



## **NÖTRON-PROTON ÇİFT ETKİLEŞMESİ VE ÇİFT-ÇİFT NADİR TOPRAK ÇEKİRDEKLERİNİN EYLEMSİZLİK MOMENTLERİ**

Abdullah Engin Çalık, Coşkun Deniz, Murat Gerçeklioğlu \*

Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Fizik Bölümü, 35100, Bornova, İZMİR

Bu çalışmada, BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer) modeli çerçevesinde basit bir yaklaşım yapılarak, ağır çekirdeklere nötron-proton arasındaki çift etkileşmenin olası etkileri incelenmektedir. Bu etki, deforme çift-çift çekirdeklerin eylemsizlik momentlerinin hesaplanmasıyla gerçekçi bir şekilde araştırılmaktadır. Hesaplamalar, nadir toprak çekirdeklerinin eylemsizlik momentlerinin önemli bir biçimde değiştiğini ve deneysel değerler ile uyum içinde olduğunu göstermektedir.

**Anahtar Kelimeler:** Nötron-Proton Çift Etkileşmesi, Eylemsizlik Momenti, BCS Modeli

### **THE NEUTRON-PROTON PAIRING AND THE MOMENTS OF INERTIA OF THE RARE EARTH EVEN-EVEN NUCLEI**

In this study, the possible effect of the neutron-proton pairing interaction in the heavy nuclei has been investigated in the framework of the BCS model by making a simple approximation. This effect has been searched realistically by calculating the moments of inertia of deformed even-even nuclei. Calculations show that the moments of inertia of rare earth nuclei changed dramatically and approached the experimental values.

**Keywords:** Neutron-Proton Pairing, Moments of Inertia, BCS Model

---

\* murat.gerceklioglu@ege.edu.tr

## 1. GİRİŞ

Aynı cins nükleonlar arasındaki çift etkileşmeler son kırk yıldır kapsamlı bir biçimde çalışılmaktadır [1,2]. Orta ve ağır çekirdeklerde, nötron ve proton Fermi seviyelerinin enerji farklarına bağlı olarak nötron-proton (np) çift etkileşmesi uzun yıllar ihmal edilmesine rağmen, bu alanda yeni teorik çalışmalar vardır [3]. Bununla birlikte, nükleer yapı fiziğindeki son yıllardaki gelişmeler, orta ve ağır çekirdeklerde nötron-proton çift etkileşmesini göz önüne almayarak önemli gelişmeler yapmanın zor olduğunu göstermektedir. Son zamanlarda bu başlık, radyoaktif bozunmalarla  $N=Z$  olan yeni çekirdeklerin yapay olarak elde edilmesiyle daha çok tartışılır hale gelmiştir [4]. Aynı cins nükleonlar arasındaki çift etkileşmeden farklı olarak, np çift etkileşmesi  $T=0$  ve  $T=1$  olan iki farklı kanalda olabilir.  $T=0$  ve  $T=1$  kanallarının karşılıklı etkileşmesi son zamanlarda,  $N=Z$  olan çekirdekler için genelleştirilmiş BCS formalizmini kullanarak şematik modellerle çalışılmıştır [5-12]. Bu çalışmalardan bazılarında göre np çift etkileşmesi sadece  $N \cong Z$  olan çekirdeklerde etkilidir [7,8]. Bu çalışmaların sonuçları, ağır çekirdeklerde np çift etkileşmesinin etkisinin ihmal edilebilir seviyede olduğunu göstermektedir. Bunun yanında başka çalışmalar,  $N>Z$  olan çekirdekler için  $T=0$  np çift etkileşmesinin etkili olduğunu iddia etmektedir ve beta ve çift beta bozunmalarının bazıları  $T=0$  np çift etkileşmesi tarafından etkilenmektedir [13]. Bununla birlikte, başka çalışmalar da  $T=0$  np çift etkileşmesinin bulunmadığını iddia etmektedir [14,15]. Böylece, çift etkileme formalizminin genelleştirilmiş versiyonları çelişkili sonuçlar vermektedir. Genelleştirilmiş BCS ile ilgili dikkat çekici olan durum, bu konuda önceden yapılmış kötümser görüşlerin olmasıdır [16]. Bu görüşlere göre, Bogolyubov dönüşümü tarafından tek-tek çekirdekler ile çift-çift çekirdek dalga fonksiyonlarının karışımı yapılmaktadır. Genelleştirilmiş kuazi-parçacıkların vakumları çift-çift ve tek-tek çekirdekler için çok farklı enerji spektrumuna sahiptir. Özetle, np çift etkileşmesi için mevcut durum kesin değildir.

