

# M1 GEÇİŞ İHTİMALLERİNİN REZİDÜ TEOREMİ VE KONTUR İNTEGRALLERİ YARDIMIYLA HESAPLANMASI

Mehmet GÜNER

**Özet** –Rasgele Faz Yaklaşımı (RPA) kullanılarak çekirdek geçiş matris elemanlarının analitik özelliklerinden yararlanarak, rezidü teoremi ve kontur integralleri yardımıyla magnetik dipol geçişlerinin enerji ağırlıklı toplam kurallarının (EWSR) deformasyon bağımlılığını içeren analitik bağıntı elde edildi. Nümerik hesaplamalar, farklı biçime sahip seviyeler arasındaki geçiş ihtimallerinin deneysel verilere uygun olarak keskin bir biçimde azaldığını gösterdi.

**Anahtar Kelimeler:** Enerji Ağırlıklı Toplam Kuralı, M1 Geçişleri, Rezidü Teoremi, Kontur İntegral.

**Abstract** - In Random Phase Approximation (RPA), using the analytic properties of the nucleus transition matrix elements and by means of contour integrals and residue theorem, we obtain an analytic formula containing the dependence of deformation of the energy-weighted sum rule (EWSR) for the magnetic dipole transitions. Numerical calculations show that the transition probability between levels which have different forms decreases sharply compatible with experimental data.

**Keywords:** Energy Weighted Sum rules, Transitions M1, Residue Theorem, Contour Integrals.

## I.GİRİŞ

Çekirdeğin çok parçacıklı bir sistem olması ve parçacıklar arasındaki kuvvetlerin bilinmemesinden dolayı, çekirdek yapısının incelenmesinde seçilmiş modeller çerçevesinde yaklaşık hesaplama yöntemleri kullanılır. Elde edilen sonuçların uygun deneysel verilerle karşılaştırılması, çekirdek modellerinin ve kullanılan metotların başarısını tespit etmeye imkan sağlar.

Kuantum mekaniğinde mikro sistemlerin bir halden diğer hale geçiş matris elemanlarının toplamı, modelden bağımsız bağıntılarla sınırlandırılır ve bu bağıntılar toplam kuralları olarak adlandırılır [1]. Bu kurallar geçiş operatörlerinin veya fiziksel büyüklüklere karşılık gelen diğer operatörlerin komutasyon bağıntılarının ve

seviyelerin dalga fonksiyonlarının tam seti oluşturduğu matematiksel özelliklerinin yardımıyla elde edilir. Bu toplam kuralları çoğunlukla modelden bağımsız olduklarından çok büyük öneme sahiptirler. Toplam kuralları atomik, nükleer ve parçacık fiziğinde oldukça sık kullanılır.

Çift beta geçiş hızlarının hesaplanmasında matris elemanlarının toplamının analitik olarak elde edilmesi için alternatif metot çalışma [2] de iler sürülmüştür. Bu metot yardımıyla nükleer geçiş matris elemanlarının analitik özellikleri kullanılarak özdeğer ve özfonksiyon problemini çözmeden rezidü teoremi ve kontur integralleri yardımıyla sayısal hesaplamalarda meydana çıkan zorluklardan kaçınılabılır [3].

Çift çekirdeklerde manyetik dipol ve Gamov-Teller rezonanslarının oluşumuna nükleonlar arasındaki spin kuvvetlerinin sorumlu olduğu iyi bilinmektedir. Spin kuvvetleri tek çekirdeklerde beta geçiş hızlarının ve M1 geçiş ihtimallerinin yavaşlamasında da etkilidir. Bu kuvvetlerin ürettiği kolektif  $1^+$  seviyelerinin uyarılma matris elemanlarının toplam kurallarının sayısal olarak hesaplanması, bunların yüksek yoğunluklarından dolayı oldukça zordur. Bu toplam kurallarının deformasyon bağımlılığının tasviri ise daha da zordur. Bu bakımdan biçimi taban halin biçiminden farklı seviyelere geçiş matris elemanlarının toplam kurallarının analitik olarak hesaplanması çok önemlidir.

