

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

Recep AKKAYA Oya İNCE

Sakarya Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, 54100, ADAPAZARI, TÜRKİYE

**Özet** - Bu çalışmada  $150 \leq A \leq 190$  deforme bölgesi girişinde bulunan Çift-Çift Samaryum ve Gadolinyum izotoplarının  $B(E2, J \rightarrow J+2)$  ve  $B(E2, J+2 \rightarrow J)$  değerleri genelleştirilmiş nükleer modele göre incelenmiştir. Daha orta bölgede yer alan Dy, Yb ve Er izotopları için de  $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$  değerleri hesaplanmıştır.  $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$  ve  $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$  nin hesabında literatürden alınan  $Q_0$  iç kuadrupol momentleri kullanılmıştır.

Herbir izotop için elde edilen değerler Raman ve arkadaşları [6] tarafından verilen deneysel ve teorik değerlerle mukayese edilerek bulunan sonuçların,  $150 \leq A \leq 190$  deforme giriş bölgesi genel sistematiğine uyduğunu tespit edilmiştir.

**Abstract** - In this work, the  $B(E2, J \rightarrow J+2)$  and  $B(E2, J+2 \rightarrow J)$  values of even-even Sm, Gd, Dy, Er and Yb 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 [6]. It is seen that computed data in a good agreement with the general systematic of the  $150 \leq A \leq 190$  deformed interval.

## I. 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 ve Gd izotopları  $150 \leq A \leq 190$  deforme bölgesi başlangıcında  $N=88-90$  geçiş sınırında yer alırlar.

Çekirdeklerin davranışlarını incelemde etkin olan rotasyonel ve vibrasyonel spektranın birçok özellikleri genel fiziksel özelliklerden ve uygun simetri bağıntılarından elde edilebilir.

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

İkinci kabul ise, modelin, kollektif hareketin adyabatikliğine bağlı olmasıdır [7]. Adyabatiklik şartı,

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

olarak ifade edilir. Yani rotasyon frekansları vibrasyon frekanslarından oldukça küçüktür, öte yandan iç hareketin frekansı da diğerlerinden oldukça büyüktür. Bu taktirde nükleer hareketler iç hareket, vibrasyonel hareket ve bütün çekirdeğin rotasyonu olmak üzere yaklaşık olarak üç bağımsız moda bölünebilirler.

