., Krawczynski, H., Li, Q., McGrath, J., Morgan, B., Münstermann, D., Nolanc, P., Oehl, S., Rajek, S., Ramachers, Y., Reeve, C., Schulz, O., Simkovic, F., Stekl, I., Stewart, D., Suhonen, J., Wadsworth, R., Wilsone, J. R., and Zuber, K., “First result on double beta decay modes of Cd, Te and Zn isotopes with the COBRA Experiment”, **arXiv**,0707.256v1 [nucl-ex] (2007).

36. Yousef, M. S., Rodin, V., Faessler, A., and Simkovic, F., “Two neutrino double beta decay of deformed nuclei within QRPA with realistic interaction”, ***Phys. Rev. C***, 188: 56-58 (2009).

37. Kidd, M. F., Esterline, J. H., Tornow, W., Barabash, A. S., and Umatov, V. I., “New status for double beta decay of $^{100}\mathrm{Mo}$ to excited final states of $^{100}\mathrm{Ru}$ using the TUNL-ITEP apparatus”, ***Nuclear Physics A***, 821: 251-261 (2009).

38. Sahu, R. and Kota, V. K. B., “Deformed shell mode result for two neutrino positron double beta decay of $^{84}\mathrm{Sr}$”, **arXiv**, 1006.3637v1 [nucl-th] (2010).

39. Moreno, O., Moya De Guerra, E., Sarriguren, P., and Faessler A., “Theoretical mean field and experimental occupation probabilities in the double beta decay system $^{76}\mathrm{Ge}$ to $^{76}\mathrm{Se}$”, **arXiv**, 1002.1608v1 [nuch-th] (2010).

40. Pritychenko, B., “On double beta decay half life time systematic”, **arXiv**, 1004.3280v1 [nuch-th] (2010).

41. Suhonen, J., "Calculation of allowed and first forbidden beta decay transitions of odd-odd nuclei", ***Nuclear Physics A***, 563: 205-224 (1993).

42. Tsuneyuki, K., "Derivation from the xi approximation in first forbidden beta decay", ***Phys. Rev.***, 114: 795-806 (1959).

43. Weidenmuller H. A., "First forbidden beta decay", ***Rev. Mod. Phys.***, 33 (4): 574-607 (1961).

44. Surman, R. and Engel, J., "Neutrino capture by r-process waiting point nuclei", ***Phys. Rev. C***, 58 (4): 2526-2530 (1998).

45. Goldberg, V. Z., Chubarian, G., Trzaska, W. H., Rogachev, G. V., Kolata, J. J., Andreyev, A., Angulo, C., Borge, M. J. G., Cherubini, S., Crowley, G., Fomichev, A., Gorska, M., Gulino, M., Golovkov, M. S., Huyse, M., Källman, K. M., Lattuada, M., Lönnroth, T., Mutterer, M., Raabe, R., Rodin, A., Romano, S., Rozhkov, M. V., Skorodumov, B. B., Spitaleri, C., Tengblad, O., Ter-Akopian, G., Tumino, A., Duppen, P. V., and Wolski, R., "Recent result in the studies of nuclear structure by resonance scattering with radioactive beams", ***Revista Mexicana De Fisica***, 49 (4): 124-129 (2003).

46. Cuenca-Garcia, J. J., Caurier, E., Langanke, K., Martinez-Pinedo, G., Nowacki, F., and Sieja, K., "Shell model first forbibbden beta decays for $N = 82$ nuclei", Nustar Theory-04, ***GSI Scientific Report***, Germany, 168 (2008).

