

<sup>176,178,180</sup>Hf İZOTOPLARINDA FOTON SAÇILMA TESİR  
KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

Hüseyinçulu QULİYEV\*<sup>1</sup>, Ekber GULİYEV<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Sakarya Üniversitesi, Sakarya 54100, Türkiye.

<sup>2</sup>Azərbaycan Fövqaladə Hallar Nazirliyi, Nüve Tehlüksizliyi Agentliyi, Azərbaycan.

ÖZET

Spini ve paritesi  $I^\pi=1^+$  olan çekirdek seviyelerinin gözlenmesinde foton saçılma tesir kesitlerinin önemli yeri vardır. Bu seviyeleri karakterize eden  $\Gamma_\gamma$  radyasyon kalınlıkları ve B(M1) değerleri deneylerde gözlenen tesir kesitlerinden hesaplanmaktadır. Bu çalışmada makas mod uyarılmalarının esnek olamayan  $\gamma$ -çekirdek saçılma tesir kesitleri <sup>176,178,180</sup>Hf izotopları için, teorik olarak dönme değişmez Kuazi-parçacık Rastgele Faz Yaklaşımı (QRPA) kullanılarak araştırılmıştır. Bu seviyelerin (K=1) foton saçılma reaksiyonlarında gözlenen  $\sigma_{\gamma\gamma}$ , B(M1) ve  $\Gamma_\gamma$  radyasyon kalınlıkları teorik sonuçlarla karşılaştırılarak incelenmiştir. Genel olarak teorik ve deney sonuçlarının, ölçüm hataları çerçevesinde, uyum içinde olduğu görülmüştür. Hesaplamalar Hf izotoplarında manyetik dipol  $1^+$  seviyelerin, iyi deforme çekirdeklere nazaran daha az ayrışmakta olduğunu göstermiştir. Teori düşük enerjilerde birkaç tane E1-elektrik dipol uyarılmalarının varlığını da öngörmektedir. Teorik ve deney sonuçlarının karşılaştırılması gözlenen seviyelerin paritelerinin belirlenmesinde deneycilere ipucu sağlayacaktır.

**Anahtar Kelimeler:** <sup>176,178,180</sup>Hf, Saçılma Tesir Kesiti, QRPA, Manyetik Dipol

ABSTRACT

In the observation of  $I^\pi=1^+$  levels in nuclei  $\sigma_{\gamma\gamma}$  photon scattering cross sections have an important place.  $\Gamma_\gamma$  radiation thickness and B (M1) values which characterize this level are calculated from the cross sections observed in the experiments. In this study non flexible  $\gamma$ -nuclei scattering cross sections of the scissors mode excitations for <sup>176,178,180</sup>Hf isotopes were theoretically investigated using the rotation invariant Quasiparticle Random Phase Approximation (QRPA).  $\sigma_{\gamma\gamma}$ , B(M1) ve  $\Gamma_\gamma$  radiation thickness observed in the photon scattering reaction of these levels (K=1) is compared with the theoretical results. In general, the theoretical and experimental results in accordance with the measurement error, is seen to be in good agreement. The calculations of the magnetic dipole  $1^+$  levels in Hf isotopes showed that the decomposition in this isotope chain is less than observed in well deformed nuclei decomposed. Theory predicted the presence of a few E1-electric dipole excitations at low energies. The comparison of the theoretical and the experimental results will provide clues to the experimenters in the determination of the parity of the observed levels.

**Key Words** <sup>176,178,180</sup>Hf, scattering cross section, QRPA, magnetic dipol

\* Sorumlu yazar/Corresponding author: Hüseyinçulu QULİYEV, Sakarya Üniversitesi, Sakarya 54100, Türkiye, huseynçulu@yahoo.com, ekuliev@yahoo.com

## 1.GİRİŞ

Elektromanyetik ışınım  $\gamma$  fotonların atom, molekül ve çekirdek sistemleriyle etkileşmesi yoluyla çok iyi öğrenilmiştir. Çekirdek sisteminin elektromanyetik ışınım ile incelenmesinde, atom fiziğinde elde edilmiş metotlar kullanılmaktadır. Elektromanyetik ışınım ( $\gamma$  ışınımın) bütün çekirdek reaksiyonlarında salınmaktadır. Çekirdek reaksiyonlarında çekirdekler esasen uyarılmış duruma geldiklerinde taban hale geçtikleri zaman  $\gamma$  ışınları salarlar. Eğer çekirdeğin bu uyarılmış seviyeleri nötron ve protonların bağ enerjisinden küçük olduğu durumlarda çekirdeklerin taban hale geçişleri enerjilerinin gamma salınım, atom elektronlarının yutulması sonucu ya da elektron pozitron parçacıklarının açığa çıkmasıyla oluşur. Çekirdek yapısının incelenmesinde saçılma reaksiyonlarının önemi çok büyüktür. Çekirdek yapısı fotonların, nötronların, protonların, ağır iyonların çekirdeklerden saçılmasıyla incelenmektedir. Bu saçılma reaksiyonlarından en önemlisi gamma saçılma reaksiyonlarıdır. Çekirdekler, içerdiği protonlardan dolayı bir yüklü parçacık sistemidir. Buna göre çekirdeklerin gamma saçılma reaksiyonlarında incelenmesi çok kolaydır.

Fotonların çekirdekle etkileşmesi sonucu bir ya da daha fazla  $\gamma$ -kuantların, nötronların, protonların ve diğer parçacıkların üretildiği proseslere foto-çekirdek (foto-nükleer) reaksiyonları denir. Bu tür deneylerin hassaslığı proton-çekirdek, nötron-çekirdek reaksiyonlarının hassaslığından kat kat büyüktür. Foton saçılma reaksiyonları çekirdek reaksiyonlarının içerisinde en hassas mekanizmlerden biridir. Bu reaksiyonlarda çekirdeklerin uyarılması yalnız elektromanyetik etkileşme yoluyla meydana geldiğinden bu deneylerde ölçülen tesir kesitlerinin modelden bağımsız olması bu deneylerin değerini artırmaktadır. Fotonlarla yapılan reaksiyonlarda, çekirdeklerde elektrik dipol (E1), kuadrupol (E2), oktopol (E3) ve manyetik dipol (M1) uyarılmaları meydana gelmektedir. Bu reaksiyonlarda yüksek kutuplu elektrik ( $\lambda > 3$ ) ve manyetik geçişler ( $\lambda > 2$ ) önemsizdir.

