

¹⁵⁶⁻¹⁶²Dy İZOTOPLARININ BAZI ELEKTROMANYETİK ÖZELLİKLERİNİN ETKİLEŞEN BOZON MODELİ İLE İNCELENMESİ

Figen BOZ

Trakya Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, EDİRNE Tel:0 284 214 7071, e-mail: figenb@trakya.edu.tr

Alınış : 21.10.2003

Kabul ediliş : 28.01.2004

Özet: Bu çalışmada ¹⁵⁶⁻¹⁶²Dy izotoplarının enerji düzeylerini ve bunlar arasındaki elektromanyetik geçiş oranlarını hesaplamak için etkileşen bozon modelinin SU(3) dönme limiti kullanıldı. Dy izotoplarının taban durum bandı $0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+$, β bandı $0_2^+, 2_2^+, 4_2^+$ ve γ bandı $2_3^+, 3_1^+, 4_3^+$ enerji seviyeleri hesaplandı. Ayrıca bu izotoplar için B(E2) geçiş olasılık değerleri ve B(E2;2 \rightarrow 0)/B(E2;4 \rightarrow 2) oranları hesaplandı. Hesaplanan değerler diğer teorik hesaplamalarla ve deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Elde edilen sonuçların diğer sonuçlarla uyumlu olduğu görüldü.

Anahtar kelimeler: Dy izotopları, Elektromanyetik geçiş, Etkileşen Bozon Model, SU(3) limiti.

The Investigation Of Some Electromagnetic Properties For ¹⁵⁶⁻¹⁶²Dy Isotopes Within Interacting Boson Model

Abstract: In this study, the SU(3) rotational limit of interacting boson model is employed in calculating ¹⁵⁶⁻¹⁶²Dy isotopes energy levels and electromagnetic transition rates between these levels. The $0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 6_1^+$ ground state band, $0_2^+, 2_2^+, 4_2^+$ β band and $2_3^+, 3_1^+, 4_3^+$ γ band energy levels of Dy isotopes are calculated. In addition, B(E2) transition probability values and B(E2;2 \rightarrow 0)/B(E2;4 \rightarrow 2) transition rates are obtained for these isotopes. The calculated values have been compared with other theoretical calculations and experimental results. It has been observed that the obtained results are agreement with the other results in literature.

Key words: Dy isotopes, Electromagnetic transition, Interacting boson model, SU(3) limit.

Giriş

Çekirdek proton ve nötrondan oluşan karmaşık bir yapıdır. Çekirdeklerin değişik yöntemlerle yapılan deneyler sonucu gözlenen özelliklerini açıklamak için çeşitli çekirdek modelleri teklif edilmiştir. Bu modellerden biri de Arima ve Iachello tarafından geliştirilmiş etkileşen bozon modelidir (IBA-1) (Iachello, 1981). Etkileşen bozon modeli genelde cebirsel ve grup teoriksel yaklaşımlar üzerine dayanmaktadır. Modelde orta ve ağır kütleli çekirdeklerin spektrumlarını açıklamak üzere altı tane bozon işlemcisi tanımlanmıştır. Bunlar L=2 açısall momentumlu d bozonları ve buna eklenen L=0 açısall momentumlu s bozonudur. Bu bozon bileşenlerinin oluşturduğu U(6) grup yapısıyla çekirdek özellikleri açıklanır.

Son yıllarda çift-çift çekirdeklerin özelliklerini etkileşen bozon modeliyle inceleyen bir çok çalışma vardır (Chuu ve ark, 1984, Warner, 1991, Warner ve Casten, 1988). U(6) grubu alt gruplara ayrılır. Bundan dolayı genel Hamiltonyen'in çekirdeklerin spektrum yapısına bağlı olarak üç dinamik simetriye ayrılması ile bu modelin tüm çekirdeklere uygulanabilme olanağı sağlar. Örneğin tabaka modeli birkaç aktif nükleonlu çekirdeklere uygulanabilmektedir. Parçacık sayısı arttıkça uygulama zorlaşır. Geometrik model ise sadece kapalı tabaka ortasındaki çekirdeklere uygulanmaktadır.

