



## R SÜRECİ ÇEKİRDEKLERDE BETA BOZUNUM YARI ÖMÜRLERİNİN NÖTRON SAYISINA(N) BAĞLILIĞININ PYATOV YÖNTEMİYLE İNCELENMESİ

Tahsin BABACAN<sup>1</sup>, Gül ÖZER<sup>1</sup>, Yüksel KARABULUT<sup>1</sup>, Kaan MANİSA<sup>2</sup>,  
Cevat SELAM<sup>3</sup>, Abdülkadir YÖRÜK<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Celal Bayar Üniversitesi Fizik Bölümü, Muradiye-MANİSA, tbabacan2002@yahoo.com

<sup>2</sup>Dumlupınar Üniversitesi Fizik Bölümü, KÜTAHYA, kaanmanisa@hotmail.com

<sup>3</sup>Muş Alparslan Üniversitesi, Fizik Bölümü, MUŞ, c.selam@alparslan.edu.tr

<sup>4</sup>Kafkas Üniversitesi, Eğitim Fakültesi Fen Bilgisi Öğretmenliği, KARS, yorukabdulkadir@hotmail.com

Geliş Tarihi: 08.06.2010

Kabul Tarihi: 23.07.2010

### ÖZET

Bu çalışmada, Pyatov yöntemi kullanılarak Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde r-süreci çekirdeklere beta bozunum yarı ömürlerinin nötron sayısına bağlılığı incelendi. Bu bağlamda, N=50 bölgesi civarındaki <sup>74-80</sup>Zn izotoplarına ait beta bozunum yarı ömür değerleri hesaplandı. Hesaplanan bu değerlerin nötron sayısı ile olan değişiminin grafiği çizildi. Elde edilen sonuçlar, mevcut deneysel değerler ve diğer teorik çalışmalarla karşılaştırıldı. Hesaplamalarımız, deneysel değerlerden çok uzak olmamasına rağmen, diğer teorik çalışmalara göre yarı ömür değerlerinin küçük olduğunu göstermektedir.

**Anahtar Kelimeler:** R- süreci, beta bozunum hızı, Gamow-Teller geçişleri.

## THE STUDY OF THE DEPENDENCE OF THE BETA DECAY HALF LIVES IN R-PROCESS NUCLEI ON NEUTRON NUMBER (N) BY PYATOV METHOD

### ABSTRACT

In this study, the dependence of the beta decay half lives in r-process nuclei on neutron number has been investigated by using Pyatov Method within the framework of the quasi-particle Random Phase Approximation(QRPA). In this respect, beta decay half lives for <sup>74-80</sup>Zn isotopes near N=50 region have been calculated. The variation of these calculated values with respect to neutron number has been plotted. The calculated results have been compared with the experimental and other theoretical studies. Our calculation results has shown that although they are not so far from the experimental values, calculated half life values are still smaller compared to other theoretical studies.

**Key Words:** R-process, beta decay rate, Gamow-Teller transitions

### 1.GİRİŞ

Astrofiziksel r-süreci A>70 olan çekirdeklerin hemen hemen yarısının oluşmasında kullanılan bir çekirdek sentezleme olayıdır ve daha çok yıldız patlamaları yoluyla oluşan nötronca çok zengin ve kararsız izotoplarla gerçekleşir. [1-6] r-sürecinin önemli özelliklerinin anlaşılması için, kararlılık vadisinden çok uzaktaki kapalı-kabuk yarı sihirli (nötron sayısı veya proton sayısı sihirli olan) çekirdeklere ait yarı ömür bilgilerine ihtiyaç duyulmaktadır. Beta bozunumu da, r-süreci bolluk oranına katkıda bulunan süreçlerden bir tanesidir. Beta bozunumu yanında nötron yakalama ve foton ayrışımı olayları da r-süreci bolluk oranlarına katkıda bulunmaktadır. Fakat r-süreci bolluk oranlarının incelenmesi, çalışma kapsamının dışındadır. Bu çalışmamızda, r-süreci bolluk oranlarını incelemekten ziyade, β-bozunumu yapan çekirdeklerin yarı ömürleriyle ilgilenecek r-