47. Garnsworthy, A. B., Regan, P. H., Caceres, L., Pietri, S., Sun, Y., Rudolph, D., Gorska, M., Podolyak, Z., Steer, S. J., Hoischen, R., Heinz, A., Becker, F., Bednarczyk, P., Doornenbal, P., Geissel, H., Gerl, J., Grawe, H., Grebosz, J., Kelic, A., Kojouharov, I., Kurz, N., Montes, F., Prokopowicz, W., Saito, T., Schaffner, H., Tachenov, S., Werner-Malento, E., Wollersheim, H. J., Benzoni, G., Blank, B. B., Brandau, C., Bruce, A. M., Camera, F., Catford, W. N., Cullen, I. J., Dombradi, Z., Estevez, E., Gelletly, W., Ilie, G., Jolie, J., Jones, G. A., Jungclaus, A., Kmiecik, M., Kondev, F. G., Kurtukian-Nieto, T., Lalkovski, S., Liu, Z., Maj, A., Myalski, S., Pfutzner, M., Schwertel, S., Shizuma, T., Simons, A. J., Walker, P. M., Wielandi, O., and Xu, F. R., "Neutron-proton pairing competition in $N = Z$ nuclei: metastable state decay in the proton dripline nuclei $^{82}\mathrm{Nb}$ and $^{86}\mathrm{Tc}$", ***Phys. Lett. B***, 660 (4): 326-330 (2008).

48. Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A. and Hoyle, F., "Synthesis of the elements in stars" , ***Rev. Mod. Phys.***, 29 (4): 547-650 (1959).

49. Walerstein, G., Iben, I., Parker, J. P., Boesgaard, A. M., Hale, G. M., Champagne, A. E., Barnes, C. A., Käppeler, F., Smith, V. V., Hoffman, R. D., Timmes, F. X., Sneden, C., Boyd, R. N., Meyer, B. S., and Lambert, D. L., "Synthesis of the elements in stars : forty years of progress", ***Rev. Mod. Phys.*** , 69 (4) 995-1084 (1997).

50. Wiescher, M. and Schatz, H., "Impact and perspectives of radioactive beam experiments for the rp-process", ***Nuclear Physics A***, 693 (1-2): 269-281 (2001).

51. Pfeiffer, B., Kratza, K. L., Thielemann, F. K., and Walters W. B., "Nuclear structure studies for the astrophysical r-process", ***Nuclear Physics A***, 693: 282-324 (2001).

52. Langanke, K. and Martinez-Pinedo, G., "Nuclear weak interaction processes in stars", ***Rev. Mod. Phys.***,75 (3): 819-862 (2003).

53. Arnould, M. and Goriely, S., "The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status", ***Phys. Rep.*** , 384: 1-84 (2003).

54. Krane K. S., "Beta Geçişi", Nuclear Physics, ***John Wiley Sons INC***, Amerika Birleşik Devletleri 272-292 (1988).

55. Lee, T. D. and Yang, C. N., "Question of parity conservation in weak interactions", ***Phys. Rev.***,104 (1): 254-258, (1956).

56. Horen, D. J., Goodman, C. D., Foster, C. C., Goulding, C. A., Greenfield, M. B., Rapaport, J., Bainum, D. E., Sugarbaker, E., Masterson, T. G., Petrovich, F., and Love, W. G., "Searc for isobaric analogues of M1 states and giant spin-flip resonances in the ^{208}Pb (p,n) reaction", ***Phys. Lett. B***, 95 (1): 27-30 (1980).

57. Krumlinde, J., "On allowed Gamow-Teller and first forbidden β-decay in deformed nuclei", ***Nuclear Physics A***, 413 (1): 223-235 (1984).

58. Khafızov, R. U., Tolokonnikov, S. V., "Effective charges for the unique first forbidden β-transitions", ***Physics Letter B***, 153 (6): 353-357 (1985).

59. Varshalovich, D. A., Moskalev, A. N. and Khersonsskii,V. K., "İndirgenebilir Tensör Operatörlerinin Matris Elemanları", Quantum Theory of Angular Momentum, ***Word Scientific***, Singapure, New Jersey, Hongkong 475-504 (1988).

60. Singh B., Rodrigueza, J. L., Wongb, S. S. M., and Tuli, J. K., ***Nuclear Data Sheets***, 84 (3): 487-563 (1998).

EK AÇIKLAMALAR A.