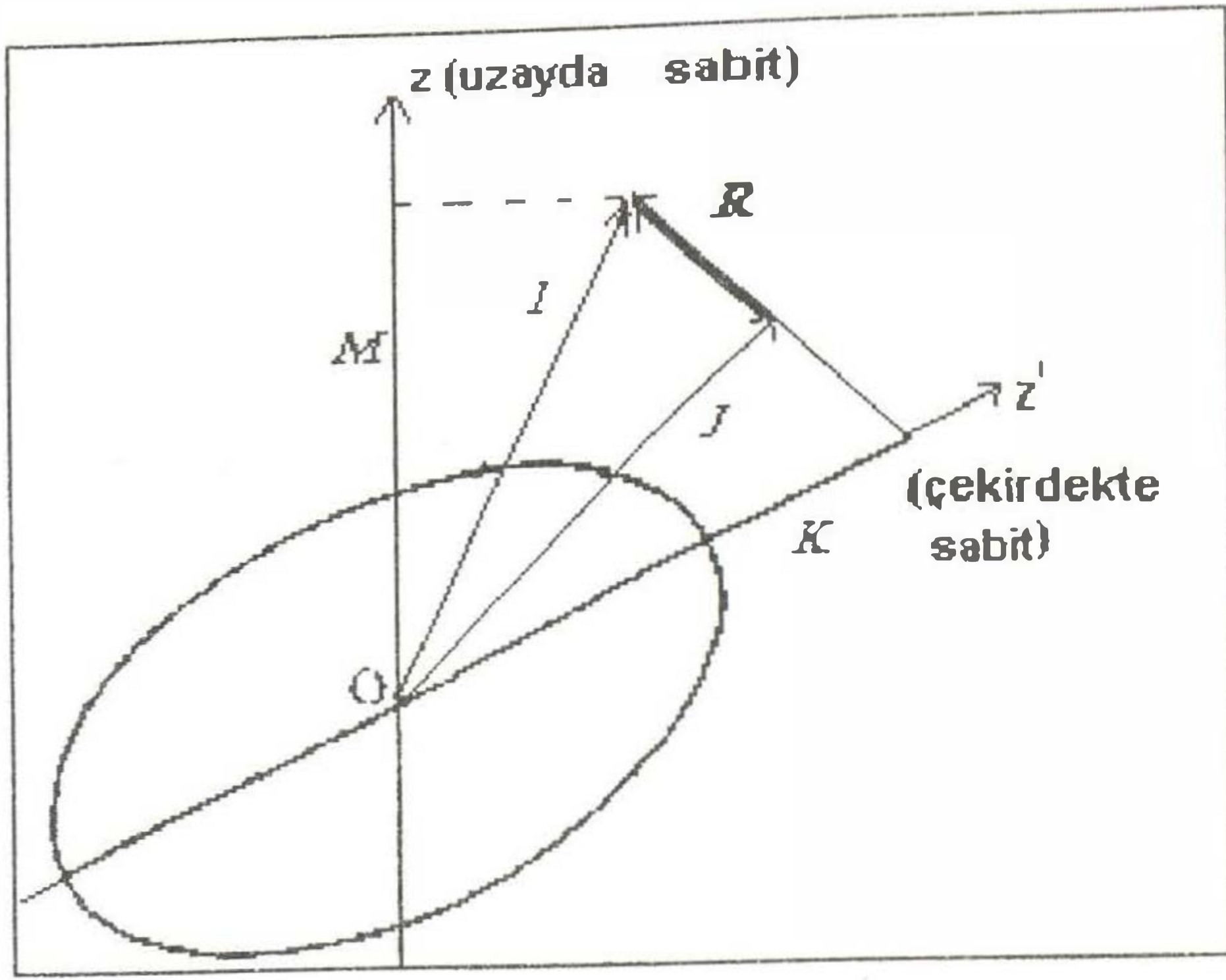
Uygun şekilde, nükleer dalga fonksiyonu,  $\varphi_k(q)$  iç fonksiyonla  $\varphi_{vib}$  vibrasyonel fonksiyonun ve  $D(\theta_e)$  rotasyonel fonksiyonun çarpımıdır. Yani,

$$\Psi \sim D(\theta_e) \varphi_k(q) \varphi_{vib}$$

Burada  $\theta_e$  nükleer yönelmeyi belirleyen Euler açısıdır. Bu taktirde nükleer Hamiltonien yaklaşık olarak,

$$H = H_{iç} + H_{rot} + H_{vib}$$

şeklinde üç ifadenin toplamıdır. Burada,  $H_{rot}$  rotasyonel enerji operatörünü,  $H_{vib}$  nükleer yüzeyin titreşimlerini ve  $H_{iç}$  nükleonların iç hareketini tasvir eder.



Şekil 1. Aksel simetrik (küresel olmayan) çekirdekte açıl momentum bileşenleri.

Şekil 1'de vektörler (J,R) ve bunların bileşkesi I görülmektedir. x, y, z koordinat sistemi uzayda, x', y', z' koordinat sistemi ise çekirdekte sabittir. z' eksenini nükleer simetri eksenidir. Toplam açıl momentum vektörü  $I=J+R$  z ekseninde M izdüşümüne ve nükleer simetri ekseninde K bileşenine sahiptir. J vektörü iç hareketin açıl momentumunu gösterir.

## II. Genelleştirilmiş Modelde Çekirdeğin EM Geçişleri Teorisi

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 çiftlenimli 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) ihtimaliyetleri incelenmiştir. Çok kutupluluğu  $2^J$  olan bir ışına ihtimalini ifade eden genel formüller, aşağıdaki gibi yazılabilir [1];

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

Burada elektriksel çok kutuplu geçişin indirgenmiş ihtimaliyeti,

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

yardımıyla,

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

şeklinde yazılabilir. Magnetik çok kutuplu geçişlerin indirgenmiş ihtimali ise,

$$B(MJ) = \sum_{m, m_b} \left( b \left| \frac{1}{e(J+1)} \frac{e\hbar}{2Mc} \hat{\mu} \text{rot}(r^J \hat{Y}_{Jm}) \right| a \right)^2 \quad (3)$$

ile ifade olunur. Burada  $\hat{\mu}$  genelleşmiş çekirdek modelinde (çekirdek magnetonları ile açıklanan) magnetik moment operatörüdür.

