

ÇİFT ÇİFT Sm İZOTOPLARININ B(E2, J→J+2) DEĞERLERİNİN GENELLEŞTİRİLMİŞ NÜKLEER MODELLE İNCELENMESİ

Filiz ERTUĞRAL, Özgür YANIK, Recep AKKAYA

Özet - Bu çalışmada $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesi girişinde bulunan Çift-Çift Samaryum izotoplarının B(E2, J→J+2) ve B(E2, J+2→J) değerleri genelleştirilmiş nükleer modele göre incelenmiştir. B(E2, $0^+ \rightarrow 2^+$) ve B(E2, $2^+ \rightarrow 0^+$)'nın hesabında literatürden alınan Q_0 iç kuadropol momentleri kullanılmıştır. Herbir izotop için elde edilen değerler Raman ve arkadaşları [1] tarafından verilen deneysel ve teorik değerlerle mukayese edilerek bulunan sonuçların, $150 \leq A \leq 190$ deforme giriş bölgesi genel sistematığına uyduğu tespit edilmiştir.

Anahtar Kelimeler- Kuadropol momentler, B(E2) geçişleri, Sm.

Abstract- In this work, the B(E2, J→J+2) and B(E2, J+2→J) values of even-even Sm isotopes in the deformed region of $150 \leq A \leq 190$ have been subjected to a detailed investigation according to the Unified Nuclear Model. In calculation of the B(E2, $0^+ \rightarrow 2^+$) and B(E2, $2^+ \rightarrow 0^+$) the Q_0 intrinsic quadrupole moments taken from the literature were used. Every calculated value were compared with experimental and theoretical results of Raman [1]. It is seen that computed data is in a good agreement with the general systematic of the $150 \leq A \leq 190$ deformed interval.

Key Words – Quadrupole moments, B(E2) transitions, Sm.

İ.GİRİŞ

$150 \leq A \leq 190$ deforme giriş bölgesi başlangıcında bulunan çift-çift nadir toprak izotoplarının teorik ve deneysel incelenmesi, deforme bölge girişinde bulunan elementlerin kendilerine has özelliklerinin açıklanmasında önemli bilgiler sağlar. Sm izotopları $150 \leq A \leq 190$ deforme bölgesi başlangıcında N=88-90 geçiş sınırında yer alırlar.

Sihirli çekirdekler denge halinde küresel bir yapıya sahiptir. Kapalı kabuk dışında sadece birkaç parçacık ile çekirdekler taban durumunda bile küresel bir yapıya sahiptir. Çift-çift çekirdekler en düşük 2^+ seviyesinde nükleer yüzeyin kuadropol titreşimi ile ilişkilidir. Bu seviyeler serbestlik derecelerini gösterir ve bu seviyelerde çekirdekler kolaylıkla uyarılmış hale geçebilirler. Bu özellik küresel bir denge formunu, boş kabuk içindeki holleri veya sadece birkaç parçacık ile çekirdek-çekirdek titreşimini tanımlar. Boş kabuk içindeki hol veya parçacık sayısı arttığı zaman küresel nükleer kabuk daha az kararlı bir hale gelir. Parçacıkların birbirleriyle ilişkili hareketi sonucu küresel olmayan nükleer bir şekle doğru gidilir. Kararlı bir deforme nükleer biçimin boş kabukta parçacık sayısı fonksiyonu hızlı bir şekilde artar. Bunun yanı sıra boş kabuk içindeki birçok protonlar ve nötronlar ile çekirdekler küresel olmayan elipsoidal bir yapıya sahip olurlar. Bu tip çift-çift çekirdekler genelde 2^+ durumunda çok küçük bir enerjiye sahiptir.

Nükleonların birbiriyle ilişkili hareketi sadece statik bir nükleer deformasyon değildir fakat diğer ortak özelliklerin sayısına karşı daha önemlidir. Deforme nükleonlar birçok parçacığın bu düzenli hareketinin bir sonucu olarak büyük kuadropol momentlerine sahiptirler. Boş kabuk içindeki parçacıkların sayısının artması gibi taban durumundaki çift-çift çekirdeklerin ilk olarak 2^+ seviyesinden geçişi E2 geçiş olasılığının azalması ile artar. Son nötron ve proton kaldığı zaman kabuk yaklaşık olarak yarı doludur. E2 geçiş olasılığının azalması ile yüz kereden daha fazla tek parçacık değerlerini aşar.

Son zamanlarda elementlerin kararlılık bölgesinden uzakta yerleşen yeni deforme bölgelerinin keşfi, nötronu

zengin ve nötronu eksik olan çekici çekirdeklere ilgiyi arttırmıştır [2]. Bundan dolayı bu çekirdeklerin yapısının, yarı ömürlerinin ve başka özelliklerinin incelenmesinde ortalama alan potansiyelindeki parametrelerin doğru belirlenmesi çok önemlidir.

Çekirdeklerin davranışlarını incelemeye etkin olan dönme ve titreşim spektrumlarının birçok özellikleri genel fiziksel özelliklerden ve uygun simetri bağıntılarından elde edilebilir.

Dönme ve titreşim spektrumlarının birçok özelliği tamamen fiziksel tahmin ve uygun simetri ilişkilerinden tanımlanabilir. Bu faktörler genelleştirilmiş nükleer model içinde alçak seviyelerde tahrik olan nükleer durumun bir olgusal tanımı içinde kullanılabilir.