sürecine olan katkılarını görmek istedik. Şu anda nötronca zengin çekirdeklerle ilgili deneysel bilgilere ulaşmak zor olduğundan, beta bozunumu hızlarının teorik olarak güvenilir tahminlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu konuda yapılmış teorik çalışmalara göz attığımızda, büyük-ölçekli kabuk modeli hesaplamalarının orta kütleli çekirdekteki Gamow-Teller şiddet dağılımını başarılı bir şekilde açıkladığını görüyoruz. [7,8]. Daha fazla enerji seviyelerini göz önüne alan sürekli rastgele faz yaklaşımını (CRPA) [9,10] büyük gösterim uzaylarına sahip olmasından ve bilgisayarla ilgili teknik zorluklardan dolayı r-süreci yolu boyunca uygulamak oldukça zordur. Sürekli rasgele faz yaklaşımı, yine de hesaplamalarda faydalıdır fakat çok zayıf bağlı çekirdekte çiftlenme önemli olduğundan, Hartree-Fock-Bogolyubov teorisine dayanan kuazi-parçacık rastgele faz yaklaşımını (QRPA) kullanmak gerekir. [11-14] no lu kaynaklarda yapılan öz uyumlu olmayan hesaplamalarda,  $\kappa(\sigma_1 \sigma_2)(\tau_1 \tau_2)$  tipinde bir şematik etkileşme biçimi kullanılmaktadır. J.Zylicz ve arkadaşları [15] ise Tamm-Dankoff yaklaşımını ve etkileşme biçimi olarak klasik şematik etkileşmeyi göz önüne almaktadır. Borzov ve arkadaşları [16,17] tarafından yapılan hesaplamalarda ise yukarıda bahsedilen çalışmalara göre daha fazla öz uyumlu bir metot kullanılmış ve parçacık-parçacık kanalındaki etkileşmede göz önüne alınmıştır. Literatürdeki çalışmalardan da anlaşılacağı üzere, beta bozunum hızları ile ilgili şematik etkileşme formunu kullanan öz uyumlu ve öz uyumlu olmayan hesaplamalar söz konusudur. Bu çalışmada, kuazi-parçacık rastgele faz yaklaşımı çerçevesinde Pyatov[18] yöntemiyle öz uyumlu hesaplamalar yapılmıştır. Bizim esas amacımız, r-süreci çekirdekte  $\beta$ -bozunum hızını ifade eden yarı ömür değerlerinin nötron sayısına değişimini açıklamada Pyatov yönteminin ne kadar başarılı olduğunu görmektir. Bu çalışmamızda, literatürde parametreye bağlı olarak ifade edilen şematik etkileşme biçiminden ziyade, Pyatov yönteminde analitik olarak elde edilen etkileşme biçimini parametreden bağımsız bir şekilde ifade ettik. Bu da, bizim yöntemin diğer teorik yöntemlere göre bir avantajı olsa gerek.

## 2.MODEL

### 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  $\varepsilon$  uygun nükleonun tek kuazi-parçacık enerjisi,  $\alpha^+(\alpha)$  ise kuazi-parçacık üretme(yok etme) operatörüdür.

Nükleonlar arasında yük değişimli spin-izospin etkin etkileşme Hamiltonyenini aşağıdaki akışı 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  $C_{np}^+(\mu)$ ,  $D_{np}^+(\mu)$ ,  $b_{np}$ ,  $\bar{b}'_{np}$  ifadeleri Denklem(4)'de verilmiştir.