## II. ENERJİ AĞIRLIKLIL TOPLAM KURALI

Manyetik dipol etkileşmeleri; tek-çekirdeklerin manyetik dipol momentlerine, M1 geçişlerine ve enerji spektrumlarına tesir ederken, çift-çift çekirdeklerde spin-titreşim  $1^+$  seviyelerini üretir. Buna göre spin kuvvetlerinin deforme çekirdeklerde  $1^+$  seviyelerini ürettiği varsayılarak bu seviyeleri temsil eden Hamiltoniyen aşağıdaki gibi seçilebilir [4]:



$$H = H_{sqp} + V_{\sigma\tau} \quad (1)$$

Burada

$$V_{\sigma\tau} = \frac{1}{2} \chi_{\sigma\tau} \sum_{i \neq j} \sigma_i \sigma_j \tau_i^z \tau_j^z \quad (2)$$

bağıntısı izovektör spin kuvvetlerini,  $H_{sqp}$  ise süper akışkan modelde (1) kuaziparçacık Hamiltoniyenini tasvir etmektedir. Burada kullanılan ve açıklanmamış olan tüm bağıntılar referans [4] deki gibidir. RPA da  $1^+$  seviyeleri dalga fonksiyonlarına bir fonon fonksiyonu olarak bakılabilir:

$$|\Psi_k\rangle = Q_k^+ |\Psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mu,\tau} [X_\mu^k(\tau) C_\mu^+(\tau) - Y_\mu^k(\tau) C_\mu(\tau)] |\Psi_0\rangle \quad (3)$$

Burada  $Q_k^+$  fonon üretim operatörü,  $|0\rangle$  ise çift-çift çekirdeğin taban durumuna karşılık gelen fonon vakumudur. Sistemimiz kesikli spektruma sahiptir ve buna karşılık gelen  $|k\rangle$  dalga fonksiyonları da  $\sum_k |k\rangle \langle k| = 1$  şeklinde tam set oluştururlar. Bundan dolayı  $C_\mu$  ve  $C_\mu^+$  operatörlerine karşılık gelen iki kuaziparçacıklı seviyelerin  $X_\mu$  ve  $Y_\mu$  genlikleri şu şekilde normlanmıştır:

$$\sum_{\mu\tau} [X_\mu^{\tau 2}(\tau) - Y_\mu^{\tau 2}(\tau)] = 1 \quad (4)$$

Hamiltoniyenin özfonksiyon ve özdeğerlerini bulmak için RPA'nın bilinen işlemlerini kullanarak ve

$$[H_{sqp} + V_{\sigma\tau}, Q_k^+] = \omega_k Q_k^+ \quad (5)$$

hareket denklemini çözerek  $1^+$  seviyelerinin enerjisi olan  $\omega_k$  kökleri için aşağıdaki dispersiyon denklemi alınır:

$$D(\omega_k) = 1 + \chi [F_k^n(\omega_k) + F_k^p(\omega_k)] = 0 \quad (6)$$

Burada

$$F_k^\tau(\omega_k) = 8 \sum_\mu^\tau \frac{E_\mu s_\mu^2 L_\mu^2}{E_\mu^2 - \omega_k^2}, \quad \tau = n, p \quad (7)$$

olmak üzere,  $E_\mu$  nükleonların kuaziparçacık enerjisi,  $\omega_k$  spin-titreşim karakterli  $1^+$  seviyelerinin fonon enerjileri ve  $\sigma_\mu$  ise spin operatörünün tek parçacık matris elemanlarıdır. İki-kuaziparçacıklı seviyelerin  $X_\mu$  ve  $Y_\mu$  genlikleri şu şekildedir:

$$X_\mu^i = \frac{1}{\sqrt{4\omega_i Z(\omega_i)}} \cdot \frac{s_\mu L_\mu}{E_\mu - \omega_i} \quad (8)$$

$$Y_\mu^i = \frac{1}{\sqrt{4\omega_i Z(\omega_i)}} \cdot \frac{s_\mu L_\mu}{E_\mu + \omega_i} \quad (9)$$

Burada

$$Z(\omega_i) = \sum_i \frac{E_\mu s_\mu^2 L_\mu^2}{(E_\mu^2 - \omega_i^2)^2} \quad (10)$$

dir. Ayrıca manyetik dipol  $1^+$  seviyelerinin enerjileri  $D(\omega_i)$  fonksiyonunun çözümleri

olduğundan dolayı  $D' = \frac{dD(z)}{dz}$  olmak üzere,

$$Y(\omega_i) = \frac{1}{\chi} D'(\omega_i) \quad (11)$$

eşitliği mevcuttur. Kullanılan spin-spin kuvvetlerinin ve manyetik dipol operatörünün simetrilerinden dolayı  $1^+$  seviyelerinin en karakteristik büyüklüğü, çekirdek taban halinden uyarılmış hallere M1 geçiş matris elemanlarıdır:

$$M_k = \langle k | M | 0 \rangle \quad (12)$$

Burada manyetik dipol operatörü

$$\vec{M} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{m,\tau} \left[ (g_s^\tau - g_l^\tau) s_m^\tau - g_l^\tau j_m^\tau \right] \quad (13)$$