Bu çalışmanın amacı, np çift etkileşmesinin etkisini  $N>Z$  olan çekirdekler için eylemsizlik momentleri üzerinde incelemektir.

## 2. NÖTRON-PROTON ÇİFT ETKİLEŞMESİ İÇİN BİR YAKLAŞIM

Deforme çift-çift çekirdekler için Hamiltoniyen aşağıdaki gibi gözönüne alınabilir,

$$H = H_n + H_p + H_{np}. \quad (1)$$

Burada  $H_n$  ve  $H_p$  sırasıyla nötron ve proton ve  $H_{np}$  ise np çift etkileşmesi için Hamiltoniyendir.  $H_n$  ve  $H_p$  niceliklerinin her ikisi de çift etkileşmeyi içerir. Nötron için ikinci kuantumlanma temsili şu şekilde verilir,

$$H_n = \sum_{v\sigma} (E_v - \lambda_v) a_{v\sigma}^+ a_{v\sigma} - G_n \sum_{vv'} a_{v\sigma}^+ a_{v'-\sigma}^+ a_{v'-\sigma} a_{v\sigma}. \quad (2)$$

Benzer ifade proton içinde yazılabilir. Burada  $a_{v\sigma}^+$  ( $a_{v\sigma}$ ), tek nükleon durumları için yaratma (yoketme) operatörleridir. (2) denkleminde  $G_n$ , nötronlar arasındaki çift etkileşmenin güç parametresidir. np çift etkileşmesinin ikinci kuantumlanma gösterimi aşağıdaki gibidir,

$$H_{np} = \sum_{v\bar{v}'\pi'\sigma\sigma'} \langle v\sigma, \pi - \sigma | V | v'\sigma', \pi' - \sigma' \rangle a_{v\sigma}^+ a_{\pi-\sigma}^+ a_{\pi'-\sigma'} a_{v'\sigma'}. \quad (3)$$

Burada  $V$ , iki nükleon etkileşme potansiyelini ve  $v$  ve  $\pi$ , sırasıyla nötron ve proton tek parçacık durumlarını temsil eder. Bundan başka,  $\sigma = \pm 1$  bu durumların zaman değişmezliği altında eşlenik olmasını temsil eder. Eğer toplam, spin durumu  $\sigma'$  üzerinden yapılırsa bu Hamiltoniyen iki kısma ayrılarak yazılabilir. Çünkü sadece iki olasılık vardır;  $\sigma' = \sigma$  ve  $\sigma' = -\sigma$ ,

$$H_{np} = H_{np}^1 + H_{np}^2. \quad (4)$$

Bu Hamiltoniyenin kısımları,

$$H_{np}^1 = \sum_{v\bar{v}'\pi'} \langle v\sigma, \pi - \sigma | V | v'\sigma, \pi' - \sigma \rangle a_{v\sigma}^+ a_{\pi-\sigma}^+ a_{\pi'-\sigma} a_{v'\sigma} \quad (5)$$

ve

$$H_{np}^2 = \sum_{v\bar{v}'\pi'} \langle v\sigma, \pi - \sigma | V | v'-\sigma, \pi' \sigma \rangle a_{v\sigma}^+ a_{\pi-\sigma}^+ a_{\pi'\sigma} a_{v'-\sigma} \quad (6)$$

şeklinindedir. Fermiyon anti-komütasyon bağıntıları kullanılarak,

$$\{a_{v\sigma}^+, a_{v'\sigma'}\} = \delta_{vv'} \delta_{\sigma\sigma'}, \quad \{a_{v\sigma}, a_{v'\sigma'}\} = 0, \quad \{a_{v\sigma}^+, a_{v'\sigma'}^+\} = 0, \quad (7)$$