FORTRAN77 PROGRAMI

BU PROGRAM BİRİNCİ YASAKLI BETA GECİŞ MATRİS ELEMANLARINI HESAPLAR

```
DIMENSION EN(30,2),NN(30,2),LN(30,2),AJN(30,2),DJ(500),DCJ(500)
DIMENSION FFN(30,101,2),FFNT(30,101,2),FFN2T(30,101,2)
DIMENSION D2(2),BD2(2),PRSUMD(2),PRSUMKP(2),BETA(2),GAMMA(2)
DIMENSION KN(2),NF(2),CN(2),CNF(2),DELTA(2),CCJ(500),CJ(500)
DIMENSION XKAP0(2),XKAP1(2),XKAPD(2),AMAT22(500),AMAT24(500)
DIMENSION SIMP(200),ANZ(2),TNZ(2),XLN(2),AMAT2224(500)
DIMENSION AMAT(1000),AMAT1(1000),KSN1(500),KSN2(500),AJ12(500)
DIMENSION EE(500),AMA(500),EN12(500),AJ13(500),PSINORM(500)
DIMENSION AAA1(100,100),PSI(500),FII(500),KVN11(500),KVN22(500)
COMMON/BL2/BJ(500),PJ(500),BCJ(500),PCJ(500),EPN(500)
COMMON/BL1/XKAPH,XKAPP,KCH
COMMON/BL3/AKSI,R0,A
COMMON/BLDD/DETB(100),DETX(100)
COMMON/DET4/DET(4,4)
COMMON/DET5/D5(5,5)
OPEN(19,STATUS='OLD',FILE='DAT82214',FORM='FORMATTED')
OPEN(23,FILE='ISM1',STATUS='OLD')
OPEN(57,FILE='ITUREV',STATUS='OLD',FORM='FORMATTED')
OPEN(53,STATUS='OLD',FILE='DATA.DAT',FORM='FORMATTED')
READ(53,3333) JEND
3333 FORMAT(I3)
READ(19,1112)A,AZ,DEV,DEV,DEV,DEV,DEV,DEV
READ(19,1112)A,AZ,DEV,DEV,DEV,DEV,DEV,DEV
1112 FORMAT(8F8.3)
WRITE(*,*)'CNN,CNP VE XGT-YI GIRINIZ'
READ(*,*)CNN,CNP,XGT
READ(19,*)NF(1),NF(2),CNF(1),CNF(2),RO
READ(19,*)ETA,DZET,AKSI,EFARK,EBET
SIMP(1)=1.
```

```
DO 124 IS=1,49
SIMP(2*IS)=4.
124 SIMP(2*IS+1)=2.
SIMP(99)=1.
KCAR=1
WRITE(23,*) 'INCELENEN CEKIRDEGIN A VE Z DEGERLERI',A,AZ
AN=A-AZ
ANZ(1)=AN
ANZ(2)=AZ
TNZ(1)=AN
TNZ(2)=-AZ
XK0=XGT*(AN-AZ)/A
CN(1)=CNN/SQRT(A)
CN(2)=CNP/SQRT(A)
R0=1.24*A**(1./3.)
DPI=4.*3.1415
GAGV=-1.26
D=6250.
FCARP=0.00326*AZ*A**(-1./3.)
XKAPH=XGT*A**(-5./3.)
XKAPP=-0.*XKAPH
LAM=1
KAP=3
AM1=0.
AM2=0.
AM=0.
AJ2=1.
SHAG=0.15
DELTA(1)=CN(1)
DELTA(2)=CN(2)
KC1=1
14 FORMAT(2X,I3,2X,2I3,2X,4F10.4)
```

```
DO 101 KL=1,2 KL DURUM SAYISI NOTRON(1) VE PROTONLAR(2) ICIN
XKAP0(KL)=0.
XKAP1(1)=0.
XKAPD(KL)=0.
D2(KL)=0.
BD2(KL)=0.
C B2(KL)=0.
PRSUMD(KL)=0.
PRSUMKP(KL)=0.
BETA(KL)=0. GAMMA(KL)=0.
C PARCACIK BAZINDA ENERJI VE DALGA FONKSIYONLARI BULUNUR
READ(19,3) KN(KL)
3 FORMAT(I3)
