



## Süper-Ağır Rf ( $Z=104$ ) İzotoplarının Taban Durum Nükleer Özellikleri için Rölativistik Ortalama Alan Hesaplamaları

Tuncay BAYRAM<sup>1,\*</sup>, Serkan AKKOYUN<sup>2</sup>, Şevki ŞENTÜRK<sup>3</sup>, Serhat URUK<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Sinop Üniversitesi, Mühendislik ve Mimarlık Fakültesi, Nükleer Enerji Mühendisliği Bölümü, 57000 Sinop

<sup>2</sup>Cumhuriyet Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, 58140 Sivas

<sup>3</sup>Sinop Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, 57000 Sinop

Received: 13.08.2015; Accepted: 29.12.2015

**Özet.** Varlıklarının 1960'lı yıllarda öngörülmesi ve sonrasında laboratuvarlarda sentezlenmeye başlanmasının ardından fermiyumdan daha ağır olan izotoplar deneysel çalışmalar açısından büyük ilgi görmeye başlamıştır. Bu süper-ağır çekirdekler, deneysel çalışmalara paralel olarak teorik olarak da yaygın bir şekilde çalışılmıştır. Spin-yörünge etkileşmesinin relativistik yapısından dolayı herhangi bir ilave terim gerektirmeden doğal bir biçimde bu etkileşmeyi içeren RMF (Rölativistik Ortalama Alan) modeli bu teorik çalışmalardan biri olup, periyodik tabloyu kapsayan geniş bir bölgede birçok çekirdek için nükleer özelliklerin tahmin edilmesinde başarılı bir şekilde kullanılmaktadır. Bu çalışmada, Rf izotopları için bağlanma enerjisi, çekirdek boyutları, deformasyon parametreleri ve kuadrupol momentleri hesaplanmış ve sınırlı sayıdaki deneysel veri ve bazı model sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

**Anahtar Kelimeler:** Relativistik ortalama alan, bağlanma enerjisi, deformasyon, kuadrupol moment.

## Relativistic Mean Field Calculations for Ground State Nuclear Properties of Super-heavy Rf ( $Z=104$ ) Isotopes

**Abstract.** The transfermium isotopes has gained great attention in terms of experimental studies after predicting of the presence in 1960s and then starting to be synthesized in the laboratory. These super-heavy nuclei, have been studied theoretically extensively in parallel to the experimental studies. Due to the structure of the relativistic spin-orbit interaction, the RMF (Relativistic Mean Field) model including this type of interaction without requiring any additional terms is one of the theoretical model. The model is used successfully in estimation of the nuclear properties in a wide area covering the periodic table. In this study, binding energy, nuclear size, deformation parameters and quadrupole moments have been calculated for Rf isotopes and the comparisons with the experimental data and other model results have been performed.

**Keywords:** Relativistic mean field, binding energy, deformation, quadrupole moment.

### 1. GİRİŞ

Fermiyumdan ( $Z=100$ ) daha büyük atom numarasına sahip olan ve süper-ağır çekirdekler olarak adlandırılan izotopların varlığının 1960'lı yıllarda Mosel vd. [1] ve Nilsson vd. [2] tarafından öngörülmesi ve sonrasında laboratuvarlarda sentezlenmeye başlanması ile bu izotoplar deneysel çalışmalar açısından büyük ilgi görmeye başladı [3-7]. Deneysel çalışmalara paralel olarak teorik olarak süper-ağır çekirdekler yaygın bir şekilde çalışılmıştır. Bu çalışmalarda etkin bir biçimde kullanılan nükleer modellere örnek olarak makroskopik bir

\* Corresponding author. Email address: t.bayram@ymail.com

## Süper-Ağır Rf (Z=104) İzotoplarının Taban Durum Nükleer Özellikleri

model olan FRDM [8], mikroskobik bir model olan Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov [9] ve Relativistik Ortalama Alan Modeli [10-15] gösterilebilir.

DeneySEL nükleer fizikçilerin süper-ağır çekirdek sentezlenmesi için kullandığı iki yöntem vardır: Bunlar reaksiyonda kullanılan hedefe bağlı olarak sıcak veya soğuk füzyon reaksiyonları olarak adlandırılmaktadırlar. Sıcak füzyon reaksiyonlarında genel olarak aktinitler bölgesinde yer alan çekirdekler hedef olarak kullanılırken, soğuk füzyon için ise genellikle Kurşun (Pb) gibi kapalı kabuklu veya yine kapalı kabuğa sahip olmaya çok yakın Bizmut (Bi) gibi çekirdek izotopları tercih edilmektedir. Geçen yaklaşık 40 yıllık süre içerisinde deneySEL nükleer fizikçiler 114 atom numarası civarında kararlı çekirdek arayışı içerisinde oldular [16]. O günden bugüne ortalama olarak her bir veya yarım yıl içerisinde özellikle Rus ve Amerikan ortaklığı ile Rusya'nın Dubna şehrinde kurulu olan Nükleer Araştırma Merkezi, Almanya'nın Darmstadt şehrinde kurulu olan GSI Ağır-İyon Araştırma Merkezi ve Japonya'da RIKEN tarafından yeni bir izotopun keşfi duyuruldu.

