

57706

T.C.  
SAKARYA ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ÇİFT-ÇİFT Os İZOTOPLARININ ÇOKKUTUPLULUK  
VE DEFORME ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Mustafa KURT**

**Anabilim Dalı : FİZİK**

**Bu tez .. / 6 / 1996 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Oybirliği/oyçokluğu ile kabul edilmiştir.**

Yrd.Doç.Dr. AKKAYA

Prof.Dr. A.A.KULİEV

Yrd.Doç.Dr. Yılmaz GÜNEY

**Jüri Başkanı**

**Jüri Üyesi**

**Jüri Üyesi**

## **TEŐEKKÜR**

Bu çalıőmayı titizlikle yöneten, çalıőma sresinde her türlü teővik ve yardımlarını esirgemeyen bilgi ve tecrübelerinden istifade ettiğim Sayın Hocam Yrd.Doç. Dr. Recep AKKAYA' ya teőekkürlerimi sunarım.

alıőmalarımınla yakından ilgilenen , zaman zaman bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım Bölüm Baőkanımız Sayın Prof. Dr. Mustafa İLHAN' a teőekkürlerimi borç bilirim.

Çalıőma esnasında bilgi ve düőüncelerinden faydalandığım, Sayın Prof Dr. Ali Ekber KULİEV, Yrd.Doç.Dr. Yılmaz GÜNEY ve Yrd.Doç.Dr. Mehmet KAYMAK hocalarıma teőekkür ederim.

Çalıőmalarımda bana yardımcı olan A. ÇORUH, Y. YAKAR, H.A. YILDIRIM, M. GR, E. KULİEV, H. KOCAMAN ve diğer emeği geçen tüm arkadaőlarıma da teőekkürlerimi sunarım.

Mustafa KURT

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
SİMGE ve İŞARETLER	v
ŞEKİLLER LİSTESİ	vii
TABLolar LİSTESİ	ix
ÖZET	xi
SUMMARY	xii
BÖLÜM 1. GİRİŞ	1
BÖLÜM 2. GAMA BOZUNUMU VE ÇOKKUTUPLU GEÇİŞLER	3
2.1. Gama Bozunmaları	3
2.2. Seçim Kuralları	5
2.3. Geçiş İhtimali ve Ortalama Ömürler	9
BÖLÜM 3. NÜKLEER DEFORMASYONUN BAZI ÖZELLİKLERİ	14
3.1. Nükleer Kuvvetler	14
3.2. Nükleer Deformasyon	17
3.3. Rotasyonel Haller	22
3.4. Vibrasyonel Haller	24
3.5. Statik ve Geçiş Momentleri	25
3.6. Proton ve Nötronların Oluşturduğu Deformasyon	26
BÖLÜM 4. BAZI Os ÇEKİRDEKLERİNİN DEFORME YAPILARI	31
4.1. Os Çekirdeklerinin Enerji Seviyeleri ve Deforme Yapıları	31
BÖLÜM 5. GENELLEŞTİRİLMİŞ MODELLERDE ÇEKİRDEKLERİN ELEKTROMAGNETİK GEÇİŞLERİNİN TEORİSİ	39

<b>BÖLÜM 6. SONUÇLAR</b>	<b>49</b>
<b>BÖLÜM 7. TARTIŞMA VE ÖNERİLER</b>	<b>51</b>
<b>KAYNAKLAR</b>	<b>53</b>
<b>EKLER</b>	
<b>EK-A</b>	<b>56</b>
<b>EK-B</b>	<b>68</b>
<b>EK-C</b>	<b>72</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ</b>	<b>77</b>



## SİMGE ve İŞARETLER

A	: Kütle numarası
Z	: Proton sayısı
N	: Nötron sayısı
$\beta_0$	: Kütle deformasyon parametresi
$\beta_0(n)$	: Nötronlar için deformasyon parametresi
$\beta_0(p)$	: Protonlar için deformasyon parametresi
c	: Işık hızı
EL	: Elektrik çokkutuplu geçiş
ML	: Manyetik çokkutuplu geçiş
E0	: Elektrik monopol geçişi
E1	: Elektrik dipol geçişi
E2	: Elektrik kuadrupol geçişi
M1	: Manyetik dipol geçişi
e	: elektron yükü
e.b	: elektron-barn
$E_\gamma$	: Gama ışını enerjisi
$\nu$	: Işımanın frekansı
$\omega$	: Açısal hız
R	: Çekirdek yarıçapı
$G_n$	: Nötronların eşleşme gücü
$G_p$	: Protonların eşleşme gücü
$L_\gamma$	: I açısal momentumuna sahip $\gamma$ ışını
$L_g$	: I açısal momentumuna sahip temel hal
h	: Planck sabiti
$I^\pi$	: $\pi$ pariteli spin
$I_i$	: ilk seviyenin spini
$I_f$	: Son seviyenin spini
$\pi_i$	: İlk seviyenin paritesi
$\pi_f$	: Son seviyenin paritesi
$\pi_L$	: Paritenin değişimi
$\tau$	: Ortalama ömür
S	: L ye bağlı istatistik çarpan

- $\sigma$  : Çekirdek spin vektörü  
 $\lambda_{EL}$  : Elektrik çokkutuplu geçiş ihtimali  
 $\lambda_{ML}$  : Manyetik çokkutuplu geçiş ihtimali  
 $L$  : Seviyenin açısal momentumundaki değişme  
 $\mathfrak{S}$  : Dönen çekirdeğin eylemsizlik momenti  
 $Q_0$  : İç kuadrupol momenti  
 $Q_1$  : Spine bağlı kuadrupol momenti  
 $E_1$  : I spinli seviyenin enerjisi  
 $B(EL)$  : Elektrik indirgenmiş geçiş ihtimali  
 $B(ML)$  : Manyetik indirgenmiş geçiş ihtimali  
 $B(E2)$  : İndirgenmiş elektrik kuadrupol geçiş ihtimali  
 $B(M1)$  : İndirgenmiş manyetik dipol geçiş ihtimali  
 $g_R$  : Rotasyonel faktör veya rotasyonel jiromanyetik katsayı

## ŞEKİLLER LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1. Klasik olarak parite değişiminin şematik ifadesi	7
Şekil 2.2. Bazı gama geçişlerinin seçim kurallarına göre gösterilmiş durumları	8
Şekil 3.1. Deformasyonun fonksiyonu olarak çekirdeğin potansiyel enerjisi	18
Şekil 3.2. Deformasyonun fonksiyonu olarak Os çekirdeğinin potansiyel enerjilerinin değişimi	19
Şekil 3.3. $N = 82$ ve $N = 126$ nötronlu kapalı kabuklar arasındaki sınırlarda $\beta$ nın nötron sayısına göre değişimi	20
Şekil 3.4. Deforme çekirdeklerin açılal momentumu için eşleşme şeması	20
Şekil 3.5. Deformasyona uğramış olan bir çekirdeğin kollektif hareketinin şematik olarak gösterilmiş durumları	24
Şekil 3.6. Proton ve kütle elipsoidinin tasviri	28
Şekil 4.1. Os izotoplarının basitleştirilmiş enerji seviyeleri	31
Şekil 4.2. Nükleer deformasyon değerlerinin $A$ ya göre değişmesi ( $150 < A < 190$ deforme bölgesindeki çekirdekler için)	33
Şekil 4.3. $150 < A < 190$ deforme bölgesinde $g_R$ faktörlerinin deneysel ve teorik değişimleri	34
Şekil 4.4. Os izotoplarında $g_R$ faktörlerinin nötron sayısına göre değişimi	35
Şekil 4.5. Os izotopları için protonlar eşleşme güçlerinin nötron sayısına göre değişimi	37

Şekil 4.6. Os izotopları için nötronların eşleşme güçlerinin nötron sayısına göre değişimi	38
Şekil 5.1. Kaskad radyasyonu ve açısal korelasyon ölçümlerinin tasviri	41
Şekil A.1. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $2\gamma \rightarrow 2_g$ geçişleri için $\lambda_{EL}$ nın değişimi	60
Şekil A.2. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $2\gamma \rightarrow 2_g$ geçişleri için $\tau_{EL}$ nun değişimi	61
Şekil A.3. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $2\gamma \rightarrow 2_g$ geçişleri için $\lambda_{ML}$ nın değişimi	62
Şekil A.4. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $2\gamma \rightarrow 2_g$ geçişleri için $\tau_{ML}$ nun değişimi	63
Şekil A.5. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $3\gamma \rightarrow 2_g$ geçişleri için $\lambda_{EL}$ nın değişimi	64
Şekil A.6. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $3\gamma \rightarrow 2_g$ geçişleri için $\tau_{EL}$ nun değişimi	65
Şekil A.7. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $3\gamma \rightarrow 2_g$ geçişleri için $\lambda_{ML}$ nın değişimi	66
Şekil A.8. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $3\gamma \rightarrow 2_g$ geçişleri için $\tau_{ML}$ nun değişimi	67
Şekil B.1. $^{186}\text{Os}$ çekirdeği için enerji seviyeleri ve çokkutuplu geçişler	68
Şekil B.2. $^{188}\text{Os}$ çekirdeği için enerji seviyeleri ve çokkutuplu geçişler	69
Şekil B.3. $^{190}\text{Os}$ çekirdeği için enerji seviyeleri ve çokkutuplu geçişler	70
Şekil B.4. $^{192}\text{Os}$ çekirdeği için enerji seviyeleri ve çokkutuplu geçişler	71



## TABLolar LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 2.1. Gama bozunmaları için seçim kuralları ve semboller	9
Tablo 2.2. Açısal momentum değerleri için istatistik faktörünün değişimleri	10
Tablo 2.3. Işımanın türüne göre bozunum sabitinin teorik değerleri (kütle numarası ve enerjiye bağlı)	11
Tablo 2.4. Gama bozunumu için ışımının türüne göre ortalama ömrün teorik değerleri	11
Tablo 3.1. Proton ve nötronlar için verilen farklı eşleşme kuvvetleri	27
Tablo 4.1. Os izotoplarının enerji değerleri ve geçişlere göre çokkutuplu durumları	32
Tablo 4.2. Os izotopları için hesaplanan farklı $g_R$ faktörleri	35
Tablo 4.3. Os izotopları için deneysel karışım oranları	36
Tablo 4.4. Os izotopları için bulunan $G_p$ değerleri	36
Tablo 4.5. Os izotopları için bulunan $G_n$ değerleri	37
Tablo 5.1. $B(E2)$ değerleri yardımıyla bulunan yarıömürler	46
Tablo 5.2. Teorik ve deneysel $B(E2)$ değerleri	47
Tablo A.1. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $2\gamma \rightarrow 2g$ için $\lambda_{EL}$ ve $\tau$ değerleri	56
Tablo A.2. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $2\gamma \rightarrow 2g$ için $\lambda_{ML}$ ve $\tau$ değerleri	57
Tablo A.3. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $3\gamma \rightarrow 2g$ için $\lambda_{EL}$ ve $\tau$ değerleri	58

Tablo A.4. $^{186,188,190,192}\text{Os}$ izotoplarının $3_\gamma \rightarrow 2_g$ için $\lambda_{ML}$ ve $\tau$ değerleri	59
Tablo C.1. $\langle j_1 \frac{1}{2} m_1 m_2   JM \rangle$ için Clebs-Cordan katsayıları	73
Tablo C.2. $\langle j_1 1 m_1 m_2   JM \rangle$ için Clebs-Cordan katsayıları	74
Tablo C.3. $\langle j_1 2 m_1 0   JM \rangle$ için Clebs-Cordan katsayıları	74



## ÖZET

**Anahtar kelimeler:** Nükleer deformasyon, Gama bozunumu, İndirgenmiş geçiş ihtimali,

Bu çalışmada,  $150 < A < 190$  deforme çıkış bölgesindeki çift-çift izotoplardan  $^{186-188-190-192}\text{Os}$  çekirdeklerinin bazı özellikleri araştırılmıştır.

Çift-çift  $^{186-188-190-192}\text{Os}$  çekirdekleri için deneysel araştırmalar baz alınarak yapılan bu çalışmada, uyarılmış durumlardan bazıları göz önüne alınmış olup, bunların seçim kurallarına göre çokkutuplu geçiş ihtimalleri ve ortalama ömürleri kabuk modeli baz alınarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda kullanılan geçişlerin seçilmesinin sebebi, bunlara ait deneysel verilerin diğer geçişlere göre daha fazla olmasıdır. Bulunan sonuçlara göre elektrik geçiş ihtimallerinin, manyetik geçiş ihtimallerinden daha fazla olduğu görülmüştür.

Deforme çekirdeklerde proton ve nötronların farklı deformasyona sahip oldukları düşüncesinden hareketle, [14,16,17] den alınan farklı metodlar kullanılarak Os izotoplarının proton sistemleri ve nötron sistemleri için eşleşme güçleri ile  $g_R$  faktörleri hesaplanmıştır. Sonuçlar Greiner [14] ile uyum halindedir.

Deneysel olarak ölçülen iç kuadropol momenti yardımıyla  $B(E2)$  indirgenmiş geçiş ihtimallerinin değerleri hesaplanıp, buna bağlı olarak bazı Os çekirdeklerinin ilk uyarılmış hallerinin ortalama ömürleri bulunarak [15,24,25,26,27] ile karşılaştırılmıştır.

## SUMMARY

**Key Words:** Nuclear Deformation, Reduced Transition Probability, Gama ray

In this study, the properties of even-even Os isotopes in the  $150 < A < 190$  region were examined.

The experimental researches on even-even Os nuclei have been taken as a base, and lifetime and multipole transition probabilities according to selection rules have been calculated for some of the excited states. Shell model was taken as a base for the performed calculations. The results showed that electrical transition probabilities are more than magnetic transition probabilities.

Taking into consider the idea that protons and neutrons in deformed nuclei have different deformation, using different methods coupling strength and  $gR$  factors have been calculated for Os isotopes.

With the help of experimentally calculated intrinsic quadrupole moment ,  $B(E2)$  reduced transition probabilities have been determined and compared with the lifetime of some first excited states of Os nuclei.

## 1. GİRİŞ

Bugünkü bilgilerimize göre dört farklı etkileşme olduğu bilinmektedir. Bu etkileşmeler şiddetlerine göre; kuvvetli etkileşmeler, elektromagnetik etkileşmeler, zayıf etkileşmeler ve gravitasyonel etkileşmeler olarak adlandırılmaktadır. Kuvvetli ve zayıf etkileşmeler nükleer yapıda olup makroskobik fizik tarafından bilinmemektedir (Örneğin çekirdek kuvvetleri gibi). Kuvvetli ve zayıf etkileşmeler kısa menzile sahiptirler. Gravitasyonel etkileşim; diğer etkileşimlerle karşılaştırıldığında çok küçük olup mikroskobik parçacıklar üzerinde etkisi yok gibidir. Bu etkileşmeler aynı boyutlar için karşılaştırıldığında, iki nükleon için gravitasyonel potansiyel enerji ( $r = 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$  için)  $1,16 \cdot 10^{-36} \text{ MeV}$  olmasına karşılık iki protonun elektromagnetik etkileşme enerjisi ise  $1,44 \text{ MeV}$  dir.

Kuvvetli etkileşmeler sadece iki nükleon arasında değil de bütün hadronlar arasında oluşur (Örneğin: mesonlar ve baryonlar arasında olduğu gibi). Bu türlü etkileşimlere hadronik etkileşim de denir [1]. Hadronik kuvvetler çekirdek boyutlarında etkili olduklarından bunlara çekirdek kuvvetleri de denir. Çekirdek kuvvetlerinin özellikleri daha sonra incelenecektir.

Elektromagnetik etkileşmenin nükleer fizikte önemli bir yeri vardır. Çekirdek yapısının anlaşılması ve bilinmesi elektromagnetik etkileşimlerin bilinmesine bağlıdır. Nükleer fizikte elektromagnetik etkileşmenin önemli olmasının sebebi; diğer fiziksel etkileşimler arasından en iyi anlaşılanaıdır [2].

Çekirdeklerde de atomlarda olduğu gibi belirli enerji seviyeleri vardır. Herhangi bir çekirdek  $\alpha, \beta, \gamma$  gibi parçacıklar salarak bozduğunda belirli bir süre uyarılmış durumda kalabilir. Bu durumda çekirdek, enerjisi başka bir parçacık çıkarmaya elverişli değilse elektromagnetik etkileşme yoluyla bozunur. Dolayısıyla çekirdek uyarılmış bir seviyeden başka bir uyarılmış seviyeye veya temel enerji seviyesine döner. Şimdiye kadar yapılan

deneysel ve teorik çalışmalar , uyarılmış durumdaki çekirdeklerin yarı ömürlerinin  $\sim 10^{-16}$  sn ile uzun yıllar arasında değiştiğini göstermektedir.

Çift-çift Os izotopları  $150 < A < 190$  deforme bölgesindeki büyük denge deformasyonlarına sahip olan ve çift-çift sihirli  $^{208}\text{Pb}$  ye yakın küresel çekirdekler arasındaki geçiş bölgesinde bulunur. Bu çekirdeklerin uyarılmış hallerinin statik ve dinamik özelliklerinin bilinmesi bunların yapılarının daha iyi anlaşılmasını sağlar. Bu ise farklı nükleer modellerin geliştirilmesi için bir temel oluşturur.

Önceki yıllarda bu geçiş bölgesindeki çift-çift çekirdeklerin geçiş ihtimaliyetleri ve elektromagnetik çokkutup momentleri, enerji seviyeleri ile yapılan çalışmalarda iyi bir gelişme göstermiştir. Yapılan deneylerden elde edilen verilere göre  $A = 190$  bölgesindeki çekirdeklerde deforme şekilden küresel şekillere geçiş olduğu bilinmektedir [3].

Çift-çift çekirdeklerin düşük uyarılma seviyeleri arasındaki gama geçişleri, kolektif yapının özelliklerinin baskın olmasından kaynaklanmaktadır. Böylece E2 (elektrik dörtkutup) bileşeni açısal momentum seçim kuralları tarafından izin verilen manyetik dipol bileşeni (M1) üzerinden ağırlıklı olarak tercih edilir. Bununla beraber, M1 radyasyonlarının küçük karışımları bütün geçişlerde az da olsa gözlenmektedir. Dolayısıyla nükleer yapının detaylı bir teorisi tek parçacık kabuk modeline göre, olması beklenen M1 karışımının hesabının yapılmasını da zorunlu kılmaktadır.

Bugüne kadar yapılan çalışmalarda deforme bölgeye dahil olan izotopların yapısındaki deformasyonu oluşturan rotasyon ve vibrasyonların incelenmesi henüz tamamlanmamıştır. Bu çalışmada deforme bölgedeki Os çekirdeklerinin yapılarının bazı özelliklerini inceleme amacı güdülmüştür.

## 2. GAMA BOZUNUMU ve ÇOKKUTUPLU GEÇİŞLER

### 2.1 Gama Bozunumları

Gama ışınlarının ve çekirdeklerin uyarılmış bir seviyeden daha az uyarılmış seviyeye veya kararlı seviyeye geçişlerde yayınlanan iç dönüşüm elektronlarının incelenmesi, düşük enerjili nükleer seviyelere ait bilgilerimizin ana kaynaklarından biridir. Bu seviyeler ve çekirdeklerin kararlı özellikleri, enerji, açısal momentum (spin) ve parite vasıtasıyla ifade edilirler. Gama ışınlarının veya dönüşüm elektronlarının enerjileri, geçiş enerjilerini belirler. Bunlar da seviyeler arasındaki enerji farklarını verirler. Seviyelerin açısal momentumu veya pariteleri hakkındaki bazı bilgileri, deneysel sonuçlarla, bozunum ihtimali ve gama ışını enerjileri arasındaki teorik ilişkilerini inceleyerek elde etmek mümkün olmuştur. Gama bozunumları için uygun bir teori, ışımının kuantum teorisinin ve çekirdeğin kuantum hallerinin detaylı tasviriyle birlikte kullanılmasına imkan gösterir. Problemi formüle etmek için nükleer kuvvetlerin bilinmesi gerekir, fakat bu kuvvetler henüz tam olarak anlaşılammıştır. Dolayısıyla teorisinin kaba bir modeline ve çekirdekle ışımının karşılıklı etkileşmesinin bir uygulamasına deneysel olarak dayanması gerekir.

Nükleer yapı hakkındaki bugünkü bilgilere göre, nükleer seviyelerin özellikleri ve seviyeler arasındaki geçişler tam olarak tahmin edilememektedir. Deneysel sonuçların mevcut teorilerle birleştirilmesi sonucu açısal momentumların ve paritelerin belirlenmesi ile enerji seviyeleri ve bozunum şemalarının kurulması mümkün olmaktadır.

Çekirdek ile elektromagnetik ışım arasındaki karşılıklı etkileşmeyi (kuvvet veya potansiyeli) ifade etmek için, çekirdeği karakterize eden ve lineer bir boyut olan nükleer yarıçap:

$$R = r_0 A^{1/3} 10^{-13} \text{ cm} \quad (2.1)$$

ifadesi ile verilir. Burada;  $r_0 = 1.4$  gibi bir sabit ve  $A$  da çekirdeğin kütle numarasıdır. Bunun yanında ışınımı ifade eden ve dalga boyunun  $2\pi$  ye oranı olan gama ışınımının dalga boyu,

$$\lambda = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{h\nu/c} = \frac{\hbar c}{E}$$

şekindedir. Burada  $E$  (MeV) ve  $\lambda$  cm boyutunda olup,

$$\lambda = \frac{197}{E(\text{MeV})} 10^{-13} \text{ cm} \quad (2.2)$$

şeklinde ifade edilebilir.  $R/\lambda$  oranı ise

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{R_0 A^{1/3} E(\text{MeV})}{197} \quad (2.3)$$

değerini alır. Burada  $A^{1/3}$  ün değeri 6 ya kadar çıkarılabilir.  $E$  yaklaşık olarak 1 veya 2 MeV civarındadır.  $R/\lambda$  oranı da hemen hemen 0.1 den küçüktür.

Teori tarafından bozunum ihtimali  $(R/\lambda)^2$  nin kuvvetleri cinsinden sonsuz bir seri ile verilir. Serideki bazı terimler çok çabuk azalır. Bozunum ihtimalini hemen hemen serinin tamamen sıfır olmayan ve izin verilen bir geçişi temsil eden birinci terim verir. Takip eden terimler çok daha küçük olduğundan yasak geçişleri verirler.

$(R/\lambda)^2$  terimi önemli nükleer geçişlerin bir çoğu için küçük ise de yasak geçişleri için  $\gamma$ -bozunumunda önemlidir. Çünkü deneylerde gözlenen büyüklükler geçiş ihtimalidir. Nükleer enerjilerde de çok düşük geçiş ihtimalleri bile ölçülebilir. Atomlar için  $R/\lambda = 10^{-3}$  mertebindedir. Halbuki, çekirdekler için bu oran 0.1 den daha küçüktür. Dolayısıyla yasak atomik geçişler nükleer geçişlere göre daha fazla yasaktırlar [4].



## 2.2 Seçim Kuralları

Gama ışınlarının yayınlanmasına veya soğurulmasına ait seçim kuralları;  $L$  nin ve paritenin geçiş ihtimalinin sıfırdan farklı değerlerini veren bileşimlerini tayin ederler.  $2^L$  mertebeden elektrik ve magnetik çokkutuplu geçişler için, çekirdeğin tek parçacık kabuk modeli kullanılır [5].

İlk ve son seviye açısal momentumları  $I_i$  ve  $I_f$  olan iki nükleer seviye arasındaki bir geçişte yayınlanan bir gama ışını fotonunun açısal momentum vektörü;

$$\vec{L} = \vec{I}_i - \vec{I}_f,$$

ifadesi kullanılarak,

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (2.4)$$

ile verilir.  $L$  vektörünün büyüklüğü daima  $\hbar$  ile bir tamsayının çarpımına eşittir.

Elektrik ve magnetik geçişlerin çokkutupluluğu  $2^L$  ile tayin edilir ve  $EL$  veya  $ML$  şeklinde gösterilir. Çokkutuplu ışımda  $L=0$  değeri elektromagnetik dalgaların enine olmasını gösterir ve  $I_i = I_f = 0$  olup ışıma, kuvvetli bir şekilde yasaktır [4,5].  $L=1$ , ışımının titreşen bir dipol (çift kutup) tarafından,  $L = 2$  ışımının titreşen bir kuadrupol (dört kutup) tarafından ve  $L = 3$  de ışımının bir oktopol tarafından vb. ışıma yapıldığını gösterir. Verilen bir çokkutupluluk için elektromagnetik ışımlar elektrik ve magnetik olmak üzere iki gruba ayrılırlar. Bunları birbirinden ayırmak için parite değişiminden faydalanılır [5].

Parite çekirdek durumunu karakterize eden önemli bir büyüklük olup dalga fonksiyonunun ayna simetrisi davranışını gösteren bir kuantum sayısıdır ve klasik fizikte benzeri yoktur. Bir çekirdek durumunu  $\Psi(\mathbf{r})$  dalga fonksiyonuyla gösterildiğinde, bu dalga fonksiyonunun koordinat sisteminin başlangıç noktasına göre simetrik fonksiyon olan  $\Psi(-\mathbf{r})$  dalga fonksiyonu yazılır. Bu durumda  $\Psi(\mathbf{r}) = \pi \Psi(-\mathbf{r})$  yazılabilir. Ayrıca ikinci bir simetri alma işlemi de dalga fonksiyonunu eski durumuna

getirmektedir. Buna göre  $\Psi(\mathbf{r}) = \pi \Psi(-\mathbf{r}) = \pi \pi \Psi(\mathbf{r})$  şartı sağlanmalıdır. Buradan  $\pi^2 = 1$  ve  $\pi = +1$  veya  $-1$  olur.  $\pi$  sayısına parite ismi verilir ve bu kuantum sayısı dalga fonksiyonunun uzaydaki simetri karakterini tanımlar.  $\pi_L = (-1)^L$  ifadesi de ilgili durumun paritesini temsil eder.