Enerjisi nükleon bağ enerjisinden küçük olan durumlarda  $\gamma$  ışınlarının çekirdekle etkileşmesi bu ışınların esnek ve esnek olmayan saçılmasıyla oluşur. Deneysel olarak esnek ve esnek olmayan saçılma reaksiyonlarını birbirinden ayırmak çok zordur. Bu bakımdan monokromatik  $\gamma$  ışınlarıyla yapılan deneyler çok önemlidir. Saçılma zamanı atomda elektron örtüğünden de saçılmaların da meydana gelmesinden dolayı, çekirdeklerden  $\gamma$ -kuantlarının esnek saçılma proseslerini incelemek çok zordur. Buna göre esnek olmayan foton çekirdek reaksiyonları çekirdek yapısının incelenmesinde yaygın şekilde kullanılmaktadır. Çekirdek uyarılmasıyla meydana gelen esnek olmayan saçılma reaksiyonları deneylerine rezonans saçılma veya Nükleer Rezonans Flüoresans (NRF) deneyleri denir [1].

Enerjisi 1MeV olan çekirdek seviyelerinin uyarılma tesir kesiti ( $\sigma_{\gamma\gamma}^{\text{res}} \sim 10^{-21} \text{ cm}^2$ ) 'dir. Çekirdek seviyelerinin çok küçük kalınlığından ( $\Gamma_{\gamma} \sim 10^{-4}-10^{-8} \text{ eV}$ ) dolayı uyarılma tesir kesiti rezonans enerjisi civarında çok büyük değerlere ulaşabilir. Çekirdeklerde yüksek seviye yoğunluklarından ve çoğu zaman bu seviyelerin örtüşmesinden dolayı rezonans saçılma tesir kesitlerinin ölçülebilmesi için monokromatik fotonlara ihtiyaç duyulur. Bu tür fotonların elde edilmesi teknik olarak çok zordur [1]. Bu yüzden çekirdek yapısının düşük enerjilerde ( $E < 5 \text{ MeV}$ ) incelenmesinde yüksek kaliteli yeni modern foton kaynaklarına ve yüksek hassaslığa sahip deney setlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu bakımdan çekirdek seviyelerinin incelenmesinde NRF deneyleri ön plana çıkmaktadır. NRF düzeneklerinde çeşitli yollarla elde edilmiş foton kaynakları kullanılmaktadır. Bu düzeneklerde en yaygın kullanılan foton kaynaklarının başında Bremsstrahlung (frenleme) fotonları gelmektedir. Düşük enerjili foton saçılma deneyleri için foton üretiminin birkaç yolu mevcuttur [2-7]. Son zamanlarda, deforme çekirdek spektrumunun 2-5 MeV enerji bölgesinde yerleşen dipol uyarılmaları küçük seviyeye yoğunluktan dolayı ( $\rho \sim 10 \text{ MeV}^{-1}$ ) NRF spektroskopisi yöntemleriyle çok detaylı bir şekilde incelen-

miştir [8,9]. Deneysel açıdan dipol uyarılmaların kayda değer özellikleri onların foton saçılma reaksiyonlarında kolaylıkla uyarılmaları ve elde edilen verilerin çekirdek modellerinden bağımsız olmalarıdır.

Bu çalışmada deforme çekirdeklerin manyetik ve elektrik dipol karakterli kolektif uyarılma seviyelerinin dönme ve öteleme değişmezlik modeli irdelenmiş ve bu seviyelerin foton saçılma reaksiyonlarında <sup>176,178,180</sup>Hf çekirdeğinde gözlenen tesir kesitleri B(M1), B(E1) ihtimalleri ve  $\Gamma_\gamma$  radyasyon kalınlıkları deney sonuçları ile karşılaştırılarak incelenmiştir. Yapılan tartışmalarda NRF deneylerinin 2-5 MeV enerjilerde sağlayacağı üstünlükler ele alınmıştır. Çalışmada öncelikle geleneksel, NRF deneylerinin üstünlükleri, (e,e'), (p,p') ve diğer saçılma yöntemleri ile analiz edilemeyen enerji bölgelerinde elektrik ve manyetik dipol çekirdek uyarılmaları ele alınarak yapılmıştır.

## 2.TEORİ

Foton kütlesi sıfır, spini bir olan elmenter parçacıktır. Fotonun  $\lambda$  açısız momentumuna göre çeşitli durumları olabilir. Gamma kuantası (fotona) momentumu lamda, paritesi  $\pi$  olan bir parçacık gibi bakılabilir. Elektromanyetik ışınımında salınan fotonun veya elektromanyetik dalganın elektrik (E $\lambda$ ) ve manyetik (M $\lambda$ ) olarak iki bileşeni vardır. Başka bir deyişle gamma ışınım elektrik ve manyetik bileşenlerden oluşan bir elektromanyetik dalgadır. Bu dalgada elektrik ve manyetik alan vektörleri birbirine ve dalganın yayılma yönüne diktir. Elektromanyetik dalgaya bir foton gibi bakıldığından-onun elektrik ve manyetik alan vektörleri bileşeninin paritesi aşağıdaki gibidir:

$$\pi=(-1)^\lambda \text{ E}\lambda \text{ elektrik alanı için} \quad (1)$$

$$\pi=(-1)^{\lambda+1} \text{ M}\lambda \text{ manyetik alanı için} \quad (2)$$

Çekirdek yapısının incelenmesinde nükleonlar arasındaki etkin kuvvetlerin sorumlu olduğu kolektif uyarılmalar önemli bir yer tutmaktadırlar. Bu uyarılmalar içerisinde elektrik ve man-