Genelleştirilmiş nükleer model iki kabule dayandırılır. Bunlardan birincisi, dolu kabuklarda çok parçacığa sahip çekirdeklerin aksenel simetrik bir elipsoid şeklinde olması ve uzayda elipsoidin yönü özel olarak tanımlanan toplu değişkenlerle tasvir edilmesidir.

İkinci kabul ise, modelin, toplu hareketin adyabatikliğine bağlı olmasıdır [3]. Adyabatiklik şartı,

$$\omega_{rot} \ll \omega_{vib} \ll \omega_{ic}$$

olarak ifade edilir. Yani dönme frekansları titreşim frekanslarından oldukça küçüktür; öte yandan iç hareketin frekansı da diğerlerinden oldukça büyüktür. Bu taktirde nükleer hareketler iç hareket, titreşimsel hareket ve bütün çekirdeğin dönmesi olmak üzere yaklaşık olarak üç bağımsız moda bölünebilirler.

Uygun şekilde, nükleer dalga fonksiyonu, $\varphi_K(q)$, titreşimsel çekirdekler için φ_{vib} ve dönme fonksiyonu için $D(Q_e)$ 'nin çarpımıdır. Yani,

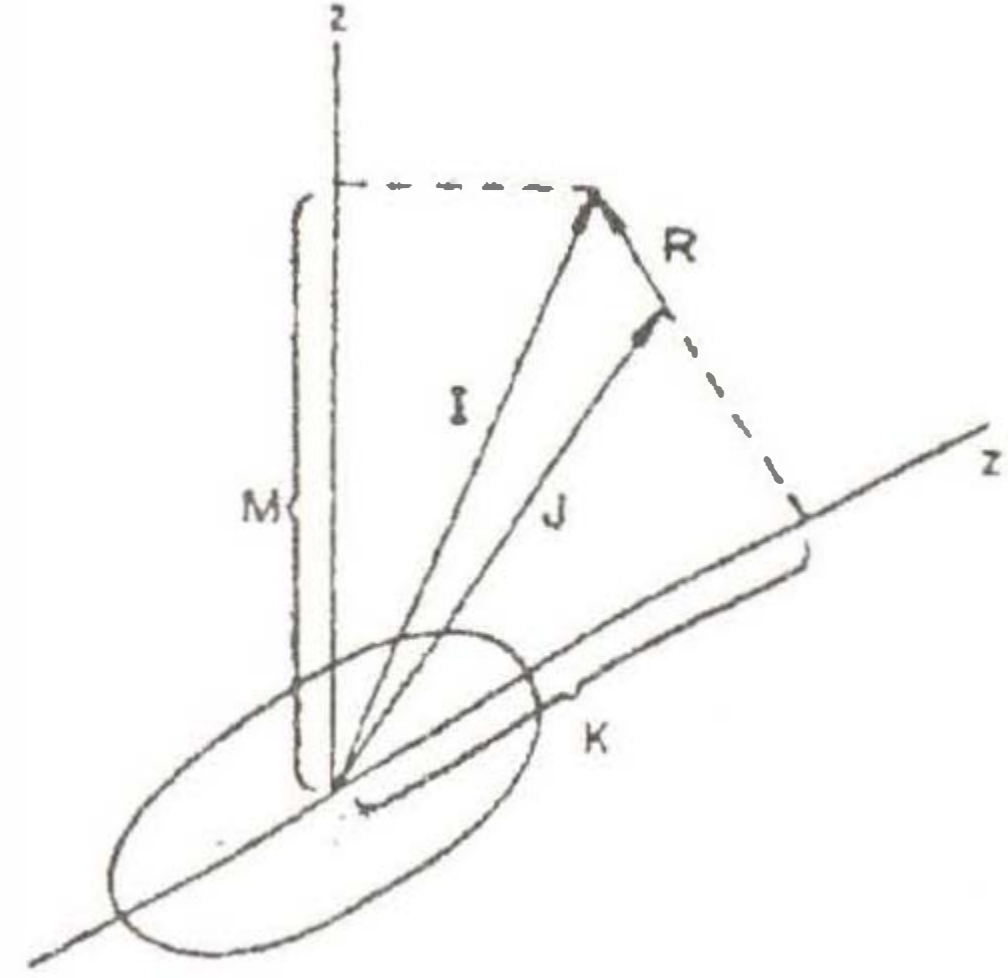
$$\Psi \approx D(Q_e) \varphi_K(q) \varphi_{vib}$$

yazılır. Burada Q_e nükleer yönelmeyi belirleyen Euler açısıdır. Bu taktirde nükleer Hamiltonien yaklaşık olarak

$$H = H_{ic} + H_{rot} + H_{vib}$$

şeklinde üç ifadenin toplamıdır. Burada H_{rot} rotasyonel enerji operatörü, H_{vib} nükleer yüzeyin titreşim hamiltoniyeni ve H_{ic} nükleonların öz hareketi ile tanımlanır. Deforme nükleonların büyük bir çoğunluğu aksenel simetri biçimine sahiptir ve kütlelerin nükleer merkezinden geçerek ilerlerler. Böyle sistemlerin dönmesi oldukça basit bir şekilde tanımlanır. Simetri ekseni üzerinde toplam açısal momentumun $I_3 = K$ izdüşümü karşı bir niceliktir. Kuantum mekaniğinde bir

cisim boyunca dönme yasaklıdır. Bunun yanısıra aksenel simetrik nükleonlar sadece atmalar boyunca dönme olabilir. Onların simetri ekseni dikeydir. R dönme açısal momentumu aynı zamanda simetri eksenine karşı dikeydir.