Elektrik çokkutuplu geçişler için parite bağıntısı  $\pi_L = (-1)^L$  ve magnetik çokkutuplu geçişler için ise  $\pi_L = -(-1)^L$  ile verilir. Eğer parite çift ise  $\pi_L (+)$  olup  $\pi_i$  ve  $\pi_f$  paritelerinin ikisi de tek ya da çift olur [6]. Yani,

$$\begin{aligned}\pi_i (+) &= \pi_L (+) \pi_f (+) \\ \pi_i (-) &= \pi_L (+) \pi_f (-)\end{aligned}\tag{2.5}$$

şeklinde olup  $\pi_L = +1$  halinde parite değişmiyor demektir. Eğer parite tek ise  $\pi_L (-)$  olup  $\pi_i$  ve  $\pi_f$  pariteleri zıt işaretli olur. Buna göre,

$$\begin{aligned}\pi_i (+) &= \pi_L (-) \pi_f (-) \\ \pi_i (-) &= \pi_L (-) \pi_f (+)\end{aligned}\tag{2.6}$$

şeklinde verilerek, paritenin  $\pi_L = -1$  durumunda değiştiği görülebilir [7,15]. Dolayısıyla çift pariteli ( $+ \rightarrow +$ ) ışınlarındaki geçişler  $M1+E2+M3+\dots$  olup, en kuvvetli geçiş genellikle  $M1+E2$  şeklinde bir karışık geçiştir. Tek pariteli ( $- \rightarrow +$ ) ışınlarındaki geçişler ise  $E1+M2+M3+\dots$  olup, en kuvvetli karışık geçişlerin  $E1+M2$  şeklinde olduğu bilinmektedir. Verilen bu bilgilere göre bazı geçişlerin aşağıdaki gibi olması beklenir [2,7].

**2.2.1.**  $\gamma(2^+ \rightarrow 0^+)$  geçişinin, eşitlik (2.5) deki toplam açısal momentum seçim kuralına göre mümkün  $L$  değerleri;

$$2 \leq L \leq 2$$

olup,  $L = 2$  dir.  $\gamma(+ \rightarrow +)$  geçişleri için  $M1+E2$  olduğu ve buna bağlı olarak  $\gamma(2^+ \rightarrow 0^+)$  geçişinin saf  $E2$  çokkutupluluk etkisi gösterdiği bilinmektedir.

2.2.2.  $\gamma(4^+ \rightarrow 2^+)$  geçişinin, eşitlik (2.5) deki toplam açısız momentum seçim kuralına göre mümkün L değerleri;

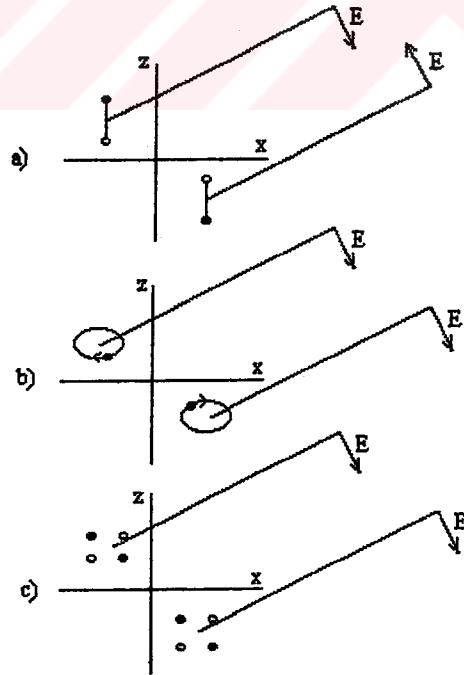
$$2 \leq L \leq 6$$

olduğundan,  $L = 2,3,4,5,6$  durumları geçerlidir.  $\gamma(+ \rightarrow +)$  geçişleri için  $M1+E2$  olduğu ve buna bağlı olarak  $\gamma(4^+ \rightarrow 2^+)$  geçişinde en muhtemel  $E2$  çokkutuplusu, sonraki beklenen çokkutuplu ise  $M3$  dür. Diğer ihtimallerin ise daha zayıf olması beklenir.

2.2.3.  $\gamma(2^+ \rightarrow 2^+)$  geçişinin, eşitlik (2.5) deki toplam açısız momentum seçim kuralına göre mümkün L değerleri;

$$0 \leq L \leq 4$$

olduğundan,  $L = 0,1,2,3,4$  durumları geçerlidir.  $\gamma(+ \rightarrow +)$  geçişleri için  $M1+E2$  olduğu ve buna bağlı olarak  $\gamma(2^+ \rightarrow 2^+)$  geçişinde en muhtemel  $E2$ , sonraki çokkutuplu ise  $M1$  olur.



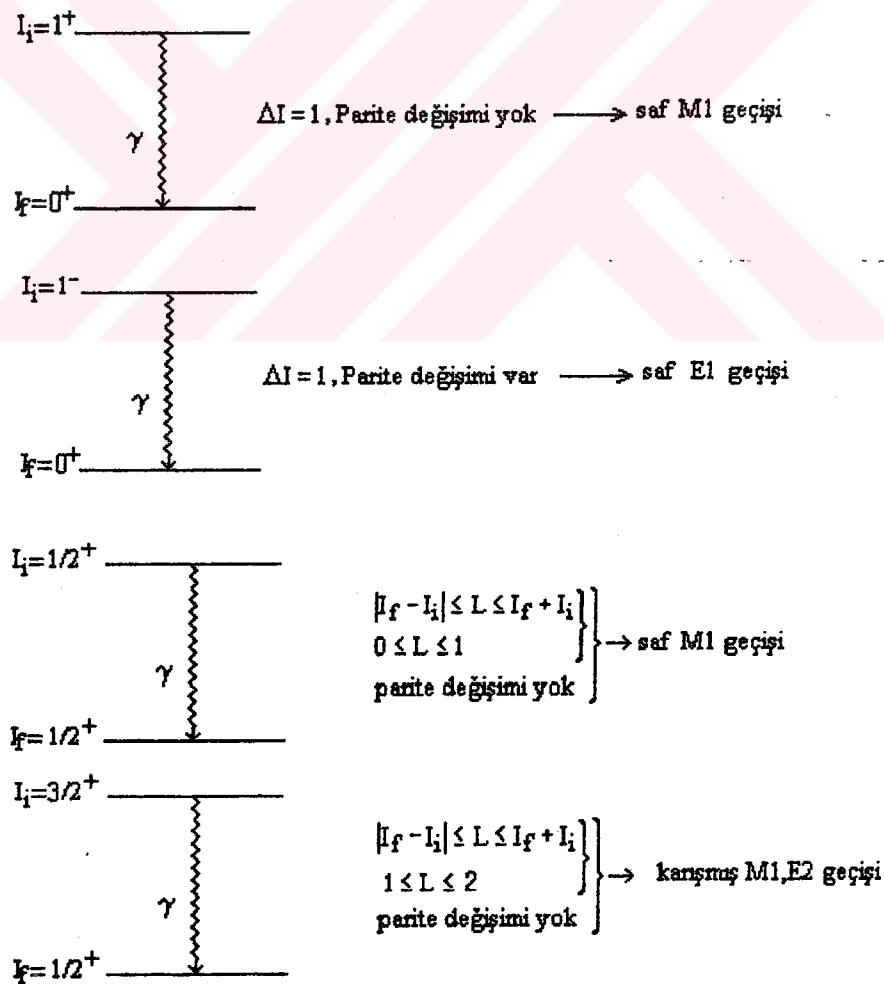
Şekil-2.1:Klasik olarak parite değişiminin şematik ifadesi. a) Bir elektrik dipol, b) Bir magnetik dipol c) Bir elektrik kuadrupol (dörtkutup) tarafından klasik teoriye uygun elektrik alan üzerindeki parite etkisi [4,6]

2.2.4.  $\gamma(2^- \rightarrow 2^+)$  geçişinin, eşitlik (2.6) daki toplam açısal momentum seçim kuralına göre mümkün L değerleri,

$$0 \leq L \leq 4$$

olduğundan,  $L=0,1,2,3,4$  durumları sözkonusudur.  $\gamma(- \rightarrow +)$  geçişleri için E1+M2 olduğu ve buna bağlı olarak  $\gamma(2^- \rightarrow 2^+)$  geçişinde en muhtemel E1, sonraki beklenen çokkutuplu ise M2 olur [2].

Bir gama bozunumunda çekirdeğin dalga fonksiyonu değişse de değişmese de sistemin, yani çekirdeğin ve ışımının dalga fonksiyonlarının korunum kanunlarına göre, pariteleri korunur [5].



Şekil-2.2: Bazı gama-geçişlerinin seçim kurallarına göre gösterilmiş durumları[7].

Tablo 2.1:Gama bozunumları için seçim kuralları ve semboller

Çokkutupluluk	Çekirdeğin açısai momentumundaki değişme	Sembol	Dalga fonksiyonunun parite durumu
Elektrik 2 <sup>L</sup> - pol	L	EL	L çift için hayır L tek için evet
Magnetik 2 <sup>L</sup> - pol	L	ML	L çift için evet L tek için hayır
Elektrik dipol	1	E1	E
Magnetik dipol	1	M1	H
Elektrik kuadrupol	2	E2	H
Magnetik kuadrupol	2	M2	E
Elektrik oktopol	3	E3	E
Magnetik oktopol	3	M3	H
Elektrik 16-pol	4	E4	H
Magnetik 16-pol	4	M4	E

### 2.3. Geçiş İhtimaliyeti ve Ortalama Ömürler

Genel olarak gama ışıması yapan bir çekirdek için toplam geçiş ihtimaliyeti, izin verilen seçim kurallarına göre,

$$\lambda = \lambda (E1) + \lambda (M1) + \lambda (E2) + \dots \quad (2.7)$$

şeklinde verilir [6].

Çekirdeklerin bağımsız parçacık veya kabuk modeli kullanılması durumunda elektrik çokkutuplu geçiş ihtimaliyeti,

$$\lambda_{EL} = 2\pi\nu \frac{e^2}{\hbar c} S(R/\lambda)^{2L} \quad (2.8)$$

şeklinde verilir. Burada  $\lambda_{EL}$  . EL ışımalarının yayılması ile gama bozunumuna ait bozunum sabiti veya ortalama ömrün tersi,  $\nu$  yayınlanan ışımaların frekansdır. S de L ye bağlı ve,

$$S = \frac{2(L+1)}{L[1 \times 3 \times 5 \dots (2L+1)]^2} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 \quad (2.9)$$

şeklinde verilen bir eşitlikdir. Bu eşitlikten hesaplanmış olan S değerleri tablo 2.2 de verilmiştir.

Tablo 2.2. Açısal momentum değerleri için istatistik faktörünün değişimleri

Açısal momentum (L)	İstatistik faktör (S)
1	$2.5 \times 10^{-1}$
2	$4.8 \times 10^{-3}$
3	$6.25 \times 10^{-5}$
4	$5.3 \times 10^{-7}$
5	$3.1 \times 10^{-9}$

(2.8) denklemine benzer şekilde magnetik çokkutuplu ışımaların yayılma ihtimali de

$$\lambda_{ML} = 2\pi \nu \frac{e^2}{\hbar c} (10 S) \left( \frac{\hbar}{McR} \right)^2 (R/\lambda)^{2L} \quad (2.10)$$

olup, burada M bir nükleonun kütlesidir [1,5,6,7]. Verilen bir L değeri için

$$\frac{\lambda_{EL}}{\lambda_{ML}} = \frac{1}{10} \left( \frac{R}{\hbar/Mc} \right)^2 = 4.4 A^{2/3} \quad (2.11)$$

eşitliği yazılabilir. (2.11) bağıntısına göre verilen bir L değeri için elektrik çokkutuplu ışımaların magnetik çokkutuplu ışımadan daha muhtemel olduğu görülür. Burada

$\hbar/Mc = 0.211 \times 10^{-13}$  cm,  $R = 1.4A^{1/3} 10^{-13}$  cm ve  $\alpha = e^2 / \hbar c = \frac{1}{137}$  değerleri

kullanılmıştır.

Tablo 2.3 : Işımanın türüne göre bozunum sabitinin (kütle numarası ve enerjiye bağlı) teorik değerleri

Işımanın türü	Bozunum sabiti $\lambda(s^{-1})$
E1	$1.5 \times 10^{14} A^{2/3} E^3$
M1	$2.8 \times 10^{13} E^3$
E2	$1.6 \times 10^8 A^{4/3} E^5$
M2	$1.2 \times 10^8 A^{2/3} E^5$
E3	$1.1 \times 10^2 A^2 E^7$
M3	$1.8 \times 10^2 A^{4/3} E^7$
E4	$5.0 \times 10^{-5} A^{8/3} E^9$
M4	$1.5 \times 10^{-4} A^2 E^9$
E5	$1.6 \times 10^{-11} A^{10/3} E^{11}$
M5	$7.5 \times 10^{-11} A^{8/3} E^{11}$

Tablo-2.4: Gama bozunumu için ışımının türüne göre ortalama ömrün teorik değerleri [5]

Işımanın türü	Açısal momentum değişimi $(L\hbar)$	Ortalama ömür (sn)		
		$\gamma$ -ışını enerjisi		
		1.00 MeV	0.2 MeV	0.05 MeV
E1	1	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{-12}$
M1	1	$3 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-10}$
E2	2	$7 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-5}$
M2	2	$8 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-3}$
E3	3	$6 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^2$
M3	3	$7 \cdot 10^{-5}$	6	$9 \cdot 10^4$
E4	4	$6 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{10}$
M4	4	7	$1 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^{12}$
E5	5	$8 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{19}$
M5	5	$9 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{21}$

(2.8) ve (2.10) denklemleriyle verilen bozunum sabitleri,

$$\lambda_{EL} = 2.4S(R_0A^{1/3})^{2L} \left( \frac{E(\text{MeV})}{197} \right)^{2L+1} 10^{21} \text{ s}^{-1} \quad (2.12)$$

ve

$$\lambda_{ML} = 0.55SA^{-2/3} (R_0A^{1/3})^{2L} \left( \frac{E(\text{MeV})}{197} \right)^{2L+1} 10^{21} \text{ s}^{-1} \quad (2.13)$$

şeklinde yazılır.

$\gamma$ -bozunum ihtimali (2.9) denklemindeki L nin artan değerleriyle çok çabuk azalır ve (2.12) ve (2.13) denklemlerinde görüldüğü gibi gama ışınlarının artan enerji değerleriyle artar [5]. Hesaplanan teorik değerler tablo-2.1 de verilmiştir.

Sonuçlara göre gama ışını tarafından taşınan açısal momentumun küçük olması durumunda (L=1 veya L=2), yani çekirdeğin açısal momentumundaki değişme küçük olduğundan bozunum ihtimali büyüktür. Buna bağlı olarak ortalama ömür çok kısadır. Açısal momentumdaki değişme büyük olduğunda ise (L=3 veya daha büyük değerde) bozunum ihtimali çok küçük ve yarı ömür çok uzun olabilir.

Uyarılmış bir çekirdeğin geçiş ihtimali,

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \quad (2.14)$$

ile verilir. Burada  $\tau$  (sn) ortalama ömürdür.  $\lambda$  da fotonların yayınlanma ihtimalidir.

Tablo-2.1de görüldüğü gibi bozunuma ait bazı ortalama ömürler, ölçülebilecek kadar uzun olabilirler. Bazı gama-ışınlarının ömürleri çok kısa olsa da, bu şekildeki gama ışınlarının bir çoğunun ömürlerini ölçmek mümkün olmuştur. Uzun ömürlü uyarılmış hallerin varlığı, açısal momentum ve magnetik moment gibi bazı kararlı özelliklerin doğrudan incelenmesini mümkün kılmaktadır.



Nükleer olayların incelenmesinde, bilhassa deforme çekirdekler bölgesinde nükleer kuvvetler büyük bir öneme sahiptir.

Nükleer kuvvetlerin özellikleri sonraki bölümde incelenecektir. Os çekirdekleri için dikkate alınan geçişlerin, geçiş ihtimalleri ve ortalama ömürleri ile ilgili tablo ve grafikler EK-A' da verilmiştir.



### 3.NÜKLEER DEFORMASYON ve BAZI ÖZELLİKLERİ

#### 3.1. Nükleer Kuvvetler

Nükleer fizikte iki merkezi problem vardır. Bunlardan birisi, nükleonlar arasındaki kuvvetlerin özelliklerini anlamak, diğeri de karmaşık bir sistemin (çok nükleonlu sistem) nükleer kuvvetler cinsinden özelliklerini açıklamaktır. Nükleer kuvvetler kısmen bilinebiliyorsa da çok parçacıklı sistem ile ilgili problemler hala devam etmektedir [6,8]. Karmaşık çekirdeklerin özelliklerini tam olarak izah etmese de, bu özellikleri kısmen açıklayan uygun nükleer modeller ileri sürülmüştür. Bu modellere göre karmaşık bir çekirdekte nükleer kuvvetlerin en az aşağıdaki özelliklere sahip olması gerekir.

- 1- Bütün kabuk-model potansiyellerini sağlayan ve merkezi olan baskın kısa bir uzaklık,
- 2- Nükleer yarıçaptan çok kısa mesafelerde ve çekirdeği eşleşmeye ve küresel yapmaya meylettiren eşleşme kuvvetleri,
- 3- Nükleer yarıçap mertebesinde, çekirdeği deforme olmaya zorlayan dört-kutup kuvveti,
- 4- Bir spin-yörünge etkileşmesi,
- 5- Spin-spin etkileşmesi,
- 6- Nükleer kuvvetler yüklerden bağımsız ve
- 7- Kuvvet doygunluğu vardır [4,6].

Bu özelliklere göre çekirdek kuvvetlerini meydana getiren potansiyel, merkezi ve merkezi olmayan iki kısımdan meydana gelmiş gibi düşünülür.

$$V(r,p,\sigma) = V_M(r,p,\sigma) + V_{MO}(r,p,\sigma) \quad (3.1)$$

Burada  $r$  yer vektörü,  $p$  çizgisel momentum ve  $\sigma$  ise spin vektörüdür. Bu özellikleri taşıyan potansiyel aşağıdaki şartları yerine getirmek zorundadır.

1-Hermitik olma şartı: Bu potansiyele karşılık gelen potansiyel operatörünün, bütün fiziksel operatörlerde olduğu gibi hermitik olması gerekir. Bir operatörün hermitik olması için,

$$V_{mn} = V_{nm}^* \quad (3.2)$$

şartını sağlaması gerekir. Eğer potansiyel reel ise bu şart kendiliğinden sağlanmış olur.

2- Koordinatlardan bağımsız olması: Çekirdek modellerinde sadece iki nükleonun birbirleriyle etkileştikleri varsayıldığından potansiyel,

$$V(r_1, p_1, \sigma_1, t_1; r_2, p_2, \sigma_2, t_2) \quad (3.3)$$

şeklinde olur.  $r_1, p_1, \sigma_1, t_1 \equiv 1$  ve  $r_2, p_2, \sigma_2, t_2 \equiv 2$  dersek, potansiyel  $V(1,2)$  şeklini alır. Etkileşme aynı tip parçacıklar arasında olduğundan,

$$V(1,2) = V(2,1) \quad (3.4)$$

olmalıdır. Bu şart koordinatlardan bağımsızlığı, ya da 1 parçacığı ile 2 parçacığının yerdeğiştirmesi durumunda potansiyelde bir değişimin olmayacağı anlamına gelir.

3-Yer değiştirmeden bağımsızlık (translation): Eğer koordinat sistemi a kadar yer değiştirirse potansiyelde bir değişiklik olmamalıdır. Yani,

$$V(r_1, r_2) = V(r_1+a, r_2+a) \quad (3.5)$$

olmalı ve potansiyel ,

$$V(1,2) = V(r_{12}, \sigma_1, \sigma_2) \quad (3.6)$$

şeklinde sadece relatif (izafi) koordinatlara bağlı olmalıdır.

4-Galilei değişmezliği: Bu şart v hızıyla hareket eden iki koordinat sisteminin eşdeğer olmasını ifade eder.  $P'_i = P_i + mv$  dönüşümü yapıldığında potansiyel değişmemeli yani, potansiyel sadece relatif momentuma bağlı olmalıdır.

5- Dönmeye karşı değişmezlik: Potansiyel, koordinat sisteminin dönmesine karşılık değişmez olmalıdır.

6- Yükten bağımsızlık: Potansiyelin yapısı, çekirdek kuvvetlerinin çekirdeğin yükünden bağımsız olacak şekilde belirlenmelidir.

7- Uzayda simetri değişmezliği: Potansiyel fonksiyonu simetrik olmalıdır. Başka bir deyişle parite korunmalıdır. Buna göre,

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \sigma) = V(-\mathbf{r}, -\mathbf{p}, -\sigma) \quad (3.7)$$

olmalıdır.

8- Zamanın ters dönüşüne göre değişmezlik: Potansiyel, zamanın yönüne (yani pozitif veya negatif olmasına) bağlı olmamalıdır. Potansiyel fonksiyonu içinde zamanı gösteren kavram spin vektörü olduğundan,

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \sigma) = V(\mathbf{r}, \mathbf{p}, -\sigma) \quad (3.8)$$

şartı sağlanmalıdır.

Çekirdek potansiyelinin şekli bugüne kadar henüz bilinmemektedir. Ancak pek çok kullanılan yaklaşık potansiyeller vardır. Bu potansiyellerden hiçbiri yüksek enerjili nükleonların saçılmalarına ait verileri açıklamakta yeterli olmamıştır [2,9].

### 3.2.Nükleer Deformasyon

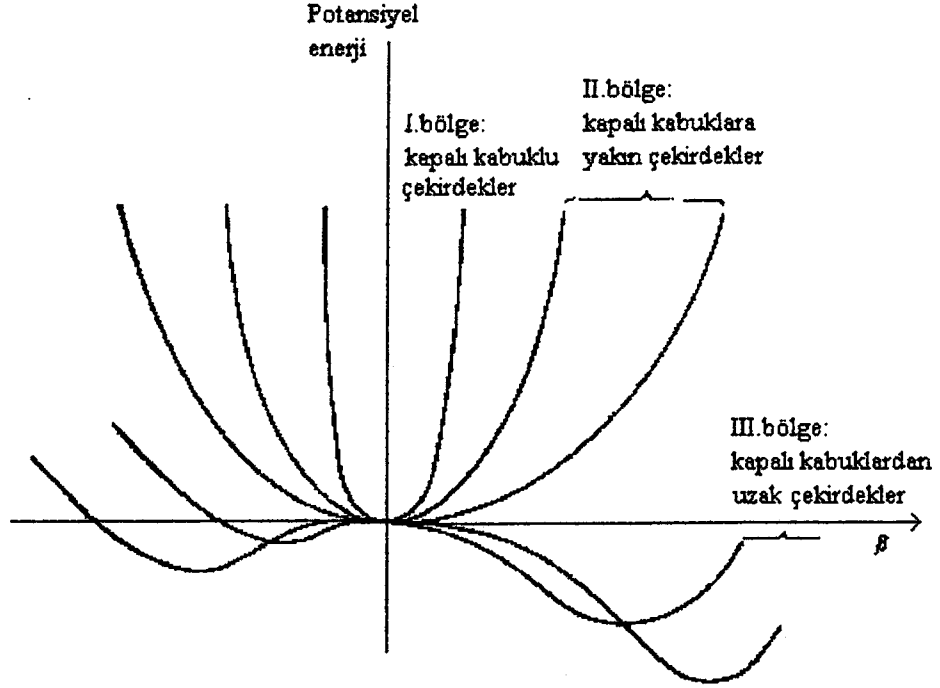
Bir çekirdeğin kararlı deformasyona sahip olduğu göz önüne alınarak, bu çekirdek şeklinin genellikle elipsoidal bir deformasyona sahip olduğu kabul edilir (bakınız şekil-3.4). Bir Oz'-ekseni civarında simetrik olarak sabitlenmiş olan böyle bir cisim için  $\beta$  deformasyon parametresi,

$$\beta = \frac{\Delta R}{R_0} \quad (3.9)$$

ifadesiyle verilir. Yani  $\beta$ , nükleer deformasyonun büyüklüğünü ifade eder. Burada,  $R_0$ : ortalama nükleer yarıçapı ve  $\Delta R$  de elipsin yatay düşey eksenleri arasındaki farktır [4,8,10]. Deformasyon parametresi çekirdeklerin küresel simetriden ayrılımalarının bir ölçüsü olarak kabul edilir. Eğer deformasyon parametresi pozitifse çekirdek dönme eksenini boyunca uzanmış bir şekilde deforme olmuş (oblate), negatifse çekirdek dönme eksenine dik doğrultuda uzanmış bir şekilde deforme olmuş (prolate) ve deformasyon parametresi sıfıra eşitse çekirdek küresel simetrik yapıdadır denir [5,9,11].

Çekirdeğin potansiyel enerjisi deformasyonun bir fonksiyonu olarak şekil 3.1 de verilmiştir. Deformasyon, kuadrupol momentler de göz önüne alınarak ifade edildiğinde; pozitif dörtkutup momenti çekirdeğin yük yoğunluğunun yatay eksen boyunca uzanmış (oblate) şeklindeki deformasyonuna, negatif bir dörtkutup momentinin ince kenarlı bir mercekle şeklindeki deformasyona (prolate) karşılık gelir. Dörtkutup momentinin sıfır olması halinde de çekirdeğin yük yoğunluğu küresel simetrik bir yapıya sahip olur [9].