şekindedir.  $g_s^\tau$  ve  $g_l^\tau$  sırasıyla nükleonların spin ve yörüngesel jromanyetik oranlarıdır. Dalga fonksiyonunun (3) ifadesini kullanarak (8) ve (9) formüllerinin yardımıyla  $1^+$  seviyelerinin taban halinden uyarılmış hale geçiş matris elemanı

$$M_i = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \frac{\sum_\tau \left[ \frac{1}{2} (g_s^\tau - g_l^\tau) \overline{F_i^\tau} - g_l^\tau \overline{J_i^\tau} \right]}{\sqrt{Y(\omega_i)}} \quad (14)$$

olmak üzere

$$\overline{J_i^\tau} = 2 \sum_i^\tau \frac{E_\mu j_\mu^2}{E_\mu^2 - \omega_i^2} \quad (15)$$

şeklinde alınır. Burada  $j_\mu$  toplam açısal momentumun tek-parçacık matris elemanlarıdır.

Çekirdek geçiş matris elemanları için toplam kuralları, geçiş operatörlerinin birbirleri ve sistem Hamiltoniyeniyle komutasyon bağıntıları ve dalga fonksiyonlarının kapalılık koşulları kullanılarak hesaplanır. Toplam kuralları enerji ağırlıklı



(EWSR) ve enerji ağırlıksız (NEWSR) olmak üzere iki çeşittir. Manyetik dipol geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı toplam kuralı aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\sum_{k>0} (E_k - E_0) |\langle k | M | 0 \rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0 | [M^\dagger, [H, M]] | 0 \rangle \quad (16)$$

Burada  $E_k$  ve  $\langle k |$  sırasıyla  $H$  Hamiltoniyen operatörünün özdeğer ve özfonksiyonudur. Ayrıca  $M$  geçiş operatörü,  $E_0$  ve  $|0\rangle$  ise sırasıyla taban hal enerjisi ve dalga fonksiyonudur ve  $\langle 0 | 0 \rangle = \langle k | k \rangle = 1$  ve  $\langle 0 | f | 0 \rangle = 0$  eşitliklerini sağlarlar. Bu toplam kuralının sağ tarafı ortalama alan potansiyeli parametreleri ile belirlendiğinden çekirdeğin iç hareket parametrelerini içermemekte ve kullanılan modelden bağımsız olarak sabit değerlere sahip olmaktadır. Diğer yandan (16) toplam kuralının sol tarafı çekirdek seviyelerinin enerjilerini ve dalga fonksiyonlarını ihtiva ettiğinden modele ve kullanılan metotlara bağımlıdır. Buna göre de (16) toplam kuralı çekirdek yapısının incelenmesinde çok önemli bir yere sahiptir.

Şimdi (16) toplam kuralını farklı biçime sahip taban hal ve uyarılma seviyeleri arasındaki geçişler için genelleştirelim. Bunun için  $|k\rangle$  uyarılma seviye biçimlerinin, taban hal biçiminden farklı deformasyona sahip olduğunu kabul edelim. Bundan sonra yeri geldiğinde uyarılmış seviyelere karşılık gelen büyüklüklerin üstüne tilda ( $\sim$ ) simgesi ekleyelim. Taban hal bazında uyarılmış seviyelerin  $|i\rangle = Q_i^\dagger |0\rangle$  dalga fonksiyonlarının tam set oluşturdukları da göz önüne alınarak (16) toplam kuralının farklı biçimler için genelleştirilmiş ifadesi aşağıdaki şekilde elde edilir:

$$S(\delta_i, \delta_k) = \sum_{k>0} \omega_k \left| \sum_{i>0} M_i \langle i | k \rangle \right|^2 \quad (17)$$

$$\langle i | k \rangle = (X_\mu^i X_\mu^k - Y_\mu^i Y_\mu^k) \quad (18)$$

Burada  $\delta_i$  ve  $\delta_k$  sırasıyla taban ve uyarılmış hallerin biçimini karakterize eden kuadropol deformasyon parametreleridir.