Şekil 1. Aksenel simetrik (küresel olmayan) çekirdek içinde açısal momentum bileşenleri.

Şekil 1'de vektörler (J,R) ve bunların bileşkesi I görülmektedir. x, y, z koordinat sistemi (laboratuar sistemi) uzay içinde sabittir. x', y', z' koordinat sistemi (cisim-sabit sistem) çekirdeğe karşı birleşimdir. z' eksenini nükleer simetri eksenidir. Toplam açısal momentum $I = J + R$ nükleer simetri ekseninde K izdüşümü ve laboratuar sistemi içindeki z eksenine M 'nin bir izdüşümüne sahiptir. J ise öz hareketin toplam açısal momentumunu gösterir.

II. GENELLEŞTİRİLMİŞ MODELDE ÇEKİRDEĞİN EM GEÇİŞLERİ TEORİSİ

Elektrik kuadropol geçiş ihtimali $B(E2)$ 'nin deneysel değerleri çekirdek modellerinden bağımsız olduklarından dolayı β_2 deformasyon parametresinin tespiti için çok önemlidir. Aksenel simetrik deforme çekirdeklerde kuadropol momenti ile bu çekirdeklerin spini ve paritesi $I^\pi = 2^+$ olan en düşük enerjili dönme seviyesinin temel halden uyarılma ihtimali $B(E2)$ arasında çok sade bir bağıntı vardır [4].

Deforme çekirdeklere birinci uyarılma seviyeleri kolektif uyarılmaya uygundur. Bu modelde çekirdeğin hali kolektif ve bir nükleonlu serbestlik dereceleri ile tayin olunur. Kolektif serbestlik derecelerini kuvvetle etkileşen nükleonlar topluluğu (bu nükleonlar tam dolu tabakalardaki nükleonlardır), bir nükleonlu serbestlik derecesini ise zayıf çiflilenimli nükleonlar (bunlar dış tabakalarda bulunur) tayin ederler. Bazı hallerde bir nükleonlu uyarılma, kolektif uyarılma ile birleşirse bu, geçiş ihtimalinin artmasına sebep olur. Bu da nükleonun etkin yükünün artması şeklinde kabul edilebilir.

Bu çalışmada, kolektif uyarılma ile ilgili geçişlerin B(E2) olasılıkları incelenmiştir. Çok kutupluluğu 2^J olan bir ışına ihtimalini ifade eden genel formüller, aşağıdaki gibi yazılabilir [5]:

$$P(\lambda J) = 8\pi \frac{e^2}{\hbar} \frac{(J+1)k^{2J+1}}{J[(2J+1)!!]^2} B(\lambda J), \lambda = E, M \quad (1)$$

Burada elektriksel çok kutuplu geçişin indirgenmiş olasılığı,

$$\hat{Q}_{Jm} = 4\sqrt{\frac{\pi}{2J+1}} \sum_{\alpha=1}^Z r_{\alpha}^J Y_{Jm}(\theta_{\alpha}, \varphi_{\alpha})$$

yardımıyla,

$$B(EJ) = \sum_{m,m_b} |(b| \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi}} \hat{Q}_{Jm} | a)|^2 \quad (2)$$

şeklinde yazılabilir. Manyetik çok kutuplu geçişlerin indirgenmiş ihtimali ise,

$$B(MJ) = \sum_{m,m_b} |(b| \frac{1}{e(J+1)} \frac{eh}{2M_c} \hat{\mu} \text{rot}(r^J \hat{L} Y_{Jm}) | a)|^2 \quad (3)$$

ile ifade olunur. Burada $\hat{\mu}$ genelleşmiş çekirdek modelinde (çekirdek manyetonları ile açıklanan) manyetik moment operatördür.

$$\hat{\mu} = (g_{\Omega} - g_R)\hat{\Omega}_n + g_R\hat{J} \quad (4)$$

Çekirdeğin kolektif serbestlik derecelerine uygun elektriksel geçişlerin uyarılmış ihtimallerini hesaplamak için (2)'ye dahil olan çok kutuplu elektriksel momentini iç $Q_{J\gamma}^0$ multipol momenti ile ifade edersek,

$$\hat{Q}_{Jm} = \sum_{\gamma} D_{m\gamma}^J(\alpha, \beta, \gamma) Q_{J\gamma}^0 \quad (5)$$

yazılabilir. Eksenel simetriye sahip çift çift çekirdeklere kolektif uyarılmamış açısız momentum $J=0,2,4,6,\dots$ olan dönme hallerine uygun gelir. Dönen bütün hallerin eşlenimi aynıdır. Bu halde çekirdek taban durumuna (E2) tipinde elektriksel kuadropol geçişe sahip γ ile geçer. Bu durumda manyetik ışınım yasaktır. Buna göre,

$$\Phi_b = \sqrt{\frac{2J+5}{8\pi^2}} D_{m_b 0}^{J+2}(\alpha, \beta, \gamma) \quad (6)$$

$$\Phi_a = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} D_{m_a 0}^J(\alpha, \beta, \gamma)$$

dalga fonksiyonları ile verilen $J \rightarrow J+2$ geçişlerinin uyarılma olasılıkları hesaplanarak ve (5)'i, (6) ile birlikte (2)'de yerine konulursa,

$$B(E2) = \frac{5(2J+5)(2J+1)}{16\pi^2 (8\pi^2)^2} \sum_{m,m_b} |(D_{m_b 0}^{J+2} \sum_{\gamma} D_{m\gamma}^2 D_{m_a 0}^J)|^2 Q_{20}^2 \quad (7)$$