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

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

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

Aksel simetriye sahip çift çift çekirdeklere kolektif uyarılmamış açıl 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 kuadrupol geçişe sahip  $\gamma$  kaskadı ile geçer. Bu durumda magnetik ışına yasaktır. Buna göre,

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

$$\Phi_a = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} D_{m_a 0}^J(\alpha, \beta, \gamma) \quad (6)$$

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

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

eşitliği elde edilir. Burada,

$$(D_{m_a 0}^{J+2} D_{m_b}^2 D_{m_a 0}^J) = \frac{8\pi^2}{(2J+5)} (2Jm_a | J+2, m_b) (2J00 | J+2, 0) \delta_{\nu 0} \quad (8)$$

ve,

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

eşitlikleri bulunarak,

$$(2J00 | J+2, 0)^2 = \frac{3(J+2)(J+1)}{2(2J+1)(2J+3)} \quad (10)$$

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 kuadrupol geçiş ihtimali,

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

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 durum,

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

dalga fonksiyonlarına sahip seviyelerin elektriksel kuadrupol geçişlerinin ihtimalleri hesaplanırsa,

$$B(E2) = \frac{5(2J+3)(2J+1)}{16\pi(8\pi^2)^2} \sum_{m, m_b} \left| \left( D_{m_b K}^{J+1} \sum_{\nu} D_{m_b \nu}^2 D_{m_a K}^J \right) Q_{2\nu}^0 \right|^2$$

eşitliği yazılabilir.

$$(D_{m_b K}^{J+1} D_{m_b}^2 D_{m_a K}^J) = \frac{8\pi^2}{2J+3} (2Jm_a | J+1, m_b) (2J0K | J+1, K) \delta_{\nu 0}$$

$$\sum_{m, m_b} \left| (2Jm_a | J+1, m_b) \right|^2 = \frac{2J+3}{2J+1}$$

$$(2J0K | J+1, K)^2 = \frac{3K^2(J-K+1)(J+K+1)}{J(2J+1)(J+1)(J+2)}$$

buradan,

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

yazılabilir. (12) eşitliği bulunduğunda dış nükleonun durumunu değiştirmedini ve dolayısıyla kuadrupol elektriksel ışımaya ihtimaline hiç bir katkısı olmadığını kabul ettik. Elektriksel kuadrupol ışımaya ile oluşan  $J+1 \rightarrow J$  geçişine uygun uyarılmış ihtimal,

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

ile bulunur. Benzer şekilde  $J+2 \rightarrow J$  geçişine uygun elektriksel kuadrupol ışımaya uyarılmış geçiş ihtimaliyeti,

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

ile bulunabilir.

Yukarıda bir dönme bandı ile yetinilerek, elektromagnetik geçişler araştırılmıştır. Yani burada çekirdeğin iç durumunun değişmediği geçişlere bakılmıştır. Eksenel simetriye sahip çekirdekte onun iç halini karakterize eden kuantum sayılarından biri  $K$  dir ve toplam açısal momentumun eksenel simetri üzerindeki izdüşümünü tayin eder. Elektromagnetik 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 [1]. 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 kuadrupol geçiş oranlarına ilgi, nükleer rotasyonla ilgili çok sayıdaki çalışmalar nedeniyle artmıştır.

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

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

olarak, deneysel yarı ömür ve toplam konversiyon katsayısından  $\alpha_{top}$  elde edilebilir [3]. Aşağı doğru geçiş ihtimaliyeti ( $J+2 \rightarrow J$ ), B(E2) için,

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

ile verilir [4]. B(E2) nin birimi  $e^2 b^2$  ile verilir. Yukarı doğru geçiş ihtimaliyeti ( $J \rightarrow J+2$ ) bu değere bağlı olarak,

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

şeklindedir. g çarpanı da,

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

ile verilir [4].