Şekil-3.1 de , kapalı kabuklar dışındaki nükleon sayılarına bağlı olarak deformasyon parametresinin değişimini göstermektedir. Eşleşme kuvvetinin simetri etkisi bu şekilde gösterilmektedir. Kapalı kabuklara yakın olan çekirdekler için eşleşme kuvvetleri, sıfır açısız momentumlu nükleon çiftlerinin gruplarına izin verir. Çekirdeğin denge şekli küresel olup kollektif hareket, bu şekil civarında titreşim şeklindedir. Serbest nükleon sayısı artmasına rağmen kollektif titreşimin frekansı azalır (uzun mesafe kuvveti etkisi hissedilir) ve sonuçta küresel şekil kararsız olarak deformasyon etkisinde kalır.

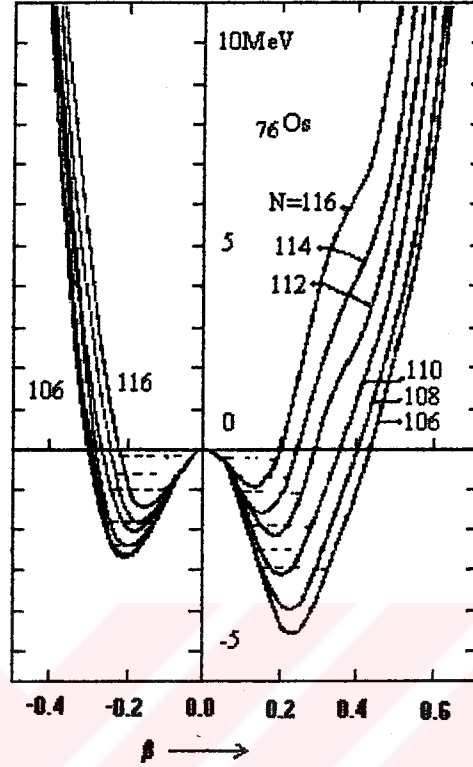


Şekil 3.1. Deformasyonun fonksiyonu olarak çekirdeğin potansiyel enerjisi

Deformasyon, serbest nükleonlar ve nükleer korun etkileşmesiyle gözükür, fakat genelde korun bir özelliği olarak gözönüne alınır [8].

Potansiyel enerjiye bağlı olarak verilen deformasyon parametresinin grafiği şekil 3.1 de verilmiştir. Bu şekilde görüldüğü gibi kapalı kabuklara sahip çekirdeklerin küresel simetrik yapılarını ifade eden potansiyel eğriler 1. bölgede, kapalı kabuklara yakın bölgedeki nükleonların potansiyel enerjilerinin eğrileri 2. bölgede, 3. bölgede ise kapalı kabuklardan uzaklaştıkça potansiyel enerjinin değişiminin daha farklı eğriler olduğu görülmektedir. Bu da, kapalı kabuklardan uzaklaşıldıkça artan valans nükleonların deformasyona ne şekilde katkısı olduğunu gösterir. 3. bölgedeki eğrilerin oluşturduğu pikler de bize kararlı bir deformasyonun oluştuğunu ifade eder.

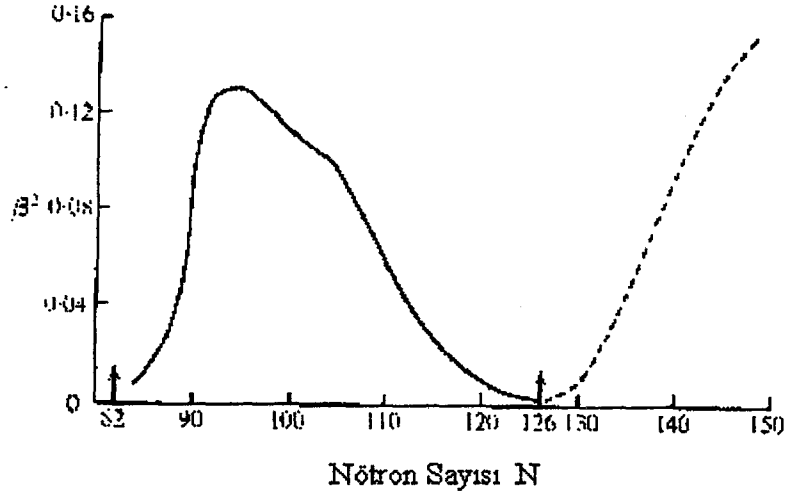
$N = 110 - 116$  nötron sayısına sahip Os izotoplarının şekil 3.2 de verilen deformasyon enerjisi eğrileri, şekil 3.1 de verilen grafikte benzer bir durum arz etmektedir. Burada kesikli çizgiler nükleonların sıfır noktası civarındaki çekirdeğin titreşim hareketini içeren taban enerjisini gösterir. Oblate haldeki deformasyon parametreleri negatif değerler alırken, prolate haldeki deformasyon parametresi de pozitif değerler alır.



Şekil 3.2. Deformasyonun fonksiyonu olarak Os çekirdeklerinin potansiyel enerjilerinin değişimi

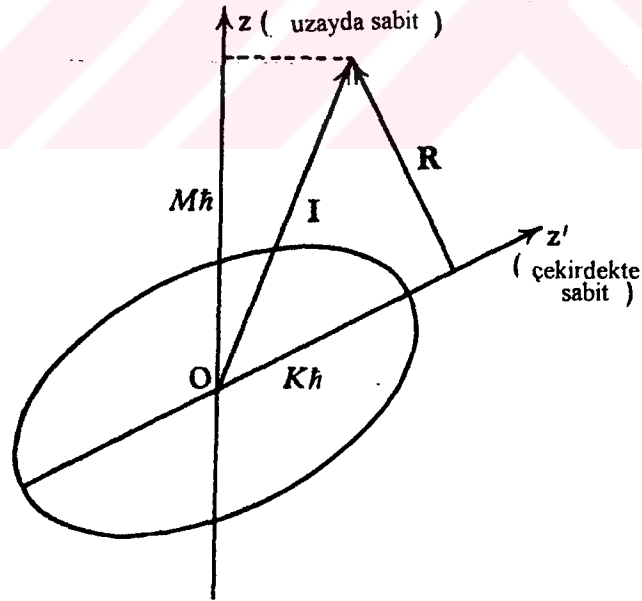
Şekil 3.2 den anlaşılacağı gibi  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  izotoplarında küresel simetrik yapıda olan çekirdek yoktur. Çünkü deformasyon eğrisi şekil 3.1 deki gibi, 1.bölgedekine benzer bir eğri göstermemektedir. Dolayısıyla  $N = 106-116$  sınırındaki Os izotoplarında dörtkutup kuvvetleri hakim durumdadır (eşleşme kuvvetleri hakim olsaydı küresel simetrik yapının olması gerekirdi). Yine deformasyon parametresi enerjiye bağlı olarak artan nötron sayısı ile birlikte artmaktadır.

$\beta$  deformasyon parametresi, elektromagnetik geçiş ihtimalleri (coulomb etkileşmeleri ve ömür ölçümleri), optik izotop kayması ve eylemsizlik momentleri gibi kabuller ile rotasyonel enerji seviyelerinin modelinden bulunabilir. 82 ve 126 sihirli sayıda nötrona sahip olan çekirdekler için  $\beta$ 'nin genel değişimi Şekil-3.3 de görülmektedir.



Şekil-3.3:  $N = 82$  ve  $N = 126$  nötron sayılı kapalı kabuklar arasındaki sınırlarda  $\beta$  deformasyonunun nötron sayısına göre değişimi

Şekil-3.3'te gösterilen deformasyonlar büyük kuadrupol momentli toprak alkali çekirdekleri içerir. Kapalı kabuklara sahip olan çekirdekler için deformasyon ortaya çıkmamıştır.  $N = 90$  sınırında ise kararlı deformasyon aniden gözükür.



Şekil-3.4: Deforme çekirdeklerin açısal momentumu için eşleşme şeması



$N = 88$  ve  $N = 90$  civarında  $\beta'$  daki ani değişme(artış) tek parçacık kabuk modelinin özellikleriyle tamamen bağlantılı değildir ve bu artış kollektif hareketin rotasyonel şekli ile vibrasyonu arasındaki bir geçişi gösterir.

Moleküllerdeki eşleşme durumları deforme bir çekirdeğin açısal momentum eşleşmesine benzer. Moleküler durumda olduğu gibi çekirdeklerin de düşük enerjili seviyelerdeki simetri ekseni civarında rotasyon yoktur. Fakat serbest parçacıkların iç hareketi bu eksen civarında açısal momentumun bir bileşeni olan  $K\hbar = \sum K_p\hbar$  şeklinde verilir. Burada  $K_p$  tek parçacık nükleonunu gösterir. Simetri eksenine dik olan kollektif açısal momentum  $R'$  dir. Fotonlar tarafından taşınan toplam açısal momentum ise  $I'$ dir. Rotasyon enerjisi  $M'$ den bağımsızdır.[1,12]  $M'\hbar$  uzaydaki sabit eksen boyunca  $I'$ nın bir bileşenidir.  $K\hbar'$  da simetri ekseni boyunca olan bir bileşenidir. Buna göre  $R'$  nin mutlak değeri,

$$|R|^2 = [I(I+1)]\hbar^2 \quad (3.10)$$

şeklinde verilir.[4]

Genel olarak çekirdeğin hareketi,

- a) Küresel olmayan potansiyelde iç nükleonik hareket
- b) Kollektif rotasyonlar
- c) Statik denge konumu civarında çekirdek yüzeyinin titreşimi olarak düşünülür.

Bu haller çok kompleks olduğundan araştırmalar basite indirgenerek yapılır. Yukarıdaki hareketlere uygun uyarma enerjileri küçükten büyüğe doğru sırasıyla b,c,a şıklarındaki gibidir[4].

Küresel çekirdeğin dönme spektrumu olmadığından, böyle çekirdeklerin esas uyarılmış seviyeleri tek parçacık ve titreşim hareketine sahiptir. Deforme olmuş çekirdeklere ise ilave olarak rotasyon(dönme) spektrumu vardır. Çekirdek çok parçacıklı olduğundan bu üç hareket birbirini etkilemektedir. Dönme hareketinin enerjisi diğerlerine göre çok küçük olduğundan, titreşim ve tek parçacık hareketine etkisi azdır.

### 3.3.Rotasyonel Haller

Kuvvetli deformasyona uğramış olan çekirdeklerin nükleonlarının kollektif hareketlerini incelemek için rotasyonel model veya en genel adıyla kollektif model geliştirilmiştir. Bu modele göre bütün nükleonlar ortak bir dönme eksenini etrafında dönerek çekirdek spinine katkıda bulunurlar.

Kapalı kabuklardan uzakta deforme olmuş bir çekirdeğin dönme hareketi sistemin iç yapısını etkilemez. Dönme enerjisi klasik olarak,

$$E_{\text{dönme}} = \frac{1}{2} \mathfrak{I} \omega^2 \quad (3.11)$$

şeklinde yazılır. Burada:  $\omega$  açısal hız, ve  $\mathfrak{I}$  da etkin eylemsizlik momentidir. Dönme katı(rijid) bir cisimdeki gibi basit olarak göz önüne alınmaz. Simetri eksenine dik olan eksen etrafındaki parçacıkların etkin eylemsizlik momentini deformasyon vasıtasıyla belirlenir ve,

$$\mathfrak{I} \approx \mathfrak{I}_0 \beta^2 = \mathfrak{I}_0 \left( \frac{\Delta R}{R_0} \right)^2 \quad (3.12)$$

şeklinde yazılabilir. Burada:  $\mathfrak{I}_0$ , rijid moment olup MA kütesinin rotasyonunda ,

$$\mathfrak{I}_0 = \frac{2}{5} M A R_0^2 \quad (3.13)$$

ile verilir. Eğer dönme açısal momentumu olan  $\mathfrak{I}\omega = |\mathbf{R}|$  denklem (3.9)' da yerine konulup (3.11) denklemi de kullanılırsa,

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} [I(I+1)] \quad (3.14a)$$

olur. Dönme hareketi yapan çekirdeğin bir iç açısal momentumu varsa dönme enerjisi

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} [I(I+1) - K^2] \quad (3.14b)$$

ifadesi ile verilir. Daha önce belirtildiği gibi  $K$  iç açısal momentum vektörünün simetri eksenini üzerindeki izdüşümüdür (bkz. şekil 3.3). 3.13 denkleminde anlaşılabileceği gibi nükleonların çiftlenebileceği iç açısal momentumun her değeri için bir dönme tabakası oluşur. Bu tabakayı sabit bir  $K$  için  $I$  nin alabileceği değerler oluşturur. İç hareketle verilen  $K$ ' nin değeri için 3.13 denklemi, iç hareketin enerjilerinin üst-üste gelen seviyelerinin bir dönme bandını gösterir.[4] Çift-çift sihirli çekirdeklerde rotasyon spektrumu gözlenememiştir.[1]

Taban durumundaki çift-çift çekirdeklerde iç hareketten dolayı toplam momentuma bir katkı olmaz( $K=0$ ). Nükleer eksene dik bir düzlem etrafında simetri olduğundan,

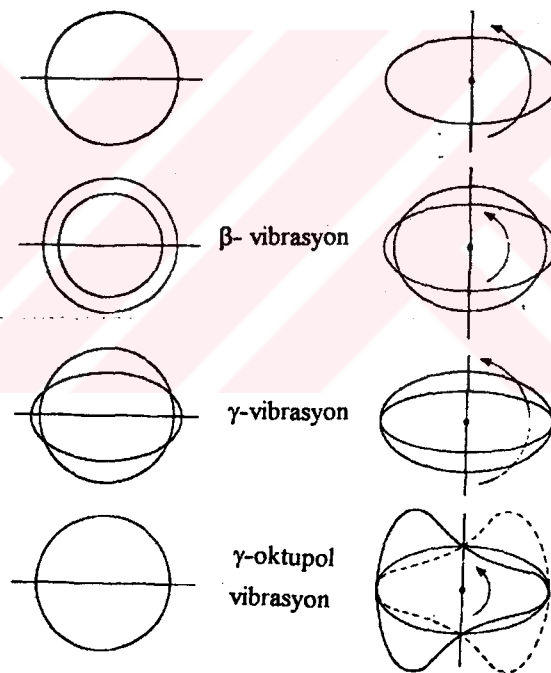
$$I = 0, 2, 4, 6, \dots \text{(çift sayılar)} \quad (3.15)$$

dalga fonksiyonu  $180^\circ$  dönmeler için değişmez kalır, yani pariteleri çift olur. Bu şekildeki dönme bandı, deformasyonu bilinen bölgelerdeki çoğu çekirdekler için mevcuttur ( $A \approx 24$ ,  $150 < A < 190$  ve  $A > 200$  gibi). Denklem (3.7)' ye göre  $I=0, 2, 4, 6, \dots$  değerleri kullanılarak diğer seviyelerin uyarılma enerjisi oranları hesaplandığında,  $E_4/E_2 = 10/3$ ,  $E_6/E_2 = 7$ ,  $E_8/E_2 = 12$  olduğu bulunur.[5,8] Bu karakteristik değerlerin çoğu çift-çift çekirdekler için doğru ve uygun olduğu yapılan çalışmalardan anlaşılmıştır. Çift-çift çekirdeklerin temel halleri göz önüne alındığında  $I = 0$  değerine sahiptir. Buna göre, çekirdek içerisindeki eşleşme sahasında çift nükleonlar eşleşip sıfır açısal momentuma sahip olurlar. Eğer tek nükleon kalırsa, bu da net çekirdek spinini oluşturur. Tahminlere uygun ilk uyarılmış seviye ise  $I = 2$  durumudur.

Çift-çift çekirdeklerde gözlenen  $2^+$  seviyelerinin enerjilerdeki sistematığe göre değişim ifade edilirken  $N$  fononları olarak karakterize edilen vibrasyonel fononlar 2 açısal momentumuna ve pozitif pariteli olacak şekilde verilirler[4,5]. Bu düzeyler genellikle  $E_2$  Coulomb geçişlerine daha güçlü bir şekilde uyarılırlar ve kapalı kabuklar arasındaki en düşük enerjilere sahiptir. Seviyeler arasında hesaplanan eylemsizlik momenti denklem (3.5)' den yola çıkarak  $\beta$  deformasyon parametresi kullanılarak elde edilebilir.[4]

### 3.4.Vibrasyonel Haller

Kapalı kabuklar dışında nisbeten az sayıda parçacıklara sahip olmalarına karşın çekirdek, küresel bir denge haline sahiptir ve kollektiv hareket, küresel yüzey civarında serbest parçacıkların salınımı şeklini alır. Bu tipteki çekirdeğin hareketi harmonik salınıcının kuantum mekanik görüntüsüne uygun olarak  $l\hbar$  açısal momentumu ve  $\hbar\omega_l$  enerjisinin "fononları " veya titreşim parçacıklarının kesikli bir sayısına sahip olur. Böyle bir çekirdeğin bu şekildeki seviye spektrumu, rotasyonel bir ince yapı sabitinin ilavesiyle bazı durumlarda vibrasyonel halleri destekler. Buna göre bu durumdaki gibi kapalı kabuklardan uzaklaşan çekirdeğin statik momentleri artmaz. Dolayısıyla bu çekirdekler için kararlı deformasyon yoktur.[4]



Şekil-3.5:Deformasyona uğramış olan bir çekirdeğin kollektiv hareketinin bazı durumlarının şematik olarak gösterilmiş halleri[7].

En basit titreşim spektrumu çift-çift çekirdekler için bulunmuştur. Bu durumda iç hareketten dolayı nükleer spine katkı yoktur. Basit titreşim spektrumu kuadrupol "fononlar " vasıtasıyla olur.

Yapılan teorik ve deneysel çalışmalara göre, deformasyona uğramış çekirdeklerin uyanılma enerjileri ve açısal momentumları, kolektif titreşim ve rotasyon modeli tarafından iyi bir şekilde açıklanmıştır [12].

### 3.5. Statik ve Geçiş Momentleri

Kollektif model kuvvetli deformasyon bölgesinde statik magnetik dipol momentlerinin iyi bir hesabını verir [4,7]. Statik elektrik dört-kutup momentleri korun dört-kutup deformasyonu sebebiyle kolektif model tarafından izah edilmiştir [4]. Elektrik dört-kutup momentleri nükleer deformasyonların önemli belirtileri olarak kabul edilmektedir.

$N = 82$  ve  $N = 126$  sayılı nötronlara sahip çekirdeklere kapalı kabuklara yaklaşıldıkça  $Q_0$  değerinin azaldığı deneysel olarak görülmüştür. Bu sonuçlara göre, kolektif model deforme çekirdeklerin statik ve geçiş momentleri için iyi bir uygunluk verir [4].

Spektroskopik olarak elde edilmiş  $Q$  büyüklükleri rotasyonel çekirdeklerin belirlenmiş yük dağılımlarının şekil ve boyut simetrisizliğinin bir belirtisidir. Bu nedenle deforme çekirdeklerin incelenmesinde önem taşır [2,13]. Nükleer yükü  $Z$  olan bir çekirdek için  $\beta$  deformasyonuna bağlı olan moment,

$$Q_0 = \frac{4}{5} Z R_0^2 \beta \quad (3.16)$$

ile verilir [4]. Burada  $Q_0$ : iç kuadrupol momentidir. Aynı ifade için , [14] de

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta_0 (1 + 0,36 \beta_0) \quad (3.17)$$

olarak verilmiştir. Burada  $R = R_0 A^{1/3}$  şeklindedir. Kuantum mekaniksel olarak hesaplanan iç kuadrupol moment, gözlenemeyen bir büyüklüktür. Dolayısıyla gözlenebilen büyüklük çekirdeğin dönme hareketinden dolayı iç kuadrupol

momentin zaman ortalamasıdır [9]. Genel olarak, çekirdek spinine bağlı olarak verilen dört-kutup momenti,

$$Q_1 = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (3.18)$$

olup temel haller için  $K = I$  alınır. Burada  $I$  ilgili çekirdek düzeyinin spinidir.  $I = 0$  ve  $I = 1/2$  değerleri için kuadrupol moment gözlenemez. Fakat spektroskopik olarak gözlenen temel hal momenti de,

$$Q_1 = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \quad (3.19)$$

şeklinde yazılabilir. Kuvvetli deforme olmuş çekirdeklerin rotasyonel bandlarının seviyeleri arasındaki ışımalı geçişler  $Q_0$  iç kuadrupol momentleri ile bağlantılı olabilir. Bu geçiş ihtimaliyeti için genel ifadeler 3.20 de ( uyarılmış bir halin ortalama ömrü ) verilmiştir. Çift-çift çekirdekler için  $0^+$  temel halden  $2^+$  ilk uyarılmış haldeki elektrik kuadrupol ışınları,

$$B(E2) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \quad (3.20)$$

ile verilen indirgenmiş geçiş ihtimaliyetine sahiptir. Bunların gözlenmesi Coulomb ışınları yoluyla  $Q_0$  değerlerini verir [4,9]. Aynı ifade Weisskopf'un tek-parçacık kabuk modeline göre ,

$$B(E2) = 2,97 \cdot 10^{-5} \cdot A^{4/3}$$

ifadesiyle verilir  $B(E2)$ ;  $e^2 b^2$  biriminde alınır [15].

### 3.6. Proton ve Nötronların Oluşturduğu Deformasyon

$150 < A < 190$  deforme bölgesinde yer alan izotopların teorik ve deneysel olarak incelenmesi, deforme bölgesinde bulunan elementlerin karakteristik özelliklerinin açıklanmasında önemli bilgiler elde edilmesini sağlar.

Aynı enerji seviyesindeki iki nükleon arasındaki karşılıklı spin değiştirilmesinden meydana gelen kısa menzilli kuvvete eşleşme kuvveti denir. Bu kuvvet özellikle çekirdeklerin dolmamış kabuklarındaki nükleonları etkisi altına alır [2].

Nötronların ve protonların  $G_p$  ve  $G_n$  eşleşme kuvvetleri farklarını oluşturan tek-çift kütle farkları, genellikle deneysel yolla araştırılmış ve çift çekirdekte düşük enerjili spektrumlarının araştırılmasıyla gözlenmiştir. Nötron ve protonların eşleşme güçleri için kullanılan değerler Tablo 3.1 de verilmiştir.

Tablo 3.1. Protonlar ve Nötronlar için verilen farklı eşleşme kuvvetleri

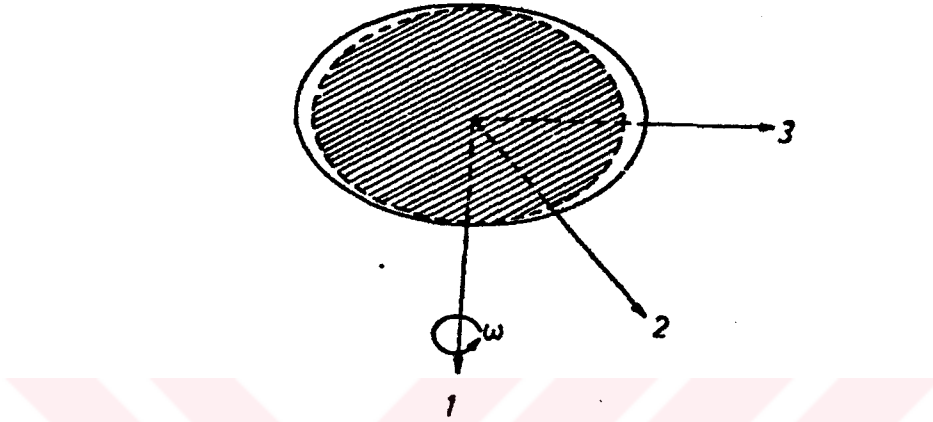
Dudex ve ark.[14] $G_p(1), G_n(1)$	Nilsson ve Prior [14] $G_p(2), G_n(2)$	Marselak ve ark.[14] $G_p(3), G_n(3)$	A.Ansari ve ark.[16] $G_p(4), G_n(4)$	M.Baranger ve ark.[17] $G_p(5), G_n(5)$
$G_p =  17.90 + 0.176(N-Z)  A$	$G_p = 25/A$	$G_p = 30/A$	$G_p = 26/A$	$G_p = 27/A$
$G_n =  18.95 - 0.078(N-Z)  A$	$G_n = 18/A$	$G_n = 20/A$	$G_n = 21/A$	$G_n = 22/A$

Nötron ve protonların eşleşme kuvvetlerindeki bu fark, proton ve nötronların farklı deformasyonlara sahip olmasından kaynaklanır. Buna göre çekirdekte kuadrupol ve eşleşme kuvvetleri olduğu düşünülür. Yani, küresel veya deforme denge durumu vardır.

Eşleşme kuvveti çekirdeği küresel bir şekilde tutmaya çalışır ve çekirdeğe valans nükleonlar ilave edildikçe bu kuvvetin etkisi azalır. Bunun sonucu olarak çekirdeği rotasyonel spektruma götüren kuvvetler hakim duruma geçerek deforme çekirdek yapısı oluşur [13,14].

Kuadrupol kuvvetler de çekirdeği deforme bir şekilde tutmaya zorlar.  $G_p > G_n$  olduğundan, proton deformasyonu nötron deformasyonuna göre daha küçüktür. (Tabii ki bu ortalama olarak doğru bir ifadedir.) Yani protonlar ve nötronlar için tek

parçacık yörüngeleri bunların deformasyonları için zıt bir bağıntıya sahip olabilir. Nötronlardan veya protonlardan birisini kapsayan ortalamanın bulunması, protonun fazla olması halinde deformasyon nötrona göre daha az olacaktır. Bu da  $\beta_0(p) < \beta_0(n)$  anlamına gelmektedir. Burada,  $\beta_0(p)$ : protonlar için deformasyon parametresi,  $\beta_0(n)$  de nötronlar için deformasyon parametresini ifade etmektedir.