Bu makalede SU(3) limitinde ¹⁵⁶⁻¹⁶²Dy izotoplarının enerji düzeyleri hesaplandı. Ayrıca bu izotopların B(E2) elektromanyetik geçiş olasılıkları ve oranları hesaplandı. Bu hesapların sonuçları, deneysel sonuçlarla ve önceki çalışmalarla karşılaştırmalı olarak verildi.

TEORİ

Çift - çift çekirdeğin enerjisini hesaplamak için bir Hamiltonyen gereklidir. Bozon topluluğunun öz durumlarını bulmak için uygun Hamiltonyen oluşturulur. Toplam bozon sayısını koruyan, s ve d bozonlarının bir sistemi için, multipol açılımları kullanılarak bağlanma enerjisinin katkısı çıkarıldığında genel Hamiltonyen aşağıdaki şekilde ifade edilebilir (Chuu ve Hsieh, 1990, Küçükömeroğlu, 1992).

$$H' = \varepsilon'' n_d + a_0(\underline{P}^+ \cdot \underline{P}) + a_1(\underline{L} \cdot \underline{L}) + a_2(\underline{Q} \cdot \underline{Q}) + a_3(\underline{T}_3 \cdot \underline{T}_3) + a_4(\underline{T}_4 \cdot \underline{T}_4) \quad (1)$$

Burada

$$\begin{aligned} \underline{P} &= \frac{1}{2}(\tilde{d} \cdot \tilde{d}) - \frac{1}{2}(\tilde{s} \cdot \tilde{s}) = \frac{1}{2}(\tilde{d}^2 - \tilde{s}^2) \\ \underline{T}_\ell &= [d^+ \times \tilde{d}]^{(\ell)} ; \quad \ell = 0,1,2,3,4 \\ n_d &= (d^+ \cdot \tilde{d}) = \sqrt{5} \underline{T}_0 \quad \underline{L} = \sqrt{10} [d^+ \times \tilde{d}]^{(1)} = \sqrt{10} \underline{T}_1 \quad (2) \\ \underline{Q} &= [d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d}]^{(2)} - \frac{\sqrt{7}}{2} [d^+ \times \tilde{d}]^{(2)} = [d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d}]^{(2)} - \frac{\sqrt{7}}{2} \underline{T}_2 \end{aligned}$$

şeklinde verilir. Bu işlemciler

yarı deneysel analizlerde sıklıkla kullanılırlar. Bu yazılan Hamiltonyen'e eşdeğer bir çok yazım şekli mevcuttur. Denklem (1)'deki Hamiltonyen, U(6) grup yapısının U(5), O(5), O(3), SU(3) ve O(6) alt gruplarının Casimir işlemcileriyle yazılabilir (Scholten, 1980).

$$H' = \varepsilon''' C_{1U_5} + \alpha' C_{2U_5} + \beta' C_{2O_5} + \gamma' C_{2O_3} + \delta' C_{2SU_3} + \eta' C_{2O_6} \quad (3)$$

Buradaki $\varepsilon''', \alpha', \beta', \gamma', \delta', \eta'$ altı bağımsız parametre, denklem (1)'deki altı parametreyle ilişkilidir. Denklem (3)'te görünen Casimir işlemcileri denklem (1)'deki işlemcilerle bağlantılıdır. U(6) ve U(6)'nın çeşitli altgruplarının lineer ve kuadratik Casimir işlemcileri denklem (2)'deki işlemciler cinsinden aşağıdaki gibi

$$\begin{aligned} C_{1U_5} &= n_d & C_{2U_5} &= n_d(n_d + 4) & C_{2O_5} &= 4\left(\frac{1}{10} \underline{L} \cdot \underline{L} + \underline{T}_3 \cdot \underline{T}_3\right) \\ C_{2O_3} &= 2(\underline{L} \cdot \underline{L}) & C_{2SU_3} &= \frac{2}{3}[2(\underline{Q} \cdot \underline{Q}) + \frac{3}{4}(\underline{L} \cdot \underline{L})] & & \\ C_{2O_6} &= 2N(N+4) - 8(\underline{P}^+ \cdot \underline{P}) & C_{1U_6} &= \hat{N}, & C_{2U_6} &= \hat{N}(\hat{N} + 5) \end{aligned} \quad (4)$$