Ağır çekirdekler bölgesinde, bozunum temel olarak  $\alpha$ -salımı, kendiliğinden füzyon,  $\beta^+$  ve  $\beta^-$  bozunumu şeklinde meydana gelir. İzotopun ömrü ve nasıl bir bozunuma uğrayacağı birçok faktöre bağlıdır. Çekirdeği elektrik yüklü bir sıvı damlası gibi ele alan ve nükleer modellerin en basit türü olan Sıvı Damlası Modeli en kararlı çekirdeklerin elektrik ve nükleer kuvvetlerin beraberce rol aldığı kararlılık çizgisi ve yakın civarında yer alacağını ve bunların  $\beta^-$  bozunumu açısından kararlı olduğunu öngörür. Atom yörüngesindeki elektronların yerleştirilmesi ile yakın bir benzerlikte bir kabuk içerisindeki nötron ( $N$ ) ve protonların ( $Z$ ) dizilimi nükleer kararlılık üzerine ikinci bir etken olmaktadır. Kabuk proton veya nötronlar tarafından tam olarak dolu ise en kararlı durum ortaya çıkacak bu da doğal olarak bozunuma karşı bir unsur teşkil edecektir. Bu Nükleer Kabuk Modelinin öngördüğü sihirli sayılar 2, 8, 20, 28, 50, 82 ve 126 sayıda nötron ve protona sahip çekirdekler anlamına gelmektedir. Özellikle  $^{208}\text{Pb}$  izotopunda olduğu gibi hem nötron ve hem de protonlar sayıca kabuğu tam olarak işgal etmiş iseler bu tip çekirdekler çift-sihirli çekirdekler olarak adlandırılır ve aynı çekirdeğin diğer izotopları içerisinde maksimum bağlanma enerjisine sahip olurlar. Bununla beraber süper-ağır çekirdeklerin bulunduğu bölgede sihirli sayılar ile ilgili olarak farklı nükleer modeller proton için  $Z = 114, 120$  veya  $126$ , nötronlar için ise  $N=172$  ve  $184$ 'ü öngörmektedir. Bu noktada  $\beta^-$ -kararlılık çizgisinin doğru tahmini çekirdeklerin  $\alpha$ -bozunumu ortalama yarı ömür sürelerinin doğru öngörüsü içinde önemlidir. İyi bilindiği gibi bir çekirdek izotop zincirinde  $\beta^-$ -kararlılık çizgisine yaklaşıldıkça izotoplar için bozunum süresi artmaktadır. Buraya kadar bahsedilen ayrıntılar ile ilişkili olarak süper-ağır izotopların bağlanma enerjisi, deformasyonları,  $\alpha$ -bozunum enerjileri ve  $\alpha$ -bozunumu ortalama yarı-ömür süreleri gibi nükleer özellikleri bu bölgenin iyi bir şekilde anlaşılabilmesi açısından önem teşkil etmektedir. [17-18].

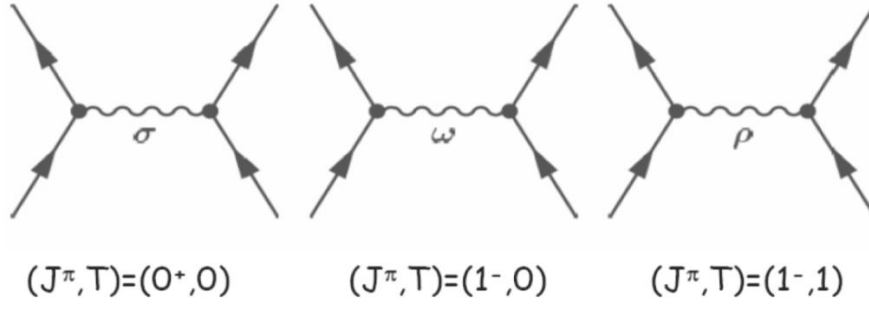
Spin-yörünge etkileşmesinin relativistik yapısından dolayı herhangi bir ilave terim gerektirmeden doğal bir biçimde bu etkileşmeyi içeren RMF modeli [19] periyodik tabloyu kapsayan geniş bir bölgede birçok çekirdek için nükleer özelliklerin tahmin edilmesinde başarılı bir şekilde kullanılmaktadır [20-24]. Bu model süper-ağır çekirdek özelliklerinin belirlenmesinde de başarılıdır [19, 25-26]. (Meng vd., 1999) hem egzotik hem de süper-ağır çekirdeklerin tanımlanmasında başarılı olduğu gösterilmiştir [12, 19].