Şekil 3.6. Proton ve kütle elipsoidinin tasviri.

Şekil 3.6 da nötron ve protonların deforme durumları tasvir edilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi dıştaki normal eğri, çekirdeğin kütle dağılımının şeklini; kesikli olan ise deforme çekirdeğin proton dağılımının biçimini gösterir. Her iki elipsoid, kuvvetli eşleşmeye ait olup aynı  $\omega$  açısal hızına sahip olarak dönerler. Proton ve nötronların farklı deformasyonları, onların eşleşme kuvvetlerinin farklarıyla ilgilidir. Temel eksenler şekilde 1,2 ve 3 sayılarıyla gösterilmiştir.

Kütle elipsoidi (bütün nükleonların ortalama dağılımı) ve proton elipsoidi(tüm çekirdeğin ortalama proton dağılımı) gösteriminden hareketle, kütle dağılımının ortalama deformasyonu genel olarak,

$$\beta_0 = \frac{N\beta_0(n) + Z\beta_0(p)}{A} \quad (3.21)$$

ifadesiyle verilir.



f ve M1-E2 karışım parametrelerine bağlı olarak  $2^+ \rightarrow 2^+$  geçişleri için bu deformasyon parametresi,

$$\beta_0 = (\delta/E_\gamma)_{2^+ \rightarrow 2^+} \frac{10^3 (1-2f) f}{(3.718/5)^{1/2} A^{5/3}} \quad (3.22)$$

ile verilir. Burada f:  $G_p$  ve  $G_n$  değerlerine bağlı bir parametre olup,

$$\frac{\beta_0(p)}{\beta_0(n)} = \sqrt{\frac{G_p}{G_n}} \quad (3.23)$$

ifadesi kullanılarak,

$$f = \frac{\beta_0 - \beta_0(p)}{\beta_0} \approx \frac{N}{A} \left( \frac{\beta_0(n)}{\beta_0(p)} - 1 \right) = \frac{N}{A} \left( \sqrt{\frac{G_p}{G_n}} - 1 \right) \quad (3.24)$$

eşitliği ile verilir.

Çekirdek durumlarını belirlemede, çekirdeğe ait  $g_R$  faktörü ve elektrik kuadrupol momentlerinin de önemli bir yeri vardır. Bu değerlerden temel hal, beta ve gama bandlarına ait olanları  $g_R$  ye bağlı olarak,

a) Temel hal ve beta bandları için,

$$g_R = \frac{Z}{A} (1-2f) \quad (3.25)$$

b) Gama bandı için,

$$g_R = \left(1 + \frac{8}{3}\right) \frac{f}{I(I+1)} \frac{Z}{A} (1-2f) \quad (3.26)$$

ile verilmektedir.

Üniform yüklü bir çekirdekte nükleer jromagnetik oran olarak adlandırılan  $g_R$  faktörü, proton ve nötron deformasyonunun eşit olduğu durumda ( $f = 0$ ) her üç hal

için  $g_R \approx Z/A$  değerindedir [18]. Temel hal ve beta bandı için  $g_R$  faktörü rotasyonel seviyelerden bağımsız iken,  $\gamma$ -bandında küçük bir spin bağımlılığı vardır. Bu bağıntılar  $150 \leq A < 190$  deforme bölgesinde yer alan çekirdeklerin  $g_R$  değerlerinin hesaplanmasında başarıyla kullanılmıştır [5,14].

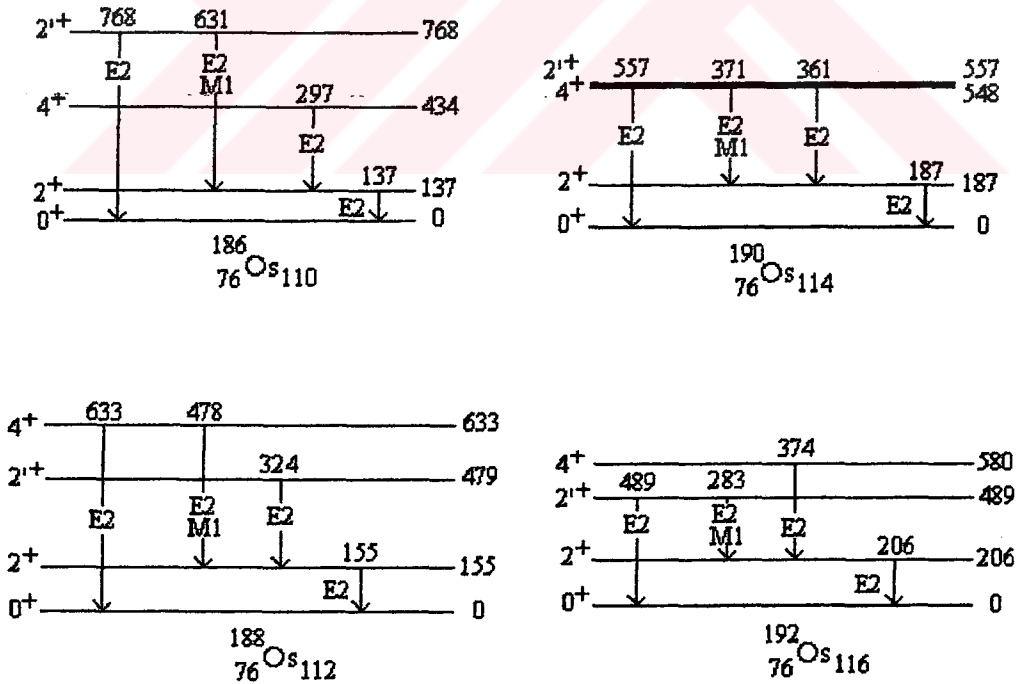


## 4.BAZI Os ÇEKİRDEKLERİNİN DEFORME YAPILARI

### 4.1. Os Çekirdeklerinin Enerji Seviyeleri ve Deforme Yapısı

150≤A<190 deforme bölgesinde bulunan çekirdeklerin özelliklerini anlamak için yapılan çalışmalar sonucu çekirdeklerin bazı özellikleri tahmin edilebilmektedir. Bu bölümde deforme bölgesinin sonlarında olan Os izotoplarının bazı özellikleri tartışılacaktır.

Çeşitli metodlarla incelenen Os izotoplarının seviye şemalarının incelenmesi ile farklı tipteki geçişler gözönüne alınarak bazıları için saf çokkutupluluklar yanında, karışık geçişlerin de bulunduğu bilinmektedir.



Şekil 4.1. Os izotoplarının basitleştirilmiş enerji seviyeleri [19]

Seviye şemalarındaki geçişlerde temel halden 1. uyarılmış  $2^+$  seviyesi dikkate alındığında genel olarak çekirdeklerin deforme yapısı hakkında bilgi sahibi olunabilir. Örneğin: Gerek şekil 4.1 deki seviyeler, gerekse Ek-B deki daha yüksek spinli geçişleri içeren seviyeler göz önüne alındığında (tablo 4.1 den de görülebilir); uyarılmış ilk  $2^+$  durumları arasında en düşük enerjiye sahip olan çekirdekler, bu seviyeler arasında daha yüksek enerjiye sahip olan çekirdeklere göre daha çok deforme yapıya sahiptirler. Buna göre Os çekirdeklerinin deformasyon büyüklükleri sırasıyla  $^{186}\text{Os}$ ,  $^{188}\text{Os}$ ,  $^{190}\text{Os}$  ve  $^{192}\text{Os}$  dir. [11] ve [15] deki deformasyon parametrelerinin büyüklükleri de bunu doğrular (bakınız tablo 5.2). Deformasyon parametresinin seviyeler arasındaki geçiş enerjisine bağlı ifadesi olan 3.22 denklemi de aynı durumu destekler.

Şekil 4.1 de Os izotopları için Coulomb ışımaları yoluyla elde edilen seviye şemalarının basitleştirilmiş hallerinden bazıları görülmektedir. Bazı seviyeler arasındaki geçişler saf çokkutuplu iken başka seviyeler arasındaki geçişler de karışık geçişlerdir. Şekil 4.1 den yararlanarak Tablo 4.1 oluşturulmuştur.

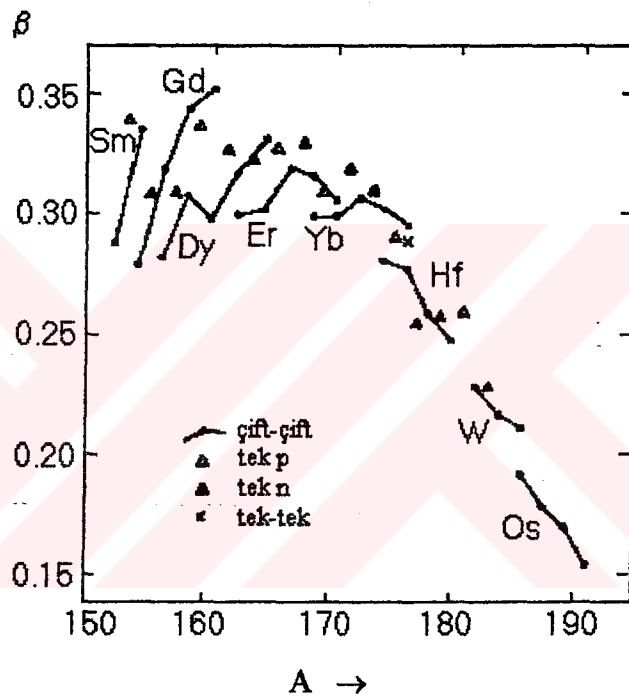
Tablo 4.1. Os izotoplarının enerji değerleri ve geçişlere göre çokkutuplu durumları

İzoto p	Geçişler	Enerji (keV)	Çokkutupluluk	İzotop	Geçişler	Enerji (keV)	Çokkutupluluk		
$^{186}\text{Os}$	$2^+ \rightarrow 0^+$	768	E2	$^{190}\text{Os}$	$2^+ \rightarrow 0^+$	557	E2		
	$2^+ \rightarrow 2^+$	631	E2+M1		$2^+ \rightarrow 2^+$	371	E2+M1		
	$4^+ \rightarrow 2^+$	297	E2		$4^+ \rightarrow 2^+$	361	E2		
	$2^+ \rightarrow 0^+$	137	E2		$2^+ \rightarrow 0^+$	187	E2		
							$3^+ \rightarrow 2^+$	198	E2+M1
$^{188}\text{Os}$	$4^+ \rightarrow 0^+$	633	E2	$^{192}\text{Os}$	$4^+ \rightarrow 2^+$	374	E2		
	$4^+ \rightarrow 2^+$	478	E2+M1		$2^+ \rightarrow 0^+$	489	E2		
	$2^+ \rightarrow 2^+$	374	E2		$2^+ \rightarrow 2^+$	383	E2+M1		
	$2^+ \rightarrow 0^+$	155	E2		$2^+ \rightarrow 0^+$	206	E2		
	$3^+ \rightarrow 2^+$	634	E2+M1		$3^+ \rightarrow 2^+$	201	E2+M1		
							$3^+ \rightarrow 2^+$	489	E2

Diğer geçişlerin özelliklerine ise Ek-B de verilen şekillerde olduğu gibidir. Bölüm-2 deki geçiş ihtimali ve ortalama ömürler hesaplanırken dikkate alınan geçişler ve bu geçişlerdeki enerji durumları,

$2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri için  $^{186}_{76}\text{Os}$  (0.630 MeV)'de ,  $^{188}_{76}\text{Os}$  (0.478 MeV)'de ,  $^{190}_{76}\text{Os}$  (0.371 MeV)'de ve  $^{192}_{76}\text{Os}$  (0.283 MeV)'dir.

$3_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri için ise  $^{186}_{76}\text{Os}$  (0.773 MeV)'de ,  $^{188}_{76}\text{Os}$  (0.635 MeV)'de ,  $^{190}_{76}\text{Os}$  (0.569 MeV)'de için ve  $^{192}_{76}\text{Os}$  (0.484 MeV)'dir.



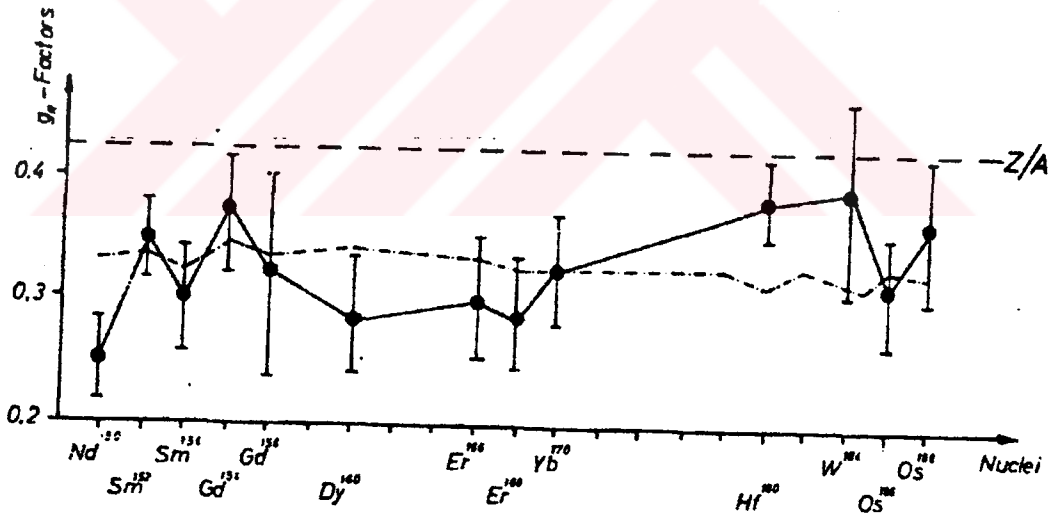
Şekil.4.2. Nükleer deformasyon değerlerinin A ya göre değişmesi (150<A<190 deforme bölgesinde çekirdekleri için) [7]

150<A<190 bölgesindeki deformasyon parametreleri nükleonların çift-çift, tek nötron, tek proton ve tek-tek nükleon durumları Şekil 4.2 de görülmektedir. Deforme bölgesinin başlarında (Sm,Gd, ve Dy gibi izotoplarda ) deformasyon parametresi 0.35 e kadar artarak pik oluştururken, bölgenin ortalarına doğru (Er ve Yb gibi izotoplarda) artan

kütle numarasıyla azalmaya başlamaktadır. Bölgenin sonlarına doğru ise (W ve Os izotoplarında) bu parametre en küçük değerini almaktadır.

$N = 82$  ve  $N = 126$  nötron sayılarına sahip çekirdeklerin (ki bu sayılar sihirli sayılardır) kapalı kabuğu olduğu düşüncesinden yola çıkarak; Os çekirdeklerinin artan kütle numarasıyla deformasyon parametresinin küçülmesi, bu çekirdeklerin küreselliğe çok yakın olduğunu göstermektedir. Dolayısıyla Os çekirdekleri için şimdiye kadar yapılan deneysel teorik çalışmalarda işaret edildiği gibi, bu çekirdeklerin deforme yapıdan küresel yapıya geçiş çekirdekleri olduğunu söylemek mümkündür.

Şekil 4.3 de  $150 < A < 190$  bölgesi sistematığı için literatürden alınan grafikte  $g_R$  faktörlerinin değişimi verilmiştir. Bu şekildeki kesikli çizgiler teorik tahminleri, diğeri ise deneysel çalışmalardan elde edilen sonuçları göstermektedir. Os izotopları için bulunan değerlerin karşılaştırmasını bu şekle bakarak anlamak ve yapmak mümkündür. Bulunan değerler 0.271 ile 0.356 arasındadır.

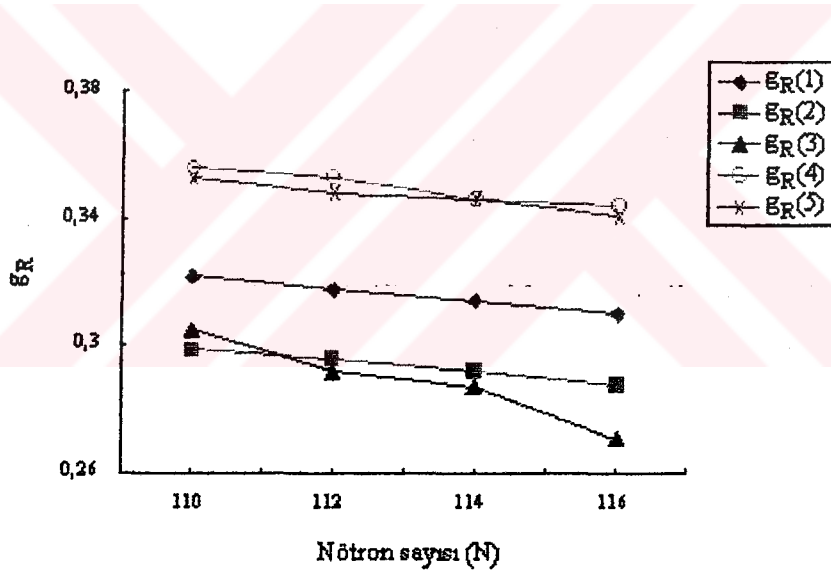


Şekil.4.3.  $150 < A < 190$  deforme bölgesinde  $g_R$  faktörünün deneysel ve teorik değişimi (kesikli çizgiler teorik değerleri, diğeri ise deneysel değerleri göstermektedir) [14]

Tablo 4.2. Os izotopları için hesaplanan farklı  $g_R$  faktörleri

N	$g_R$ faktörleri				
	$g_R$ (1)	$g_R$ (2)	$g_R$ (3)	$g_R$ (4)	$g_R$ (5)
110	0,322	0,299	0,305	0,356	0,353
112	0,318	0,296	0,292	0,353	0,348
114	0,314	0,292	0,287	0,346	0,346
116	0,310	0,288	0,271	0,344	0,341

Tablo 4.2 de görüldüğü gibi eşleşme kuvvetlerinden hareketle hesaplanan değerler arasında  $g_R$  (4) ve  $g_R$  (5) birbirine oldukça yakın iken,  $g_R$  (3) biraz farklı gibi görünse de sonuçlar genel sistematığe uygundur. Bu değerler Tablo 3.1 de verilen farklı hesaplama metodlarına göre bulunmuş olup sonuçların grafiği Şekil 4.4 de verilmiştir.

Şekil.4.4. Os izotoplarında  $g_R$  faktörlerinin nötron sayısına göre değişimi

Tablo.4.3. Os izotopları için deneysel karışım oranları [5]. Hesaplamalar, (bu değerler baz alınarak yapılmıştır)

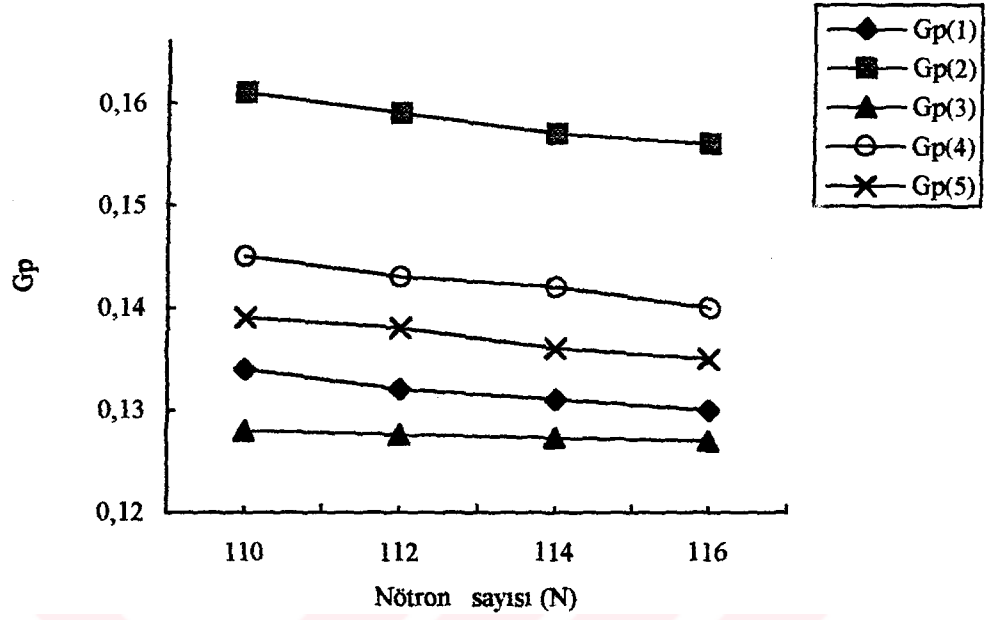
Çekirdek	Seviye Geçişleri	$E_\gamma$ (MeV)	$\delta$ (Deneysel)
$^{186}\text{Os}$	$2_\gamma \rightarrow 2$	0,630	$-(50^{+\infty}_{-30})$
	$3_\gamma \rightarrow 2$	0,773	$-(13^{+13}_{-6})$
$^{188}\text{Os}$	$2_\gamma \rightarrow 2$	0,478	$-(23^{+9}_{-5})$
	$3_\gamma \rightarrow 2$	0,635	$-(6,9^{+2,9}_{-1,6})$
$^{190}\text{Os}$	$2_\gamma \rightarrow 2$	0,371	$-(9,2^{+0,8}_{-0,7})$
	$3_\gamma \rightarrow 2$	0,569	$-9,4^{+1,8}_{-1,2}$
$^{192}\text{Os}$	$2_\gamma \rightarrow 2$	0,283	$-4,2(4)$
	$3_\gamma \rightarrow 2$	0,484	$-(9,2^{+0,9}_{-0,8})$

Artan nötron sayısına karşılık  $G_p$  ve  $G_n$  değerleri bulunarak sonuçlardan protonlara ait olanlar Tablo 4.4 ve Şekil 4.5 de, nötronlara ait olan değerler ise Tablo 4.5 ve Şekil 4.6 da verilmiştir.

Tablo.4.4. Farklı metotlara göre Os izotoplarının artan nötron sayılarına bağlı olarak protonlar için bulunan Eşleşme Gücü değerleri

N	Eşleşme Güçleri ( $G_p$ )				
	$G_p(1)$	$G_p(2)$	$G_p(3)$	$G_p(4)$	$G_p(5)$
110	0,134	0,161	0,128	0,145	0,139
112	0,132	0,159	0,127	0,143	0,138
114	0,131	0,157	0,127	0,142	0,136
116	0,130	0,156	0,126	0,140	0,135

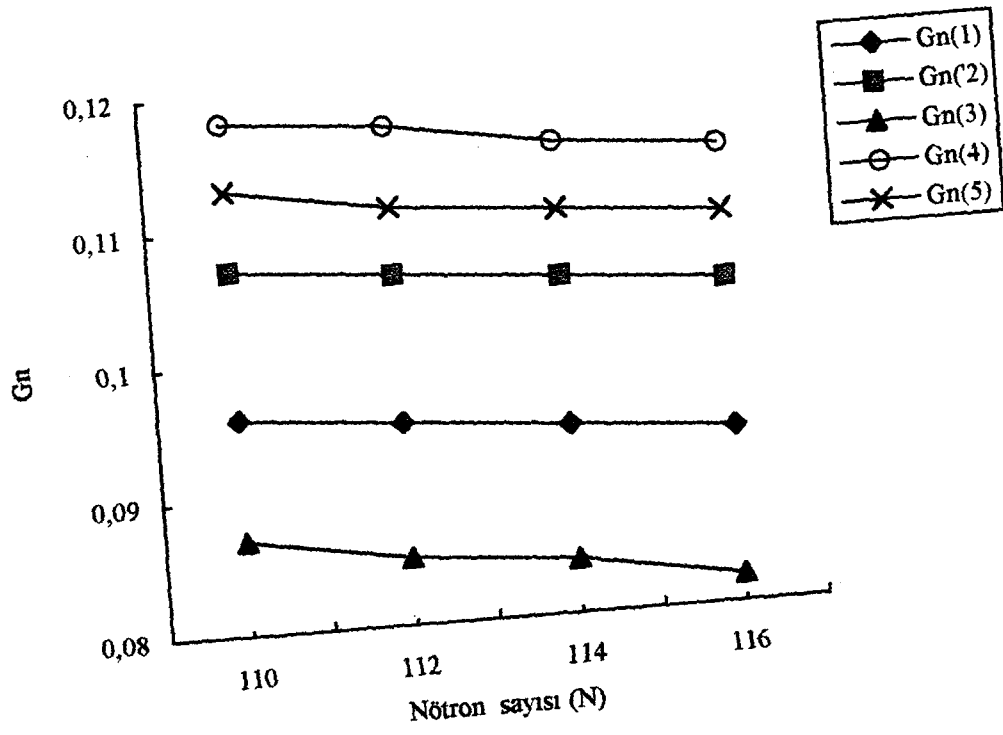




Şekil 4.5. Os izotopları için protonların eşleşme gücünün nötron sayısına göre değişimi

Tablo.4.5. Farklı metotlara göre Os izotoplarının artan nötron sayılarına bağlı olarak nötronlar için bulunan Eşleşme Gücü değerleri

N	Eşleşme Güçleri ( $G_n$ )				
	$G_n(1)$	$G_n(2)$	$G_n(3)$	$G_n(4)$	$G_n(5)$
110	0,096	0,107	0,087	0,118	0,113
112	0,095	0,106	0,085	0,117	0,111
114	0,094	0,105	0,084	0,115	0,110
116	0,093	0,104	0,082	0,114	0,109



Şekil 4.6. Os izotopları için nötronların eşleşme gücünün nötron sayısına göre değişimi

## 5. GENELLEŞTİRİLMİŞ MODELLERDE ÇEKİRDEKLERİN ELEKTROMAGNETİK GEÇİŞLERİNİN TEORİSİ

Deforme olmuş çekirdeklere birinci uyarılma seviyeleri kollektif uyarılmaya uygundur. Kollektif uyarılmalar güçlü çekim yaklaşımında  $J, M, K, \Omega$  kuantum sayılarıyla tasvir edilebilir. Bu kuantum sayılarından;  $J$  çekirdeğin toplam açısal momentumunun seçilmiş eksen üzerindeki ( $Oz$ ) izdüşümünü,  $M$  çekirdeğin axial eksen üzerindeki izdüşümünü ve  $K$  dış (valans) nükleonunun toplam açısal momentumunun aynı axial eksen üzerindeki izdüşümünü tayin eder. En düşük uyarılmış seviyelere  $K = \Omega$  durumu uygun gelir.