(5) ve (6) denklemlerindeki yaratma ve yoketme operatörleri aşağıdaki gibi düzenlenebilir,

$$\begin{aligned} a_{v\sigma}^+ a_{\pi-\sigma}^+ a_{\pi'-\sigma} a_{v'\sigma} &= a_{v\sigma}^+ a_{v'\sigma} a_{\pi-\sigma}^+ a_{\pi'-\sigma} \\ a_{v\sigma}^+ a_{\pi-\sigma}^+ a_{\pi'\sigma} a_{v'-\sigma} &= a_{v\sigma}^+ a_{v'-\sigma} a_{\pi-\sigma}^+ a_{\pi'\sigma} \end{aligned} \quad (8)$$

Şimdi, parçacıkların bulunma olasılığı üzerine  $np$  çift etkileşmenin etkisi incelenebilir. Bunun için [17]'deki fikir kullanılırsa yani, tek parçacık yanında ve olağan çift etkileşme Hamiltoniyeni farzedilirse,  $np$  etkileşmesi zayıf rezidüel kuvvet olur. [17]'de, (1) denklemindeki Hamiltoniyende, nötronlar ve protonlar için ayrı ayrı Bogolyubov dönüşümünün kullanıldığı açıkça belirtilmiştir,

$$a_{v\sigma}^+ = u_v \alpha_{v-\sigma}^+ + \sigma v_\sigma \alpha_{v\sigma},$$

$$a_{v\sigma} = u_v \alpha_{v-\sigma} + \sigma v_\sigma \alpha_{v\sigma}^+.$$

Varyasyonel metod kullanılarak, tek kuazi-parçacık modelin yeni bulunma olasılıkları elde edilebilir. Hamiltoniyen (6)'nın bulunma olasılıklarına katkısının olmadığı basitçe gösterilebilir. Nötronların aşağıda verilen ortalama alan enerjisine renormalizasyon olarak bütün katkı Hamiltoniyen (5)'ten gelmektedir,

$$\bar{E}_v = E_v - \lambda_n - Gv_v^2 - \sum_{v\bar{v}'\pi'} \langle v\sigma, \pi - \sigma | V | v'\sigma, \pi - \sigma \rangle v_\pi^2. \quad (9)$$

Böylece, BCS modelin kuazi-parçacık enerjileri ve bulunma olasılıkları np çift etkileşmenin etkisi tarafından değiştirilmiştir. (9)'da, çift etkileşmenin matris elemanı aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\langle \nu\sigma, \pi - \sigma | V | \nu'\sigma, \pi' - \sigma \rangle \cong \delta_{j,0} F(nl).$$

Burada  $F(nl)$ , matris elemanlarının açısal ve radial kısmıdır,

$$F(nl) = \int \Psi_{\nu\sigma}^{nl*} \Psi_{\pi-\sigma}^{nl*} V(\bar{r}_n - \bar{r}_p) \Psi_{\nu'\sigma}^{nl} \Psi_{\pi'-\sigma}^{nl} r^2 \sin\theta dr d\theta d\varphi.$$

Eğer yaklaşım için, iki-nükleon etkileşme potansiyeli çekici bir potansiyel olarak düşünülürse,

$$V = V_0 \delta(\bar{r}) = V_0 \delta(\bar{r}_1 - \bar{r}_2)$$

olur. Bu durumda, matris elemanının etkisi sadece dalga fonksiyonunun radyal kısımlarına bağlı olur;

$$\langle \nu\sigma, \pi - \sigma | V | \nu'\sigma, \pi' - \sigma \rangle \cong \int \Psi_{\nu\sigma}^* \Psi_{\pi-\sigma}^* V(\bar{r}_1 - \bar{r}_2) \Psi_{\nu'\sigma} \Psi_{\pi'-\sigma} dr_1 dr_2.$$

Eğer matris elemanı geleneksel formda yazılırsa, ortalama alana np çift etkileşmesinden gelen renormalizasyon terimi aşağıdaki hali alır,

$$\langle \nu\sigma, \pi - \sigma | V | \nu'\sigma, \pi' - \sigma \rangle v_\pi^2 = -G(v\bar{\pi}v'\bar{\pi}') v_\pi^2. \quad (10)$$

Burada,

$$G(v\bar{\pi}v'\bar{\pi}') = \int \Psi_{\nu}^*(r) \Psi_{\bar{\pi}}^*(r) \Psi_{\nu'}(r) \Psi_{\bar{\pi}'}(r) r^2 dr \quad (11)$$