eşitliği elde edilir. Burada,

$$D_{m_b 0}^{J+2} D_{m\gamma}^2 D_{m_a 0}^J = \frac{8\pi^2}{(2J+5)} (2J m m_a | J+2, m_b)(2J 0 0 | J+2, 0) \delta_{\gamma 0} \quad (8)$$

ve

$$\sum_{m,m_b} |(2J m m_a | J+2, m_b)|^2 = \frac{2J+5}{2J+1} \quad (9)$$

eşitlikleri bulunarak,

$$(2J 0 0 | J+2, 0)^2 = \frac{3(J+2)(J+1)}{2(2J+1)(2J+3)} \quad (10)$$

elde edilir. (8) ve (9) formülleri yardımıyla,

$$B(E2) = \frac{15(J+2)(J+1)}{32\pi(2J+1)(2J+3)} Q_{20}^2 \quad (J \rightarrow J+2) \quad (11)$$

bulunur. $J+2 \rightarrow J$ için uyarılmış elektriksel kuadropol geçiş ihtimali,

$$B(E2) = \frac{15(J+2)(J+1)}{32\pi(2J+3)(2J+5)} Q_{20}^2 \quad (J+2 \rightarrow J) \quad (11a)$$

şeklinde verilir. Öyleki, $J \rightarrow J+2$ ve $J+2 \rightarrow J$ geçişlerinde son hallerin sayısı farklıdır. Bu halde onlara uygun (11) ve (11a) uyarılmış ihtimalleri birbirine eşit değildir. A'sı tek olan çekirdeklerin dönme seviyeleri $J=K, K+1, K+2, \dots$ değerlerine sahip olabilirler ve pariteleri de aynıdır.

Bu durumda,

$$\begin{aligned}\Phi_b &= \sqrt{\frac{2J+3}{8\pi^2}} D_{m_b K}^{J+1}(\alpha, \beta, \gamma), \Phi_a \\ &= \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} D_{m_b K}^{J+1}(\alpha, \beta, \gamma)\end{aligned}$$

dalga fonksiyonlarına sahip seviyelerin elektriksel kuadropol geçişlerinin ihtimalleri hesaplanırsa,

$$\begin{aligned}B(E2) &= \frac{5(2J+3)(2J+1)}{16\pi(8\pi^2)^2} \\ &\sum_{m, m_b} |(D_{m_b K}^{J+1} \sum_{\gamma} D_{m\gamma}^2 D_{m_a K}^J) Q_{2\gamma}^0|^2\end{aligned}$$

eşitliği yazılabilir. Burada

$$\begin{aligned}D_{m_b K}^{J+1} D_{m\gamma}^2 D_{m_a K}^J &= \\ \frac{8\pi^2}{(2J+3)} (2J m m_a | J+1, m_b) (2J 0 K | J+1, K) \delta_{\gamma 0}\end{aligned}$$

$$(2J 0 K | J+1, K)^2 = \frac{3K^2 (J-K+1)(J+K+1)}{J(2J+1)(J+1)(J+2)}$$

ifadeleri kullanılarak,

$$B(E2) = \frac{15K^2 (J-K+1)(J+K+1)}{16\pi J (J+1)(J+2)(2J+1)} Q_{20}^2 \quad \mathbf{J \rightarrow J+1} \quad (12)$$

yazılabilir. Denklem (12) bulunduğunda dış nükleonun durumunu değiştirmedikçe ve dolayısıyla kuadropol elektriksel ışımaya ihtimaline hiçbir katkısı olmadığını kabul ettik. Elektriksel kuadropol ışımaya ile oluşan J+1 → J geçişine uygun uyarılmış ihtimal,

$$B(E2) = \frac{15K^2 (J+1-K)(J+1+K)}{16\pi J (J+1)(2J+3)(J+2)} Q_{20}^2 \quad \mathbf{J+1 \rightarrow J} \quad (12a)$$

ile bulunur. Benzer şekilde J+2 → J geçişine uygun elektriksel kuadropol ışımaya uyarılmış geçiş olasılığı,

$$\begin{aligned}B(E2) &= \frac{15}{32\pi} Q_{20}^2 \\ &\frac{(J+1-K)(J+1+K)(J+2-K)(J+2+K)}{(J+1)(J+2)(2J+3)(2J+5)} \\ &\quad \mathbf{(J+2 \rightarrow J)}\end{aligned}$$

ile bulunabilir.

Yukarıda bir dönme bandı ile yetinilerek, elektromanyetik geçişler araştırılmıştır. Yani burada çekirdeğin iç durumunun değişmediği geçişlere bakılmıştır. Eksenel simetriye sahip çekirdeklere iç hali anlatan kuantum sayılarından biri K'dır ve toplam açısal momentumun eksenel simetri üzerindeki izdüşümünü tayin eder. Elektromanyetik geçişlerde K kuantum sayısının korunmasına ilave bir seçim kuralı gibi bakabiliriz. Genel halde, muhtelif enerji bantlarına sahip seviyelerin geçişinde oluşan J momentumlu ışımada K kuantum sayısının değişmesi

$$\Delta K \leq J \quad (13)$$

şartını sağlamalıdır. Bu şarta uymayan geçişler K yasak geçişleri olarak adlandırılırlar. Bu yasak mutlak değildir. Çünkü K iyi bir kuantum sayısı değildir [5].