yetik dipol titreşimlerin özel bir yeri vardır. Bu titreşimler çekirdek ortamında nükleonlar arasındaki kuvvetli etkileşmelerin karakterinin ve güç parametrelerinin teorik olarak belirlenmesinde kullanılan modellerin test edilmesinde çok bilgi vericidir. Dipol uyarılmalarının paritelerine göre iki farklı türü vardır. Bunlardan spini ve paritesi  $I^\pi = 1^+$  olanlar manyetik dipol karakterli ve  $I^\pi = 1^-$  olanlar ise elektrik dipol karakterlidir. Etkin izovektör dipol etkileşmelerinin sorumlu olduğu elektrik dipol titreşimine karşı gelen  $1^-$  seviyeleri orta ve ağır çekirdeklere 13-16 MeV enerji aralığında izovektör elektrik dipol dev rezonansları meydana getirirler. Çekirdek fiziğinde bu uyarılma modu iyi bilinen ve kapsamlı incelenen ilk kolektif mod olarak foto-nükleer reaksiyonlarda Baldwin ve Klaiber tarafından gözlenmiştir [10]. Goldhaber ve Teller tarafından ise teorik olarak nötron ve proton sistemlerinin kütle merkezlerinin birbirine karşı izovektör titreşimleri olarak yorumlanmıştır [11]. Küresel çekirdeklere spin titreşimlerine karşı gelen kolektif  $1^+$  seviyelerinin varlığı ilk defa Mottelson tarafından ileri sürülmüştür [12].

Son zamanlar deforme çift-çift çekirdeklerin spektrumlarında çeşitli deneysel yöntemlerle gözlenen yörüngesel ve spin karakterli manyetik dipol uyarılmaların mekanizmalarının belirlenmesi çekirdek fiziğinde ayrı yeri olan önemli problemlerden biri haline gelmiştir. Bu yüzden makas mod ve spin titreşimleri gibi spini küçük olan kolektif uyarılmalar çekirdek yapısının incelenmesinde nükleon-nükleon etkileşmelerin yörünge ve spin momentlerine bağlı bileşenlerinin belirlenmesinde önemli bilgiler sağladığından teorik ve deneysel araştırmalar açısından dikkate alınan güncel konulardan biridir [13]. Bu çalışmada makas mod çekirdek uyarılmalarının yerleştiği enerji aralığı ele alınarak bu heyecanlanma seviyeleri incelenmiştir. Makas mod çekirdekte nötron ve proton sistemlerinin çekirdeğin simetri ekseninin etrafında makas bıçakları gibi bir-birine karşı titreşmesi olduğundan izovektör karakterlidirler. İzovektör karakterli rezonanslar arasında makas mod düşük enerjili

yegane kolektif moddur.

Deneysel açıdan dipol uyarılmalarının kayda değer özellikleri, bunların foton saçılma reaksiyonlarında kolaylıkla uyarılmaları ve elde edilen verilerin çekirdek modellerinden bağımsız olmalarıdır. Fakat bu uyarılmaların, yüksek enerjili kısımlarının buldukları bölgelerin aşırı spektrum yoğunluğundan dolayı tespiti geleneksel deney yöntemleriyle imkansızdır. Son yıllarda, deneysel olarak çekirdek yapısını daha hassas incelemek amacıyla hafif ve ağır tam iyonize çekirdek demetleri kullanılarak elektron-çekirdek, çekirdek-çekirdek ve SEL-çekirdek çarpıştırıcılarının kurulması projeleri gündemdedir [14-16]. Bu çalışmamızda amacımız NRF deneylerinde <sup>176,178,180</sup>Hf gözlenen makas mod 1<sup>+</sup> seviyelerinin  $\gamma$ -saçılma tesir kesitlerinin incelenmesidir.

### 2.1. Deforme Çekirdeklerde Manyetik Dipol 1<sup>+</sup> Seviyeleri

Deforme çekirdeklerin incelenmesinde RPA en yaygın kullanılan yöntemlerden biridir. Çekirdek gibi çok parçacıklı bir sistemin serbestlik derecesinin çok fazla olması, Schrödinger denkleminin çözülmesini olanaksız kılmaktadır. Bu yüzden mikroskobik modelde nötron ve protonların çekirdek içerisinde kendilerinin oluşturduğu ortalama alanda hareket ederek bir biriyle etkileşdikleri varsayılmaktadır. Çekirdek kabuk (süperakışkan) modelini baz olarak kullanan bu modelde her bir kolektif uyarılma modu için etkin kuvvetlerin bu uyarılmalardan sorumlu bileşeni bulunur ve sadece bu bileşen mikroskobik hesaplamalarda modele bağlı olarak ele alınır. Spin-spin kuvvetlerinin 1<sup>+</sup> seviyelerinin meydana gelmesinden sorumlu olduğu bilinmektedir [17,18].

Çok parçacıklı sistemlerin incelenmesinde çoğu zaman yaklaşımlı modeller kullanılır. Bunun sonucu olarak kullanılan Hamiltoniyenlerin bu veya diğer dönüşümlere göre değişmezliği bozular. Örneğin, kabuk model Hamiltoniyeni birbirinden bağımsız nükleonların hareketini

ifade etmektedir ve bu Hamiltoniyen kullanılan ortalama alan potansiyelinden dolayı öteleme simetrisini bozmaktadır. Deforme çekirdeklerde de aksel simetriden dolayı kabuk model Hamiltoniyeninin dönme değişmezliğini bozmaktadır. Kabukları tam olarak dolmamış çekirdeklerde çiftlenim etkileşmesinden dolayı Galileo değişmezliği de bozulmaktadır. Görüldüğü gibi çekirdek hamiltoniyenlerinde meydana gelen simetri kırınımları ortalama alan potansiyelinden kaynaklanmaktadır. Bu simetri kırınımları enerjisi sıfır olan sahte halin (Goldstone teoremi) gerçek titreşim hallerine karışmasına ve söz konusu seviyelerin kirlenmesine neden olur.