NN1=NF(KL)
DO 2 I=1,KN(KL)
READ(19,4) EN(I,KL),NN(I,KL),LN(I,KL),AJN(I,KL)
WRITE(23,4) EN(I,KL),NN(I,KL),LN(I,KL),AJN(I,KL)
4 FORMAT(10X,F15.10,2X,I6,2X,I10,2X,F10.3)
READ(19,5) (FFN(I,J,KL),J=1,100)
5 FORMAT(10(2X,F8.3))
C BIRINCI TUREV OLAN KISIM
DO 115 J=1,2
115 FFNT(I,J,KL)=(-FFN(I,J+2,KL)+4.*FFN(I,J+1,KL)
*-3.*FFN(I,J,KL))/(2.*SHAG)
DO 116 J=3,98
116 FFNT(I,J,KL)=(-FFN(I,J+2,KL)+8.*FFN(I,J+1,KL)
*-8.*FFN(I,J-1,KL)+FFN(I,J-2,KL))/(12.*SHAG)
DO 117 J=99,100
117 FFNT(I,J,KL)=(3.*FFN(I,J,KL)-4.*FFN(I,J-1,KL)
*+FFN(I,J-2,KL))/(2.*SHAG)
C IKINCI TUREVI OLAN KISIM
DO 118 J=1,2
```

```
118 FFN2T(I,J,KL)=(-FFNT(I,J+2,KL)+4.*FFNT(I,J+1,KL)
*-3.*FFNT(I,J,KL))/(2.*SHAG)
DO 128 J=3,98
128 FFN2T(I,J,KL)=(-FFNT(I,J+2,KL)+8.*FFNT(I,J+1,KL)
*-8.*FFNT(I,J-1,KL)+FFNT(I,J-2,KL))/(12.*SHAG)
DO 129 J=99,100
129 FFN2T(I,J,KL)=(3.*FFNT(I,J,KL)-4.*FFNT(I,J-1,KL)
*+FFNT(I,J-2,KL))/(2.*SHAG)
DO 119 J=1,100
WRITE(57,57)FFN(I,J,KL),FFNT(I,J,KL),FFN2T(I,J,KL),I,J,KL
57 FORMAT(2X,F8.5,6X,F8.5,6X,F8.5,6X,I2,10X,I3,10X,I1)
IF (J.EQ.100) WRITE(57,57)
119 CONTINUE
2 CONTINUE
C KIMYASAL POTANSIYELIN HESAPLANMASI C=12/SQRT(A)
XL1=EN(NN1,KL)
66 SUM1=0.
SUM2=0.
PRSUMD(KL)=0.
DO 6 I=1,KN(KL)
B1=SQRT(CN(KL)**2+(EN(I,KL)-XL1)**2)
SUM1=SUM1+(AJN(I,KL)+0.5)*(1-EN(I,KL)/B1)
SUM2=SUM2+(AJN(I,KL)+0.5)/B1
V3=SQRT(0.5*(1.-(EN(I,KL)-XL1)/B1))
PRSUMD(KL)=PRSUMD(KL)+(2.*AJN(I,KL)+1.)*V3*V3
6 CONTINUE
XLN(KL)=(ANZ(KL)-SUM1)/SUM2
IF(ABS(XLN(KL)-XL1).LT.0.00001) GO TO 67
XL1=XLN(KL)
GO TO 66
67 KCH=1
101 CONTINUE
```

```
KCM=0.
DO 10 I=1,KN(1)
ALN=LN(I,1)
DO 12 J=1,KN(2)
AALN=LN(I,1)
AALP=LN(J,2)
IF(ABS(LN(I,1)-LN(J,2)).NE.1) GO TO 12
IF(ABS(AJN(I,1)-AJN(J,2)).GT.1) GO TO 12
NFAZ=AJN(I,1)+LN(J,2)-0.5+0.1
FAZ=(-1.)**NFAZ
AKICI=SQRT(3.*(2.*LN(I,1)+1.)*(2.*AJN(I,1)+1.)*
*(2.*AJN(J,2)+1.)/DPI)
ALP=LN(J,2)
ACL=CLEBSH(ALN,0.,1.,0.,ALP,0.)
ALTIJ=SIXJ(ALN,0.5,AJN(I,1),AJN(J,2),1.,ALP)
AK=FAZ*AKICI*ACL*ALTIJ
KCH=KCH+1
IF(ABS(AK).LT.0.000001) GO TO 12
AMAT(KCH)=AK
AK1=SQRT(18.)*AKICI*ACL
DOKUZJ=DOGJ(1.,1.,1.,ALP,0.5,AJN(J,2),ALN,0.5,AJN(I,1))
AMAT1(KCH)=AK1*DOKUZJ