Çekirdeğin küresel şekilden sapması çekirdeğin eylemsizlik momentine sahip olmasından ve çok büyük iç kuadrapol momentine ( $Q_0$ ) sahip olmasından ileri gelir. Genelleşmiş çekirdek modeline göre bir çekirdeğin hali, kollektif serbestlik derecesi ve tek nükleonlu serbestlik dereceleriyle tasvir edilir. Kollektif serbestlik derecelerini kuvvetle eşleşmiş olan nükleonlar topluluğu (bu nükleonlar tam dolu tabakalardaki nükleonlar), bir nükleonlu serbestlik derecesini ise “dış” zayıf çiftlenimli nükleonlar tayin eder. Bir nükleonlu hallerin değişmesi ile elde edilen geçişler  $B(EJ)$  geçiş ihtimalleri ile ifade edilir. Bazı hallerde, dalga fonksiyonunun değişmesine sebep olan potansiyelin küresel simetrik olmayışı ve kollektif serbestlik derecelerinin etkisiyle oluşan geçiş ihtimaliyeti,  $J$  açısal momentumu ile ifade olunan dalga fonksiyonu ile bulunan bir nükleonlu geçişin ihtimalinden çok daha farklı olabilir (bunların teorisi hala tam olarak geliştirilememiştir).

Potansiyelin küresel olmaması, yasaklanmış geçişlerin olmasını zorunlu kılar. Sonra da kollektif serbestlik derecelerini dikkate alırsak, çekirdeğin dalga fonksiyonunu şu şekilde yazabiliriz;

$$\Psi = R_{nl}(r) \Phi_{Jm} \varphi(\alpha_\mu)$$

burada  $\varphi(\alpha_\mu)$ , çekirdeğin kollektif hareketini tasvir eden dalga fonksiyonudur.  $B(EJ)$  geçiş ihtimalleri,

$$F = \left| (\varphi_b(\alpha_\mu), \varphi_a(\alpha_\mu)) \right|^2$$

ifadesi ile çarpılmalıdır. Burada  $\varphi_b(\alpha_\mu)$  ve  $\varphi_a(\alpha_\mu)$  çekirdeğin kollektif hareketinin son ve ilk haline uygun gelen dalga fonksiyonlarıdır. F ifadesi için genelde  $F < 1$  şartı geçerlidir. Kollektif hareketin uygun hallerinin hissedilebilir derecede değişmesi halinde F ifadesi bir nükleonlu geçiş ihtimalininin 10 defa azalmasına sebep olabilir. (çekirdeğin kararlı bir halinin, başka bir nükleonlu uyarılma haline geçmesi sırasında uğradığı değişme anlamına da gelmektedir). Bazı hallerde tek nükleonlu uyarılmanın kollektif hareket ile çiftlenmesi geçiş ihtimalininin artmasına sebep olabilir. Bunu da nükleonun etkin (efektif) yükünün artması gibi kabul etmek mümkündür.

Bu bölümde kollektif uyarılma ile ilgili geçişler üzerinde durulacaktır. Çok kutupluluğu  $2^J$  olan bir ışımanın geçiş ihtimalini veren genel ifadeyi aşağıdaki gibi yazabiliriz;

$$P(\lambda J) = 8\pi \frac{e^2 (J+1)k^{2J+1}}{\hbar J[(2J+1)!!]^2} B(\lambda J), \quad \lambda = E, M \quad (5.1)$$

Burada elektrik çok kutuplu geçişin indirgenmiş geçiş ihtimaliyeti,

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

eşitliği kullanılarak

$$B(EJ) = \sum_{m, m_b} \left| \left\langle b \left| \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi}} \hat{Q}_{Jm} \right| a \right\rangle \right|^2 \quad (5.2)$$

şeklinde yazılabilir. Magnetik çok kutuplu geçişlerin indirgenmiş ihtimali ise,

$$B(MJ) = \sum_{m, m_b} \left| \left\langle b \left| \frac{1}{e^{(J+1)}} \frac{e\hbar}{2Mc} \tilde{\mu} \text{rot} (r^J \tilde{L} Y_{Jm}) \right| a \right\rangle \right|^2 \quad (5.3)$$

ile ifade olunur. Burada  $\tilde{\mu}$  genelleşmiş çekirdek modelinde magnetik moment operatörüdür (genelde çekirdek magnetonları ile verilir).

$$\vec{\mu} = (g_{\Omega} - g_R)\hat{\Omega}\mathbf{n} + g_R\hat{J} \quad (5.4)$$

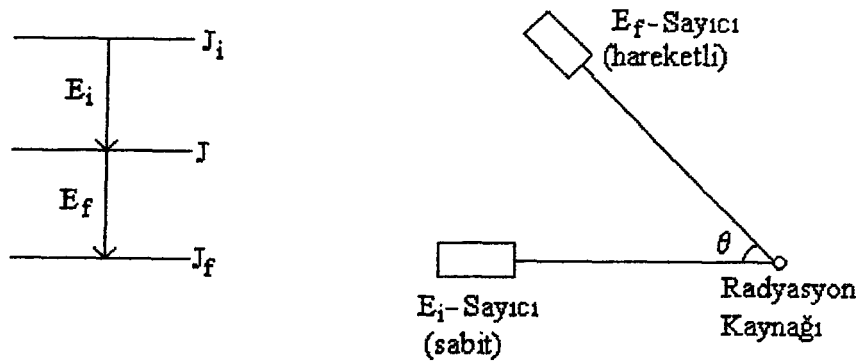
burada  $\mathbf{n}$ : eksen yönünde seçilmiş birim vektör,  $g_{\Omega}$ : çekirdeğin axial alanında hareket eden nükleonun jromagnetik katsayısıdır.  $g_R \approx Z/A$  çekirdeğin tüm hareketine bağlı jromanyetik katsayıdır(bu durumda çekirdeğin yükünün homojen dağıldığı kabul edilir). Korun açısal momentumu olan  $\vec{R}$  operatörü, toplam açısal momentumu  $\vec{J}$  ve dış nükleonun moment operatörü olan  $\hat{\Omega}\mathbf{n}$  ile ilişkisi aşağıdaki gibidir.

$$\vec{R} = \vec{J} - \hat{\Omega}\mathbf{n}$$

Çekirdeğin kollektif serbestlik derecelerine uygun elektrik geçişlerinin uyarılmış ihtimallerini hesaplamak için (5.2) ifadesi içinde yer alan çok kutuplu elektrik momentini  $Q_{J\nu}^0$  iç multipol momenti ile ifade edelim,

$$\hat{Q}_{Jm} = \sum_{\nu} D_{m\nu}^J(\alpha, \beta, \gamma) Q_{J\nu}^0 \quad (5.5)$$

Eksenel simetriye (axial simetri) sahip çift çift çekirdeklere kollektif uyarılmış açısal momentumları  $J = 0, 2, 4, 6, \dots$  olan dönme hallerine uygun gelir. Dönen bütün hallerin pariteleri aynıdır (yani çifttir). Bu halde çekirdek taban durumuna (E2) tipinde elektrik kuadrupol geçişine sahip  $\gamma$  kaskadı ile geçer(şekil 5.1). Bu durumda magnetik ışımaya yasaklanmıştır.



Şekil.5.1: Kaskad radyasyonu ve açısal korelasyon ölçümlerinin tasviri [21]

$$\psi_b = \sqrt{\frac{2J+5}{8\pi^2}} D_{m_b 0}^{J+2}(\alpha, \beta, \gamma) \quad (5.6)$$

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

dalga fonksiyonları ile verilmiş  $J \rightarrow J+2$  geçişinin uyarılmış haldeki geçiş ihtimaliyeti hesaplanırsa, denklem (5.5) ile (5.6), (5.2) de yerine konduğunda,

$$B(E2) = \frac{5(2J+1)(2J+1)}{16\pi(8\pi^2)^2} \sum_{m, m_b} \left| \left\langle D_{m_b 0}^{J+2} \cdot \sum_v D_{mv}^2 D_{m_a 0}^J \right\rangle \right|^2 Q_{20}^2 \quad (5.7)$$

bulunur.

(5.7) ifadesini hesaplamak için EK-C deki C.11 formülünden yararlanılabilir.

$$\left\langle D_{m_b 0}^{J+2} \cdot D_{mv}^2 D_{m_a 0}^J \right\rangle = \frac{8\pi^2}{(2J+5)} \langle 2J m m_a | J+2, m_b \rangle \langle 2J 0 0 | J+2, 0 \rangle \delta_{v0} \quad (5.8)$$

ve Ek (C.11) formülüyle,

$$\sum_{m, m_b} \left| \langle 2J m m_a | J+2, m_b \rangle \right|^2 = \frac{2J+5}{2J+1} \quad (5.9)$$

bulunur. Sonuçta,

$$\langle 2J 0 0 | J+2, 0 \rangle^2 = \frac{3(J+2)(J+1)}{2(2J+1)(2J+3)} \quad (5.10)$$

(5.8) ve (5.10) formülleri yardımıyla,

$$B(E2) = \frac{15(J+2)(J+1)}{32\pi(2J+1)(2J+3)} Q_{20}^2 \quad (J \rightarrow J+2) \quad (5.11)$$

elde edilir.

$J+2 \rightarrow J$  geçişi sırasında  $\gamma$ -fotonu salınımına uygun gelen elektrik kuadrapol geçişi için uyarılma ihtimali,

$$B(E2) = \frac{15(J+1)(J+2)}{32\pi(2J+3)(2J+5)} Q_{20}^2 \quad (J+2 \rightarrow J) \quad (5.11a)$$

şeklinde verilir. Öyleki,  $J \rightarrow J+2$  ve  $J+2 \rightarrow J$  geçişlerinde son hallerin sayısı farklıdır. Bu halde onlara uygun (5.11) ve (5.11a) uyarılmış ihtimalleri birbirine eşit değildir.

Adiyabatik rotasyonel modele göre de, indirgenmiş geçiş ihtimaliyeti

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = 4.053 \times 10^{-13} [E_\gamma (\text{MeV})]^{-5} [\tau_{E2} (\text{sn})]^{-1} (\text{e. b})^2$$

ifadesiyle verilir [28].

A sı tek olan çekirdeklerin dönme seviyeleri  $J = K, K+1, K+2, \dots$ , değerlerine sahip olabilir. Bunların pariteleri de aynıdır.

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

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

dalga fonksiyonuna sahip seviyelerin elektrik kuadrapol geçişlerinin ihtimalleri hesaplanırsa,

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

$$\langle D_{m_b K}^{J+1}, D_{m_v}^2 D_{m_a K}^J \rangle = \frac{8\pi^2}{(2J+3)} \langle 2J m m_a | J+1, m_b \rangle \langle 2J 0 K | J+1, K \rangle \delta_{v0}$$

$$\sum_{m, m_b} |\langle 2J m m_a | J+1, m_b \rangle|^2 = \frac{2J+3}{2J+1}$$

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

olur ve buradan,

$$B(E2) = \frac{15K^2 (J-K+1) (J+K+1)}{16\pi J(2J+1) (J+1)(J+2)} Q_{20}^2 \quad J \rightarrow J+1 \quad (5.12)$$

yazılabilir. (5.12) formülü bulunduğu zaman, dış nükleonun durumunu değiştirmedeği ve dolayısıyla kuadrupol elektrik ışına ihtimaline hiç bir katkısı olmadığı düşünülebilir. Elektrik kuadrupol ışına ile oluşan  $J+1 \rightarrow J$  geçişine uygun uyarılmış geçiş ihtimali,

$$B(E2) = \frac{15K^2 (J+1-K) (J+1+K)}{16\pi J(2J+3) (J+1)(J+2)} Q_{20}^2 \quad (J+1 \rightarrow J) \quad (5.12a)$$

ile bulunur. Benzer şekilde  $J+2 \rightarrow J$  geçişine uygun elektrik kuadrupol ışınasının uyarılmış geçiş ihtimaliyetini,

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

ile bulmak mümkün olur.

A sı tek olan çekirdeklerde  $J+1 \rightarrow J$  dönme halleri arasındaki geçiş, magnetik dipol geçişi olabilir. Bu M1 geçişinin uyarılmış ihtimali, magnetik moment operatörü ile,

$$\tilde{\mu} = (g_\Omega - g_R) \hat{\Omega} \mathbf{n} + g_R \hat{J}$$



ilişkili olduğu söylenebilir. Bu ifade yardımıyla, bazı çekirdeklerin taban durumunun magnetik momentini bulmak mümkündür. M1 geçişinin uyarılmış ihtimalini belirlemek için, büyük dalga boylu yaklaşımda,

$$\text{rot}(r^J \tilde{L} Y_{Jm}) \approx i(J+1) \nabla (r^J Y_{Jm})$$

olduğunu gözönüne almak gerekir. Bu halde (5.3) denkleminde,

$$B(M1) = \sum_{m, m_b} \left| \left\langle b \left| \frac{\hbar}{2Mc} \tilde{\mu} \nabla (r Y_{1m}) \right| a \right\rangle \right|^2 \quad (5.13)$$

bulunur.

Eksenel simetriye sahip çekirdeklerin durumlarının J, M, K,  $\Omega$  kuantum sayılarıyla temsil edildiği kabulünden hareketle, K,  $\Omega > 1/2$  ye uygun gelen  $J+1 \rightarrow J$  geçişi için (5.13) denkleminde yola çıkarak,

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \left( \frac{\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_\Omega - g_R)^2 \frac{\Omega^2 (J+1-K) (J+1+K)}{(J+1) (2J+3)}$$

bulunur.  $K = \Omega = 1/2$  durumu için çekirdeğin dönme spektrumu ve M1 geçiş ihtimali daha karmaşık formüllerle ifade edildiğinden burada değinilmeyecektir.

Yukarıda bir dönme bandı ile yetinilerek, elektromagnetik geçişler araştırılmış olup çekirdeğin iç durumunun değişmediği geçişler incelenmiştir. Eksenel simetriye sahip çekirdeklerin iç durumunu karakterize eden kuantum sayılarından biri K dır ve bu, toplam açısal momentumun eksenel simetri üzerindeki izdüşümünü tayin eder.

Elektromagnetik geçişlerde K kuantum sayısının korunmasına ilave bir seçim kuralı gibi bakılabilir. Genel halde, muhtelif enerji bantlarına sahip seviyelerin geçişinde meydana gelen J açısal momentumuna sahip bir ışımada K kuantum sayısının değişmesi

$$\Delta K \leq J \quad (5.14)$$

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

(5.14) eşitsizliğinin bozulması, çekirdeğin  $\Psi_{\alpha JM}$  dalga fonksiyonu ile karakterize edilen gerçek halinin sadece  $D_{MK}^J \phi_{\alpha K}$  çarpımı ile değil K'nın farklı değerlerinin süpersimetri ile ilgilidir.

$$\Psi_{\alpha JM} = \sum_K \alpha_K D_{MK}^J \phi_{\alpha K}$$

Küresel çekirdeklerden farklı bir eksenel simetriye sahip çekirdekte K ya iyi bir kuantum sayısı gibi bakılır. Buna göre de K yasak geçişleri çok küçük ihtimale sahip olacaktır. Mesela,  $J = K = 9^-$  spine sahip olan  $\text{Hf}^{180}$ , in uyarılmış haldeki yaşama müddeti (ömrü) 5.5 saattir.  $K = 0$ ,  $J = 8^+$  dönme seviyesinde (E1) elektrik dipol geçişine rağmen bu geçişin ihtimalinin küçük olmasının sebebi onun K yasağı ile ilgili olmasıdır (yasak katsayısı  $10^{-15}$  mertebesinde).  $J = 8^+$  seviyesi  $K = 0$  lı esas dönme bandına sahiptir ve bu  $J = 8^+$  seviyesi  $K = 8^+$  bandından çok az karışım hissesi alır [22].

Tablo 5.1. ( $BE2; 0^+ \rightarrow 2^+$ ) değerleri kullanılarak uyarılmış ilk  $2^+$  seviyesi için yarıömürler (\*) işaretli olanlar bu çalışmada bulunan değerlerdir.

Çekirdek ( $0^+ \rightarrow 2^+$ )	$Q_0$ (b) [15]	$\beta_2$ [15]	$T_{1/2}$	$T_{1/2}$ (ns)*
$^{186}\text{Os}$ $E_\gamma = 0.137(\text{MeV})$	5.41	0.200	0.81ns [24] 1270ps [15]	0.572
$^{188}\text{Os}$ $E_\gamma = 0.155(\text{MeV})$	5.05	0.185	0.69 ns [25] 990 ps [15]	0.357
$^{190}\text{Os}$ $E_\gamma = 0.186(\text{MeV})$	4.810	0.175	369 ps [26] 551 ps [15]	14
$^{192}\text{Os}$ $E_\gamma = 0.205(\text{MeV})$	4.54	0.164	288 ps [27] 414 ps [15]	10

Tablo 5.2. Os çekirdeklerinin uyartılmış hallerinden bazılarının deneysel ve teorik B(E2) değerleri [23]. (\*) işareti ile verilenler bu çalışmada bulunan değerlerdir.

i→f	<sup>186</sup> Os			<sup>188</sup> Os		
	(BE2) <sub>deneysel</sub>	(BE2) <sub>teo</sub>	B(E2)*	(BE2) <sub>deneysel</sub>	(BE2) <sub>teo</sub>	B(E2)*
$0_g^+ \rightarrow 2_g^+$	3.11 ± 11	3.057	2.911	2.78 ± 0.15	2.73	2.536
$0_g^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	0.244 ± 0.24	0.100		0.247 ± 0.24	0.067	
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$			0.582			8.117
$2_g^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	1.07 ± 0.11	0.201	0.831	0.156 ± 0.11	0.34	0.724
$2_g^+ \rightarrow 4_g^+$	1.69 ± 0.12	1.744	1.497	1.47 ± 0.15	1.468	1.304
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$			0.831			0.724
$2_g^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	0.0255 ± 0.63	0.0009		0.02 ± 0.04	0.001	
$2_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	(0.99 ± 0.35)	0.785		1.05 ± 0.35	0.708	
$4_g^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	0.176 ± 0.53	0.175		0.16 ± 0.03	0.140	
$4_g^+ \rightarrow 6_g^+$	1.640 ± 0.25	1.708		1.68 ± 0.26	1.400	

i→f	<sup>190</sup> Os			<sup>192</sup> Os		
	(BE2) <sub>deneysel</sub>	(BE2) <sub>teo</sub>	B(E2)*	(BE2) <sub>deneysel</sub>	(BE2) <sub>teo</sub>	B(E2)*
$0_g^+ \rightarrow 2_g^+$	2.37 ± 0.13	2.379	2.301	1.99 ± 0.11	2.0	2.050
$0_g^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	0.234 ± 0.14	0.085		0.196 ± 0.12	0.0105	
$2_g^+ \rightarrow 0_g^+$			0.460			0.410
$2_g^+ \rightarrow 2_\gamma^+$	0.270 ± 0.2	0.391	0.657	0.36 ± 0.13	0.549	0.585
$4_g^+ \rightarrow 2_g^+$	1.19 ± 0.12	1.232	0.657	0.97 ± 0.12	1.039	0.585
$2_g^+ \rightarrow 4_g^+$	0.019 ± 0.04	0.0085	1.183		0.557	1.054
$2_g^+ \rightarrow 4_\gamma^+$		0.736			0.285	
$2_\gamma^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	0.88 ± 0.18	0.252		0.31 ± 0.06	1.119	
$4_g^+ \rightarrow 4_\gamma^+$	0.36 ± 0.02	1.232		0.37 ± 0.18		
$4_g^+ \rightarrow 6_g^+$	1.5 ± 0.23			0.26 ± 0.25		

Tablo 5.1 de  $0^+ \rightarrow 2^+$  geçişi için yarıömürler bulunurken, yine Tablo 5.2 deki  $B(E2)$  değerleri kullanılmıştır. Bulunan sonuçlara göre,  $^{186,188}\text{Os}$  çekirdekleri için genelleştirilmiş model iyi sonuçlar verirken  $^{190,192}\text{Os}$  için iyi sonuçlar vermemektedir. Bu modele göre,  $^{186,188}\text{Os}$  çekirdeklerinin deforme yapıda oldukları ve  $^{190,192}\text{Os}$  çekirdeklerinin ise küresel yapıda olduklarını söylemek mümkündür. Diğer bir deyişle  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  izotopları deforme bölgesinin sonlarında deforme yapıdan küresel yapıya geçiş çekirdekleri olarak ele alınabilir.

Tablo 5.2 de ise deneysel ve teorik olarak verilen değerler [23] den karşılaştırmak amacıyla alınmıştır. Bu tabloda (\*) işereti ile verilen  $B(E2)$  değerleri bulunurken denklem 5.2 de verilen  $Q_{JM}$  operatörü için denklem 5.5 ve 5.6 kullanılmıştır.  $B(E2)$  değerlerinin bulunmasında  $J \rightarrow J+2$  ve  $J+2 \rightarrow J$  durumları için [22] den alınan ifadeler yardımıyla (C.3) deki kuantum durumlarına karşılık gelen Clebs-Cordan Katsayıları kullanılmış ve sonuçta  $J \rightarrow J+2$  için denklem 5.11 elde edilmiş,  $J+2 \rightarrow J$  için ise denklem 5.11a elde edilmiştir. Burada sadece  $J \rightarrow J+2$  ve  $J+2 \rightarrow J$  geçişleri için  $B(E2)$  değerleri elde edilmiştir. Clebs-Cordan Katsayılarını kullanarak diğer geçişler için benzer bir yol takip ederek her geçiş için  $B(E2)$  değerini bulmak mümkündür.

## 6. SONUÇLAR

1)  $150 < A < 190$  deforme bölgesinin sonlarında bulunan  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  izotoplarının  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  ve  $3_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri için [11], [15], [24-28] nolu referanslardan faydalanarak elektrik (EL) ve magnetik (ML) çokkutuplu ışımalarn ortalama ömürleri ve geçiş ihtimalleri hesaplanarak bulunan sonuçlar tablo ve şekiller halinde EK-A da verilmiştir. Bu sonuçlar (2.11) denklemindeki  $\lambda_{EL} / \lambda_{ML} \approx 4.4 A^{2/3}$  ifadesi ile uygun olduğu görülmüştür.

2)  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  ve  $3_{\gamma} \rightarrow 2_g$  uyarılmış seviyeler arasındaki geçişler için ortalama ömürler ve geçiş ihtimallerinin çokkutuplu ışımalara göre değişimi incelenmiştir. Ortalama ömürler açısai momentumdaki değişme ile artarken, geçiş ihtimallerinin azalmakta olduğu tesbit edilmiştir.

3) Tablo 3.1 de verilen farklı hesaplama metodlarına göre verilen  $g_R$  faktörleri, proton sistemler ve nötronsistemleri için eşleşme güçleri hesaplandı. Bu hesaplamaların özelliği, aynı parametreler için farklı hesaplama metodlarının kullanılması mümkün olmuştur.  $g_R$  faktörleri için spin bağımlılığı çok küçük olduğundan spine bağlı durumlar dikkate alınmamıştır. Bulunan değerlerin Greiner [14] ile uyuştuğu görülmüştür.

4) Genelleştirilmiş çekirdek modeline göre  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  çekirdeklerinin bazı geçişler için  $B(E2)$  değerleri deneysel iç koadrupol momenti değerleri ( $Q_0$ ) kullanılarak elde edilmiştir. Bu değerlerin Tablo 5.1 de verilerek sonuçlardan [23] ile uyumlu olduğu gözlenmiştir.

5) Bu çalışmada elde edilen  $B(E2)$  değerleri yardımıyla ilk uyarılma seviyesinin her çekirdek için yarıömrü bulunarak EK-B de verilen seviye şemaları ile karşılaştırılmıştır.

Bulunan sonuçlara göre, geliştirilmiş model hesaplamaları  $^{186,188}\text{Os}$  izotopları için iyi sonuçlar verirken,  $^{190,192}\text{Os}$  izotopları için iyi sonuçlar vermemektedir. Dolayısıyla  $^{190,192}\text{Os}$  izotoplarının deforme yapıda olmayıp, küresel çekirdek yapısına sahip olduğu söylenebilir.



## 7. TARTIŞMA VE ÖNERİLER

Bu çalışmada  $150 < A < 190$  bölgesinin sonlarında yer alan uyarılmış Os izotoplarının bazı özellikleri incelenmiştir. Uyarılmış durumdaki Os çekirdeklerinin  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  ve  $3_{\gamma} \rightarrow 2_g$  elektrik ve manyetik çokkutuplu geçişleri için geçiş ihtimaliyetleri, ortalama ömürleri, hesaplandı. Farklı metodlara göre verilen protonlar ve nötronlar için eşleşme güçleri,  $g_R$  faktörleri incelendi. Bu parametrelerin bulunmasında belirli enerji değerleri ve deneysel  $\delta(E2/M1)$  çokkutuplu karışım oranları, [18] den alınarak kullanıldı.