Öteleme değişmezliğin kırılmasından meydana gelen  $\omega=0$  hali çekirdeğin ağırlık merkezinin uzayda ötelemesine karşı gelmektedir ve bu durumun spini ve paritesi  $I^\pi=1^-$  olduğundan elektrik dipol titreşimlerine karışmaktadır. Öte yandan deforme çekirdeklerde dönme değişmezliğin kırılmasına neden olduğu  $\omega=0$  Goldstone dalı çekirdeğin bir bütün olarak dönmesini yansıtır ve simetriden dolayı manyetik dipol titreşimlerine ( $I^\pi=1^+$ ) karışmaktadır. Goldstone dalları çekirdek iç hareketiyle hiçbir ilişkisi olmayan ayrı bir moddur ve bundan dolayı bu haller çekirdek fiziğinde sahte haller olarak adlandırılmışlardır.

### 2.2. Manyetik Dipol Uyarılmalarının ( $I^\pi=1^+$ ) Dönme Değişmez Modeli

Deforme çekirdek ortalama alan potansiyelinin dönme değişmezliğinin kırınımına neden olan aynı uzay simetrikli iki farklı terimin bulunduğu gerçek bir hali inceleyelim. Örneğin  $N>Z$  ağır çekirdeklerde ortalama alan potansiyelinde nükleonlar arasındaki simetri enerjisinden dolayı izoskaler ve izovektör gibi aynı simetrikli ve dönme değişmezliğinin kırınımına sebep olan iki terim yer almaktadır [19]. Bilindiği gibi deforme çekirdeklerde dönme değişmezliğinin kırılmasının neden olduğu  $\omega=0$  Goldstone dalı simetrisinden dolayı manyetik dipol 1<sup>+</sup> titreşimlerine karışmaktadır. Bu dalın titreşim hallerinden ayrılması mikroskobik modellerin ana

problemlerinden biridir. Bu kısımda etkin kuvvetlerin seçilmesi için Kuliev ve d. tarafından [20] geliştirilen yöntemi uygulayarak Goldstone sahte dalının yalıtması analitik olarak gösterilecek ve restore edici kuvvetlerin  $1^+$  seviyelerine etkisi incelenecektir.

Süperakışkan deforme çekirdeklerin  $H_{sqp}$  kuasiparçacık Hamiltoniyeni aksenal simetrik ortalama alanda izoskaler ve izovektör terimlerin olmasından dolayı dönme dönüşümlerine göre değişmez değildir. Bu nedenle toplam açısal momentum korunmamaktadır ve bunun  $v=\pm 1$  bileşenleri  $H_{sqp}$  Hamiltoniyeni ile komut değildir,  $[H_{sqp}, J_{\pm 1}] \neq 0$ . Buna göre deforme çekirdeklere  $1^+$  seviyelerinin incelenmesinde doğru sonuçlar elde etmek için ve etkin kuvvetlerin seçilmesinde dönme değişmezliğinin restorasyonu çok önemlidir.

Deforme çekirdeklerin  $1^+$  durumlarını üreten spin-spin kuvvetleri ve izoskaler ( $h_0$ ) ve izovektör ( $h_1$ ) restorasyon etkileşmelerini içeren model Hamiltoniyen şu şekilde yazılır [21-23]:

$$H = H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau} \quad (3)$$

Bu ifadedeki  $h_0$  ve  $h_1$  restore edici etkin kuvvetleri aşağıdaki gibi seçebiliriz:

$$h_0 = -\frac{1}{2\gamma_0} \sum_{\mu} [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}]^+ [H_{sqp} - V_1, J_{\mu}] \quad (4)$$

$$h_1 = -\frac{1}{2\gamma_1} \sum_{\mu} [V_1, J_{\mu}]^+ [V_1, J_{\mu}] \quad (5)$$

(3) ifadesindeki  $V_{\sigma\tau}$ ,

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j \vec{\tau}_i \vec{\tau}_j \quad (6)$$

şeklindeki gibidir. Burada  $\sigma$  ve  $\tau$  sırasıyla spini ve izotop spini temsil eden Pauli matrisleridir.

QRPA 'da  $1^+$  seviyelerinin dalga fonksiyonlarına bir fonon fonksiyonu olarak bakılacaktır:

$$|\Psi_i\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu, \tau} [\psi_{\mu}^i(\tau) C_{\mu}^+(\tau) - \varphi_{\mu}^i(\tau) C_{\mu}(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (7)$$

$$[Q_i, Q_i^+] = \delta_{ii} \quad (8)$$

Burada  $Q_i^+$  fonon yaratma operatörü,  $|\Psi_0\rangle$  ise çift-çift çekirdeğin taban durumuna karşı gelen fonon vakumudur, yani  $Q_i |\Psi_0\rangle = 0$ .  $I^{\pi}=1^+$

olan iki-kuasiparçacık  $C_{\mu} \equiv C_{\mathbf{s}'} = \sum_{\rho} \alpha_{s'\rho} \alpha_{s-\rho}$

ve  $C_{\mu}^+ \equiv C_{\mathbf{s}'}^+ = \sum_{\rho} \alpha_{s-\rho}^+ \alpha_{s\rho}^+$  operatörlerine karşı gelen  $\psi_{\mu}$  ve  $\varphi_{\mu}$  genlikleri fonon operatörünün (8) bağıntısına uygun olarak bire normlanmıştır:

$$\sum_{\mu\tau} [\psi_{\mu}^i(\tau) - \varphi_{\mu}^i(\tau)] = 1 \quad (9)$$

QRPA'nın iyi bilinen yöntemleri kullanılarak hamiltoniyenin özdeğer ve özfonksiyonları aşağıdaki hareket denklemi çözülerek bulunur.

$$[H_{sqp} + h_0 + h_1 + V_{\sigma\tau}, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+ \quad (10)$$

Buradaki  $\omega_i$  enerjileri

$$\omega_i^2 J_{eff}(\omega_i) = \omega_i^2 \left[ J - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{X^2}{D_{\sigma}} + \frac{\omega_i^2}{\gamma_1 - F_1} \left( J_1^2 - 8\chi_{\sigma\tau} \frac{JX_1^2 - 2J_1XX_1}{D_{\sigma}} \right) \right] = 0 \quad (11)$$

seküler denklemi çözülerek elde edilir. Bu bölümdeki fonksiyonlar [20]'de ayrıntılı olarak verilmiştir.