yazılabilir. Casimir işlemcileri ilgili grup temsilinde köşegen olma özelliğine sahiptir. Bu özellikten dolayı Casimir işlemcilerinin özdeğerleri Hamiltonyen'in çözümünü verir. Hamiltonyen Casimir işlemcileri cinsinden yazıldığında köşegenleştirilmiş olur ve dolayısıyla dinamik simetriye sahip olacaktır. Böylece enerji özdeğerleri kolayca elde edilir.

U(6) grubunun üç alt grup zincirinden SU(3) simetrisini inceliyoruz. Bu dinamik simetriye sahip en genel Hamiltonyen Casimir işlemcileri cinsinden

$$H = \delta' C_{2SU_3} + \gamma' C_{2O_3} \quad (5)$$

şeklinde yazılabilir. Hamiltonyen'in $|[N](\lambda, \mu) K L M\rangle$ bazındaki özdeğeri

$$E = \delta' \frac{6}{9} [\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu)] + \gamma' 2L(L+1) \quad (6)$$

ile verilir. SU(3) limitinde gösterilen enerji spektrumu aksenal deforme olmuş simetrik topağın spektrumuna benzerdir. Taban durum bandının yukarısında bir sonraki temsilin içerdiği iki bant yer alır. Bunlar $\beta(K=0)$ ve $\gamma(K=2)$ bantlarıdır. SU(3) limiti, deforme olmuş simetrik topağın özel bir çeşididir.

Etkileşen bozon modelinin en basit formda tek cisim geçiş işlemcisi ikinci kuantumlanma formülasyonunda

$$T_m^{(\ell)} = \alpha_2 \delta_{\ell 2} [d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d}]_m^{(2)} + \beta_\ell [d^+ \times \tilde{d}]_m^{(\ell)} + \gamma_0 \delta_{\ell 0} \delta_{m 0} [s^+ \times \tilde{s}]_0^{(0)} \quad (7)$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitlikten aşağıdaki işlemciler bulunur.

$$\begin{aligned} T_0^{(E0)} &= \beta_0 [d^+ \times \tilde{d}]_0^{(0)} + \gamma_0 [s^+ \times \tilde{s}]_0^{(0)} \\ T_m^{(M1)} &= \beta_1 [d^+ \times \tilde{d}]_m^{(1)} \end{aligned}$$

$$T_m^{(E2)} = \alpha_2[d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d}]_m^{(2)} + \beta_2[d^+ \times \tilde{d}]_m^{(2)} \quad (8)$$

$$T_m^{(M3)} = \beta_3[d^+ \times \tilde{d}]_m^{(3)}$$

$$T_m^{(E4)} = \beta_4[d^+ \times \tilde{d}]_m^{(4)}$$

Bozon sayısının korunumunu $N=n_s+n_d$ kullanarak $T_0^{(E0)}$ işlemcisi

$$T_0^{(E0)} = \gamma_0 N + \left(\frac{\beta_0}{\sqrt{5}} - \gamma_0\right)n_d = \gamma_0 N + \tilde{\beta}_0 n_d \quad (9)$$

şeklinde tekrar yazılabilir. Denklem (9) eşitliğindeki ilk terim katkı vermez. Çünkü N korunumlu olduğundan ilk terim ortogonal baz durumları arasında geçişe neden olmaz. Bundan dolayı E0 geçişleri d-bozon sayı işlemcisinin matris elemanlarıyla orantılıdır. Elektromanyetik geçiş oranları, ilk ve son durumları arasında T^ℓ 'nin $(\langle J_f \| T^{(\ell)} \| J_i \rangle)$ indirgenmiş matris elemanlarının bulunmasıyla hesaplanabilir. $B(E\ell)$ ve $B(M\ell)$ değerleri