Küresel çekirdeklerde toplam kuralları başarılı bir şekilde hesaplanmaktadır. Fakat deforme çekirdeklerde çekirdek seviyelerinin yüksek yoğunluğa sahip olması  $\omega_i$  özdeğerlerinin sayısal olarak bulunmasını oldukça güçleştirir. Bundan dolayı  $M_i$  geçiş matris elemanlarının ve bunlara karşılık gelen toplam kurallarının hesaplanmasında çok büyük hatalar oluşabilir. Bu bakımdan bu problemin çözüm yolları çalışma [3] de verilmiş ve beta geçiş matris elemanlarının matematiksel özelliklerinden yararlanarak çift beta bozunum toplam kuralı analitik olarak hesaplanmıştır. Daha sonra çalışma [3] de geliştirilmiş

metot [5] de elektrik ve manyetik dipol geçişlerine başarıyla uygulanmıştır. Biz bu çalışmada [3] de ileri sürülen metodu farklı biçime sahip geçişler için genelleştirdiğimiz (17) toplam kuralına uygulayarak hesaplayacağız.

Bu bölümdeki (6)-(11) formüllerinden yararlanarak (17) toplam kuralı için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$S = \frac{3}{16\pi} \sum_{\mu\nu} d_\mu d_\nu \Omega_{\mu\nu} \quad (19)$$

Burada,  $i$  ve  $k$  köklerine göre toplamlar (6) denkleminin tüm pozitif ve negatif değerlerini ihtiva etmek üzere,

$$d_\mu = \sum_i M_i w_\mu^i = 2\chi\sigma_\mu L_\mu \sum_i \frac{\omega_i}{(E_\mu^2 - \omega_i^2)} \frac{F(\omega_i)}{D'(\omega_i)} \quad (20)$$

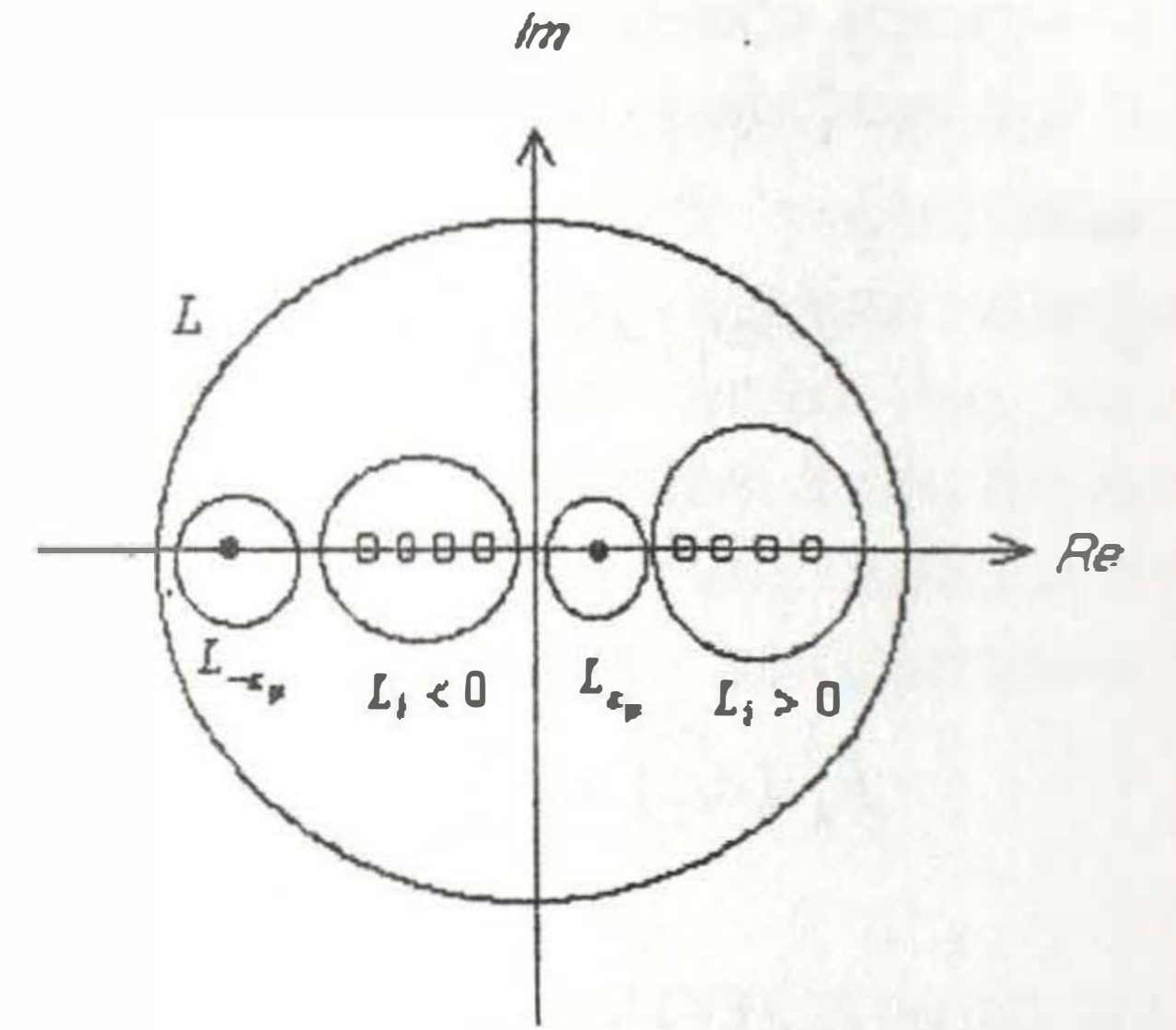
$$\Omega_{\mu\nu} = \sum_k \omega_k g_\mu^k g_\nu^k \quad (21)$$