### 2.3. Foton Çekirdek Uyarılma Tesir Kesitleri

Tesir kesiti hedef üzerine gelen parçacık demetinin hedefle etkileşme girme ihtimalini ifade eder. Tesir kesiti için kullanılan standart birim **barn**'dir.  $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 'dir. Tesir kesiti ve dolayısıyla da etkileşim olasılığı, hedefin türüne, reaksiyonun türüne, gelen parçacıkların enerjisine ve türüne bağlıdır.

Büyük enerjili fotonların çekirdekler tarafından soğrulması veya bir ve birkaç tane fotonun, nötron, proton v. s. yayınlanmasıyla giden elektromanyetik süreçlere foto-nükleer reaksiyonlar



denir. Foton enerjisinin nötron bağ enerjisinden küçük değerlerinde ayrı-ayrı çekirdek seviyelerinden rezonans saçılmalar da olabilir. Bu tür saçılmalar atomlardaki flüoresans rezonanslar gibi  $\gamma$  fotonun çekirdek tarafından virtüyel olarak soğrulması ve yayınlanması yoluyla meydana gelir.

Fotonların rezonans saçılma tesir kesiti Breit-Wigner formülü ile aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') = \frac{(2J_{exc} + 1) \pi (ch)^2 \Gamma_f}{(2J_0 + 1) E^2 \Gamma} \frac{\Gamma_0^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma_0^2/4} \quad (12)$$

Burada  $J_{exc}$  ve  $J_0$  çekirdeğin uyarılmış ve taban durumunun spinleridir.  $E$  uyarılan seviyeler,  $E_R$  seviyenin rezonans enerjisi,  $\Gamma$  ise rezonans genişliğidir. Foto nükleer reaksiyonlar çoğunlukla dipol  $\gamma$  fotonlarının soğrulmasıyla oluşur. Breit-Wigner formülünde soğurulmanın etkin tesir kesiti barn mertebesinde olur ( $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Çekirdek radyasyon kalınlıklarının çok dar olmasından dolayı bu tür seviyelerden rezonans saçılma integral tesir kesitlerinin değerleri rezonans enerjisinin etrafında dar bir bölgede maksimuma ulaşır.

Gamma ışınlarının  $E_{rez}$  enerjili titreşim yapan dipol 'dan tam saçılma tesir kesitinin analitik ifadesi aşağıdaki gibidir [1].

$$\sigma = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma^2}{(E_0^2 - E^2)^2 + E^2 \Gamma^2} \quad (13)$$

Burada

$$\Gamma_\gamma = (\Gamma_\gamma)_{rez} \left( \frac{E}{E_{rez}} \right)^3, \quad (14a)$$

$$E_0^2 \equiv E_{rez}^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2, \quad (14b)$$

$$\sigma_0 \equiv \sigma(E_0) = \frac{6\pi}{\Gamma} \left( \frac{\Gamma_\gamma}{k^2} \right)_{rez} \quad (14c)$$

şeklindedir.

Tesir kesitinin Lorentz eğrisi şeklinde olması (13) tesir kesiti ifadesinin  $E_0$  rezonans merkezi-

ne göre simetrik yapıya sahip olmasından dolayıdır.

Çekirdek taban durumundan dipol seviyelerinin tam katı açısı üzerinden elektro-manyetik dipol uyarılma integral tesir kesiti aşağıdaki formülle ifade olunur [7,8,13]

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') \ll \sigma \gg = \frac{1}{2} \frac{(2J_{exc} + 1) \pi (ch)^2 \Gamma_f}{(2J_0 + 1) E^2 \Gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Gamma_0^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma_0^2/4} dE \quad (15)$$

Bilindiği gibi foton enine dalga olduğundan z-bileşeni sıfırdır. Buna göre de  $\sigma$  değerinin spin'e göre ortalaması alındığında (12) eşitliğinin sağ tarafı  $1/2$  katsayısı ile çarpılır. (15) ifadesindeki integralinin değerinin  $\frac{\pi}{\Gamma/2}$  olduğunu [24] göz önünde bulundurarak ortalama tesir kesiti için

$$\sigma_{rez}(\gamma, \gamma') = \frac{(2J_{exc} + 1) (\pi ch)^2 \Gamma_0 \Gamma_f}{(2J_0 + 1) E^2 \Gamma} \quad (16)$$

ifadesi elde edilir.

Bu çalışmamızdaki amacımız çekirdek taban ( $J_0=0$ ) durumundan  $\omega_i$  enerjili dipol ( $J_{exc}=1$ ) seviyelerinin fotonlarla uyarılma tesir kesitlerini hesaplamaktır. Sonuç olarak (16) formülünden yararlanarak dipol uyarılma tesir kesiti için aşağıdaki sade formül elde edilir:

$$\sigma_{\gamma\gamma'}(\omega_i) = \frac{3(\pi hc)^2 \Gamma_0 \Gamma_f}{\omega_i^2 \Gamma} eVb \quad (17)$$

Sayısal olarak (17) formülünü aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$\sigma_{\gamma\gamma'}(\omega_i) = \frac{11,54 \Gamma_0 \Gamma_f}{\omega_i^2 \Gamma} eVb \quad (18)$$

Burada  $\omega_i$  MeV birimlerinde,  $\Gamma$  kalınlıkları ise meV birimlerindedir. Eğer yarı ömür biliniyorsa dipol kalınlığı ( $\Gamma$ ) da bulunabilir. Manyetik dipol uyarılmaları durumunda M1 geçiş radyasyon ışınım genişliği,

$$\Gamma(M1) = 3,86 \omega_i^3 B(M1) \text{ meV} \quad (19)$$

formülüyle ifade edilir. Burada  $\omega_i$  uyarılma enerjisi MeV biriminde ve B(M1) ise

$\mu_N^2 = \left(\frac{e\hbar}{2mc}\right)^2$  cinsinden verilmiştir.