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

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

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

$$\bar{b}'_{np} = \frac{\langle j_n \| \sigma \| j_p \rangle}{\sqrt{3}} u_{j_p} u_{j_n} \quad (4)$$

Pyatov[18] yöntemine dayanarak yük değişimli spin-izospin etkin etkileşmesini Denklem(5)'deki gibi seçelim:

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

Söz konusu yöntemde etkin etkileşme sabiti  $\gamma_\rho$ , toplam Hamiltoniyenin çekirdek kısmının merkezci teriminin GT operatörü ile komutatif olması koşulundan seçilir. O halde seçilen  $\gamma_\rho$  Denklem(6)'daki 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 Denklem(7)'deki 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  $h_{qq}$  ve  $h_{int}$  ifadeleri Denklem(9)'daki gibi tanımlanır.

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

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

Bu ifadelerde yer alan  $E_{np}^\rho$  büyüklükleri aşağıdaki gibi tanımlanmıştır:

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

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

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

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

$$\begin{aligned}
 d_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_p} v_{j_n} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle, \quad \bar{d}_{np} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_{j_n} v_{j_p} \langle j_n \| f_c(r) \sigma \| j_p \rangle \\
 f_{np} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[ j_p(j_p+1) - \ell_p(\ell_p+1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_p} v_{j_n} \\
 \bar{f}_{np} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left[ j_p(j_p+1) - \ell_p(\ell_p+1) - \frac{3}{4} \right] \langle j_n \| u_1^{\ell_s} \sigma \| j_p \rangle u_{j_n} v \\
 g_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle j_n \| (u_0^{\ell_s} - \frac{1}{2} u_1^{\ell_s}) (-i[\ell \times \sigma]) \| j_p \rangle u_{j_p} v_{j_n} \\
 \bar{g}_{np} &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle j_n \| (u_0^{\ell_s} - \frac{1}{2} u_1^{\ell_s}) (-i[\ell \times \sigma]) \| j_p \rangle u_{j_n} v_{j_p}; \quad \varepsilon_{np} = \varepsilon_n + \varepsilon_p
 \end{aligned}$$

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 QRPA Yöntemi İle Çözüm

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  $\psi_{np}^i$  ve  $\varphi_{np}^i$  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

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

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

biçimindedir.

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

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. $\beta^\pm$ Geçiş log(ft) Değerlerinin Hesaplanması

Çoğu zaman deneylerde  $\beta$  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  $\beta$  geçiş logft değerleri de hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalar aşağıdaki formüller ile gerçekleştirilmiştir.

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

Burada  $g_A$  ve  $g_V$  sırasıyla aksenal ve vektörel zayıf etkileşme sabitleridir.

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

ve

$$\frac{g_A}{g_V} = -1,26$$

olarak kabul edilmiştir.

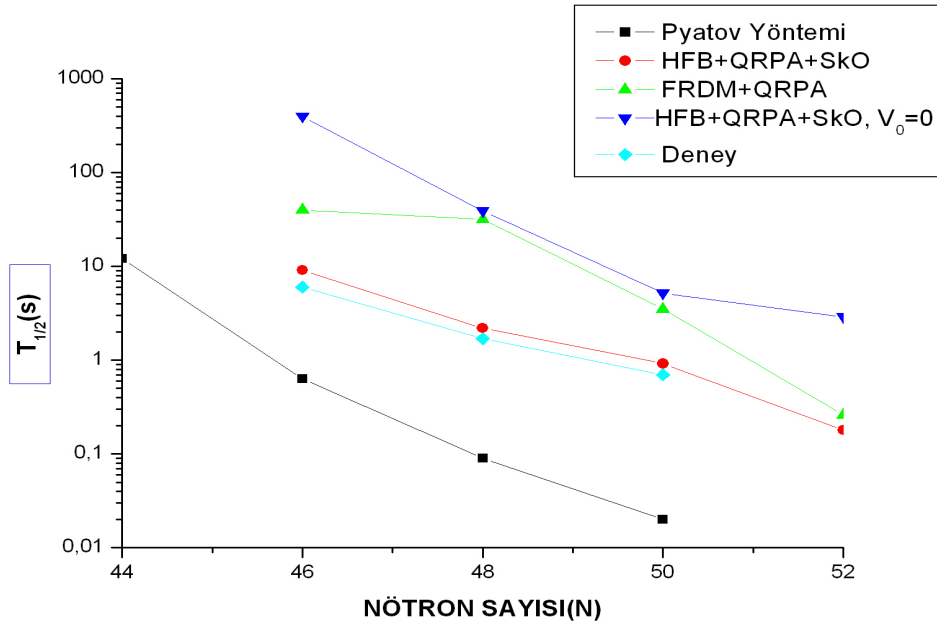
### 3.SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu kısımda, Pyatov yöntemi kullanılarak Kuaziparçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde r-süreci çekirdeklerde beta bozunum yarı ömürlerinin nötron sayısına bağlılığı incelendi. Bu bağlamda, N=50 bölgesi civarındaki  $^{74-80}\text{Zn}$  izotoplarına ait beta bozunum yarı ömür değerleri hesaplandı. Hesaplamalarda, çiftlenme