şeklinindedir. Burada önemli olan nokta, (11) denklemindeki np çift etkileşme matris elemanlarının benzer nükleonlar için sabit olarak düşünülemezdir. [17]'de olduğu gibi bütün matris elemanlarını sabit olarak almak doğru bir yaklaşım değildir. Çünkü farklı seviyelerdeki benzer olmayan nükleonların eşdeğer seviyelerdekilere göre örtüşmeleri daha küçüktür. Gerçekten, dalga fonksiyonları np çift etkileşmesinde olduğu gibi iki farklı Schrödinger denkleminin çözümü olduktan sonra, eşdeğer seviyelerin dalga fonksiyonlarının birbirleri ile örtüşmeleri, benzer nükleonların birbirleri ile örtüşmelerinden daha küçüktür ve benzer olmayan nükleonların dalga fonksiyonları rastgele faza sahip olur. Sonuç olarak,

$$G(v \neq \pi) \ll G(v = \pi)$$

olur ve (9)'daki ortalama alan enerjisi aşağıdaki gibi olmalıdır,

$$\bar{E}_\nu = E_\nu - G_n v_\nu^2 - G_{np} (v = \pi) v_\pi^2. \quad (12)$$

Böylece sadece eşdeğer seviyedeki protonlar (nötronlar), nötronların (protonların) ortalama alan potansiyeline renormalize olurlar. Sonuçta, doğru hesaplama için np çift etkileşme etkisinin sadece köşegen matris elemanları hesaba katılmalı, köşegen harici elemanlar ihmal edilmelidir.

### 3. DEFORME ÇEKİRDEKLERİN EYLEMSİZLİK MOMENTİ

BCS formalizmi çerçevesinde, eylemsizlik momentinin dönen çekirdeğin crank modelinde hesaplanan teorik değerleri azalmakta ve deneysel değerlere yakınlaşmaktadır [18,19]. Bununla birlikte, BCS teorisi tarafından yapılan hesaplar teorik değerleri çok fazla azaltmaktadır. Crank modelin BCS teorisi tarafından elde edilen eylemsizlik momentinin teorik değeri deneysel değerlere göre %10-40 daha küçüktür. Şimdiye kadar teorik ve deneysel sonuçların eş mertebede olması için yapılan birçok çalışma tam anlamıyla başarılı olamamıştır [20-40]. Eylemsizlik momentini üzerine şimdiye kadar yapılan çalışmalar, [36-39] hariç, np çift etkileşmesini içermemektedir.

Bu çalışmada, nadir toprak elementleri bölgesindeki deforme çift-çift çekirdeklerin eylemsizlik momentleri aşağıdaki formüle göre hesaplanmıştır,

$$J = 2\hbar^2 \sum_v \frac{|\langle v | J_x | v' \rangle|^2}{\varepsilon_v + \varepsilon_{v'}} (u_v v_{v'} - u_{v'} v_v)^2. \quad (13)$$

Burada, sırasıyla bulunma olasılıkları ve kuazi-parçacık enerjileri aşağıdaki gibi alınmıştır,

$$v_v^2 = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{E_v - \lambda_n - Gv_v^2 - G_{np}v_\pi^2}{\varepsilon_v} \right), \quad u_v^2 = 1 - v_v^2, \quad (14)$$

$$\varepsilon_v = \sqrt{(E_v - \lambda_n - Gv_v^2 - G_{np}v_\pi^2)^2 + \Delta_n^2}. \quad (15)$$

Hesaplamalar için ilk önce np çift etkileşmesini içermeyen olağan BCS denklemleri çözülmüş, daha sonra ortalama alan enerjilerinde np çift etkileşmenin etkisi hesaplara dahil edilmiştir ve np çift etkileşmesini içeren modifiye edilmiş BCS denklemleri tekrar çözülmüştür,

$$N = 2 \sum v_v^2, \quad \Delta = G \sum u_v v_v. \quad (16)$$

Teorik formalizmin detayları, nötron-proton çift etkileşmesi için yaklaşım ve aktinit çekirdekler için eylemsizlik momentleri sonuçları [37]'de verilmiştir.