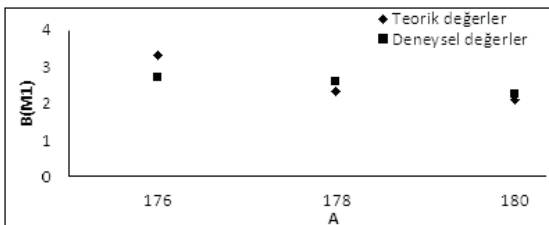
### 3. SONUÇLAR VE YORUMLAR

Sayısal hesaplamalar  $^{176,178,180}\text{Hf}$  çekirdeği izotopları için Dudek ve Werner tarafından geliştirilmiş küresel Woods-Saxon tek parçacık bazında yapılmıştır [25]. Çekirdek ortalama alan deformasyon parametresi  $\delta_2$  [26] deneysel kuadrapol momentten bulunan  $\beta_2$  deformasyon parametresi kullanılarak hesaplanmıştır [27]. Korelasyon teorisinin  $\Delta$  ve  $\lambda$  nicelikleri hesaplanarak Tablo 1’de gösterilmiştir.

**Tablo 1.**  $^{176-180}\text{Hf}$  izotopları için  $\Delta$  ve  $\lambda$  nicelikleri (MeV birimlerinde)

Çekirdek	$\Delta_n$	$\lambda_n$	$G_N A$	$\Delta_p$	$\lambda_p$	$G_Z A$	$\delta_2$
$^{176}\text{Hf}$	0.98	-7.342	27	0.98	-6.374	21	0.205
$^{178}\text{Hf}$	1.00	-6.975	20	1.00	-6.984	20	0.195
$^{180}\text{Hf}$	1.14	-6.608	20	1.00	-7.523	22	0.192

Çekirdeklerin mikroskobik modeli çerçevesinde Guliyev ve d. [15,21] tarafından geliştirilen dönme ve öteleme değişmez RPA metodunu kullanarak restore edici etkin izoskaler ve izovektör etkileşmelerinin deforme aktinit elementlerinde doğurduğu manyetik ve elektrik dipol tipli kolektif uyarılmaların indirgenmiş B(M1) özellikleri geniş enerji aralığında teorik olarak incelendi. Bu titreşimlerin radyasyon kalınlıkları ve fotonlarla uyarılma tesir kesitleri çalışma [23] sonuçlarından yararlanarak hesaplanmıştır. Aşağıdaki resimde  $1^+$  seviyelerin M1 indirgenmiş ihtimallerinin teorik değerleri ( $\mu_N^2$  birimlerinde) uygun deney sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır.



**Şekil 1.** Çift-Çift  $^{176-180}\text{Hf}$  çekirdeklerinin  $1^+$  seviyelerinin M1 indirgenmiş ihtimallerinin teorik değerlerinin ( $\mu_N^2$  birimlerinde) uygun deney [28,29] sonuçlarıyla karşılaştırılması.

Şekilden görüldüğü gibi teorik ve deney sonuçları ölçüm hataları çerçevesinde, uyum içindedir. İncelemeler,  $^{176}\text{Hf}$  izotopu için deney sonuçlarının teorik sonuçlardan bir az küçük olmasını deneyde fona gömülmüş seviyelerden dolayı olduğunu göstermiştir.

İncelenen çekirdeklerin  $1^+$  seviyelerinin enerji ve seviye kalınlıkları gibi kolektif karakteristiklerinin teorik değerlerini kullanarak NRF deneylerinde elde edilmiş ortalama saçılma tesir kesitleri teorik sonuçlarla (Tablo 2-4) karşılaştırılmıştır.

$^{176,178,180}\text{Hf}$  çekirdekleri  $1^+$  seviyelerinin  $\sigma_\gamma$  esnek olmayan saçılma tesir kesitleri,  $\Gamma$  radyasyon bozunum genişlikleri (18) ve (19) formüllerinin yardımıyla hesaplanmış, B(M1) ve E enerjilerinin uygun değerleri sırasıyla Tablo 2, Tablo 3 ve Tablo 4’de gösterilmiştir. İlk 4 kolonda teorik sonuçlar sonraki 4 kolonda ise bunlara uygun deneysel [28] veriler belirtilmiştir.

**Tablo 2.**  $^{176}\text{Hf}$  çekirdeğinde  $1^+$  seviyelerinin hesaplanmış integral karakteristiklerinin deney sonuçlarıyla karşılaştırılması. Hesaplamalar tesir kesitinin (18) formülündeki ifadesinde  $\Gamma_f = \Gamma_0$  olarak ele alınmıştır.

TEORİK SONUÇLAR				DENEYSEL SONUÇLAR[28]			
Enerji (MeV)	B(M1) ()	$\Gamma_0$ (meV)	$\sigma$ (eVb)	Enerji (MeV)	B(M1) ()	$\Gamma_0$ (meV)	$\sigma$ (eVb)
2,358	0,148	7,4706	15,505	2,044	0,131	4,3	7,6
2,477	0,499	29,197	54,915	2,514	0,150	9,3	12,6
2,605	0,441	30,014	51,040	2,722	0,504	39,2	43,3
2,945	0,179	17,602	23,421	2,885	0,104	9,8	7,9
3,117	0,360	41,973	49,855	2,940	0,143	14,0	13,7
3,150	0,155	18,652	21,692	2,994	0,082	8,6	6,9
3,204	0,211	26,719	30,036	3,107	0,134	15,5	12,4
3,235	0,253	32,976	36,363	3,159	0,127	15,4	11,8
3,321	0,065	9,166	9,5907	3,222	0,046	6,1	4,2
3,753	0,309	62,886	51,523	3,232	0,053	7,1	4,9
4,009	0,219	54,327	39,007	3,261	0,390	52,2	33,1

4,043	0,095	24,171	17,065	3,550	0,174	30,1	19
4,054	0,078	20,008	14,049	3,627	0,068	12,6	7
				3,662	0,135	45,3	30
				3,671	0,135	25,8	15,6
				3,767	0,170	35,0	18,3
				3,805	0,090	19,2	10,3
				3,816	0,224	47,9	27,9

**Tablo 3.**  $^{178}\text{Hf}$  çekirdeğinde  $1^+$  seviyelerinin hesaplanmış integral karakteristiklerinin deney sonuçlarıyla karşılaştırılması. Hesaplamalar tesir kesitinin (18) formülündeki ifadesinde  $\Gamma_f = \Gamma_0$  olarak ele alınmıştır.