$$g_\mu = X_\mu + Y_\mu, \quad w_\mu = X_\mu - Y_\mu$$

dir. Rezidü teorisinin esas teoremine göre [5], (20) toplamını kontur integral şeklinde aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$d_\mu = 2\chi\sigma_\mu L_\mu \sum_i \oint_{L_i} \frac{zF(z)}{(E_\mu^2 - z^2)D(z)} dz \quad (22)$$

Kompleks düzlemde integralleme kontürü Şekil 1.'de gösterilmiştir.



Şekil 1. (22) denklemi için z-Kompleks Düzlemi

İntegral altı fonksiyonun tüm kompleks düzlemde incelenmesi sonucu,  $D(\omega_i) = 0$  kutuplarından başka ayrıca  $z = \mu\epsilon_\mu$  noktalarında da basit kutuplara sahip olduğu görülür. Buradan Cauchy teoremine göre



$$d_\mu = -\oint_{L_\mu} \frac{zF(z)}{(E_\mu^2 - z^2)D(z)} dz = 2\sigma_\mu L_\mu \quad (23)$$

bulunur. Uzun ve yorucu hesaplamalar sonucu, kompleks düzlemdeki incelemeler  $\Omega_{\mu \neq \nu} = 0$  olduğunu gösterdiğinden (22) formülü için

$$\Omega_{\mu\nu} = 2\tilde{E}_\mu^0 \delta_{\mu\nu} \quad (24)$$

ifadesi elde edilir.

Sonuç olarak (19), (23) ve (24) formüllerinden yararlanarak (17) toplam kuralının genelleştirilmiş ifadesi için aşağıdaki çok basit formül elde edilir:

$$S(\delta_i, \delta_k) = \frac{3}{2\pi} \sum_{\mu, \tau} \tilde{E}_\mu^0 [(g_s^\tau - g_i^\tau) s_\mu^\tau - g_e^\tau j_\mu^\tau]^2 \quad (25)$$

Burada  $s_\mu^\tau$ , spin operatörünün taban baz halindeki tek parçacık matris elemanları,  $\tilde{E}_\mu$  ise uyarılmış seviyelerin biçimine karşılık gelen farklı bazda hesaplanmış iki kuaziparçacık enerjileridir. Buna göre (25) formülü,  $\delta_i = \delta_k$  olması durumunda manyetik dipol geçişleri için bilinen toplam kuralı ifadesine dönüşür [4]. Spin geçişleri için uygun toplam kuralı şu şekildedir:

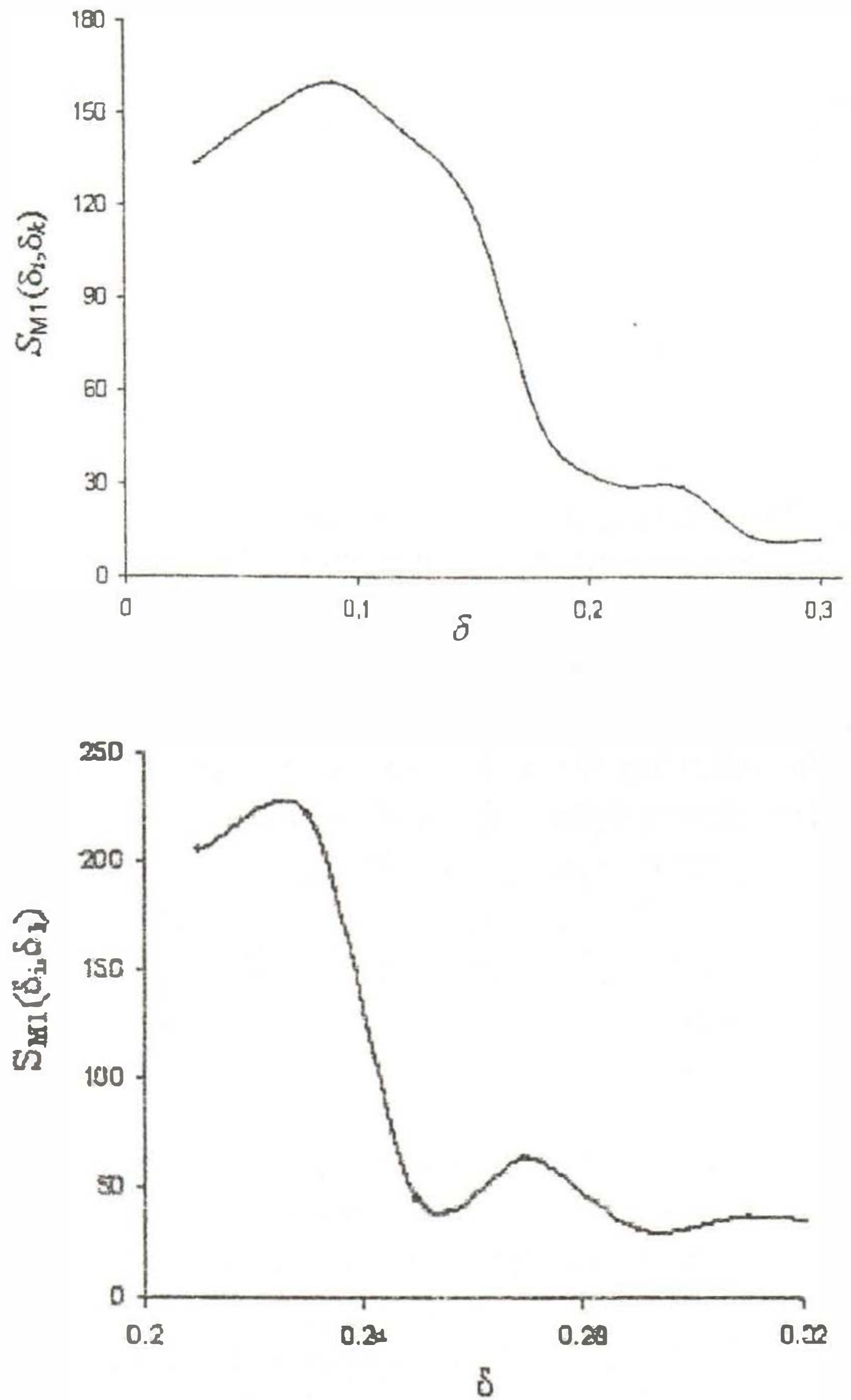
$$S_\sigma(\delta_i, \delta_k) = 2 \sum_{\mu, \tau} \tilde{E}_\mu^0 \sigma_\mu^{\tau 2} L_\mu^2 \quad (26)$$

### III. SAYISAL SONUÇLAR

Elde ettiğimiz analitik formülleri farklı deforme bölgesinde yerleşen çekirdeklere uygulamak çok bilgi verici olacaktır. Bunun için deforme bölgesinin başında yerleşen  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{150}\text{Ce}$  ve iyi deforme  $^{154}\text{Sm}$  çekirdeklerini bir örnek olarak seçtik. Sayısal hesaplamalar deforme parametresinin geniş bir aralığında  $^{140}\text{Ce}$  ve  $^{154}\text{Sm}$  çekirdekleri için deforme Woods-Saxon potansiyelinde yapılmıştır [7]. Bu hesaplamalarda  $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{150}\text{Ce}$  ve  $^{154}\text{Sm}$  izotoplarının taban hal kuadropol deforme parametreleri için sırasıyla  $\delta_i = 0.09$ ,  $\delta_i = 0.236$  ve  $\delta_i = 0.28$  deneysel değerleri [8] kullanılmıştır. Uyarılmış seviyelerin deforme parametreleri  $^{140}\text{Ce}$  için  $\delta_k = 0.05$  ve  $0.3$  aralığında,  $^{150}\text{Ce}$  için  $0.19$  ve  $0.33$  aralığında ve  $^{154}\text{Sm}$  çekirdeği için ise  $0.23$  ve  $0.33$  aralığında değiştirilerek incelemeler yapılmıştır.

Geçiş bölgesinde yerleşen  $^{140}\text{Ce}$  ve  $^{150}\text{Ce}$  çekirdeklerinde M1 geçişlerinin (25) toplam kuralının uyarılmış seviyelerin deforme parametresine bağımlılığı sırasıyla Şekil .2' de gösterilmiştir.

Eğrilerdeki maksimum değerler taban hal deformeasyonuna karşılık gelmektedir ( $\delta_k = \delta_i$ ).