Ernest Rutherford'un ismini taşıyan rutherfordium (Rf) elementi transaktinit olarak adlandırılan bölgenin ilk keşfedilen elementidir. Çekirdek ağırlığı açısından süper-ağır bölgede yer alan bu elementin izotopları içerisinde kararlı olanı bulunmamakta olup yapay olarak sentezlenebilmektedir. Bu izotopların kısa yarı ömürlü olması nedeni ile bu izotoplara ilişkin deneysel ölçümler zor yapılabilmektedir. Örneğin Rf izotopları için şu ana kadar kaydedilmiş deneysel yük yarıçapı ölçümleri bulunmamaktadır. Bu bağlamda bağlanma enerjisi gibi diğer nükleer özellikler açısından süper-ağır bölgede başarılı sonuçlar veren modeller ile bu çekirdeklerin nükleer özellik tablolarının oluşturulması anlamlıdır. Bu nedenle bu çalışmada RMF Modeli kullanılarak süper-ağır çift-çift Rf izotoplarının taban durum nükleer özellikleri hesaplanması amaçlanmıştır. Rf izotopları için bağlanma enerjisi, çekirdek boyutları, deformasyon parametreleri ve kuadrupol momentleri hesaplanmış ve sınırlı sayıdaki deneysel veri ve bazı model sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

## 2. RELATİVİSTİK ORTALAMA ALAN (RMF) MODELİ

RMF teorisi Walecka'nın [25] önerdiği relativistik kuantum alan teorisi olup bu modelde Dirac spinoru ile betimlenen nükleonlar mezonların değiş-tokuşu ile etkileşirler. Bu modelde, skaler  $\sigma$ -mezonu ile nükleonlar ( $\psi$ ), Yukawa terimi ( $\bar{\psi}\sigma\psi$ ) şeklinde çiftlenmekte olup, çekirdek içerisindeki güçlü çekici alan kaynağıdır. İzoskaler vektör  $\omega$ -mezonu korunumlu nükleon akımı ( $\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\omega^\mu$ ) ile nükleonlarla çiftlenip, çekirdek içerisindeki güçlü itici alanı üretir. Bunlara ek olarak elektromanyetik etkileşmeyi üretmek için izovektör akımı ve fotonlarla çiftlenmiş izovektör  $\rho$ -mezonu vardır.

## Süper-Ağır Rf (Z=104) İzotoplarının Taban Durum Nükleer Özellikleri



Şekil 2.1 RMF modelinde mezonlar ve ilişkili kuantum sayıları

$J$ ,  $\pi$  ve  $T$  sırası ile toplam açısal momentum, parite ve izospin kuantum sayılarını temsil etmek üzere dikkate alınan mezonlar ve bunlar ile ilgili kuantum sayıları Şekil 2.1’de gösterilmektedir. Bu modelde Slater determinanı formundaki  $\psi_i$  ( $i=1, \dots, A$ ) tek-parçacık spinoru ile temsil edilen  $A$  tane nükleonun bu mezon alanları içerisinde bağımsız bir şekilde (Hartree formalizmi) hareket ettiği varsayımından yola çıkıldığı için, modelin başlangıç noktası bir Lagranjiyen yoğunluğudur.  $M$ ,  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$  ve  $m_\rho$  sırasıyla nükleon,  $\sigma$ -,  $\omega$ - ve  $\rho$ -mezonun kütesini;  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$ ,  $g_\rho$  ve  $e^2/4\pi=1/137$  ise sırasıyla  $\sigma$ -,  $\omega$ -,  $\rho$ -mezonu ve foton için çiftlenim sabitleri olmak üzere Lagranjiyen yoğunluğu

$$\begin{aligned}
 L \equiv & \bar{\psi}_i \left\{ i\gamma^\mu \partial_\mu - M \right\} \psi_i \\
 & + \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - U(\sigma) - g_\sigma \bar{\psi}_i \psi_i \sigma \\
 & - \frac{1}{4} \mathbf{\Omega}^{\mu\nu} \mathbf{\Omega}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu - g_\omega \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i \omega_\mu \\
 & - \frac{1}{4} \vec{\mathbf{R}}^{\mu\nu} \vec{\mathbf{R}}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}^\mu \vec{\rho}_\mu - g_\rho \bar{\psi}_i \gamma^\mu \vec{\tau} \psi_i \vec{\rho}_\mu \\
 & - \frac{1}{4} \mathbf{F}^{\mu\nu} \mathbf{F}_{\mu\nu} - e \bar{\psi}_i \gamma^\mu \frac{(1-\tau_3)}{2} \psi_i \mathbf{A}_\mu
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