### III. B(E2, $0^+ \rightarrow 2^+$ ) Geçiş İhtimaliyeti

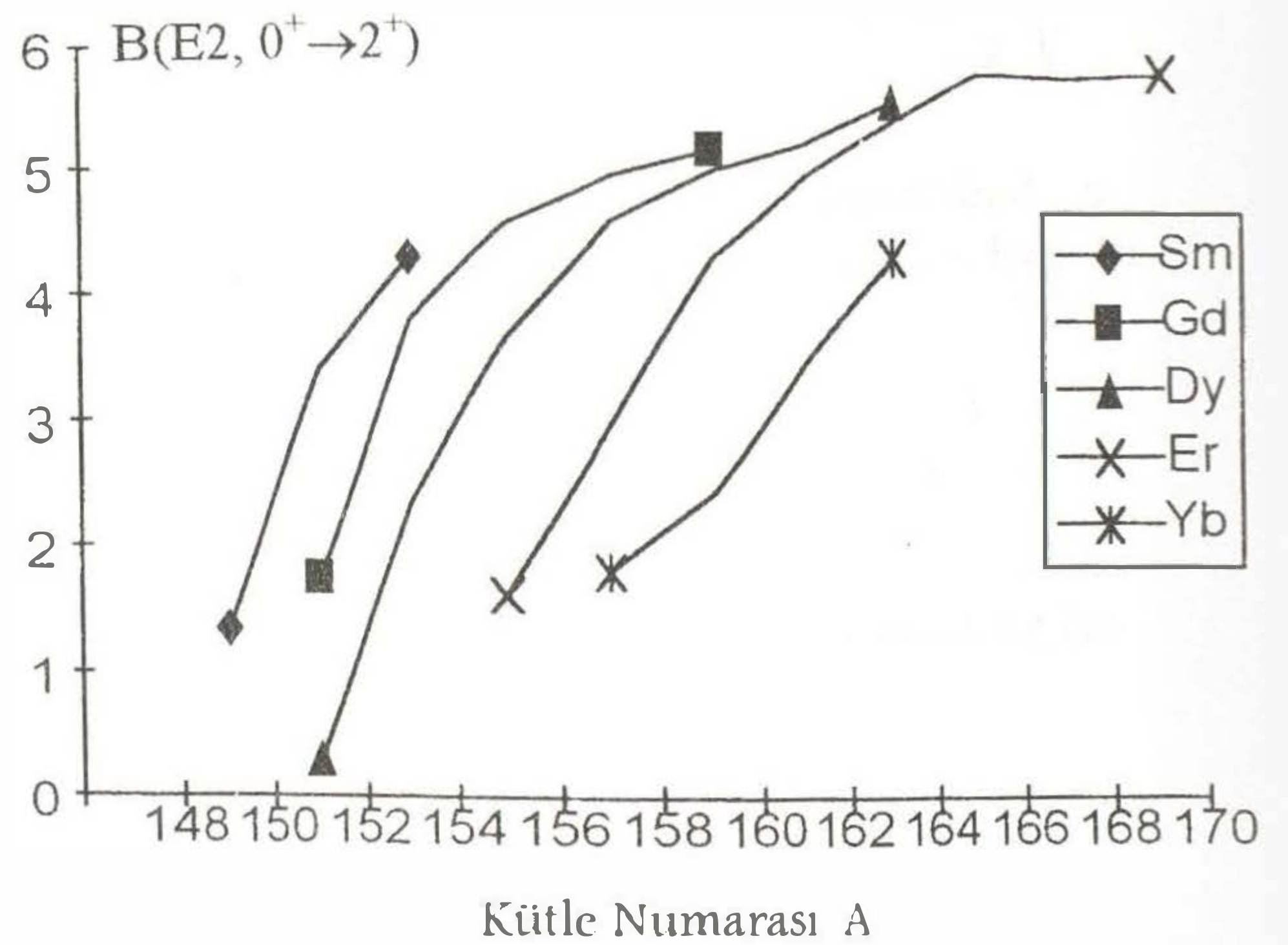
Çift -çift çekirdekte taban durum bandından  $0^+$ , ilk uyarılmış durum  $2^+$  ya geçiş ihtimaliyeti B(E2,  $0^+ \rightarrow 2^+$ ) için son zamanlarda birçok deneysel ve teorik çalışmalar yapılmıştır. S. Raman ve çalışma ark. [5] bu çalışmaları üç sistematik altında toplamışlardır. Bunların ilki, gamma ışınının geçiş ihtimaliyetini, kütle numaralarına, birinci uyarılmış durum enerjisine ve gamma ışınlarının ortalama ömrüne bağlayan ifadeleri içine alan "Global Sistematik" dir. İkincisi, (N,Z) çapa 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" dir. Üçüncüsü, protonların ve nötronların sihirli sayıları ile birleştirilmiş bölgeleri içine alan "bölgesel sistematik" dir ki, sihirli sayılar Z,N=28,50,82,126 ve 184 olmak üzere beş farklı bölge olarak tanımlanır. Bu sistemattik B(E2) değerleri; üç modelin yaklaşımları ile yorumlanmıştır [5]. Bu