### 4. HESAPLAMALAR VE TARTIŞMA

Sayısal sonuçları elde ederken, matris elemanlarını kolayca ifade edebilmek için [16]'daki tek parçacık Hamiltoniyeni kullanılmış ve özvektörlerin asimtotik bazı tercih edilmiştir. Hesaplarda Hamiltoniyen parametreleri olarak,

$$\mu = \frac{2D}{C}, \quad \chi = -\frac{C}{2\hbar\omega_0} \quad (17)$$

alınmıştır. Burada,

$$\hbar\omega_{00} = 41A^{-1/3},$$

şeklindedir. Nötron ve proton için  $\mu$  ve  $\chi$  'nin değerleri aşağıdaki gibidir,

$$\begin{aligned} \mu_p &= 0.60 & \chi_p &= 0.0637 \\ \mu_n &= 0.42 & \chi_n &= 0.0637 \end{aligned} \quad (18)$$

Hesaplamaların tamamında [41]'deki deformasyon değerleri alınmıştır. Ayrıca nötron ve proton için  $N = 4, 5$  and  $6$  kabukları (her biri için  $64$  seviye) hesaba katılmıştır. Eylemsizlik momentinin deneysel değerleri [32]'den alınmıştır. Eylemsizlik momentinde  $np$  çift etkileşmenin etkisini karşılaştırabilmek için iki yol izlenmiştir: İlk olarak,  $np$  çift etkileşme etkisinin matris elemanının bütün terimleri ( $J_{np1}$ ) göz önüne alınmış, ikinci olarak sadece köşegen matris elemanları ele alınmış ( $J_{np2}$ ), diğerleri ihmal edilmiştir. Ayrıca,  $G_{np}$  güç sabiti için  $nn$  ve  $pp$  çift etkileşim güç sabitlerinin aritmetik ortalaması alınmıştır.

Çizelge 1'de, birinci sütunda eylemsizlik momenti için  $np$  çift etkileşmesinin olmadığı teorik değerler verilmiştir. İkinci sütun  $np$  çift etkileşmeli  $J_{np1}$  'i, üçüncü sütun gene  $np$  çift etkileşmeli  $J_{np2}$  'yi ve son sütunda deneysel sonuçları temsil etmektedir.

Çizelge 1'in birinci ve ikinci sütununda hesaplanan değerlerden, ikinci sütundaki  $J_{np1}$  durumunu ifade eden  $np$  çift etkileşmesinin etkisinin ihmal edilebilecek seviyede küçük olduğu görülmektedir. Üçüncü sütundaki,  $J_{np2}$  durumuna karşılık gelen teorik hesaplamaların  $np$  çift etkileşmesinin ise oldukça derin bir etkisi vardır. Bu etki, bütün çekirdeklerin eylemsizlik momentlerinin teorik değerlerini arttırmaktadır. Bu artıştan dolayı bazı çekirdeklere, teorik değerler deneysel değerlerden daha büyük olmaktadır. Bununla birlikte, bazı çekirdeklere, özellikle  $^{162}\text{Er}$ ,  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{174}\text{Yb}$ ,  $^{182}\text{W}$  ve  $^{184}\text{Os}$ 'de bu artış teori ile deneysel değerleri neredeyse eşitlemektedir. Diğer taraftan,  $^{154}\text{Gd}$  ve  $^{156}\text{Dy}$ 'de  $np$  çift etkileşmenin etkisi teori ve deney arasındaki uyumu bozar yani teorik değerler deneysel değerlere göre daha büyük olur.

#### 4. TARTIŞMA VE YORUM

Eylemsizlik momentinin deneysel değerleri katı cisim değerlerinden daha küçüktür. Bohr ve Mottelson iki-cisim etkileşmelerinin bu değerleri azalttığını göstermişlerdir. Buradaki en önemli etki çift etkileşme korelasyonlarıdır. Çift etkileşme korelasyonları BCS formalizmine Belyaev tarafından katılmıştır. Bununla birlikte, Belyaev sadece nötron-nötron ve proton-proton çift etkileşmesini katmıştır.  $np$  çift etkileşmesinin doğru formülasyonu sadece eylemsizlik momentleri için değil genel olarak nükleer yapı fiziği için bir belirsizliktir.