dür. Standart Walecka modeli sadece  $\sigma$  ve  $\omega$  mezonlarını dikkate alır ve lineer bir modeldir. Denklem (2.1) ile verilen Lagranjiyen ifadesinde yer alan  $\rho$ -mezonu ile ilişkili terimler asimetrik çekirdeğin daha iyi bir tanımı için ilave edilir. Ayrıca standart Walecka modelinde sıkıştırılmazlık (K) çok büyük olduğundan çekirdek yüzey özelliklerinin iyi bir biçimde

betimlenebilmesi için  $\sigma$ -mezonunun lineer olmayan bir potansiyel içerisinde hareket ettiği varsayımından yola çıkılarak türetilmiş olan  $U(\sigma)$  terimi

$$U(\sigma) = \frac{1}{2} m_\sigma \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 \quad (2.2)$$

ile verilir [26]. Bu haliyle model lineer olmayan Walecka modeli olarak adlandırılmaktadır. Denklem (2.2) ile verilen ifadede  $g_2$  ve  $g_3$  çiftlenim sabitleri etkin bir yoğunluk bağımlılığı olup nükleer yüzeyin uygun tanımı için deneysel verilerden ayarlanır. Vektör mezonlar ve elektromanyetik alan için alan tensörleri,

$$\begin{aligned} \Omega^{\mu\nu} &= \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu \\ \vec{R}_{\mu\nu} &= \partial^\mu \vec{\rho}^\nu - \partial^\nu \vec{\rho}^\mu - g_\rho (\vec{\rho}^\mu \times \vec{\rho}^\nu) \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

şeklindedir.

Klasik relativistik alan teorisi çerçevesinde alanlar,  $q_i = \phi, V, \psi$  kuantum sayıları ile temsil edilirler. Alanların dinamiği, Lagranjiyen yoğunluğu  $L(q, \partial_\mu q, t)$  olmak üzere varyasyon ilkesi,

$$\delta \int dt L = \delta \int d^4 x L(q_i, \partial_\mu q_i, t) = 0 \quad (2.4)$$

ile verilir. Alanların Euler-Lagrange denklemleri

$$\partial_\mu \left( \frac{\partial L}{\partial (\partial_\mu q_i)} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (2.5)$$

ile verilir. Denklem (2.1) ile verilen Lagranjiyen yoğunluğu denklem (2.5) ile verilen Euler-Lagrange denkleminde kullanıldığında, alanlar ile ilişkili hareket denklemleri elde edilir. Bu hareket denklemleri, nükleonları betimleyen Dirac denklemi ve Mezonları betimleyen Klein-Gordon denklemleridir. Bu denklemlerin iteratif süreç kullanılarak yapılan çözümü, Bayram [17] çalışmasında ayrıntılı bir biçimde irdelenmektedir.

### 3. HESAPLAR ÜZERİNE SAYISAL DETAYLAR

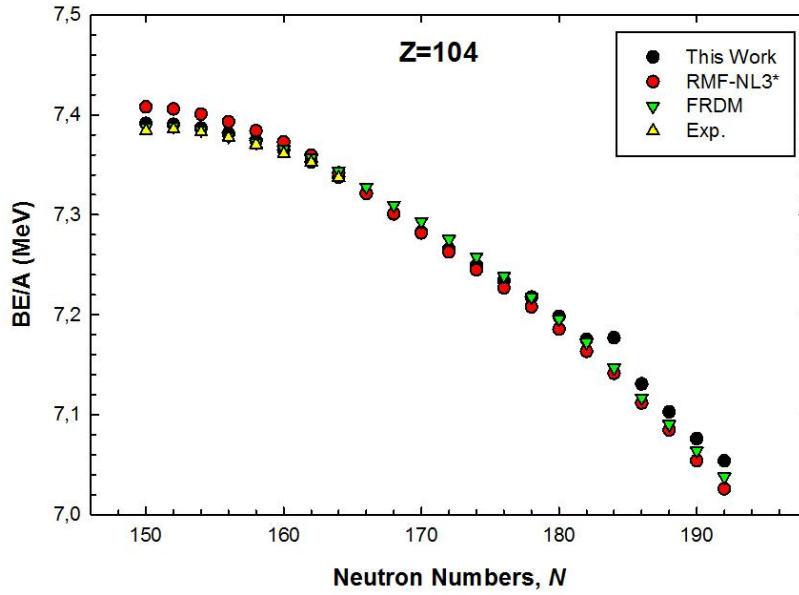
Çekirdeklerin taban durum özelliklerini tanımlayabilmek için ortalama alan yaklaşımı çerçevesinde mezon alan operatörleri beklenen değerleri ile yer değiştirirler. Böylece A tane nükleon, klasik mezon alanlarında bağımsız bir şekilde hareket eden tek-parçacık spinorlarının ( $\psi_i$ ) Slater determinantı  $|\phi\rangle$  ile tanımlanır ve mezon alanlarının kaynakları nükleon akım ve yoğunlukları ile tanımlanır.