Os izotoplarının  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  ve  $3_{\gamma} \rightarrow 2_g$  elektrik ve manyetik çokkutuplu geçişleri için denk. (2.14) e göre ortalama ömürler , denk.(2.12) ve (2.13)' e göre ise geçiş ihtimaliyetleri Ek-A deki tablolar ve grafiklerde verildi. Bu değerlerden geçiş ihtimaliyetlerinin ( $\log(\lambda)$ ) ve ortalama ömürlerin ( $\log(\tau)$ ) açılal momentumdaki değişmeye göre çizilen grafikleri  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri ve  $3_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri için Ek-A da verildi. Çizilen bu tablolardan görüldüğü gibi hesaplanan bu sonuçların tablo-2.1 de verilen teorik değerlerle uyduğu görülmektedir.

Seçim kuralları çerçevesinde hesaplanan elektrik ve magnetik geçiş nispetlerinin açılal momentumdaki değişme ile azaldığı yukarıda bahsedilen şekil ve grafiklerde görülmektedir. Bu da Os izotoplarının  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  ve  $3_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri için de elektrik çokkutuplu geçiş ihtimaliyetlerinin (EL), magnetik çokkutuplu geçiş ihtimaliyetlerinden (ML) daha muhtemel olduğunu göstermektedir. Benzer bir durum ortalama ömürler için geçerlidir.

Uyarılmış Os izotoplarının belirtilen elektrik ve magnetik çokkutuplu geçişleri için hesaplanan ortalama ömürler için ise şu karşılaştırmayı yapmak mümkündür;  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  ve  $3_{\gamma} \rightarrow 2_g$  elektrik çokkutuplu geçişlerin ortalama ömrü, magnetik çokkutuplu geçişlerin ortalama ömründen daha azdır. Yani belirtilen izotopların uyarılmış bir seviyeden kararlı

seviyelere veya daha az uyarılmış seviyelere geçişi esnasında yayınlanan gama ışımalarının elektrik çokkutuplu olanlarının ortalama ömürleri, manyetik çokkutuplu olanlara göre daha kısadır. Buna göre uyarılmış çekirdeklerin ortalama ömürlerinin çokkutupluluğa bağlı olarak, nanosaniyeler ile birkaç yıl arasında değiştiği görülmektedir. Çokkutuplu gama-ışınları, (2.8) ve (2.10) denklemlerinde görüldüğü gibi uyarılma enerjilerine de bağlı olduklarından, uyarılma enerjisi arttıkça ortalama ömür azalmaktadır. Yani uyarılma enerjisi arttıkça çokkutuplu ışınma ihtimaliyeti artmaktadır.

Os izotopları için hesaplanmış olan parametrelerden  $g_R$  faktörlerinin değerlerinin tablo ve grafikleri 4.Bölümde verildi. Bulunan bu parametrelerin  $150 < A < 190$  bölgesi için verilen genel sistematikte uyum içinde olduğu söylenebilir. Buna göre farklı hesaplama metodlarından yola çıkarak bulunan  $g_R$  faktörlerinin artan nötron sayısı ile azalma eğiliminde olduğu görülmüştür. Bu da Os çekirdeklerinin deforme bölgesinin sonlarına doğru gidildikçe, deforme yapılarını değiştirerek küresel şekle yakınlaştığını göstermektedir.  $G_p$  ve  $G_n$  parametreleri artan nötron sayısına göre azalmaktadır.

$B(E2)$  indirgenmiş geçiş ihtimalleri çekirdeklerin deforme yapılarını izah etmek için çok kullanılan bir büyüklüktür.  $B(E2)$  değerleri, birçok kuantum mekanik hesaplamaları yapılarak her uyarılmış seviye için ayrı ayrı bulunur. Son bölümde bazı geçişler için uygun değerler bulunup, bunlar yardımıyla bazı seviyelerin ömürleri hesaplanmıştır. Bulunan sonuçlar [15,24-27] ile karşılaştırıldığında  $^{186,188}\text{Os}$  çekirdeklerinin ilk uyarılmış seviyeleri için, nanosaniyeler mertebesinde değerler elde edilmiştir.

Bulunan sonuçlara göre,  $^{186,188}\text{Os}$  çekirdekleri için geliştirilmiş model iyi sonuçlar verirken  $^{190,192}\text{Os}$  için iyi sonuçlar vermemektedir. Bu modele göre,  $^{186,188}\text{Os}$  çekirdeklerinin deforme yapıda oldukları ve  $^{190,192}\text{Os}$  çekirdeklerinin ise küresel yapıda olduklarını söylemek mümkündür. Diğer bir deyişle  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  izotopları deforme bölgesinin sonlarında deforme yapıdan küresel yapıya geçiş çekirdekleri olarak ele alınabilir. Buna ilave olarak da geliştirilmiş modelin deforme çekirdek yaklaşımında, Os izotopları için iyi çalışmadığı söylenebilir.



## KAYNAKLAR

- [1] D.Kamke, "Einführung in die Kernphysik", Braunschweig, Wiesbaden, 1979.
- [2] R., Akkaya, "Çift-Çift Bazı Deforme Çekirdeklerin Elektromagnetik Geçişlerinin Çokkutuplu Karışımları", Doktora Tezi, İTÜ Fen Bilimleri Enst., 1987.
- [3] K.S Krane and R.M Steffen, "Experimental Test of Kumar-Baranger Pairing-Plus-Quadrupole Force Model in the  $A=190$  Region Through E2-M1 Mixing Amplitudes" Phys. Rev. C, V.3, No:1, 1971.
- [4] W.,E.,Burcham, F.R.S, Nuclear Physics, Longmans Green and Co Ltd, London W1,First published 1963.
- [5] I., Kaplan, "Nükleer Fizik", Çeviren Nusret Kürkçüoğlu, Berksoy Matbaası,İ.T.Ü,1965
- [6] W., E. Meyerhof, "Elements of Nuclear Physics",Mc Graw Hill, 1989.
- [7] P., Marmier and E., Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Vol I, p1290,.
- [8]William F.Hornyak,"Nuclear Structure", Academic Press,New York,1975.
- [9] A., Gedikoğlu, "Çekirdek Fiziğine Giriş", KTÜ. Yay.,Trabzon 1988.
- [10] H. Frauenfelder, E.M. Henley," Subatomic Physics.", North Holland Publishing.,Second Edition,1991.
- [11]K.E.Löbner, M. Vetter, and V. Hönl,"Nuclear Intrinsic Quadrupole Moments and Deformation Parameters", Nucl. Data Tables A7, p:495-564,1970.

- [12] W.Korten, P.Brocking, H.Hübel, W. Pohler, U.J.von Severen, P.Willsam, P.Haertlein,C.Ender,P.Reiter,D.Schwalm,J.Gerl,T.Happ,T.Kröll,M.Kaspar,I.Peter,S. Schremmer, K. Vetter, "Lifetime of the two-phonon vibrational state in  $^{232}\text{Th}$ ", Zeitschrift für Physik, A 351,p:143-147,1995.
- [13]M.Çiftçi,"Çift-çift Samaryum izotoplarının Enerji Seviyelerinin ve Elektromanyetik Geçişlerinin Çokkutup Karışımlarının İncelenmesi",Doğa-Turkish Journal of Phys., Vol.15, No:4, 1991.
- [14] W.Greiner,"Magnetic Properties of Even-Even Nuclei", Nucl. Phys., 80 , p:417-433,1966.
- [15]S.Raman, C.H.Malarkey, W.TMilner,C.W.Nestor, J.R and P.H.Stelsen,"Transition Probability B(E2) from Ground to the First-Exited  $2^+$  State of Even-Even Nuclei", Atomic Data and Nuclear Data Tables 36,1-96, 1987.
- [16] A.Ansari,"Rotational g-factors of  $^{158}\text{Er}$  at Low Spins", Phys. Rew. C, Vol. 41, No:2,p:782-785, 1990.
- [17] K.Kumar and M.Baranger, Nucl.Phys. A 122, p:273, 1968.
- [18] Lange J., Kumar K. and Hamilton J.H., "E0-E2-M1 Multipol Admixtures of Transitions in Even-Even Nuclei",Rew. Mod. Phys, Vol. 54, No:1, 1982.
- [19] W.T.Milner, F.K.McGovan, R.L. Robinson, P.H. Stelson, R.O.Sayer,"Coulomb Excitation of  $^{182,184,186}\text{W}$ ,  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  and  $^{192,194,196,198}\text{Pt}$  with Protons,  $^4\text{He}$  and  $^{16}\text{O}$  Ions",Nucl. Phys. A,177,p:1-32,1971.
- [20] Aage Bohr,Ben R.Mottelson,"Nuclear Structure", Vol. II,W.A. Benjamin Inc.,Massachussts,p.133,1975.
- [21] M.A.Preston, "Physics of the Nucleus", Addison Wesley Pub.,1962
- [22] A.C Davidov"Atom - Çekirdeğinin Teorisi(Rusça)",F.M.L, Moskova,1958

- [23] V.Maruhn-Rezvani and W.Greiner, J.A.Maruhn, "Collectiv Description of Magnetic Properties of Even-Even Nuclei", Physics Letters, Vol.57B. No:2, p:109,1975
- [24] R.B.Frestone, "Nuclear Data Sheets", Vol.55,No:4,Academic Pres. Inc., p. 583,1988
- [25] B.Singh, "Nuclear Data Sheets", Vol.59,No:133,Academic Pres. Inc., p.136,1990
- [26] B.Singh, "Nuclear Data Sheets", Vol.61,Academic Pres. Inc., p.243,1990
- [27] V.S.Shirley and J.M.Dairiki, "Nuclear Data Sheets", Vol.40,,Academic Pres. Inc., p.425,1983
- [28] Alan Chrity, O. Häusser, "Quadrupol Moment of Nuclear Exited States Measured by the Reorientation Effect in Coulomb Excitation", Nuclear Data Tables, Vol 11,p.281-298,1972
- [29] W. Andrejtsheft, K.D.Shilling and P. Manfrass" Gama-Ray Transition Probabilities in Deformed Nuclei ( $150 < A < 190$ )", Atomic Data and Nuclear Data Tables 16,515-579, 1975

**EK-A. ÇOKKUTUPLULUĞA GÖRE BAZI GEÇİŞLERİN  $\lambda_{EL}$  , ve  $\tau$  İÇİN DÜZENLENMİŞ TABLO ve GRAFİKLERİ**

Tablo-A.1:  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  İzotoplarının  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri için hesaplanan  $\lambda_{EL}$  , ve  $\tau$  değerleri

İzotop	Işımanın türü	Çekir. açısıl momen.değişme L ve $\hbar$ ile	Geçiş nispeti $\lambda_{EL}$ ( $s^{-1}$ )	Ortalama ömür $\tau$ (s)
$^{186}_{76}\text{Os}$ (0.630 MeV)	E1	1	$1 \times 10^{16}$	$1 \times 10^{-16}$
	E2	2	$1.568 \times 10^{10}$	$0.637 \times 10^{-10}$
	E3	3	$1.254 \times 10^5$	$0.797 \times 10^{-5}$
	E4	4	0.773	$0.129 \times 10^1$
$^{188}_{76}\text{Os}$ (0.478 MeV)	E1	1	$4.419 \times 10^{15}$	$0.226 \times 10^{-15}$
	E2	2	$4 \times 10^9$	$0.249 \times 10^{-9}$
	E3	3	$1.974 \times 10^4$	$0.506 \times 10^{-4}$
	E4	4	$7.613 \times 10^{-2}$	$0.131 \times 10^2$
$^{190}_{76}\text{Os}$ (0.371 MeV)	E1	1	$2.089 \times 10^{15}$	$0.478 \times 10^{-15}$
	E2	2	$1.144 \times 10^9$	$0.874 \times 10^{-9}$
	E3	3	$3.451 \times 10^2$	$0.289 \times 10^{-2}$
	E4	4	$6.662 \times 10^{-3}$	$0.150 \times 10^3$
$^{192}_{76}\text{Os}$ (0.283 MeV)	E1	1	$9.360 \times 10^{14}$	$0.106 \times 10^{-14}$
	E2	2	$2.993 \times 10^7$	$0.334 \times 10^{-7}$
	E3	3	$5.236 \times 10^2$	$0.190 \times 10^{-2}$
	E4	4	$5.97 \times 10^{-4}$	$0.167 \times 10^4$

Tablo-A.2:  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  İzotoplarının  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri için hesaplanan  $\lambda_{ML}$  ve  $\tau$  değerleri

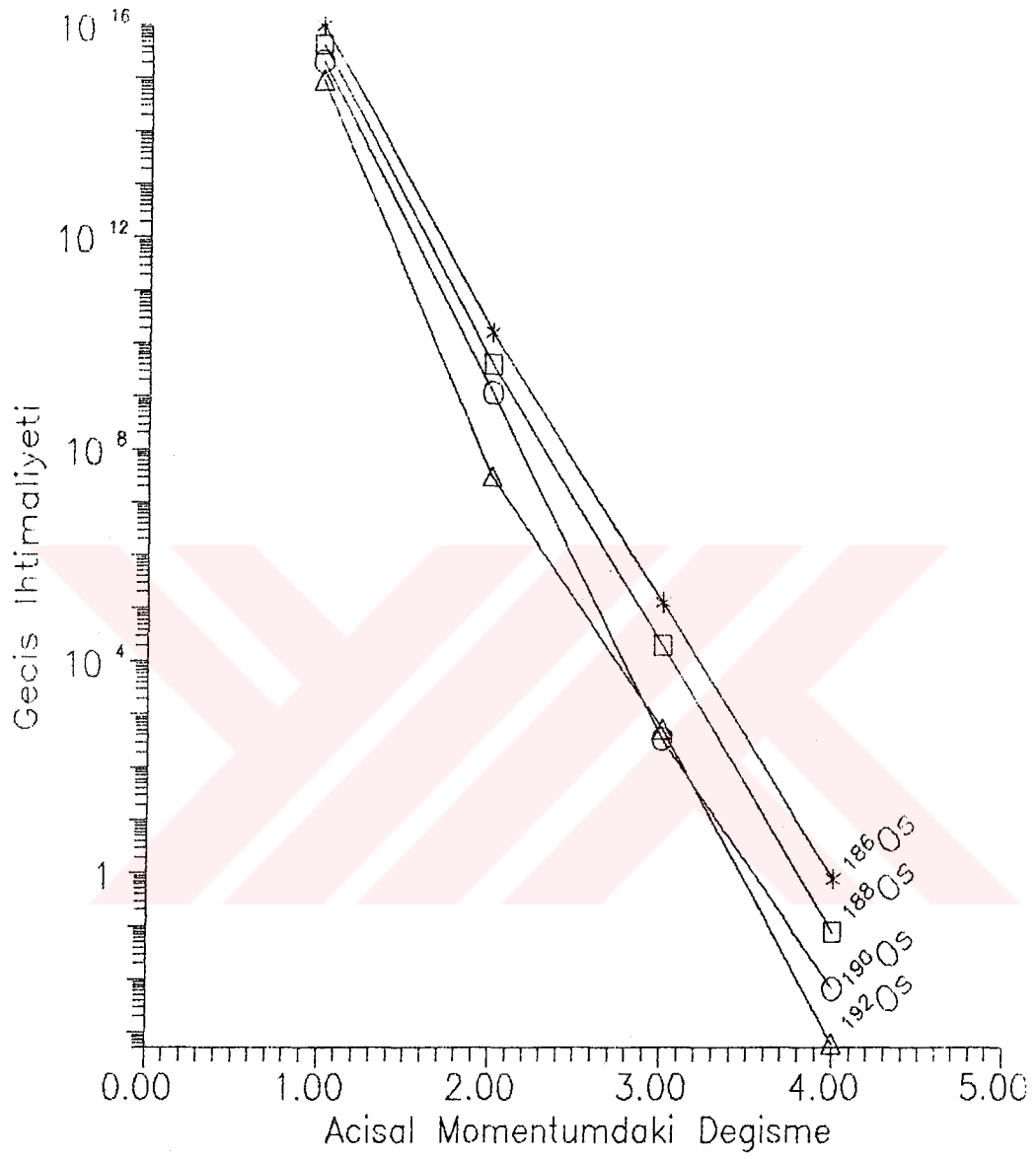
İzotop	Işımanın türü	Çekir. açısız momen. değişme L ve $\hbar$ ile	Geçiş nispeti $\lambda_{ML}(\text{s}^{-1})$	Ortalama ömür $\tau(\text{s})$
$^{186}_{76}\text{Os}$ (0.630 MeV)	M1	1	$6.969 \times 10^{13}$	$0.143 \times 10^{-13}$
	M2	2	$1.092 \times 10^8$	$0.915 \times 10^{-8}$
	M3	3	$8.725 \times 10^2$	$0.114 \times 10^{-2}$
	M4	4	$5.128 \times 10^{-3}$	$0.194 \times 10^3$
$^{188}_{76}\text{Os}$ (0.478 MeV)	M1	1	$7 \times 10^{13}$	$0.325 \times 10^{-13}$
	M2	2	$2.790 \times 10^7$	$0.358 \times 10^{-7}$
	M3	3	$0.37 \times 10^1$	$7.2 \times 10^{-1}$
	M4	4	$5.303 \times 10^{-4}$	$0.188 \times 10^4$
$^{190}_{76}\text{Os}$ (0.371 MeV)	M1	1	$1.435 \times 10^{13}$	$0.696 \times 10^{-13}$
	M2	2	$7.866 \times 10^6$	$0.127 \times 10^{-6}$
	M3	3	$2.325 \times 10^1$	$0.430 \times 10^{-1}$
	M4	4	$4.580 \times 10^{-5}$	$0.2180 \times 10^5$
$^{192}_{76}\text{Os}$ (0.283 MeV)	M1	1	$7.938 \times 10^{11}$	$0.125 \times 10^{-11}$
	M2	2	$2.057 \times 10^6$	$0.486 \times 10^{-6}$
	M3	3	3.599	0.277
	M4	4	$1.58 \times 10^{-5}$	$0.329 \times 10^5$

Tablo-A.3:  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  İzotoplarının  $3\gamma \rightarrow 2g$  geçişleri için hesaplanan  $\lambda_{EL}$  ve  $\tau$  değerleri

İzotop	Işımanın türü	Çekir. açısıl momen.değişme L ve $\hbar$ ile	Geçiş nispeti $\lambda_{EL}$ ( $s^{-1}$ )	Ortalama ömür $\tau$ (s)
$^{186}_{76}\text{Os}$ (0.773 MeV)	E1	1	$2.314 \times 10^{15}$	$0.402 \times 10^{-15}$
	E2	2	$4.364 \times 10^{10}$	$0.229 \times 10^{-10}$
	E3	3	$5.585 \times 10^5$	$0.179 \times 10^{-5}$
	E4	4	4.652	0.214
	E5	5	$2.674 \times 10^{-5}$	$0.373 \times 10^5$
$^{188}_{76}\text{Os}$ (0.635 MeV)	E1	1	$1.292 \times 10^{15}$	$0.773 \times 10^{-15}$
	E2	2	$1.657 \times 10^{10}$	$0.603 \times 10^{-10}$
	E3	3	$1.441 \times 10^5$	$0.693 \times 10^{-5}$
	E4	4	$8.168 \times 10^{-1}$	1.22
	E5	5	$3.19 \times 10^{-6}$	$0.313 \times 10^6$
$^{190}_{76}\text{Os}$ (0.569 MeV)	E1	1	$9.694 \times 10^{14}$	$0.103 \times 10^{-14}$
	E2	2	$9.542 \times 10^9$	$0.104 \times 10^{-9}$
	E3	3	$6.664 \times 10^4$	$0.150 \times 10^{-4}$
	E4	4	$3.031 \times 10^{-1}$	$0.329 \times 10^1$
	E5	5	$9.515 \times 10^{-7}$	$0.105 \times 10^7$
$^{192}_{76}\text{Os}$ (0.484 MeV)	E1	1	$5.797 \times 10^{14}$	$0.172 \times 10^{-14}$
	E2	2	$4.378 \times 10^9$	$0.228 \times 10^{-9}$
	E3	3	$2.243 \times 10^4$	$0.445 \times 10^{-4}$
	E4	4	$7.48 \times 10^{-2}$	$0.133 \times 10^2$
	E5	5	$1.721 \times 10^{-7}$	$0.585 \times 10^7$

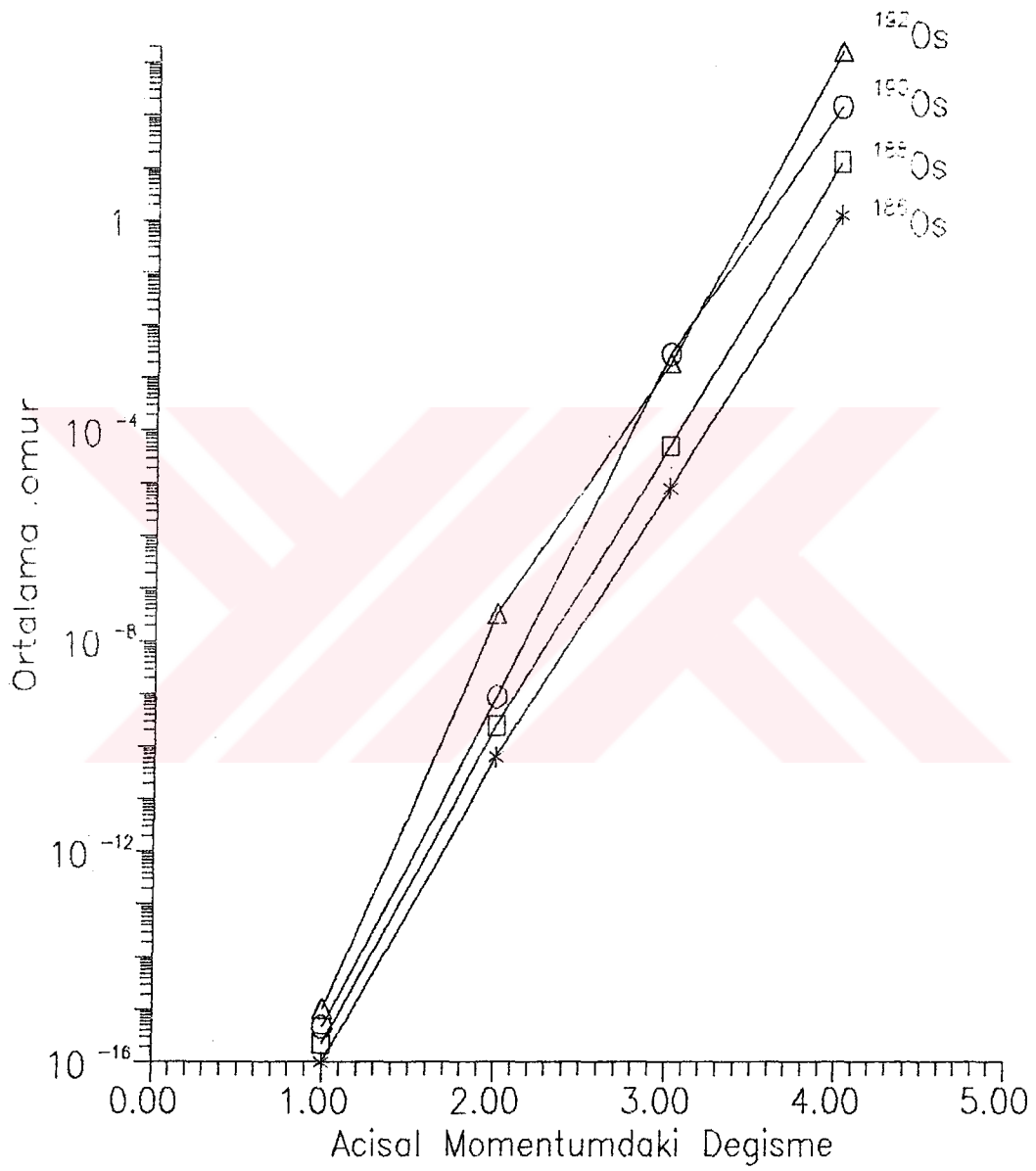
Tablo-A.4:  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  İzotoplarının  $3\gamma \rightarrow 2g$  geçişleri için hesaplanan  $\lambda_{ML}$  ve  $\tau$  değerleri

İzotop	Işımanın türü	Çekir. açısal momen.değişme L ve $\hbar$ ile	Geçiş nispeti $\lambda_{ML}(s^{-1})$	Ortalama ömür $\tau(s)$
$^{186}_{76}\text{Os}$ (0.773 MeV)	M1	1	$1.627 \times 10^{13}$	$0.614 \times 10^{-13}$
	M2	2	$3.046 \times 10^8$	$0.328 \times 10^{-9}$
	M3	3	$3.916 \times 10^3$	$0.255 \times 10^{-3}$
	M4	4	$3.262 \times 10^{-2}$	$0.306 \times 10^2$
	M5	5	$1.875 \times 10^{-7}$	$0.533 \times 10^7$
$^{188}_{76}\text{Os}$ (0.635 MeV)	M1	1	$9 \times 10^{12}$	$0.111 \times 10^{-12}$
	M2	2	$1.154 \times 10^8$	$0.866 \times 10^{-8}$
	M3	3	$1 \times 10^3$	$0.996 \times 10^{-3}$
	M4	4	$5.690 \times 10^{-3}$	$0.175 \times 10^3$
	M5	5	$2.224 \times 10^{-8}$	$0.449 \times 10^8$
$^{190}_{76}\text{Os}$ (0.569 MeV)	M1	1	$6.806 \times 10^{12}$	$0.146 \times 10^{-12}$
	M2	2	$6.604 \times 10^7$	$0.151 \times 10^{-7}$
	M3	3	$4.612 \times 10^2$	$0.216 \times 10^{-2}$
	M4	4	$2.096 \times 10^{-3}$	$0.477 \times 10^3$
	M5	5	$6.581 \times 10^{-9}$	$0.151 \times 10^9$
$^{192}_{76}\text{Os}$ (0.484 MeV)	M1	1	$4 \times 10^{12}$	$0.249 \times 10^{-12}$
	M2	2	$3.028 \times 10^7$	$0.330 \times 10^{-7}$
	M3	3	$1.55 \times 10^2$	$0.645 \times 10^{-2}$
	M4	4	$5.173 \times 10^{-4}$	$0.193 \times 10^4$
	M5	5	$1.190 \times 10^{-9}$	$0.840 \times 10^9$