korelasyonları için Chepurnov[19] parametresine dayanan literatürdeki  $C_n = C_p = \frac{12}{\sqrt{A}}$  değerleri

kullanılmıştır. Hesaplama sonuçlarımız, Şekil 1'de gösterilmiştir. Kare şeklinde gösterilen değerler hesaplama sonuçlarımızı, aşağı doğru üçgen şeklindeki değerler rezidüel etkileşmesiz HFB+QRPA+SkO ile yapılan hesaplamaları[11], yukarı doğru üçgen şeklindeki değerler FRDM+QRPA[20], sonuçlarını, yuvarlak şeklindeki değerler rezidüel etkileşmeli HFB+QRPA+SkO[11], baklava dilimi şeklindeki değerlerde deneysel sonuçları[21]

göstermektedir. Pyatov yöntemi ile elde edilen bu sonuçlar, deneysel değerler ve diğer teorik yöntemlerle karşılaştırılmıştır.



**Şekil 1:** N=50 bölgesi civarındaki <sup>74-80</sup>Zn izotoplarına ait beta bozunum yarı ömür değerlerinin nötron sayısına göre değişimi. Hesaplama sonuçlarımızın deneysel değerler [21] ve diğer teorik hesaplamalarla [11,20] karşılaştırılması.

Şekil 1’den görüleceği gibi, yarı ömür değerlerimiz, deneysel değerler ve diğer teorik yöntemlerle elde edilen sonuçlarda da olduğu gibi nötron sayısı arttıkça azalma eğilimi göstermektedir. Fakat değerlerimiz deneysel değerlerden yaklaşık 10 kat daha küçüktür. Yinede sonuçlarımızın deneysel değerlerden çok uzak olmadığı söylenebilir. Diğer teorik çalışmalarla karşılaştırıldığında sonuçlarımızın küçük olduğu görülecektir. Çiftlenme korelasyonlarının literatürdeki değerlerini kullanmak yerine farklı çiftlenme korelasyonları değerlerini alarak, hesaplama sonuçlarımız üzerinde önemli bir fark oluşturup oluşturmayacağına ve deneysel değerlerle olan farkın azalıp azalmayacağına bakılabilir. Bu da, bir sonraki makalenin çalışma konusu olacaktır.

Sonuç olarak, bu makalede Pyatov yöntemi kullanılarak Kuaziparçacık Rasgele Faz Yaklaşımı (QRPA) çerçevesinde r-süreci çekirdeklerde beta bozunum yarı ömürlerinin nötron sayısına bağlılığı incelenmiştir. Hesaplama sonuçlarımız, yarı ömür değerlerinin nötron sayısına göre değişim eğiliminin karşılık gelen deneysel değerler ve diğer teorik çalışmalarla benzer olduğunu göstermektedir. Ayrıca, sonuçlarımızın deneysel değerlerden çokta uzak olmadığı görülmüştür.