Deneysel geçiş kuvvetlerinin sistematığının nükleer yapı incelemeleri için büyük öneme sahip olduğu bilinmektedir. Son yıllarda, yrast bantlarındaki (aynı spinli farklı seviyeler arasında, yrast seviyesi bunların en düşüğüdür) elektriksel kuadropol geçiş oranlarına olan ilgi, nükleer dönmeyle ilgili çok sayıda çalışmaları nedeniyle artmıştır.

Yrast seviyelerinin $T_{1/2}(\text{Deneyel})$ yarı ömür değerleri ölçülmüştür [6]. Çift çift çekirdeklerin yrast seviyeleri ($I_i=2,4,6,\dots$) genellikle, daha düşük bir $I_f=1,-2$ yrast seviyesine E2 geçişleri olması suretiyle bozunur. Bu durumda E2 geçişinin γ ışını yarı ömrü $T_{1/2}^\gamma$

$$T_{1/2}^\gamma(E2) = T_{1/2}(\text{Deneyel}) [1 + \alpha_{\text{top}}] \quad (14)$$

olarak, deneysel yarı ömür ve toplam dönüşüm katsayısından (α_{top}) elde edilebilir [7]. Aşağı doğru geçiş olasılığı (J+2 → J), B(E2) için,

$$B(E2) = \frac{56.57}{E_\gamma^5 [\text{KeV}] T_{1/2}^\gamma [\text{sec}]} e^2 b^2 \quad (15)$$

ile verilir [8]. B(E2)'nin birimi $e^2 b^2$ 'dir. Yukarı doğru geçiş olasılığı (J → J+2) bu değere bağlı olarak,

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = B(E2, I_f \rightarrow I_i) g \quad (16)$$

şeklindedir. g çarpanı da,

$$g = (2I_f + 1) / (2I_i + 1) \quad (17)$$

ile verilir [8].

III. B(E2, 0⁺ →2⁺) GEÇİŞ OLASILIĞI

Çift çift çekirdekte taban durum bandından 0⁺, ilk uyarılmış durum 2⁺'ya geçiş olasılığı B(E2, 0⁺ →2⁺) için son zamanlarda birçok deneysel ve teorik çalışmalar yapılmıştır. S.Raman ve çalışına arkadaşları [9] bu çalışmaları üç sistematik altında toplamışlardır. Bunlardan ilki, gama ışınının geçiş olasılığını, kütle numaralarına, birinci uyarılmış durum enerjisine ve gama ışınlarının ortalama ömrüne bağlayan ifadeleri içine alan "Global Sistematik" dir. İkincisi (N,Z) çekirdekleri ve bunların yakınındaki (N+2,Z), (N,Z+2) ve (N+2,Z+2) için B(E2) değerleri arasındaki korelasyonların vurgulandığı denklemleri içeren "Lokal Sistematik" tir. Üçüncüsü, protonların ve nötronların sihirli sayıları ile birleştirilmiş bölgeleri içine alan "bölgesel sistematik" tir ki, sihirli sayılar Z,N=28, 50, 82, 126 ve 184 olmak üzere beş farklı bölge olarak tanımlanır. Tablo 1'de bu sistematikte B(E2) değerleri, üç modelin yaklaşımları ile yorumlanmıştır [9].

Nötron ve protonlar için potansiyel kuyuların dibinden başlayarak 6 MeV'e kadar (N=2÷7 kabukları) tüm diskret ve kuasidiskret enerji seviyeleri göz önüne alınmıştır.

Tek parçacık modelde Shrödinger denkleminin çözülmesinde kullanılan ortalama alan deformasyon parametresi δ_2 ile β_2 arasındaki ilişkiyi gösteren ifade A.Bohr ve B.Mottelson tarafından verilmiştir [4].

$$\delta_2 = 0.945\beta_2 \left[1 - \frac{4\pi^2}{3} \left(\frac{a_0}{R_0} \right)^2 \right] + 0.34\beta_2^2$$

Bu ifadede a_0 çekirdek yüzey kalınlık parametresi olup kullandığımız potansiyel için 0.53 fm'dir. Yukarıdaki formülü biraz daha düzenlersek

$$\delta_2 = 0.945\beta_2 \left[1 - 2.56A^{-2/3} \right] + 0.34\beta_2^2$$

şeklinde yazabiliriz.

Tablo 1'de aynı zamanda kuadropol deformasyon parametresi B(E2) ihtimalinin deneysel verileri [10] kullanılarak çalışma [11]'e uygun olarak hesaplanmıştır.

Çift-çift deforme bölgesi çekirdeklerinden Sm izotopları için, kütle numaralarına karşı, hesaplanan B(E2) değerlerinin grafiği Şekil 2'de çizilmiştir.

150 ≤ A ≤ 190 bölgesi girişinde bulunan Sm izotopları iyi deforme olmuş çekirdeklerdir. Bu durumda yrast seviyeleri toplu dönme bir hareketinin sonucu olarak ortaya çıkar [7]. B(E2, J+2→J) değerlerinin öz kuadropol momente (Q_0) bağlı ifadesi (11a) eşitliğinde verilmiştir. Buradan, J+2→J geçişleri için B(E2) değerleri hesaplanarak deneysel verilerle karşılaştırılmış ve sonuçlar Tablo 2'de verilmiştir.

Sm izotoplarında B(E2, J+2→J) geçiş ihtimaliyetleri hesaplanarak Tablo 2'de verilmiş ve B(E2)'nin spine bağlı grafiği Şekil 3'de çizilmiştir.