$$B(\ell; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f \| T^{(\ell)} \| J_i \rangle \right|^2 \quad (10)$$

ifadesiyle bulunur. SU(3) limitinde E2 geçiş işlemcisi

$$T_m^{(E2)} = \alpha_2 Q^{(2)} + \alpha_2' Q_m^{(2)} \quad (11)$$

şeklinde kullanılır. Burada $\alpha_2' = \beta_2 + \frac{\sqrt{7}}{2} \alpha_2$ 'dir. $Q^{(2)}$ işlemcisi denklem (2)'de gösterilen Q işlemcisiyle aynıdır. $Q_m^{(2)}$ işlemcisi ise

$$Q_m^{(2)} = [d^+ \times \tilde{d}]_m^{(2)} \quad (12)$$

olarak verilir. $Q^{(2)}$ işlemcisi SU(3)'ün üreticisidir. Bundan dolayı SU(3)'ün farklı temsilleri birbirine bağlanamaz. Taban durum bandında $\lambda=2N, \mu=0, K=0$ ve L kuantum sayılarıyla tanımlanan $B(E2)$ değerleri

$$\begin{aligned} B(E2; (\lambda = 2N, \mu = 0), K = 0, L = L + 2 \rightarrow (\lambda = 2N, \mu = 0), K = 0, L) \\ = \alpha_2^2 \frac{3}{4} \left[\frac{(L+2)(L+1)}{(2L+3)(2L+5)} \right] (2N-L)(2N+L+3) \end{aligned} \quad (13)$$

ile verilir. İlk 2^+ durumu için bu ifade

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \alpha_2^2 \frac{1}{5} N(2N+3) \quad (14)$$

neticesini verir. (13) eşitliği $L \rightarrow 2N$ olduğunda sıfıra gider. $N \gg 1$ limitinde (13) eşitliğindeki büyük parantez içindeki çarpan spin bağımlılığını verir. Büyük N limitinde (13) eşitliği kullanılarak

$$\frac{B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)}{B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)} = \frac{10}{7} \quad (15)$$

bulunur. Taban durum bandı için kuadrupol moment

$$Q_L = -\alpha_2 \sqrt{\frac{16\pi}{40}} \frac{L}{2L+3} (4N+3) \quad (16)$$

şeklinde verilir. Böylece en düşük mertebede 2_1^+ durumundaki kuadrupol moment

$$Q_{2_1^+} = -\alpha_2 \sqrt{\frac{16\pi}{20}} \frac{2}{7} (4N+3) \quad (17)$$

olur.

Tartışma ve Sonuç

Bu bölümde etkileşen bozon yaklaşıklığının bir uygulaması olarak, çift – çift $^{156-162}\text{Dy}$ (Disprosyum) izotopları için basit bir Hamiltonyen kullanılarak yapılan hesaplamalar gösterilmiştir. Hesaplamalarda çift-çift çekirdeklerin özelliklerini hesaplayan PHINT paket programından yararlanıldı (Scholten, 1981). Farklı izotoplar için katsayılar tayin edilerek, enerji spektrumu ve düzeyler arasındaki B(E2) geçişleri her bir izotop için hesaplanmıştır. Bu çekirdeklerin spektrumları dönme spektrumu (SU(3) simetrisi) bölgesindedir. Bundan dolayı Dy izotopları IBA-1'in SU(3) limitinde hesaplanmıştır.

Modelde çift-çift çekirdeklerin alçak düzey yapıları, kapalı kabuk dışındaki aktif nükleonların uyarılmasıyla belirlenir. Bundan dolayı ilk önce bu çekirdekler için proton bozonlarının sayısı N_π ve nötron bozonlarının sayısı N_ν en yakın kapalı kabuğa göre hesaplanmıştır.

Dy izotoplarında proton sayısı 66 olup, nötron sayısı da 90 (^{156}Dy) ile 96 (^{162}Dy) aralığında yer alır. Aktif proton sayısı $Z=50$ kapalı kabuğuna göre hesaplandığında $N_\pi = 8$ olur. Aktif nötron sayısı da $N=82$ kapalı kabuğuna göre hesaplandığında N_ν ise 4 ile 7 arasında olur. Toplam bozon sayısı 12 ile 15 arasındadır.