sistemattiklerin B(E2) grafikleri EK.Şekil 4'de verilmiştir.

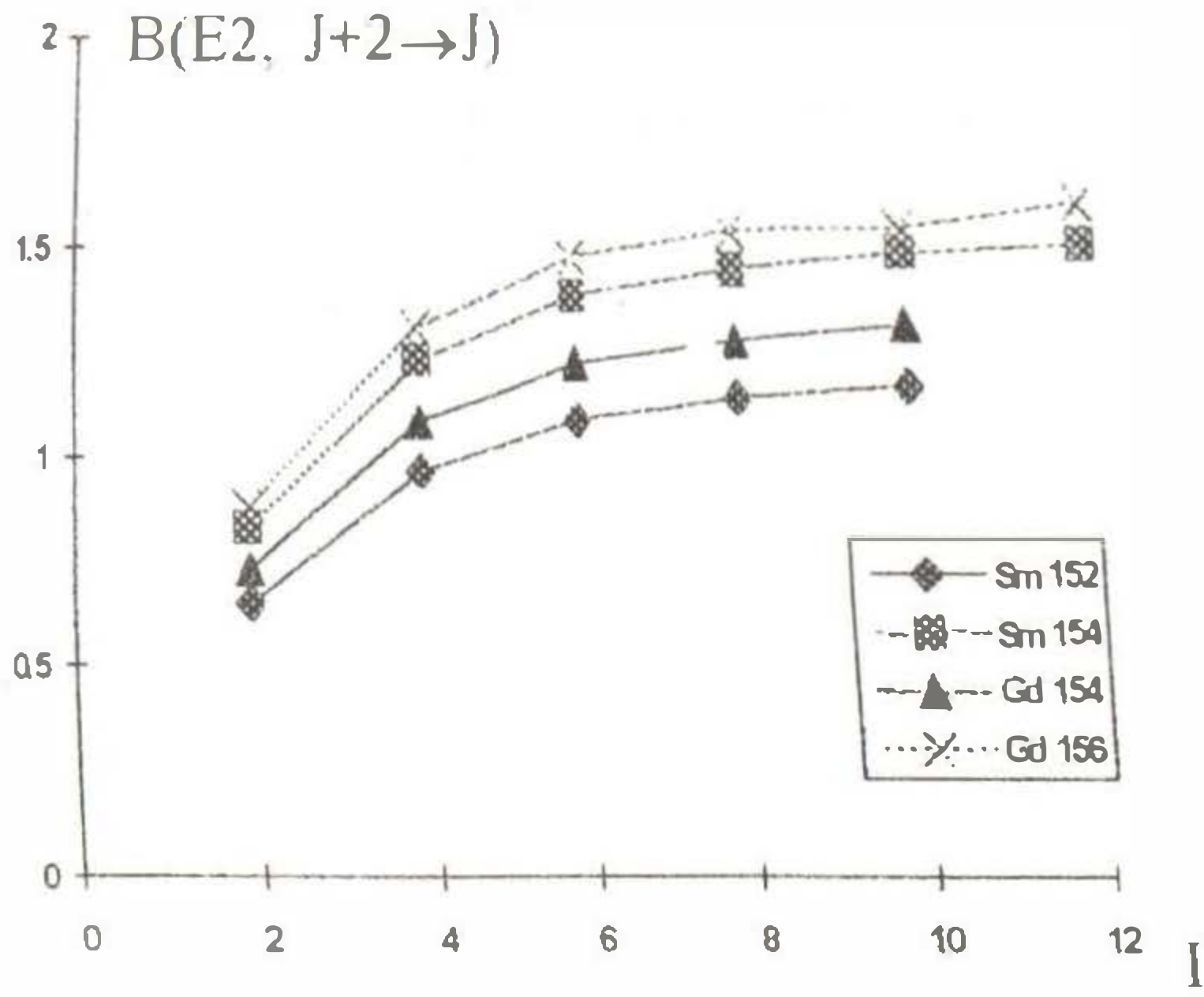
Tablo 1.  $0^+ \rightarrow 2^+$  geçişleri için B(E2) değerleri