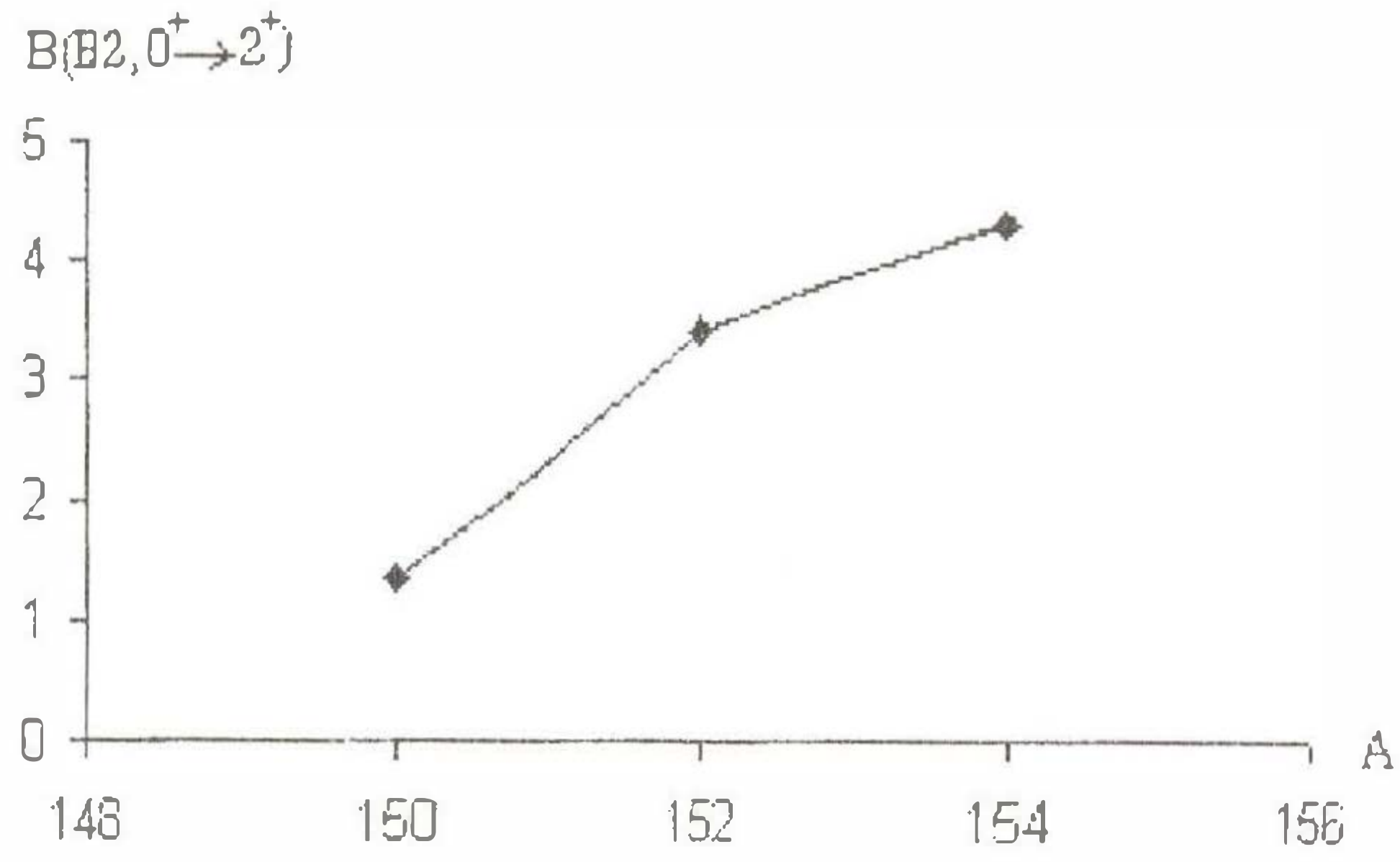
Tablo 3'te kuadropol momentlerinin deneysel verilerinin uygunlaştırılmasıyla bulunan β_2 ve δ_2 parametrelerinin değerleri gösterilmiştir. Burada mukayese için β_2 parametresinin çalışma [10]'da verilmiş değerleri de β_R olarak gösterilmiştir.

Kuadropol momentlerinin teorik olarak hesaplanan değerlerinin A kütle sayısına bağlı olarak değişmesi Şekil 4'de gösterilmiştir. Burada mukayese için kuadropol momentlerinin uygun deneysel değerleri [10] de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi, kuadropol momentleri için teorinin verdiği sonuçların A kütle sayısına göre değişmesi deney hatası çerçevesinde sonuçlarla uyum içindedir.

Sonuç olarak bu çalışmalar genelleştirilmiş modelde kararlı deformasyona sahip çekirdeklerin B(E2, J+2→J) geçiş olasılıklarının deneysel ve teorik değerlerle uyum içinde olduğunu göstermektedir.