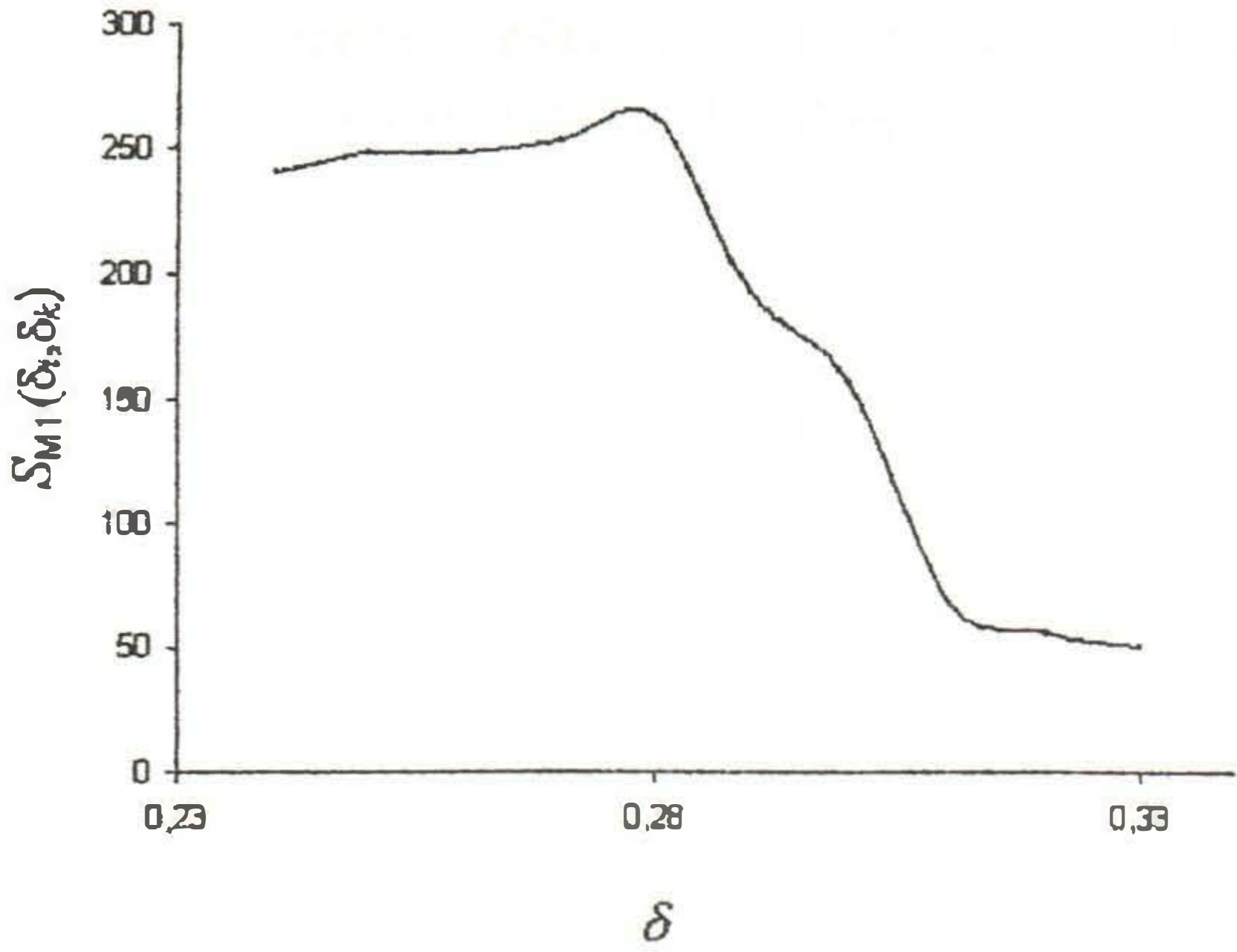


Şekil 2 .  $^{140}\text{Ce}$  ve  $^{150}\text{Ce}$  çekirdeklerinde  $1^+$  seviyelerin taban halden M1 uyarılmaları enerji ağırlıklı toplam kuralının deformeasyon bağımlılıkları ( $\text{MeV } \mu_N^2$  birimlerinde).

Şekillerden görüldüğü gibi, uyarılmış seviyelerin deformeasyonu arttıkça,  $S_{M1}(\delta_i, \delta_k)$  (kırmızı çizgi) yavaşça artarak  $\delta_k = \delta_i$  değerinde maksimum olmakta ve taban halin deformeasyonundan büyük değerlerde ise  $S_\sigma(\delta_i, \delta_k)$  in değerleri keskin olarak azalmaya başlamaktadır.