İzotop	E [6] (KeV)	Q <sub>0</sub> [6] (b)	B(E2) Deneysel [6] ( $e^2 b^2$ )	B(E2) Teorik [6] ( $e^2 b^2$ )	B(E2) Hesaplanan ( $e^2 b^2$ )
<sup>150</sup> Sm	333.95	3.684	1.36 ± 0.10	1.35	1.343
<sup>152</sup> Sm	121.78	5.881	3.39 ± 0.03	3.44	3.423
<sup>154</sup> Sm	81.99	6.620	4.29 ± 0.04	4.36	4.338
<sup>152</sup> Gd	344.27	4.21	1.97 ± 0.13	1.76	1.754
<sup>154</sup> Gd	123.07	6.221	3.83 ± 0.05	3.85	3.831
<sup>156</sup> Gd	88.97	6.830	4.63 ± 0.05	4.64	4.618
<sup>158</sup> Gd	79.51	7.104	5.03 ± 0.08	5.02	4.996
<sup>160</sup> Gd	75.26	7.265	5.23 ± 0.07	5.25	5.203
<sup>152</sup> Dy	613.9	1.76	-----	0.31	0.306
<sup>154</sup> Dy	334.5	4.90	-----	2.39	2.376
<sup>156</sup> Dy	137.85	6.107	3.72 ± 0.03	3.71	3.692
<sup>158</sup> Dy	98.94	6.844	4.67 ± 0.04	4.66	4.637
<sup>160</sup> Dy	86.79	7.13	-----	5.06	5.032
<sup>162</sup> Dy	80.66	7.28	5.38 ± 0.05	5.28	5.246
<sup>164</sup> Dy	73.39	7.503	5.66 ± 0.06	5.57	5.573
<sup>156</sup> Er	344.4	4.07	-----	1.64	1.639
<sup>158</sup> Er	192.3	5.51	-----	3.02	3.005
<sup>160</sup> Er	125.6	6.62	-----	4.36	4.338
<sup>162</sup> Er	102.08	7.097	-----	5.01	4.986
<sup>164</sup> Er	91.39	7.402	-----	5.45	5.424
<sup>158</sup> Yb	357.9	4.31	-----	1.85	1.839
<sup>160</sup> Yb	243.1	4.99	-----	2.48	2.465
<sup>162</sup> Yb	166.3	5.93	-----	3.50	3.481
<sup>164</sup> Yb	123.3	6.60	-----	4.34	4.312

Bu çalışmada, çift-çift deforme bölgesi çekirdeklerinden Sm, Gd, Dy, Er ve Yb izotopları için, Ref.[7]'de geniş açıklamaları verilen Genelleşmiş Model' in B(E2) bağıntıları kullanılmıştır. Sonuçlar, literatürde verilen deneysel verilerle karşılaştırılmış ve Tablo 1'de sunulmuştur. Kütle numaralarına karşı, hesaplanan B(E2) değerlerinin grafiği Şekil 2'de çizilmiştir.



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



Şekil 3. B(E2) geçiş ihtimaliyetinin spine bağlı değişimi

#### IV. Sm ve Gd İzotopları İçin B(E2, J+2→J) Geçiş İhtimaliyeti

150≤A≤190 bölgesi girişinde bulunan Sm ve Gd izotoplarının iyi deforme olmuş çekirdekler olduğu bilinmektedir. Bu durumda yrast seviyeleri kolektif rotasyonel bir hareketin sonucu olarak ortaya çıkar [4]. B(E2, J+2→J) değerlerinin öz kuadrapol 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.