NFAZ22=ALP+AJN(I,1)+0.5+0.001
FAZ22=(-1)**NFAZ22
AKICI22=SQRT((2.*ALN+1.)*(2.*AJN(I,1)+1.)*(2.*AJN(J,2)+1.))
ALTIJ22=SIXJ(AJN(J,2),ALP,0.5,ALN,AJN(I,1),1.)
CARPAN22=0.5*((AJN(J,2)-ALP)*(AJN(J,2)+ALP+1.)-
*(AJN(I,1)-ALN)*(AJN(I,1)+ALN+1.))
AK22=FAZ22*AKICI22*ACL*AKTIJ22*CARPAN22
NFAZ24=AJN(I,1)+ALP-0.5
FAZ24=(-1.)**NFAZ24
AKICI24=SQRT((2.*AJN(I,1)+1.)*(2.*AJN(J,2)+1.))
```

```
ALTIJ24=SIXJ(AJN(J,2),AJN(I,1),1.,ALN,ALP,0.5)
AK24=FAZ24*AKICI24*ALTIJ24
AK2224=(-AK22*0.21-AK24*197.329)
WRITE(23,*)AMAT(KCH),AMAT1(KCH),AK22,AK24,AK2224
C MATRIS ELEMANIN RADYAL KISMININ HESAPLANMASI
C KCH=KCH+1
15 RK=0.
RK24=0.
DO 13 II=1,99
RA=II*SHAG
RK24=RK24+FWS(RA)*(1.-FWS(RA))*FFN(I,II,1)*FFN(J,II,2)*SIMP(II)/RA
13 RK=RK+RA*FFN(I,II,1)*FFN(J,II,2)*SIMP(II)
RK=RK*SHAG/3
AJ12(KCH)=AK*RK
AJ13(KCH)=AK1*DOKUZJ*RK*(-1.26)
RK24=RK24*SHAG/3
RK24=RK24*V0*BEKSI/AKSI*SPROTON
ABL1=0.
ABL2=0.
ALUL=0.
BLUL=0.
ANABL=0.
DO 34 II=1,99
RB=II*SHAG
RA2=1/RB
ABL1=ABL1+FFN(J,II,2)*FFNT(I,II,1)*SIMP(II)
34 ABL2=ABL2+FFN(J,II,2)*RA2*FFN(I,II,1)*SIMP(II)
ABL1=ABL1*SHAG/3.
ABL2=ABL2*SHAG/3.
ALUL=ABL1-(AALN+1.)*ABL2
BLUL=ABL1+AALN*ABL2
IF (AALP.EQ.(AALN+1.)) RK1=SQRT(AALN+1.)*ALUL
```

```
IF (AALP.EQ.(AALN-1.)) RK1=-SQRT(AALN)*BLUL
AMAT24(KCH)=RK24*AK24/197.329
AMAT22(KCH)=RK1*AK22*0.21
AMAT2224(KCH)=(AMAT22(KCH)-AMAT24(KCH))
WRITE(23,*)AJ12(KCH),AJ13(KCH)
WRITE(23,*)AMAT22(KCH),AMAT24(KCH),AMAT2224(KCH)
END
```

ÖZGEÇMİŞ

İsmail ÇAYLI 1984 yılında Karabük'te doğdu. Zonguldak Kilimli Lisesini bitirdikten sonra 2004 yılında Zonguldak Karaelmas Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümüne yerleşti. 2010 yılında okulu bitirdikten sonra aynı yıl içinde Karabük Üniversitesinde yüksek lisansa başladı ve bitirdi.

ADRES BİLGİLERİ

Adres	: Subatan Mah. Işık Sokak No:1
	Kilimli / ZONGULDAK
Tel	: 05355853318
E-posta	: cayliismail@gmail.com

ULUSAL BİLİMSEL TOPLANTIDA SUNULAN BİLDİRİLER

- Çaylı, İ., Çakmak, N., Selam, C., "$\lambda^\pi = 1^-$ Beta Geçişlerinin Nükleer Matris Elemanlarının Hesaplanması", ***V. Nükleer Yapı Özellikleri Çalıştayı***, Muş, 12-14 Ekim (2011)