TEORİK SONUÇLAR				DENEYSEL SONUÇLAR[29]			
Enerji (MeV)	B(M1) ()	$\Gamma_0$ (meV)	$\sigma$ (eVb)	Enerji (MeV)	B(M1) ()	$\Gamma_0$ (meV)	$\sigma$ (eVb)
2,33	0,242	11,785	25,052	2,248	0,084	3,7	3,6
2,617	0,608	41,954	70,693	2,334	0,281	13,7	13,6
2,914	0,263	25,054	34,05	2,439	0,112	6,3	5,7
3,022	0,173	18,382	23,228	2,613	0,459	31,6	36,2
3,089	0,083	9,4187	11,391	2,827	0,09	7,8	4,1
3,109	0,319	36,907	44,063	2,839	0,297	26,2	25,3
3,197	0,407	51,202	57,81	2,894	0,123	11,5	9,7
3,586	0,11	19,529	17,525	2,916	0,144	13,8	11,1
3,84	0,063	13,734	10,748	3,019	0,17	18,1	12,4
3,984	0,136	33,11	24,073	3,144	0,275	33	13,2
4,034	0,297	75,063	53,23	3,293	0,048	6,6	4,9
				3,41	0,068	10,4	6,5
				3,453	0,095	15,1	6,1
				3,546	0,171	29,4	18,4
				3,572	0,094	16,5	5,7
				3,577	0,119	21	11,9
				3,589	0,209	37,3	22,5
				3,61	0,165	30,1	17,3
				3,711	0,076	14,9	12,4
				3,773	0,095	19,6	9,4
				3,824	0,096	20,8	10,7
				3,925	0,116	27,2	20,1
				3,932	0,143	33,5	17

**Tablo 4.**  $^{180}\text{Hf}$  çekirdeğinde  $1^+$  seviyelerinin hesaplanmış integral karakteristiklerinin deney sonuçlarıyla karşılaştırılması. Hesaplamalar tesir kesitinin (18) formülündeki ifadesinde  $\Gamma_f = \Gamma_0$  olarak ele alınmıştır.

TEORİK SONUÇLAR				DENEYSEL SONUÇLAR [29]			
Enerji (MeV)	B(M1) ()	$\Gamma_0$ (meV)	$\sigma$ (eVb)	Enerji (MeV)	B(M1) ()	$\Gamma_0$ (meV)	$\sigma$ (eVb)
2,632	0,607	42,61	70,981	2,377	0,031	1,6	3,3
2,705	0,106	8,0773	12,739	2,493	0,091	5,5	7,5
2,996	0,289	29,922	38,469	2,582	0,252	16,7	10,9
3,044	0,359	38,984	48,552	2,617	0,466	32,2	36,2
3,097	0,162	18,527	22,291	2,712	0,171	13,2	7,4
3,121	0,132	15,45	18,304	2,812	0,033	2,87	4,2
3,343	0,157	22,582	23,319	2,88	0,02	1,84	2,6
3,722	0,266	52,805	43,987	2,892	0,166	15,5	14,5
3,876	0,123	27,575	21,181	2,948	0,254	25,1	23,9
				2,993	0,095	9,8	12,7
				3,011	0,08	8,4	6
				3,068	0,164	18,3	12,7
				3,081	0,024	2,71	3,3
				3,086	0,028	3,22	3,9
				3,125	0,099	11,7	10,4
				3,15	0,095	11,5	3,4
				3,254	0,056	7,4	4,3
				3,33	0,034	4,8	5
				3,507	0,035	5,9	5,5
				3,559	0,105	18,3	8,6
				3,569	0,064	11,1	7,3
				3,584	0,139	24,7	8,8
				3,592	0,077	13,9	6,2
				3,615	0,167	30,4	23,1
				3,627	0,048	8,9	7,8
				3,766	0,155	31,9	18,1
				3,774	0,12	25	5,2
				3,786	0,127	26,7	10,8
				3,804	0,094	20	11,3
				3,818	0,053	11,4	9
				3,829	0,84	18,3	14,4
				3,836	0,112	24,5	15,1
				3,851	0,159	35,1	14,8
				3,862	0,03	6,6	5,1
				3,889	0,16	36,3	27,7
				3,928	0,089	20,7	15,5
				3,948	0,077	18,4	13,6
				3,968	0,103	24,9	18,2
				3,978	0,23	55	8,8



Sonuç olarak bu çalışmada deformeden küresele geçiş çekirdeklerinin manyetik dipol karakterli yörünge ve spin titreşimlerine karşı gelen  $K^\pi=1^+$  uyarılmaları dönme değişmez QRPA çerçevesinde  $^{176,178,180}\text{Hf}$  çekirdekleri örneğinde irdelenmiştir. Bu seviyelerin enerjileri, foton saçılma reaksiyonlarında uyarılma tesir kesitleri  $\sigma_{\gamma\gamma}$ ,  $B(M1)$  ve  $\Gamma_\gamma$  radyasyon kalınlıkları hesaplanarak uygun deney sonuçları ile karşılaştırılarak incelenmiştir. Hesaplamalar teorik sonuçların, deney sonuçlarıyla uyum içinde olduğunu göstermiştir.  $1^+$  uyarılmaların küçük deformasyonlu geçiş çekirdeklerinde gözlenmesi ve teorik sonuçların da bunu teyit etmesi Makas mod'un deforme biçime sahip bütün çekirdeklere has evrensel bir mod olduğunu göstermiştir.