## KAYNAKÇA

- [1] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, Synthesis of the Elements in Stars, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- [2] D. D. Clayton, Principles of stellar evolution and nucleosynthesis, (University of Chicago Press, Chicago, 1983).
- [3] J.J. Cowan, F.-K. Thielemann, and J.W. Truran, The r-process and nucleochronology, *Phys. Rep.* **208**, 267 (1991).
- [4] B. S. Meyer, G. J. Mathews, W. M. Howard, S. E. Woosley, and R. D. Hoffman, R-process nucleosynthesis in the high-entropy supernova bubble, *Astrophys. J.* **399**, 656 (1992); S. E. Woosley, et al., The r-process and neutrino-heated supernova ejecta, *Astrophys. J.* **433** (1994) 229.
- [5] K.-L. Kratz, J.-P. Bitouzet, F.-K. Thielemann, P. Möller, and B. Pfeiffer, Isotopic r-process abundances and nuclear-structure far from stability - implications for the r-process mechanism, *Astrophys. J.* **403**, 216 (1993)
- [6] J. Witti, H.-Th. Janka, and Takahashi K., Nucleosynthesis in neutrino-driven winds from protoneutron stars .1. The alpha-process, *Astron. and Astrophys.* **286**, 841 (1994); **286**, 857 (1994).
- [7] P. B. Radha, D. J. Dean, S. E. Koonin, K. Langanke, and P. Vogel, Gamow-Teller strength distributions in fp-shell nucle, *Phys. Rev.* **C56**, 3079 (1997).
- [8] G. Martinez-Pinedo, K. Langanke, and D. J. Dean, Competition of electron capture and beta-decay rates in supernova collapse, *nuclth/9811095*.
- [9] A.B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Interscience, New York, 1967).
- [10] S. Shlomo and G. Bertsch, Nuclear response in continuum, *Nucl. Phys.* **A243**, 507 (1975).
- [11] P. Möller, and J. Randrup, New developments in the calculation of beta-strength functions, *Nucl. Phys.* **A514**, 1 (1990).
- [12] H. Homma, E. Bender, M. Hirsch, K. Muto, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and T. Oda, Systematic study of nuclear beta decay, *Phys. Rev.* **C54**, 2972 (1996)
- [13] A. Staudt, E. Bender, K. Muto and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Second-generation microscopic predictions of beta-decay half-lives of neutron-rich nuclei, *At. Data Nucl. Data Tables* **44**, 79 (1990).
- [14] M. Hirsch, A. Staudt, K. Muto, and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Microscopic predictions of beta+/ec-decay half-lives, *At. Data Nucl. Data Tables* **53**, 165 (1993).
- [15] J. Zylicz, J. Dobaczewski, Z. Szymanski, Beta Decay of  $^{68-74}\text{Ni}$  and Level Structure of Neutron-Rich Cu Isotopes, *Proceedings of 2nd International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses*, Bellaire, 1998 (to be published).
- [16] I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, Gamow-Teller strength functions of superfluid odd-a nuclei and neutrino capture reactions, *Nucl. Phys.* **A584**, 335 (1995).
- [17] I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. Krömer, D. Zawischa, Ground state properties and beta-decay half-lives sn-132 in a self-consistent theory, *Z. Phys. A* **355**, 117 1996.

- [18] N.I. Pyatov, D.I. Salamov, Conservation laws and collective excitations in nuclei, *Nucleonica* 22, 1 (1977).
- [19] Soloviev V. G., *Theory of Complex nuclei*, Pergamon, NewYork USA, 1976.
- [20] I.N.Borzov, S. Goriely, and J.M. Pearson, Microscopic calculations of beta-decay characteristics near the A=130 r-process peak, *Nucl. Phys.* **A621**, 307c (1997); <http://astro.ulb.ac.be/iaa.htm>
- [21] R.B. Firestone, V. S. Shirley, S.Y.F. Chu, C.M. Baglin, and J. Zipkin, *Table of Isotopes*(Wiley, New York, 1996).