Tablo 1 B(E2) değerleri, kuadropol momentleri

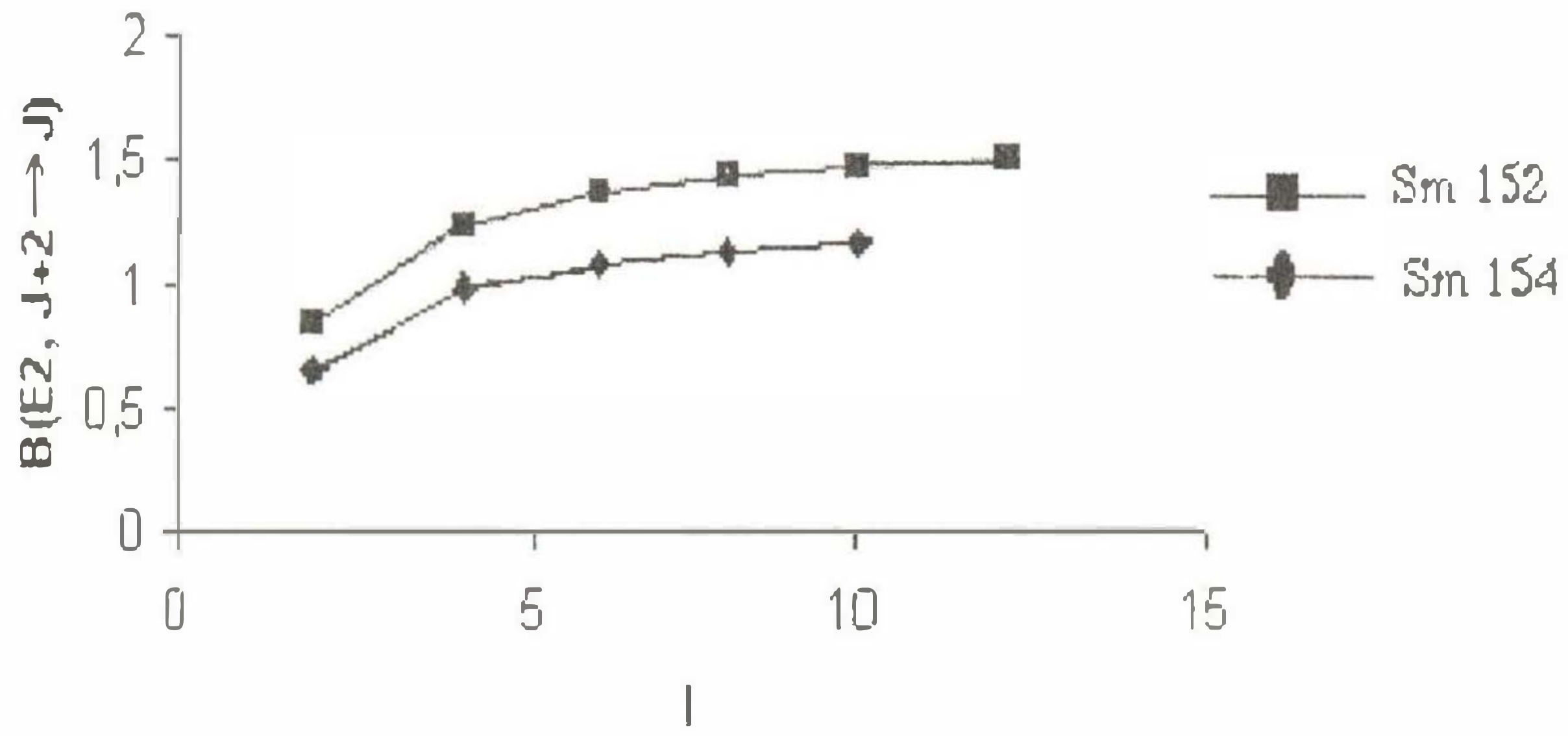
İzotop	E[7] (KeV)	Q ₀ [1] (b)	Q _{th} (barn) [11]	Q _{Deney} (barn) [10]	B(E2) Deney [1] (e ² b ²)	B(E2) Teorik [1] (e ² b ²)	B(E2) Hesaplanan (e ² b ²)
¹⁵⁰ ₆₂ Sm	333.95	3.684	----	----	1.36±0.1	1.35	1.343
¹⁵² ₆₂ Sm	121,78	5.881	5.89	5.881	3.39±0.0 3	3.44	3.423
¹⁵⁴ ₆₂ Sm	81.99	6.620	6.615	6.620	4.29±0.0 4	4.36	4.338