RMF Modeli Denklem (2.1) ile verilen fenomenolojik Lagranjiyen yoğunluğundan hareketle çekirdekler için hareket denklemlerini verir. Bundan dolayı bu Lagranjiyen yoğunluğunda yer alan ve  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$  ve  $m_\rho$  ile temsil edilen  $\sigma$ -,  $\omega$ - ve  $\rho$ -mezonu kütleleri ile ve mezon alanlarının lineer olmayan çiftlenim sabitleri  $g_\sigma$ ,  $g_\omega$  ve  $g_\rho$  ile Denklem (2.2)'de açık formu verilen lineer olmayan potansiyel içerisinde yer alan  $g_2$  ve  $g_3$  sabitleri, nükleer madde özellikleri dikkate alınarak bazı çift sihirli sayıda nükleona sahip çekirdeklerin deneysel verilerine göre belirlenmektedir. Bu sabitlerden nükleon kütlesi ve mezon kütleleri deneysel sonuçlardan alınmakta ve geriye deneysel sonuçlara göre ayarlanması için sadece beş parametre kalmaktadır. Bu şekilde belirlenen parametreler seti Lagranjiyen parametre seti veya etkin etkileşme seti olarak adlandırılmaktadır. Etkileşmeye ele alış şekli ile yoğunluk bağımlı ve nokta çiftlenimli etkileşme türleri de bulunmaktadır. Bu çalışmada, Rf izotopları için PC1, PK1, DDME2 ve NL-Z2 etkileşme setleri dikkate alınmış olup taban durum bağlanma enerjileri açısından deneysel sonuçlara daha yakın sonuçlar veren NL-Z2 etkileşme seti sonuçları dikkate alınmıştır.

### 4. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Herhangi bir fiziksel sistemin kararlı olarak adlandırılabilmesi için sistemin minimum enerji durumunda olması gereklidir. Çekirdeğin kararlı olarak adlandırılması da çekirdeğin minimum enerji durumunda olmasını gerektirir. Bilindiği gibi çekirdeklerin çoğu deforme şekle sahiptirler. Bu çalışmada Rf çekirdeklerinin taban durum bağlanma enerjileri RMF Modeli ile hesaplandığından ve süper-ağır bölgedeki çekirdeklerin iyi deforme oldukları bazı deneysel sonuçlardan bilindiğinden hesaplamalar Rf izotoplarının eksenel deforme olduğu varsayımı dikkate alınarak yapılmıştır. Bu çerçevede Rf çekirdeklerinin prolate veya oblate şekilli simetrisi için RMF hesaplamaları yapılmış ve bunlar içerisinde en düşük enerjili şekil baz alınmıştır. Şekil 4.1'de, Rf izotopları için RMF Modeli çerçevesinde NL-Z2 [27] etkileşme seti kullanılarak hesaplanmış nükleon başına bağlanma enerjileri ( $BE/A$ ) gösterilmektedir. Ayrıca daha önce RMF modeli çerçevesinde NL3\* [28] etkileşme seti ile hesaplanmış RMF sonuçları