$^{154}\text{Sm}$  izotopu için yapılan hesaplamalar Şekil 3' de gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi iyi deforme  $^{154}\text{Sm}$  çekirdeği için elde edilen sonuçlar  $^{140}\text{Ce}$  ve  $^{150}\text{Ce}$  izotoplarında olduğu gibidir. Bu durum toplam kuralının deformeasyon bağımlılığının, çekirdeğin taban hallerinin biçiminden bağımsız olarak sadece uyarılmış seviyelerin biçimine bağlı olduğunu göstermiştir.





Şekil 3. <sup>154</sup>Sm çekirdeğinde 1<sup>+</sup> seviyelerin taban halden M1 geçişleri için S<sub>M1</sub>(δ<sub>i</sub>, δ<sub>k</sub>) toplamının deformasyon bağımlılığı (MeV μ<sub>N</sub><sup>2</sup> birimlerinde).

Böylece manyetik dipol geçiş matris elemanlarının enerji ağırlıklı toplam kuralları için elde edilmiş analitik ifadeler taban durumundan farklı biçime sahip seviyelere geçişler için genelleştirilmiştir. Sayısal hesaplamalar geçiş ve deforme çekirdeklerinde manyetik dipol karakterli titreşim seviyelerinin foton, (e,e') ve (p,p') saçılma reaksiyonlarında gözlenen toplam kuralının, önceki teorilerin öngördüğünden daha az olmasının sebebine açıklık getirmiştir.

Sonuç olarak manyetik dipol geçişlerinin bilinen enerji ağırlıklı toplam kuralı, taban halin biçiminden farklı biçime sahip seviyelere geçişler için genelleştirildi ve daha sonra kontur integraller ve rezidü teorisi yardımıyla, bu toplam kuralları için analitik ifadeler elde edildi. Sayısal hesaplamalar, M1 geçiş operatörü örneğinde, enerji ağırlıklı toplam kuralının sayısal değerinin çekirdek biçiminin değişmesiyle keskin olarak azaldığını gösterdi. Deneysel veriler kararlı biçime sahip olan küresel ve iyi deforme çekirdeklerle kıyaslandığında, geçiş çekirdeklerinde manyetik dipol geçişlerin çok zayıf olduğunu göstermektedir. Geçiş çekirdekleri biçim değişikliğine karşı çok hassaslardır ve bu çekirdekler uyarılma zamanlarında kolaylıkla biçim değiştirebilirler. Bu çekirdeklerde M1 geçişlerinin neden zayıf olduğunu elde ettiğimiz sonuçlar açıklığa kavuşturmuştur.

#### KAYNAKLAR

- [1]. Blatt, J., Weisskopf, V., "Theoretical Nuclear Physics", J.Wiley, New York, London, Sydney, 1966.
- [2]. Balaev, S.K., Kuliev, A.A and Salamov, D.I, "Evaluation of The Nuclear Matrix Elements for The 2β Decay Using The Theory of Residues", Bulletin of Academy of Sciences of The USSR, Physical Series, Vol 54, No 5, p 38, 1990.
- [3]. Aliyev, T.M., Balaev, S.K., Kuliev, A.A. and Salamov, D.I, "Bulletin of Academy of Sciences of The USSR, Physical Series, Vol 53(11), pp 2140, 1989.

[4]. Gabrakov, S.I., Kuliev, A.A., Pyatov, N.I., Salamov, D.I And Schulz, H., "Collective 1<sup>+</sup> States in Doubly Even Deformed Nuclei", Nucl.Phys.A., Vol 182, 1972.

[5]. Erbil, H., Gerçeklioğlu, M., İlhan, M. and Kuliev, A.A., "Sum Rule Approach to Nuclear Collective Vibration", Mathematical & Computational Applications, Vol , No.1, pp 1-17, 1997.

[6]. Pyatov, N.I. and Salamov, D.I., Nucleonica. Vol 22, p 127, 1977.

[7]. Cerkasski, M. Dudek, J. Szymanski, Z. Andersson, C.G. Leander, G. Aberg, S., Nilsson, S.G. Ragnarsson, I. "Search for The Yrast Traps In Neutron Deficient Rare Earth Nuclei. Phys. Lett. B, Vol 70(1), pp 9-13, 1977; J.Phys.G. Vol 4, pp 1543, 1978.

[8]. Raman, S., Malarkey, C.H., Milner, W.T., Nestrob, C.W., Stelson, P.H., "Transition Probability, B(E2) From Ground To The First Excited 2<sup>+</sup> State In Even-Even Nuclides", Nucl. Data Tables, Vol 36, pp 1, 1987.