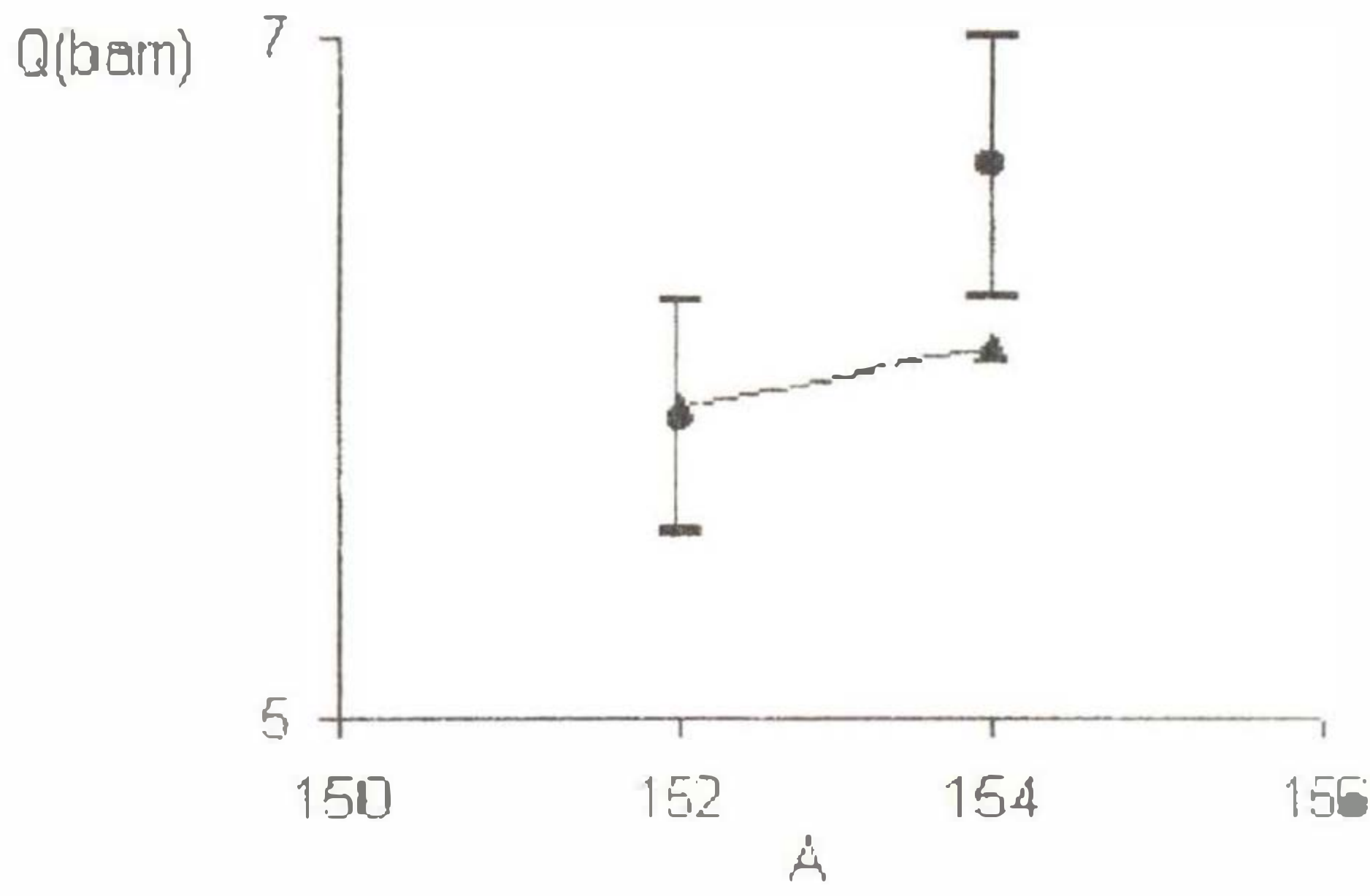
Şekil 2 B(E2) geçiş olasılığının A'ya bağlı değişimi

Tablo 2 J+2→J geçişleri için B(E2), değerleri

İzotop	β_2^{th}	δ_2^{th}	E _{γ} [7]	J _i →J _f	B(E2) Deney[7] (e ² b ²)	B(E2) Teorik [7] (e ² b ²)
¹⁵² ₆₂ Sm	0.269	0.2552	121.8	2 0	0.67	0.657
			244.6	4 2	1.02	0.968
			340.2	6 4	1.18	1.082
			418.2	8 6	1.29	1.130
			435.5	10 8	1.55	1.162
¹⁵⁴ ₆₂ Sm	0.40	0.39	82.0	2 0	0.84	0.832
			184.9	4 2	1.2	1.227
			277.4	6 4	1.37	1.371
			359.1	8 6	1.49	1.433
			430.2	10 8	1.49	1.472
492.9	12 10	1.37	1.498			



Şekil 3 $B(E2)$ geçiş olasılığının spine bağlı değişimi



Şekil 4 Çift-çift $^{152-154}\text{Sm}$ izotoplarının kuadropol momentlerinin teorik ve deneysel değerlerinin A kütle sayısı ile değişimi. Burada • deneysel değerlere, ▲ teorik değerlere ve I ise deneysel hata aralığına karşı geliyor.

KAYNAKLAR

- [1] Raman, S., Malarkey, C.H., Milner, W.T., Nestor, C.W., and Stelson P.H., "Atomic Data and Nuclear Data Tables 36, 1-96, 1987"
- [2] J.L.Wood, K.Heyde, W.Nazarewicz, M.Huyse and P.Van Duppen "Coexistence in even mass nuclei Phys.Rep.215 (1992)101"
- [3] V.G.Soloviev "Theory of Complex Nuclei, Pergaman Press, New York, 1976"
- [4] A.Bohr and B.Mottelson, "Nuclear Structure, vol.1 Benjamin, New York, Amsterdam, 1969"
- [5] Davidov, A.C., "Atom Çekirdeğinin Teorisi (Rusça)", F.M.L., Moskova, 1958"
- [6] Baglin, C.M., "Nuclear Data Sheets for A=150", Nuclear Data Sheets, 18-3, 1976"
- [7] Helmer, R.G., "Nuclear Data Sheets Update for A=154, Nuclear Data Sheets, 69-3, 1993"

- [8] Venkova, Ts., Andrejtscheff W., "Atomic Data and Nuclear Data Tables, 26, 93-136, 1981"
- [9] Raman, S., Nestor, C.W., JR., Kahane S., Bhatt K.H., "Atomic Data and Nuclear Data Tables 42, 1-54, 1989"
- [10] S.Raman, C.H.Malarkey, W.T.Milner, C.W.Nestor, J.R. and P.H.Stelsen, "Transition Probability, $B(E2)$, From the Ground to the First-Excited 2^+ states of even-even Nuclides, Atomic Data and Nuclear Data Tables v.36 (1987) 1"
- [11] F.Ertuğral, E.Guliyev, A.Kuliev $^{166-180}\text{Hf}$ İzotoplarının Kuadropol Momentlerinin Hesaplanması I.Ulusal Parçacık Hızlandırıcıları ve Uygulamaları Kongresi Bildirileri, 25-26 Ekim 2001, TAEK, Ankara"