**Çizelge 1.** Eylemsizlik momentlerinin teorik ve deneysel değerleri.

Çekirdek	$J_B$	$J_{np1}$	$J_{np2}$	$J_{deney}$
	$\left(\frac{2}{\hbar^2}\right)J$ (MeV) <sup>-1</sup>	$\left(\frac{2}{\hbar^2}\right)J$ (MeV) <sup>-1</sup>	$\left(\frac{2}{\hbar^2}\right)J$ (MeV) <sup>-1</sup>	$\left(\frac{2}{\hbar^2}\right)J$ (MeV) <sup>-1</sup>
<sup>152</sup> Sm	45.01	45.83	53.11	49.26
<sup>154</sup> Sm	53.85	53.69	62.68	73.17
<sup>154</sup> Gd	45.19	46.11	54.03	46.60
<sup>156</sup> Gd	53.86	53.83	63.28	67.42
<sup>158</sup> Gd	53.22	53.40	63.39	75.41
<sup>160</sup> Gd	55.65	55.99	55.65	79.68
<sup>156</sup> Dy	45.35	46.05	54.93	46.60
<sup>158</sup> Dy	51.69	51.64	61.43	57.40
<sup>160</sup> Dy	53.05	52.97	63.96	69.20
<sup>162</sup> Dy	55.34	55.42	56.04	74.35
<sup>164</sup> Dy	56.58	56.10	78.63	81.74
<sup>162</sup> Er	51.98	51.92	64.51	58.60
<sup>164</sup> Er	52.88	53.12	64.59	65.72
<sup>166</sup> Er	54.58	54.26	56.85	74.44
<sup>168</sup> Er	54.91	54.84	79.35	75.19
<sup>170</sup> Er	57.07	57.13	83.64	75.67
<sup>166</sup> Yb	52.59	52.89	65.10	58.94
<sup>168</sup> Yb	54.57	54.33	58.40	68.26
<sup>170</sup> Yb	56.63	56.83	83.95	71.26
<sup>172</sup> Yb	57.80	58.06	84.27	76.24
<sup>174</sup> Yb	55.97	55.60	79.20	78.43
<sup>174</sup> Hf	56.66	56.82	79.24	65.93
<sup>176</sup> Hf	54.08	53.52	61.10	67.87
<sup>178</sup> Hf	52.37	51.90	60.82	64.38
<sup>180</sup> Hf	53.44	54.06	60.57	64.31
<sup>180</sup> W	47.13	46.46	60.89	57.91
<sup>182</sup> W	46.79	46.76	61.40	60.00
<sup>184</sup> W	41.90	41.19	64.18	53.96
<sup>186</sup> W	37.29	36.38	59.60	48.98
<sup>184</sup> Os	40.74	40.58	52.11	50.08
<sup>186</sup> Os	37.30	36.62	52.81	43.73
<sup>188</sup> Os	29.08	28.04	28.91	37.04

Sadece  $N \cong Z$  olan çekirdeklere çift etkileşmenin etkili olduğunu, np çift etkileşmesi için Bogolyubov formalizmini kullanan ilk çalışmalar göstermektedir. Bu yüzden, bu çalışmaların ışığında  $N > Z$  olan çekirdeklere np çift etkileşmesinin var olmadığı anlaşılmaktadır [5-9]. Deforme çekirdeklerin eylemsizlik momentleri üzerine bazı hesaplamalarda bu sonuç doğrulanmaktadır [38, 39]. Diğer taraftan bizim sonuçlarımız, np etkileşmesinin sadece aktinit çekirdeklerin eylemsizlik momentlerinin teorik değerlerinde [37] değil, aynı zamanda nadir toprak çekirdeklerinde de etkili olduğunu ortaya çıkarmaktadır.

BCS modeli çerçevesinde np çift etkileşmesinin tanımlanması yeni bir yaklaşım değildir. Bununla birlikte, np çift etkileşmesi için sabit olarak sadece köşegen matris elemanlarını hesaba katarak diğerlerini ihmal etmek durumu değiştirir.