**Katkı ve yakın ilgilerinden dolayı Prof. Dr. A. Kuliev'e** teşekkürlerimizi bir borç biliriz.

#### KAYNAKLAR

- [1] Davidov A.S. "Theory of atomic nuclei" Atomizdat, Moscow, 1961.
- [2] Metzger, F.R. Resonance fluorescence in nuclei. Prog. Part. Nucl.Phys.7;54-88; Metzger, F.R., 1978. Nuclear rezonance fluorescence in  $^{144}\text{Sm}$ . Phys. Rev. C17, 939-943, 1959.
- [3] Beil, H and Berdere, R. Monochromatic and identifiable photons used in photonuclear research. Note CEA-N2144, 1-130, 1980.
- [4] Skorka, S.J. Nuclear resonance fluorescence . In Nuclear Spectroscopy North Holland Publ.Company, Amsterdam; 283-310, 1975.
- [5] Moreh, R. Review of intense gamma sources using neutron capture. Nucl.Instr. and Meth.166;29-38 ; Studies in nuclear spectroscopy using the  $(\gamma,\gamma')$  and the  $(\gamma,n)$  reactions. Nucl.Instr. and Meth. 166;69-84, 1979.
- [6] Moreh, R. Low energy photon scattering. Intermediate Energy Nuclear Physics. World Scientific Pub.Co., Singapore; 1-63, 1982.
- [7] Kneissl, U., Pitz, H.H., Zilges, A. Investigation of nuclear structure by resonance fluorescence scattering. Prog. Part. Nucl. Phys. 37, 349-433, 1996.
- [8] Pitz, H.H., Berg, U.E.P., Heil, R.D., Kneissl, U., Stock, R., Wesselborg, C. , Brentano, P. von, Systematic study of low-lying dipole excitations in  $^{156,158,160}\text{Gd}$  by photon scattering. Nucl.Phys. A492, 411-425, 1989.
- [9] Berg, U.E.P., Blasing, C., Drexler, J., Heil, R.D., Kneissel,U., Naatz,W., Ratzek, R.,Schennach, S., Stock, R., Weber, T., Wickert, H., Fischer, B., Hollick, H., and Kollewe, D. Photoexcitation of low-lying collective states in  $^{156,158,160}\text{Gd}$ . Phys.Lett. B149, 59-63, 1984.
- [10] Baldwin, G.C. and Klaiber, G.C. Photo-Fission in Heavy Elements. Phys. Rev. 71(1), 3-10, 1947.
- [11] Goldhaber, M. and Teller, E. On nuclear dipole vibrations. Phys. Rev. 74(9), 1046-1049, 1948.
- [12] Bohr, A., Mottelson, B. Nuclear Structure, W.A. Benjamin, v.1, NewYork, 1969; v.2,- NewYork, 1975.
- [13] Guliyev E. Doktora Tezi "SEL  $\gamma$ -çekirdek çarpıştırıcıları ile Nükleer spektroskopi ve kolektif çekirdek uyarılmaları" Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü 2002.
- [14] Richter, A. Trends in nuclear physics. Nucl. Phys. A553, 417c-462c, 1993.
- [15] Maidment, J.R. Ion acceleration at HERA. Ion99 Workshop, Desy, Germany, 1999.
- [16] Aktaş, H., Büğet, N., Çiftçi, A.K., Meriç, N., Sultansoy, S., Yavaş, Ö. New tool for "old" nuclear physics: FEL $\gamma$ -nucleus colliders. Nucl. Instr. and Meth. A 428, 271-275, 1999.

- [17] Gabrakov, S.I., Kuliev, A.A., Pyatov, N.I. States  $I^\pi=1^+$  in even-even deformed nuclei. *Sov. Journ. of Nucl. Phys.* 12, 82-90, 1970.
- [18] Gabrakov, S.I., Kuliev, A.A., Pyatov N.I. Salamov, D.I., Schuiz, H. Collective  $1^+$ -states in double even deformed nuclei. 1972. *Nucl. Phys. A* 182, 625-633, 1972.
- [19] Soloviev, V.G. *Theory of Complex Nuclei*. Pergamon Press New York, 1976.
- [20] Kuliev, A.A., Akkaya, R., Ilhan, M., Guliyev, E., Salamov, C., Selvi S. Rotational invariant model of the states with  $K^\pi=1^+$  and their contribution to the scissors mode. *Int.J. of Mod. Phys. E9*, 249-261, 2000.
- [21] E. Guliyev, F. Ertuğral, A.A. Kuliev “Low-lying magnetic dipole strength distribution in the  $\gamma$ -soft even-even  $^{130-136}\text{Ba}$ ” *Eur. Phys. J. A* 27, 313, 2006.
- [22] Gouliev, A. and Yavaş, Ö. A search for the collective  $I^\pi=1^+$  excitations in  $^{140}\text{Ce}$  nucleus at FEL $\gamma$ -nucleus collider. *Bulg. J. Phys.* 27, 21-24, 2000.
- [23] E.Guliyev, A.A.Kuliev, F.Ertugral. Systematic investigation of the low-energy dipole excitations in  $^{176,178,180}\text{Hf}$  within rotational, translational and Galilean invariant quasiparticle RPA, *Nucl. Phys.s A* 915, 78–89, 2013.
- [24] Dwight H.B. “Table of Integrals and other mathematical data” Edition, 4. Publisher, Macmillan, 1961.
- [25] Dudek, J., Nazarewicz, W., Faessler, A., Theoretical analysis of the single-particle states in the secondary minima of fissioning nuclei, *Nucl. Phys. A*, 412, 61-91, 1984.
- [26] Bohr, O. and Mottelson, B. *Nuclear Structure Vol 2* ed. Benjamin, New York Amsterdam, 1975.
- [27] Raman, S., Nestor, C.W. and Tikkanen, P. *At. Data Nucl. Data Tables* 78, 1, 2001.
- [28] Sheck, M., Belic, D., von Brentano, P., Carrol, J.J., Fransen, C., Gade, A., von Garrel, H., Kneissl, U., Kohstall, C., Linnemann, A., Pitz, H.H., Stedile, F., Toman, R. and Werner, V. Photon scattering experiments off  $^{176}\text{Hf}$  and systematics of low-lying dipole modes in stable even-even Hf isotopes  $^{176,178,180}\text{Hf}$ , *Physical Review C* 67, 064313, 2003.
- [29] Pietrella, N., Beck, O., Besserer, J., Von Brentano, P., Eckert, T., Fischer R. et. al. The scissors mode other magnetic and electric dipole excitations in the transitional nuclei  $^{178,180}\text{Hf}$ , *Nuclear Physics A* 618, 1997.