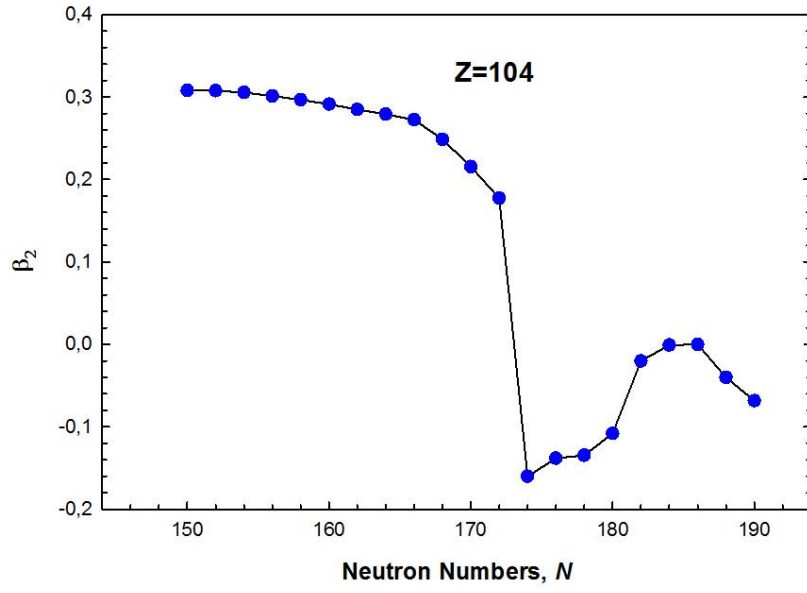
[15], Sıvı Damlası Modeli (FRDM) sonuçları [8] ve ulaşılabilir deneysel veriler [29] karşılaştırma amacı ile gösterilmektedir. Deneysel veriler ile karşılaştırıldığında bu çalışma ile ortaya çıkan  $BE/A$  sonuçları ve FRDM tahminlerinin deneysel veriler ile maksimum 0.05 MeV'lik farkla iyi bir uyum sergilediği görülmektedir. Bu çalışmada  $N=184$ 'de gözlemlenen tek seferlik ve ani değişim ise bu modele göre sihirli nötron sayısının  $N=184$  olduğu anlamına gelmektedir. Benzer durum Şekil 4.2'de ortaya çıkmaktadır. Şekil 4.2, Rf izotopları için RMF ile hesaplanmış deformasyon parametresini  $\beta_2$  nötron sayısının bir fonksiyonu olarak gösteriyor.



Şekil 4.1 Rf izotopları için nükleon başına bağlanma enerjileri.

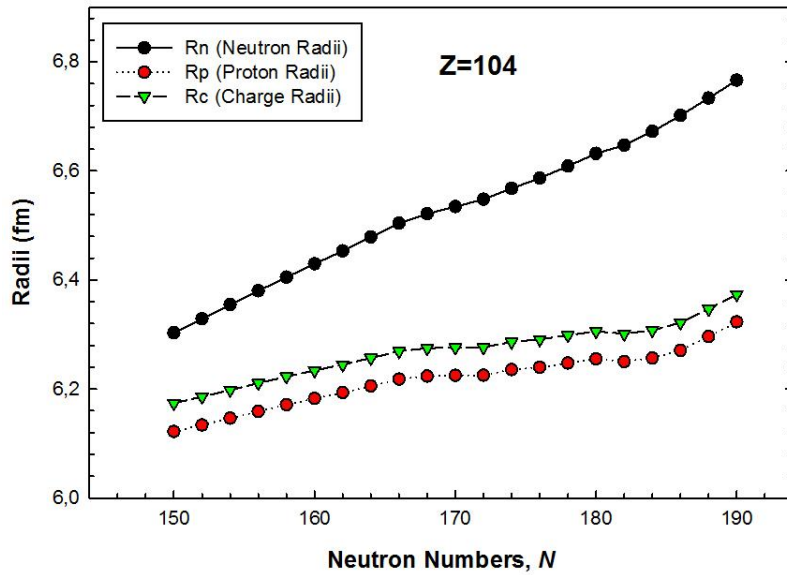
Kuadrupol deformasyon parametresi  $\beta_2$  değerlerinin,  $N=182$  ile  $N=186$  değerleri arasında sıfır değerine yakın olması bu bölgede çekirdeğin deforme şekilden daha ziyade küresel bir formda ortaya çıktığını ifade etmektedir. Küresel çekirdekler sihirli nükleon sayısına sahip olduklarından, Şekil 4.2, RMF Modelinin süper-ağır bölgede sihirli nötron sayısı olarak  $N=184$ 'ü öngördüğü sonucuna ulaşmak mümkündür.  $N=184$ 'e yaklaşırken deformasyon parametresinin negatif çıkması çekirdeğin oblate şekle sahip olduğu anlamına gelmektedir.

## Süper-Ağır Rf (Z=104) İzotoplarının Taban Durum Nükleer Özellikleri



Şekil 4.2 Rf izotopları için RMF Modeli ile hesaplanan kuadrupol deformasyon parametresi  $\beta_2$ .

Şekil 4.3’de, NL-Z2 etkileşme parametreleri kullanılarak Rf izotopları için RMF Modeli ile hesaplanmış nötron, proton ve yük yarıçapları gösterilmektedir. Literatürde bu çekirdekler için ölçülmüş herhangi bir yarıçap değeri bulunmamaktadır. Şekil 4.3’de görüldüğü gibi nötron sayısı arttıkça nötron yarıçapı beklenildiği gibi proton ve yük yarıçapına göre daha hızlı bir artış göstermektedir.  $N=170$ ’den  $N=184$  arasında yük yarıçapı ve proton yarıçapındaki değişimindeki artışın azalması sihirli nötron sayısına yaklaşıldığının bir başka ifadesi olarak düşünülebilir.