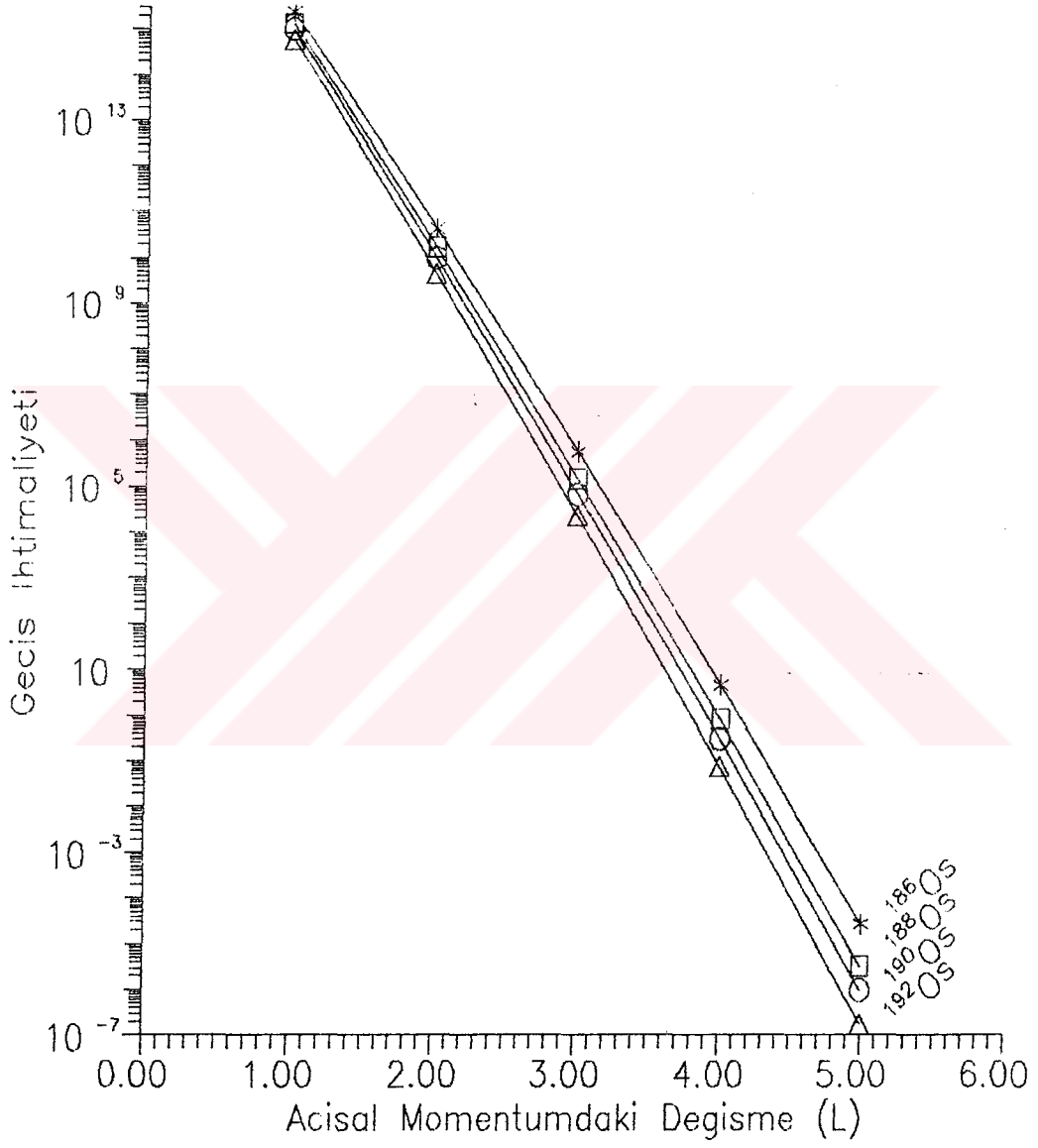


Şekil A.1.  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  izotoplarının  $2_\gamma \rightarrow 2_g$  geçişleri için  $\lambda_{EL}$  nin değişimi

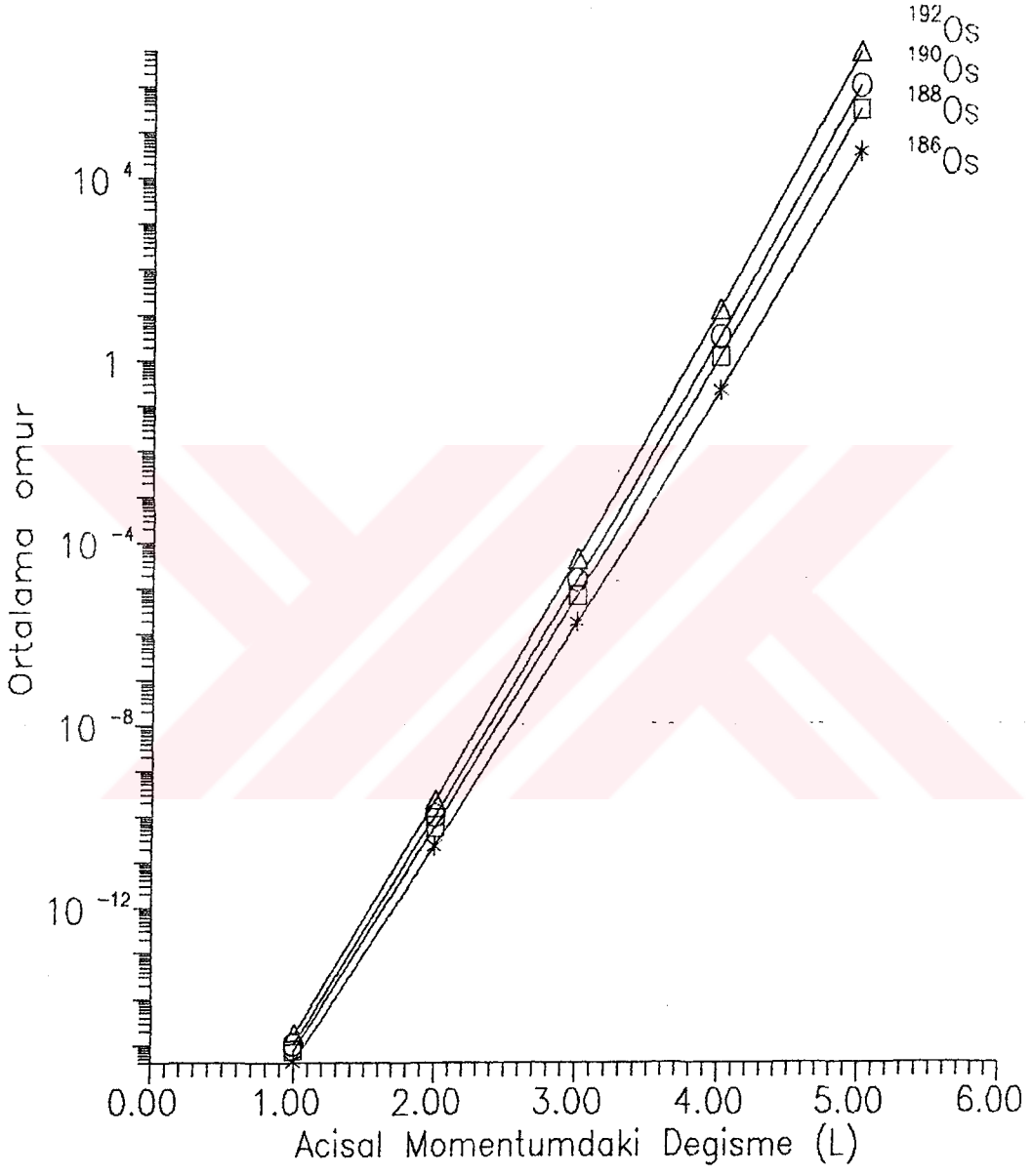




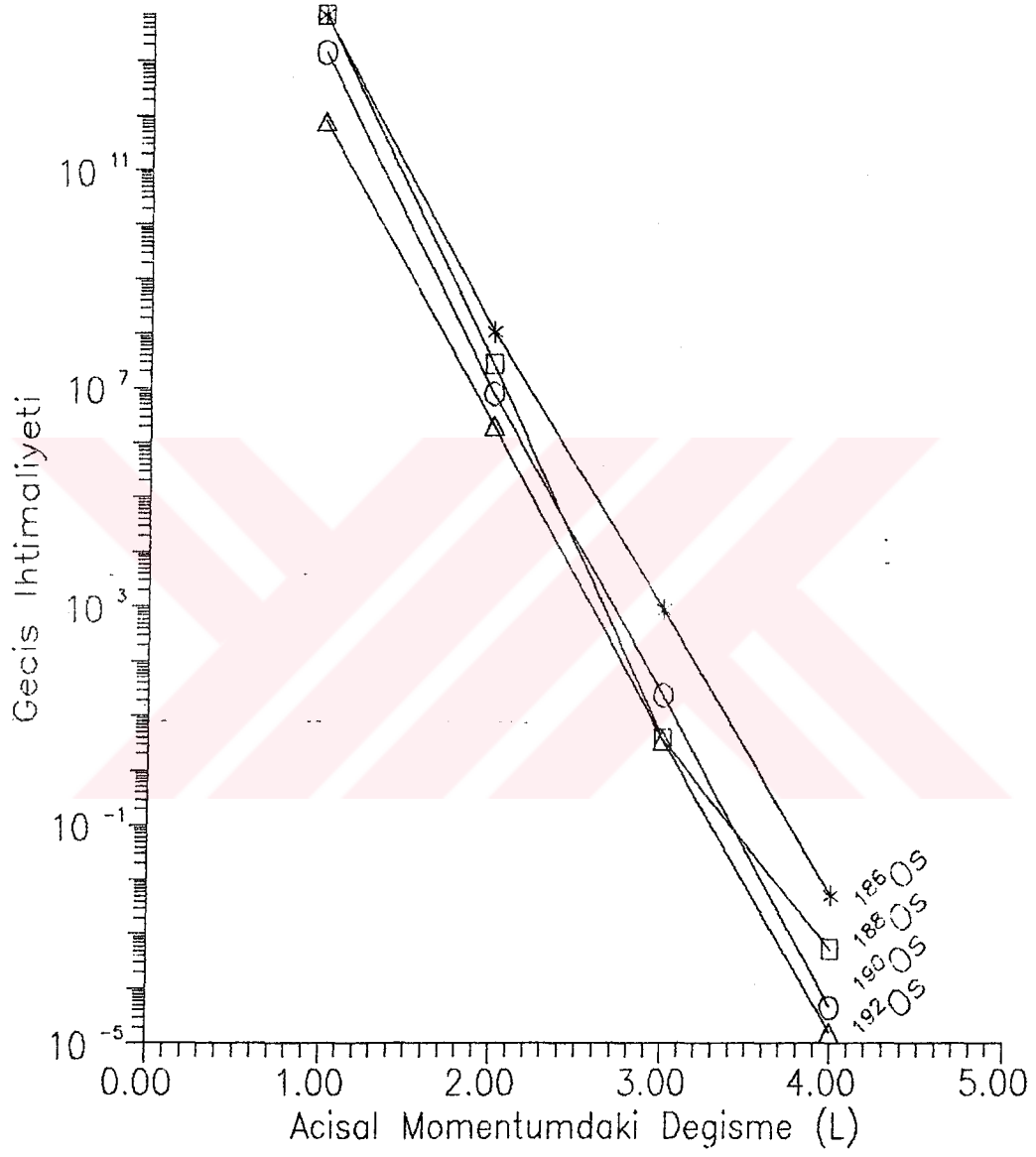
Şekil A.2.  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  izotoplarının  $2_\gamma \rightarrow 2_g$  geçişleri için  $\tau_{EL}$  nin değişimi



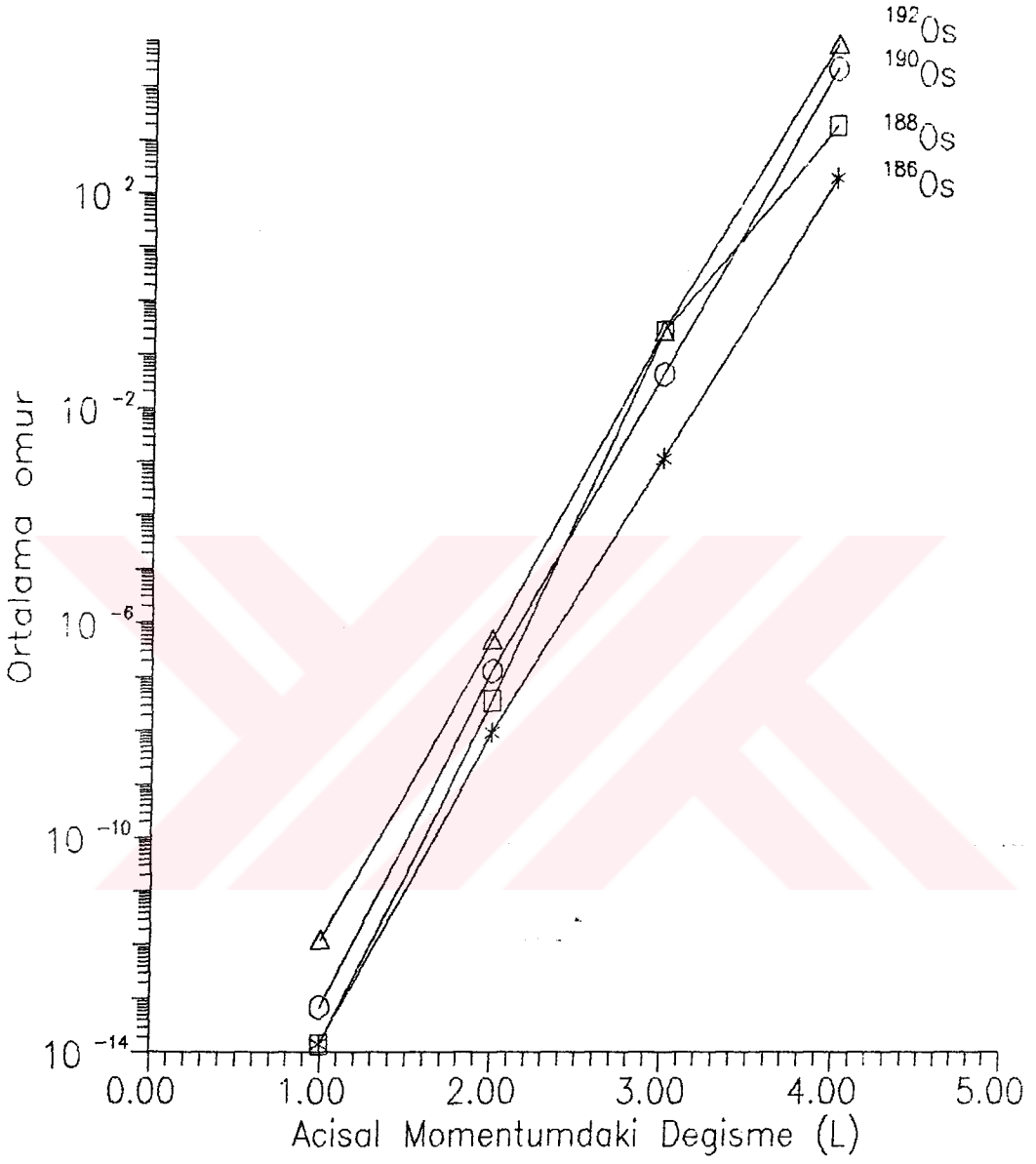
Şekil A.3. 186,188,190,192Os izotoplarının  $2_\gamma \rightarrow 2_g$  geçişleri için  $\lambda_{ML}$  nin değişimi



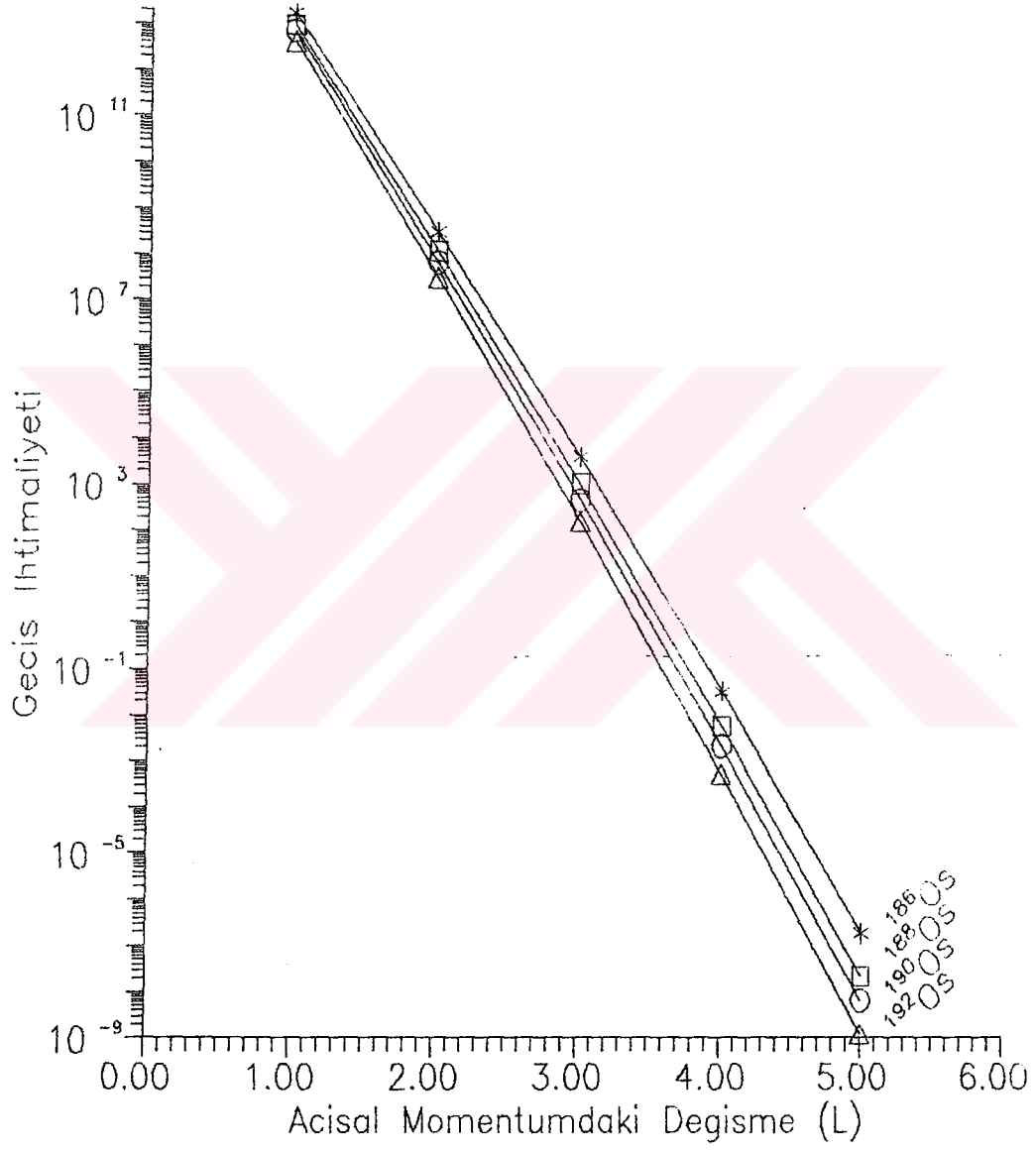
Şekil A.4. 186,188,190,192Os izotoplarının  $2_{\gamma} \rightarrow 2_g$  geçişleri için  $\tau_{ML}$  nin değişimi



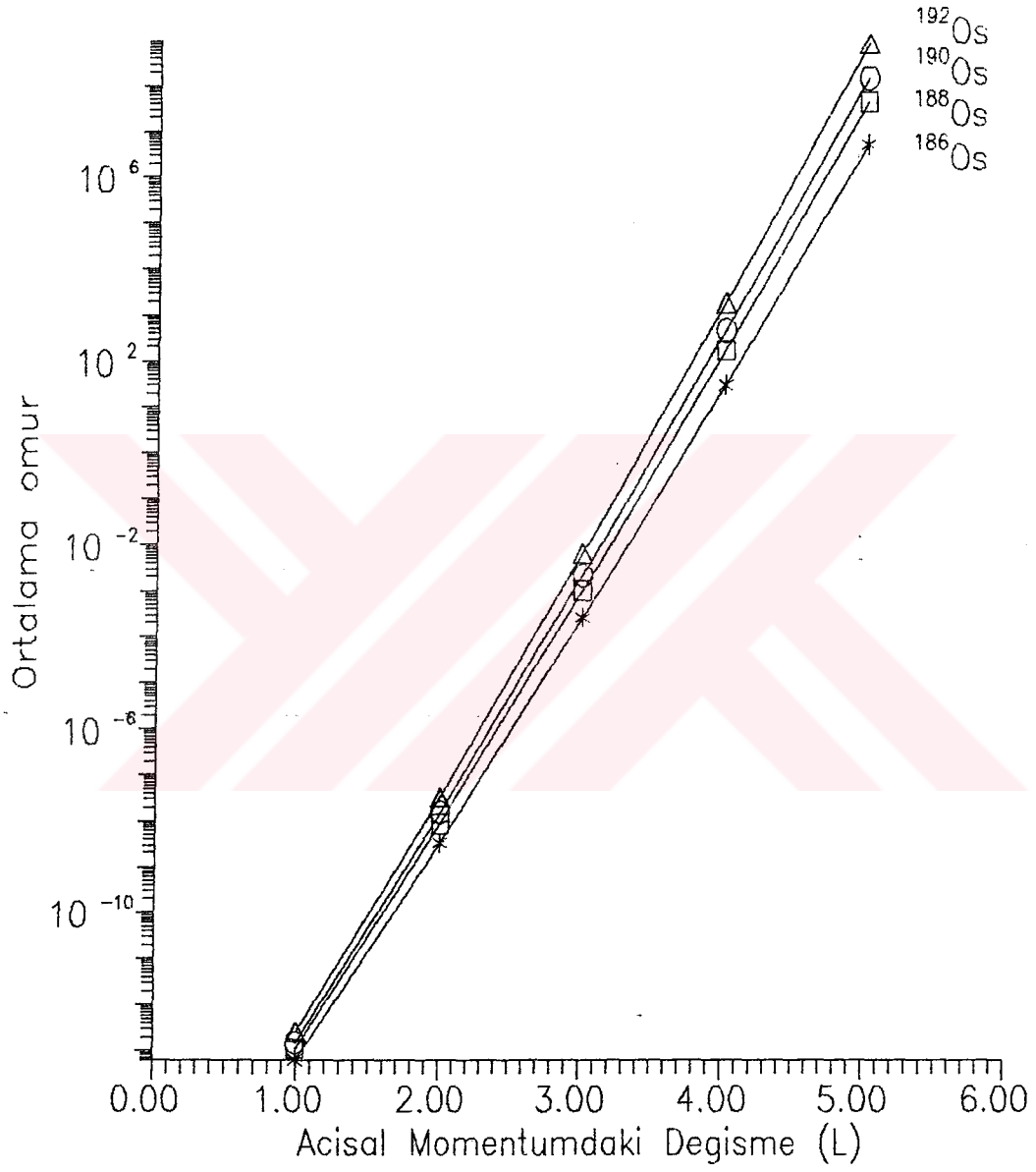
Şekil A.5. 186,188,190,192Os izotoplarının  $3\gamma \rightarrow 2g$  geçişleri için  $\lambda_{EL}$  nin değişimi



Şekil A.6. <sup>186,188,190,192</sup>Os izotoplarının  $3_\gamma \rightarrow 2_g$  geçişleri için  $\tau_{EL}$  nin değişimi