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

İzotop	$E_\gamma$ [4] (KeV)	$J_i \rightarrow J_f$	B(E2) Deneysel [4] ( $e^2b^2$ )	B(E2) Teorik ( $e^2b^2$ )
$^{152}\text{Sm}$	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
	483.5	10 8	1.55	1.162
$^{154}\text{Sm}$	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
$^{152}\text{Gd}$	344.2	2 0	0.31	0.33
$^{154}\text{Gd}$	123.1	2 0	0.75	0.735
	248.1	4 2	1.18	1.083
	347.0	6 4	1.376	1.211
	427.0	8 6	1.53	1.265
	493.0	10 8	1.7	1.30
$^{156}\text{Gd}$	89.0	2 0	0.93	0.886
	99.2	4 2	1.3	1.306
	296.3	6 4	1.47	1.460
	380.7	8 6	1.5	1.525
	451.1	10 8	1.53	1.539
	508.2	12 10	1.48	1.595
$^{158}\text{Gd}$	79.5	2 0	0.99	0.958

$2^+ \rightarrow 0^+$  geçişleri için yarı ömür ( $T_{1/2}$ ) değerleri Denk. 14 den hesaplanarak deneysel verilerle karşılaştırılmış ve sonuçlar Tablo 3'de verilmiştir.

Tablo 3. Sm ve Gd izotopları  $2^+ \rightarrow 0^+$  geçişleri için yarı ömür değerleri

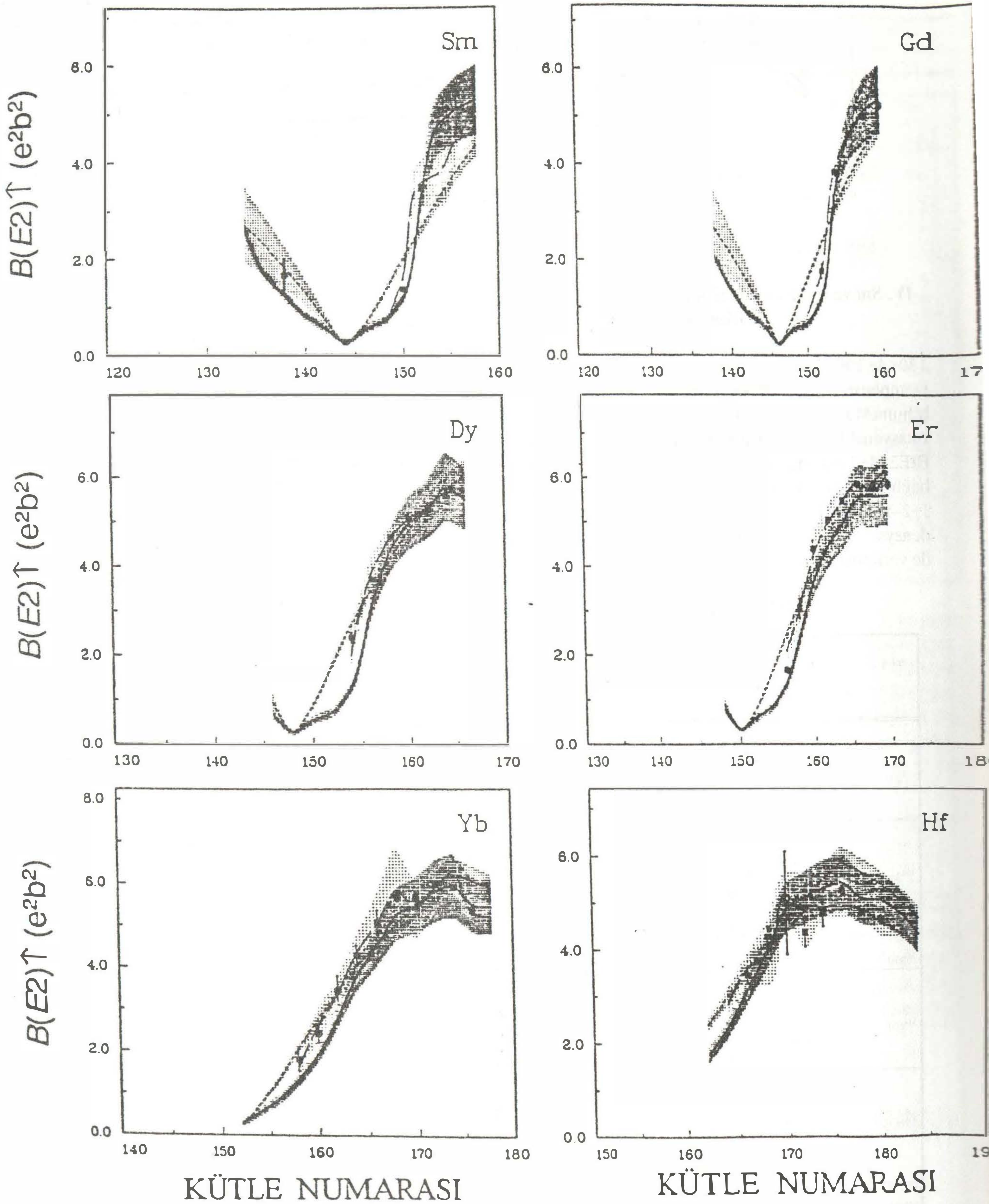
İzotop	$E_\gamma$ (KeV)	B(E2) [6] ( $e^2b^2$ )	$T_{1/2}^\gamma$	
			Deneysel [4]	Hesaplanan
$^{152}\text{Sm}$	122	0.67	1.4 ns	3.12 ns
$^{154}\text{Sm}$	82	0.84	3.02 ns	18.1 ns
$^{152}\text{Gd}$	344	0.31	36 ps	37.8 ps
$^{154}\text{Gd}$	123	0.75	1.21 ns	2.67 ns
$^{156}\text{Gd}$	89	0.93	2.21 ns	10.8 ns
$^{158}\text{Gd}$	80	0.99	2.52 ns	17.4 ns