Şekil 4.3 Rf izotopları için RMF Modeli ile hesaplanan nötron, proton ve yük yarıçapları.



Tablo 4.1’de, NL-Z2 etkileşme parametreleri kullanılarak Rf izotopları için RMF Modeli ile hesaplanmış nötron, proton ve yük yarıçapları gösterilmektedir. Literatürde bu çekirdekler için ölçülmüş herhangi bir yarıçap değeri bulunmamaktadır. Şekil 4.3’de görüldüğü gibi nötron sayısı arttıkça nötron yarıçapı beklenildiği gibi proton ve yük yarıçapına göre daha hızlı bir artış göstermektedir.  $N=170$ ’den  $N=184$  arasında yük yarıçapı ve proton yarıçapındaki değişimindeki artışın azalması sihirli nötron sayısına yaklaşıldığının bir başka ifadesi olarak düşünülebilir.

**Tablo 4.1** RMF-NL-Z2 Modeli çift-çift Rf çekirdekleri için hesaplanmış taban durum nükleer özellikler listesi

A	BE/A,MEV	BE/A <sup>exp</sup> ,MEV	R <sub>p</sub> ,fm	R <sub>n</sub> ,fm	R <sub>c</sub> ,fm	β <sub>2</sub>
254	7.3911	7.384	6.1219	6.3030	6.1740	0,3078
256	7.3902	7.385	6.1338	6.3285	6.1857	0,3075
258	7.3865	7.383	6.1463	6.3544	6.1982	0,3054
260	7.3810	7.377	6.1589	6.3798	6.2106	0,3012
262	7.3740	7.37	6.1711	6.4051	6.2227	0,2966
264	7.3645	7.361	6.1824	6.4295	6.2340	0,2912
266	7.3526	7.352	6.1933	6.4533	6.2447	0,2847
268	7.3374	7.337	6.2054	6.4787	6.2567	0,2791
270	7.3211		6.2178	6.5042	6.2690	0,2723
272	7.3007			6.2235	6.5213	6.2747
0,2486						
274	7.2826		6.2249	6.5346	6.2761	0,2154
276	7.2655		6.2251	6.5478	6.2763	0,1772
278	7.2494		6.2353	6.568	6.2864	-0,1602
280	7.2339		6.2398	6.5866	6.2909	-0,1382
282	7.2175		6.2474	6.6087	6.2984	-0,1346
284	7.1980		6.2551	6.6319	6.3060	-0,1082
286	7.1752		6.2502	6.6470	6.3012	-0,0202
288	7.1767		6.2567	6.6724	6.3076	-0,0008
290	7.1305		6.2707	6.7015	6.3215	-0,0002
292	7.1025		6.2960	6.7336	6.3466	-0,0402
294	7.0759		6.3231	6.7663	6.3735	-0,0685
296	7.0536		6.4865	6.9217	6.5357	0,4056

Bu çalışmada Relativistik Ortalama Alan Modeli çerçevesinde NL-Z2 etkileşme seti kullanılarak çift-çift Rf çekirdekleri için nükleer taban durum özellikleri hesaplanmıştır. Bu hesaplamalarda aksenal deforme durumlar dikkate alınarak en olası taban durum sonuçları dikkate alınmıştır. Nükleon başına bağlanma enerjileri, nötron, proton ve yük yarıçapları ile çekirdek kuadrupol deformasyon parametreleri bir tabloda sunulmuştur. BE/A için RMF Modelinin deneyle iyi bir uyum içerisinde olduğu ve sihirli nötron sayısı olarak süper-ağır bölgede bu modelin  $N=184$ ’ü öngördüğü ortaya çıkarılmıştır.