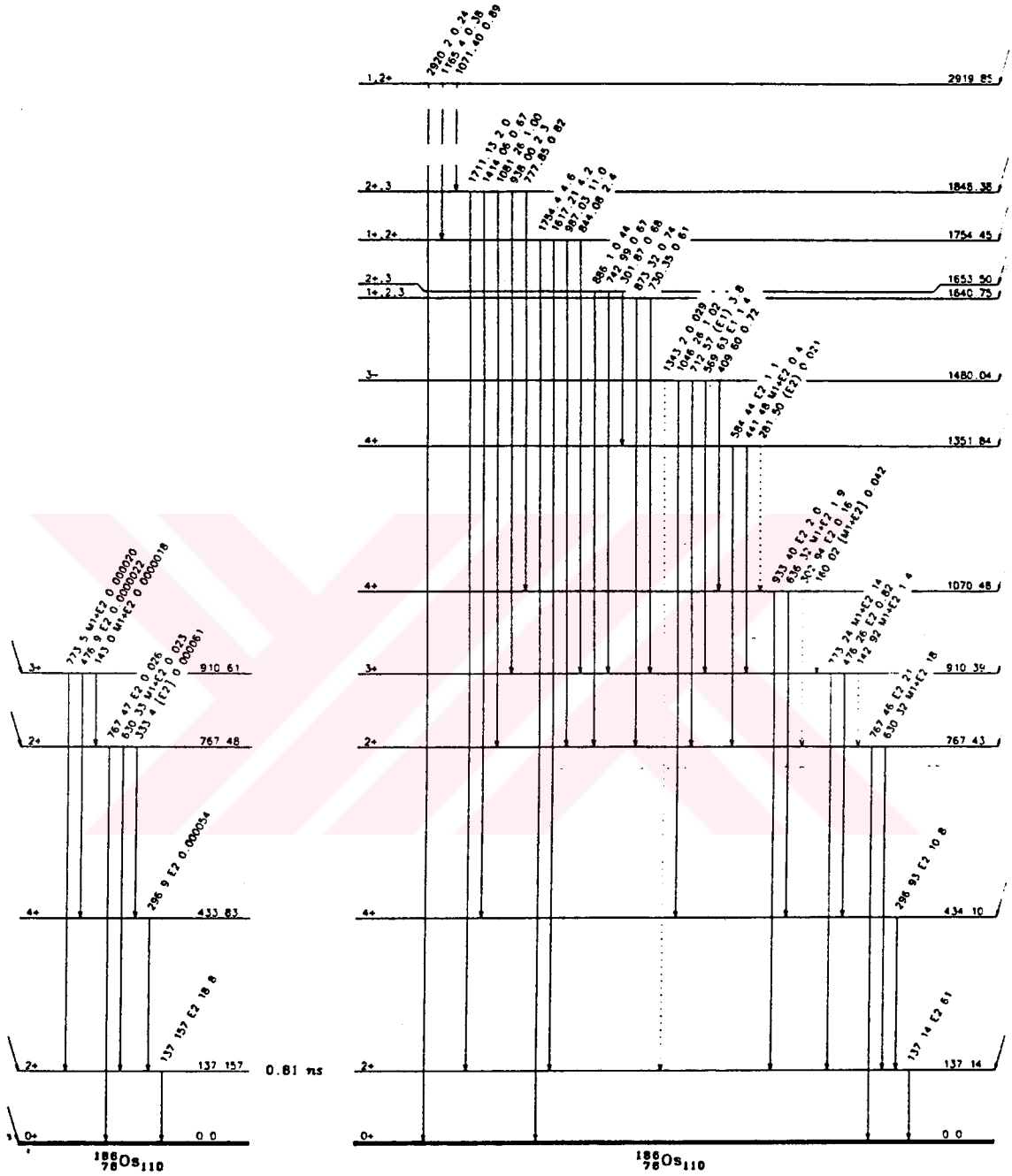


Şekil A.7.  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  izotoplarının  $3\gamma \rightarrow 2g$  geçişleri için  $\lambda_{ML}$  nin değişimi

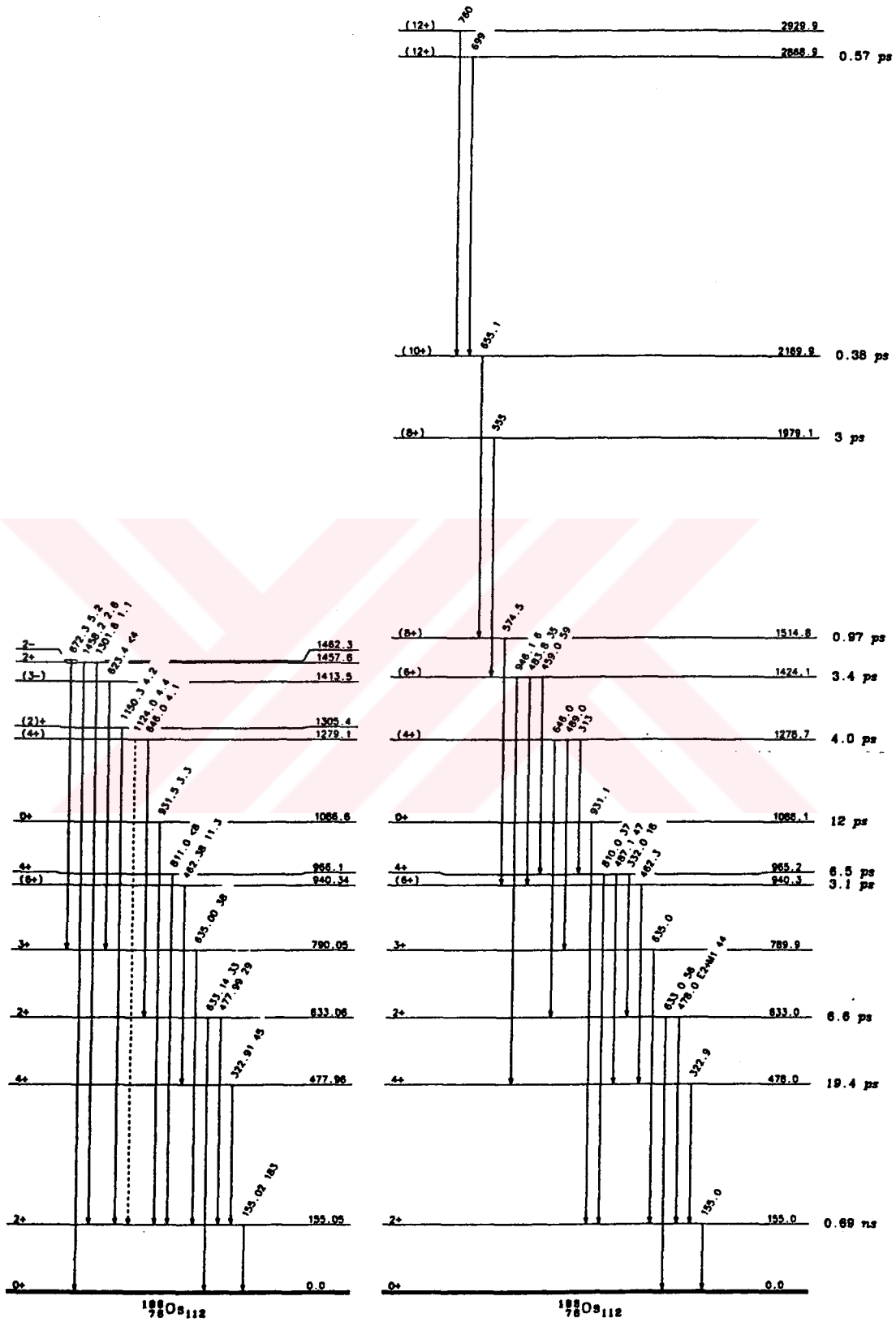


Şekil A.8.  $^{186,188,190,192}\text{Os}$  izotoplarının  $3\gamma \rightarrow 2g$  geçişleri için  $\tau_{ML}$  nin değişimi

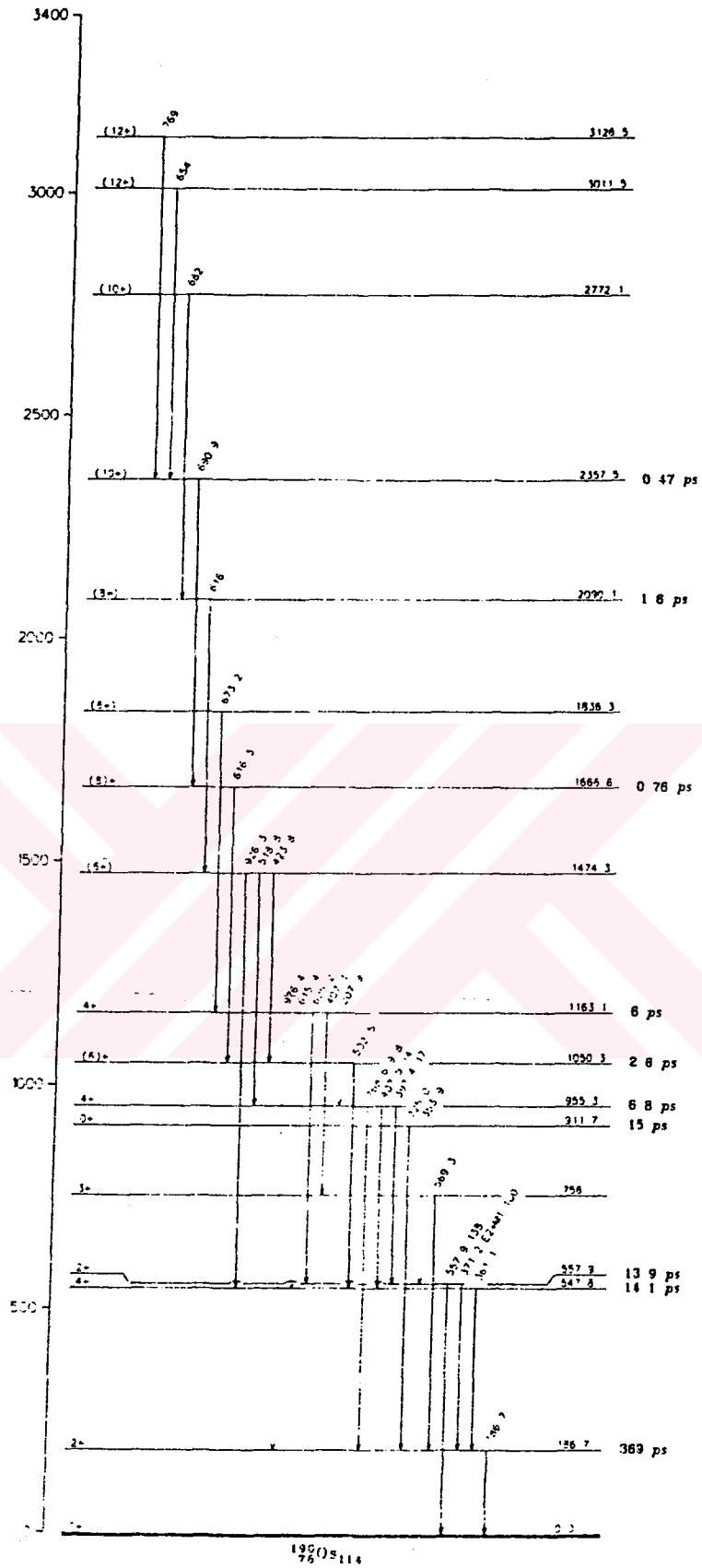
## EK-B

Şekil B.1.  $^{186}\text{Os}$  çekirdeği için enerji seviyeleri ve çokkutuplu geçişler

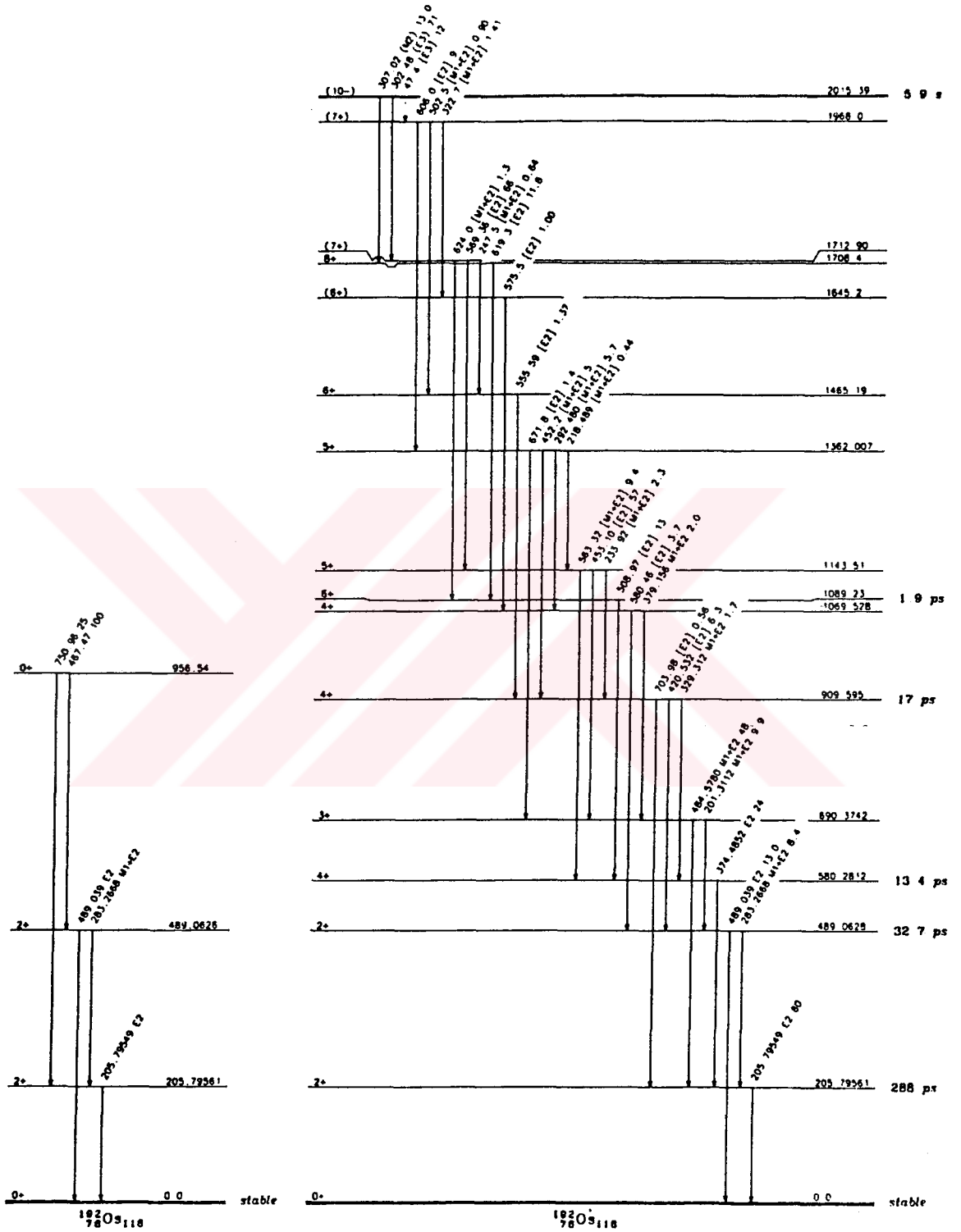




Şekil B.2.  $^{188}\text{Os}$  çekirdeği için enerji seviyeleri ve çokkutuplu geçişler



Şekil B.3.  $^{190}\text{Os}$  çekirdeği için enerji seviyeleri ve çokkutuplu geçişler



Şekil B.4.  $^{192}\text{Os}$  çekirdeği için enerji seviyeleri ve çokkutuplu geçişler

## EK-C. AÇISAL MOMENTUMLARIN VEKTÖR TOPLAMLARI

Açısal momentumun hareket integrali olduğu sistemin iki alt sistemden oluştuğunu düşünelim. Birinci alt sistemin açısal momentumu  $j_1$ , ikinci alt sistemin ki de  $j_2$  olsun. Bu iki açısal momentum operatörleri birbirleriyle komutatif iseler, bütün sistemin hali alt sistemlerin açısal momentumlarının toplamına eşit olan bir başka açısal momentum ile ifade edilebilir. Bu türlü durumlarda, mesela:

(a) Bir parçacığın yörüngesel ve spin açısal momentumlarının birlikte ele alındığı düşünölsün. Yörüngesel açısal momentum operatörü açı değişkenlerine, spin operatörü ise spin değişkenlerine etki eder. Buna göre de her iki operatör komutatif olur.

(b) İki veya daha fazla parçacığın yörüngesel veya spin açısal momentumları, bütün mümkün durumlarda sistemin tüm hali  $j_1$  ve  $j_2$  kuantum sayılarının toplamı ile bulunabilir. Bu toplam uygun olarak her bir alt sistemin açısal momentumlarının karesini ve onların z eksenini üzerindeki izdüşümünü tayin eder ya da bütün sistemin toplam açısal momentumunu ve onun z yönündeki izdüşümü, her bir alt sistemin ayrı ayrı toplam momentumlarını tayin eden  $J, J_1, J_2$  kuantum sayıları ile bulunur.

Bütün sistemin toplam momentumunu ifade eden  $J$  kuantum sayısı vektör toplamı yoluyla aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2|$$

$$|j_1 - j_2| \leq J \leq |j_1 + j_2| \quad (C.1)$$

(C.1) ifadesi kısaca  $\Delta(j_1 j_2 J)$  ile gösterilir ve buna üçgen kuralı denir. Toplam açısal momentum operatörünün özfonksiyonu,  $\hat{j}_1$  ve  $\hat{j}_2$  operatörlerinin özfonksiyonlarının çarpımının lineer bağıntısı (süperpozisyonu),

$$\Phi_{j_1 j_2 JM} = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \Psi_{j_1 m_1} \Psi_{j_2 m_2}$$

şeklinde ifade edilebilir. (C.2) nin ters çevrilmiş hali,

$$\Psi_{j_1 m_1} \Psi_{j_2 m_2} = \sum_{J=|j_1-j_2|}^{j_1+j_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \Phi_{j_1 j_2 JM} \quad (C.3)$$

şeklinde yazılabilir.

(C.2) ve (C.3) lineer kombinasyonu olan  $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$  katsayıları, vektor toplam katsayıları veya Clebs-Cordan katsayıları olarak adlandırılır. Bu katsayılar gerçek sayılardır.  $M \neq m_1 + m_2$  olduğunda bu katsayılar sıfıra eşittir. Buna göre de (C.2) deki toplam  $m_1$  ve  $m_2$  kuantum sayılarından birine göre yapılır. [C.1,C.2,C.3] nolu tablolarda  $j_2 = 1/2, 1$  ve bazı  $j_2 = 2$  değerine göre Clebs-Cordan katsayılarının hesabı verilmiştir. Condon ve Shortly'nin kitaplarında  $j_2 = 1/2$  ve  $j_2 = 2$  için Clebs-Cordan katsayılarının değerleri verilmiştir.\*

Tablo C.1.  $\langle j_1 \frac{1}{2} m_1 m_2 | JM \rangle$  Clebs-Cordan katsayıları

J	$m_2 = \frac{1}{2}$	$m_2 = -\frac{1}{2}$
$j_1 + \frac{1}{2}$	$\left( \frac{j_1 + M + \frac{1}{2}}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$	$\left( \frac{j_1 - M + \frac{1}{2}}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$
$j_1 - \frac{1}{2}$	$-\left( \frac{j_1 - M + \frac{1}{2}}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$	$\left( \frac{j_1 + M + \frac{1}{2}}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$

\* Condon ve Shortly nin gösterimi burada kullanılanlardan farklıdır. Buradaki  $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$  yerine onlar  $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | j_1 j_2 JM \rangle$  kullanmışlardır.

$J = j_1 + j_2$  olduğunda  $\langle j_1 j_2 j_1 j_2 | JJ \rangle = \langle j_1 j_2, -j_1, -j_2 | J, -J \rangle = 1$  olduğunu bilmek oldukça kolaylık sağlar.

Tablo C.2.  $\langle j_1 m_1 m_2 | JM \rangle$  Clebs-Cordan katsayıları

J	$m_2 = 1$	$m_2 = 0$	$m_2 = -1$
$j_1 + 1$	$\left\{ \frac{(j_1 + M)(j_1 + M + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 2)} \right\}^{1/2}$	$\left\{ \frac{(j_1 - M + 1)(j_1 + M + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 1)} \right\}^{1/2}$	$\left\{ \frac{(j_1 - M)(j_1 - M + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 2)} \right\}^{1/2}$
$j_1$	$\left\{ \frac{(j_1 + M)(j_1 - M + 1)}{2j_1(2j_1 + 1)} \right\}^{1/2}$	$\frac{M}{\sqrt{j_1(j_1 + 1)}}$	$\left\{ \frac{(j_1 - M)(j_1 + M + 1)}{2j_1(2j_1 + 2)} \right\}^{1/2}$
$j_1 - 1$	$\left\{ \frac{(j_1 - M)(j_1 - M + 1)}{2j_1(2j_1 + 1)} \right\}^{1/2}$	$\left\{ \frac{(j_1 - M)(j_1 + M)}{j_1(2j_1 + 1)} \right\}^{1/2}$	$\left\{ \frac{(j_1 + M + 1)(j_1 + M)}{2j_1(2j_1 + 1)} \right\}^{1/2}$

Tablo C.3.  $\langle j_1 2 m_1 0 | JM \rangle$  için Clebs-Cordan katsayıları

$J = j_1 + 2$	$\left\{ \frac{3(j_1 - M + 2)(j_1 - M + 1)(j_1 + M + 2)(j_1 + M + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 2)(2j_1 + 3)(j_1 + 2)} \right\}^{1/2}$
$J = j_1 + 1$	$M \left\{ \frac{(3j_1 - M + 1)(j_1 + M + 1)}{j_1(2j_1 + 1)(j_1 + 1)(j_1 + 2)} \right\}^{1/2}$
$J = j_1$	$\frac{3M^2 - j_1(j_1 + 1)}{\sqrt{(2j_1 - 1)j_1(j_1 + 1)(2j_1 + 3)}}$
$J = j_1 - 1$	$-M \left\{ \frac{3(j_1 - M)(j_1 + M)}{(j_1 - 1)j_1(2j_1 + 1)(j_1 + 1)} \right\}^{1/2}$
$J = j_1 - 2$	$\left\{ \frac{3(j_1 - M)(j_1 - M - 1)(j_1 + M)(j_1 + M - 1)}{(2j_1 - 2)(2j_1 - 1)j_1(2j_1 + 1)} \right\}^{1/2}$

$\Phi_{j_1 j_2 JM}$  dalga fonksiyonlarının değişkenleri,  $\Psi_{j_1 m_1}$  ve  $\Psi_{j_2 m_2}$  fonksiyonlarının bağlı olduğu değişkenlere bağlıdır. Özel halde, eğer bu fonksiyonlardan biri spin değişkenlerine, ikincisi açısıl değişkenlerine bağlı ise  $\Phi_{j_1 j_2 JM}$  fonksiyonunu spin küresel fonksiyonu veya spin açısıl fonksiyonu olarak adlandırılır.

Vektör katsayıları aşağıdaki simetri şartlarına uyarlar.

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 + j_2 - J} \langle j_1 j_2, -m_1, -m_2 | J, -M \rangle \quad (C.4)$$

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 + j_2 - J} \langle j_2 j_1 m_2 m_1 | JM \rangle \quad (C.5)$$

$$\sqrt{2j_1 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_2 + m_2} \sqrt{2J + 1} \langle j_2, -M m_2 | j_1, -m_1 \rangle \quad (C.6)$$

$$\sqrt{2j_2 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 - m_1} \sqrt{2J + 1} \langle j_1 J m_1, -M | j_2, -m_2 \rangle \quad (C.7)$$

$$\sqrt{2j_1 + 1} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = (-1)^{j_1 - J + m_2} \sqrt{2J + 1} \langle j_2 J m_2, -M | j_1, -m_1 \rangle \quad (C.8)$$

Bu katsayılar aynı zamanda aşağıdaki ortogonallık şartlarına da bağlıdır.

$$\sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | J' M' \rangle = \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \quad (C.9)$$

$$\sum_{J=|j_1 - j_2|}^{j_1 + j_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \langle j_1 j_2 m_1' m_2' | JM \rangle = \delta_{m_1 m_1'} \delta_{m_2 m_2'} \quad (C.10)$$

$$\sum_{m_1 M} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle \langle j_1 j_2' m_1 m_2' | JM \rangle = \frac{2J + 1}{2j_2 + 1} \delta_{j_2 j_2'} \delta_{m_2 m_2'} \quad (C.11)$$

(C.11) ifadesinin daha özel bir hali,

$$\sum_M |\langle j_1 j_2 0 M | J M \rangle|^2 = \frac{2J+1}{2j_2+1} \quad (C.12)$$

şeklinde yazılabilir. Çok sık kullanılan başka bir ifade de

$$\langle j_1 0 m_1 m_2 | J, m_1 + m_2 \rangle = \delta_{j_1 J} \delta_{m_2 0} \quad (C.13)$$

$l_1$  ve  $l_2$ ,  $j_1$  ve  $j_2$  nin tam değerleri (C.4) de yerine yazılırsa, sonuçta (C.11) bulunur ki bu da,

$l_1 + l_2 + L = \text{çift sayı değil ise}$

$$\langle l_1 l_2 00 | L0 \rangle = 0 \quad (C.14)$$

ve

$l_1 + l_2 + L = \text{çift sayı ve } 2g = l_1 + l_2 + L \text{ ise}$

$$\langle l_1 l_2 00 | L0 \rangle = (-1)^{g+L} \left(2L + \frac{1}{2}\right)^{1/2} \frac{g!}{(g-l_1)!(g-l_2)!(g-L)!} f(l_1 l_2 L) \quad (C.15)$$

dir. Burada,

$$f(l_1 l_2 L) \equiv \left[ \frac{(l_1 + l_2 - L)!(l_1 - l_2 + L)!(-l_1 + l_2 + L)!}{(l_1 + l_2 + L + 1)!} \right]^{1/2}$$

şeklindedir.



## ÖZ GEÇMİŞ

Mustafa KURT 10.09.1967 yılında Samsun' un Alaçam ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Alaçam' da tamamladıktan sonra lise öğrenimini Samsun'da bitirdi. Lisans öğrenimini ise Hacettepe Üniversitesi Eğitim Bilimleri Fen Bilimleri Eğitimi Fizik Öğretmenliği Bölümü'nde 1992 yılında tamamladı. 1993 yılında Sakarya Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'ne Araştırma Görevlisi olarak girdi. 1994 yılında Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans çalışmalarına başladı. Halen aynı üniversitedeki görevini sürdürmektedir. Evli ve bir çocuk babasıdır.