## 5. KAYNAKLAR

- [1] Soloviev, V. G., Theory of Complex Nuclei ,Pergamon, Oxford, 1976.
- [2] Soloviev, V. G., Theory of Atomic Nuclei, IOP, Bristol, 1992.
- [3] Goodman, A. L., Adv. Nucl. Phys., 11, 263, 1979.
- [4] Dobaczewski, J., Nazarewicz, W. , Philos. T. Roy. Soc. A, 356, 2007, 1998.
- [5] Engel, J., et al., Phys. Rev. C, 55, 1781, 1997.
- [6] Satula, W., Wyss, R., Phys. Lett. B, 393, 1, 1997.
- [7] Civitarese, O., Reboiro, M., Phys. Rev. C, 56, 1179, 1997.
- [8] Civitarese, O., Reboiro, M., Vogel., P., Phys. Rev C, 56, 1840, 1997.
- [9] Goodman, A. L., Phys. Rev.C, 60, 014311, 1999.
- [10] Spikowski, S., Acta Phys. Pol. B, 31, 1823, 2000.
- [11] Raduta, A. A., et al., Nucl. Phys. A, 675, 503, 2000.
- [12] Satula, W., Wyss, R., Acta Phys. Pol B, 32, 2441, 2001.
- [13] Simkovic, F., et al., Phys. Rev. C, 68, 054319, 2003.
- [14] Machiavelli, A. O., et al., International Nuclear Physics Conference, INPC 2001, (AIP, 783, 2002.)
- [15] Machiavelli, A. O., et al., Frontiers of Nuclear Structure Conference, Berkeley, 2002, (AIP, Conference Proceedings, 656(1), 241, 2003).
- [16] Floweres, B. H., Vujicic, M., Nucl Phys., 49, 586, 1963.
- [17] Pal, M. K., Mitra, D., Nucl.Phys., 42, 221, 1963.
- [18] Inglis, D. R., Phys. Rev., 96, 1059, 1954.
- [19] Pal, M. K., Theory of Nuclear Structure, Scientific and Academic Editions, NY, 1983.
- [20] Bohr, A., Mottelson, B. R., Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vid. Selsk., 30, 1, 1955.
- [21] Inglis, D. R., Phys. Rev., 103, 1786, 1956.
- [22] Mozkowski, S. A., Phys. Rev., 103, 1328, 1956.
- [23] Bohr, A., Mottelson, B. R., Pines, D., Phys. Rev., 110, 936, 1958.
- [24] Belyaev, S. T., Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vid. Selsk., 31, 11, 1959.
- [25] Griffin, J. J., Rich, M., Phys. Rev., 118, 850, 1960.
- [26] Nilsson, S. G., Prior, O., Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vid. Selsk., 32, 16, 1960.
- [27] Rich, M., Nucl. Phys. A, 90, 407, 1967.
- [28] Sobiczewski, A., Bjornholm, S., Pomorski, K., Nucl. Phys. A, 202, 274, 1973.
- [29] Brack, M., Lederberger, T., Pauli, H. C., Jensen, A. S., Nucl. Phys. A, 234, 185, 1974.
- [30] Ma, C. W., Tsang, C. F., Phys. Rev. C, 11, 213, 1975.
- [31] Mishra, A., Mantri, A. N., Z. Phys. A, 328, 171, 1987.
- [32] Allal, N. H., Fellah, M., Phys. Rev. C, 43, 2648, 1991.
- [33] Hasegawa, M., Tazaki, S., Phys. Rev. C, 47, 188, 1993.
- [34] Zeng, J. Y., Jin, T. H., Zhao, J. H., Phys. Rev. C, 50, 1388, 1994.
- [35] Lin, L., Phys. Rev. C, 51, 3017, 1995.
- [36] Meftunoglu, E., Gerçeklioglu, M., Erbil, H. H., Kuliev, A. A., J. Phys. G, 24, 107, 1998.
- [37] Gerçeklioglu, M., Calik, A. E., Acta Physica Slovaca, 55, 197, 2005.
- [38] Mokhtari, D., et al., Proceeding of International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, 159, 2007.
- [39] Mokhtari, D., et al., Int. Jour. Modern Phys. E, 17, 655, 2008.
- [40] Allal, N. H., et al., Phys. Rev. C, 77, 054310, 2008.
- [41] Möller, P., et al., Atom. Data Nucl. Data Tables, 59, 185, 1995.