## KAYNAKLAR

- [1] U. Mosel ve W. Greiner, 1969. Shell Structure of Superheavy Nuclei in Self-consistent Mean-field Models, Zeitschrift Für Physik, 222, 261-282.
- [2] S. G. Nilsson vd., 1969. On the Nuclear Structure and Stability of Heavy and Superheavy Elements, Nucl. Phys. A, 131, 1-66.
- [3] R. C. Barber vd., 1991. Discovery of the Transfermium Elements, Pure and Applied Chemistry, 63, 879-886.
- [4] U. Hofmann ve P. Ring, 1988. A New Method to Calculate Magnetic Moments in Relativistic Mean Field Theories, Phys. Lett. B, 214, 307-311.
- [5] S. Hofmann vd., 1995. Production and Decay of 269110, Zeitschrift Für Physik A: Hadrons and Nuclei, 350, 277-280.
- [6] Yu Ts Oganessian vd., 1999. Synthesis of Superheavy Nuclei in the 48Ca + 244Pu Reaction, Phys. Rev. Lett, 83, 3154-3157.
- [7] Yu Ts Oganessian vd., 2010. Synthesis of a New Element with Atomic Number Z=117, Phys. Rev. Lett, 104, 142502.
- [8] P. Möller vd., 1995. Nuclear Ground-state Masses and Deformations, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 59, 185-361.
- [9] S. Cwiok, W. Nazarewicz ve P. H. Heenen, 1999. Structure of odd-N Superheavy Elements, Phys. Rev. Lett, 83, 1108-1111.
- [10] M. Bender, 2000. A-decay Chains of  $^{289}_{175}114$  and  $^{293}_{175}118$  in the Relativistic Mean-Field Model, Phys. Rev. C, 61, 031302.
- [11] Z. Ren, 2002. Deformed Relativistic Mean-field Calculations on the Properties of Superheavy Nuclei, Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences, 3-1, 195-200.
- [12] Z. Ren vd., 2003. Theoretical Study on the Properties of Some Superheavy Nuclei, Nucl. Phys. A, 722, 543-547.
- [13] W. Zhang vd., 2005. Magic Numbers for Superheavy Nuclei in Relativistic Continuum Hartree-Bogolyubov Theory, Nuclear Physcis A, 753, 106-135.
- [14] A. H. Yılmaz ve T. Bayram, 2011. Axially Deformed Relativistic Mean Field Calculations on the Properties of Isotopic Chain of Super-Heavy Hs Nuclei, Balkan Physics Letters, 19, 85-94.
- [15] T. Bayram ve A. H. Yılmaz, 2013. Table of Ground State Properties of Nuclei in the RMF model, Modern Physics Letters A, 28, 1350068.
- [16] S. Hofmann, 2010. Viewpoint: Exploring the Island of Superheavy Elements, Physics, 3, 31.
- [17] T. Bayram, 2012. Doktora Tezi: Relativistik Ortalama Alan Modelinde Çekirdek Taban Durum Özellikleri, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- [18] T. Bayram, S. Akkoyun ve S. O. Kara, 2013. A-decay half-life calculations of superheavy nuclei using artificial neural networks, Journal of Physics: Conference Series, 490, 012105.
- [19] P. Ring, 1996. Relativistic Mean Field Theory in Finite Nuclei, Progress in Particle and Nuclei Physics, 37, 193-263.
- [20] A. H. Yılmaz ve T. Bayram, 2011. A Detailed Investigation on the Ground-state Nuclear Properties of Even-even Mo Isotopes by Using the Relativistic Mean Field Approach, Journal of the Korean Physical Society, 59, 3329-3336.

- [21] A. H. Yılmaz, T. Bayram, M. Demirci ve B. Engin, 2010. Ground-State Properties of Some Rare Earth Nuclei in Relativistic Mean Field Theory. *Azerbaijan Journal of Physics: Fizika* 16, 544-546.
- [22] T. Bayram ve S. Akkoyun, 2013. An analysis E(5) shape phase transitions in Cr isotopes with covariant density functional theory, *Physica Scripta*, 87, 065201.
- [23] T. Bayram ve A. H. Yılmaz, 2012. Deforme 166Gd Çekirdeğinde Sözdspin Çiftlerinin Özellikleri, *Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi*, 33, 8-24.
- [24] T. Bayram ve A. H. Yılmaz, 2013. Relativistik ortalama alan modelinde 48Ca, 132Sn ve 208Pb çekirdeklerinin tek-parçacık enerjileri, *Marmara Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi*, 25, 16-23.
- [25] J.D. Walecka, 1974. A Theory of Highly Condensed Matter. *Annals of Physics* 83, 491-529.
- [26] J. Boguta ve A.R. Bodmer, 1977. Relativistic Calculation of Nuclear Matter and the Nuclear Surface. *Nucl. Phys. A* 292, 413-428.
- [27] T. J. Bürvenich vd., 2002. A relativistic point coupling model for nuclear structure calculations, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, 146, 130-134.
- [28] G.A. Lalazissis, S. Karatzikos, R. Fossion, A.D. Pena, A.V. Afanasjev ve P. Ring, 2009. The Effective Force NL3 revisited. *Phys. Lett. B* 671, 36-41.
- [29] G. Audi, A.H. Wapstra ve C. Thibault, 2003. The AME2003 Atomic Mass Evaluation. *Nucl. Phys. A* 729, 337-676.