#### V. SONUÇ

Sm, Gd, Dy, Er ve Yb izotopları  $0^+ \rightarrow 2^+$  geçişleri için Genelleşmiş Modele ait bağıntılar kullanılarak hesaplanan  $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$  Ref. 6' da verilen deneysel ve teorik değerlerle çok iyi bir uyum göstermektedir. Elde edilen sonuçların kütle numarasına göre değişim grafiği Şekil 2'de çizilmiş ve bütün izotoplar için  $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$  değerlerinin kütle numarası ile arttığı görülmüştür.

Diğer taraftan, Sm ve Gd izotoplarında B(E2, J+2→J) geçiş ihtimaliyetleri hesaplanarak Tablo 2'de verilmiş ve B(E2)'nin spine bağlı grafiği Şekil 3'de çizilmiştir. Sonuçlar, Venkova'nın çalışmaları [4] ile uyum halindedir ve model bu bölgede iyi çalışmaktadır.

EK.  $B(E2)$  DEĞERLERİNİN A' ya GÖRE DEĞİŞİMİ [5]



Şekil 4. Çeşitli sistematlere göre  $B(E2)$  değerleri. Düz çizgi Global Sistematik, uzun kesikli çizgi Lokal Sistematik, kısa kesikli çizgi Bölgesel Sistematik değerlerini göstermektedir.

**KAYNAKLAR**

- [1] Davidov, A.C., "Atom Çekirdeğinin Teorisi (Rusça)", F.M.L., Moskova, 1958
- [2] Baglin, C.M., "Nuclear Data Sheets for A=150", Nuclear Data Sheets, 18-3, 1976
- [3] Helmer, R.G., "Nuclear Data Sheets Update for A=154, Nuclear Data Sheets, 69-3,1993
- [4] Venkova, Ts., Andrejschceff W., "Atomic Data and Nuclear Data Tables, 26, 93-136, 1981
- [5] Raman, S., Nesto, C.W., JR., Kahane S., Bhatt K.H., "Atomic Data and Nuclear Data Tables 42, 1-54, 1989
- [6] Raman, S., Malarkey, C.H., Milner, W.T., Nestor, C.W., JR. and Stelson P.H., Atomic Data and Nuclear Data Tables, 36, 1-96, 1987
- [7] Soloviev, V.G., "Theory of Complex Nuclei" (Rusça) Translated by Vogel, P., California, 1976.

...

...

...

...

...

...

...

...

...