Multipol açılım işlemcileri cinsinden SU(3) Hamiltonyen' i

$$H = a_1 L^2 + a_2 Q^2 \quad (18)$$

olarak ifade edilir. Bu Hamiltonyen denklem (1)'deki Hamiltonyen'den türetilmiştir. Denklem (1)'deki Hamiltonyen'de ϵ'' , a_0 , a_3 ve a_4 katsayılı terimler (18)'deki SU(3) Hamiltonyen'inde ihmal edilebilir. Burada Q^2 ve L^2 terimleri sırasıyla bozon kuadrupol- kuadrupol ve açılal momentum etkileşmelerini temsil eder. Bu Hamiltonyen'in özdeğeri

$$E = (a_1 - 3a_2/8)L(L+1) + (a_2/2)C(\lambda, \mu) \quad (19)$$

olur. Burada $C(\lambda, \mu) = \lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu)$ olarak tanımlanmıştır. Çalıştığımız çekirdekler için enerji değerlerini denklem (19) ifadesinden hesaplıyoruz. Denklem (18) Hamiltonyen'indeki parametreler bazı deneysel enerji seviyelerine fit edilerek tayin edilir. Elde edilen parametre değerleri Tablo 1'de verilmiştir. Bu tabloda α_2 olarak verilen parametre etkin bozon yüküdür. Bu parametre B(E2) geçiş olasılık değerleri hesaplanırken kullanılır.

Tablo 1. Dy izotopları için parametre değerleri.

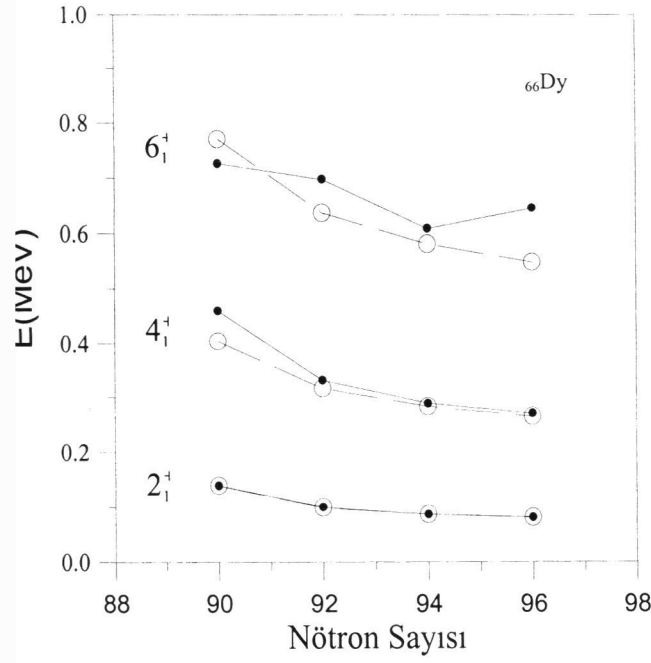
Çekirdek	$a_1(\text{MeV})$	$a_2(\text{MeV})$	$\alpha_2(\text{eb})$
^{156}Dy	0.0189	-0.0109	0.108
^{158}Dy	0.01235	-0.01135	0.112
^{160}Dy	0.0104	-0.0108885	0.117
^{162}Dy	0.01005	-0.0093	0.109

Dy izotopları için taban durum bandı, β -bandı ve γ -bandı enerji düzeyleri IBA-1'e göre hesaplanmıştır. Şekil 1'deki taban durum ve şekil 3'teki γ -bandı enerji düzeyleri için deneysel ve hesaplanan sonuçların çok uyumlu olduğu görülmektedir. Ancak şekil 2'deki β -bandı enerji düzeylerine bakıldığında deneysel ve hesaplanan değerlerde büyük farklılıklar vardır. Burada dikkat edilirse sadece ^{156}Dy çekirdeğinin deneysel ve hesaplanan sonuçları biraz uyumludur.

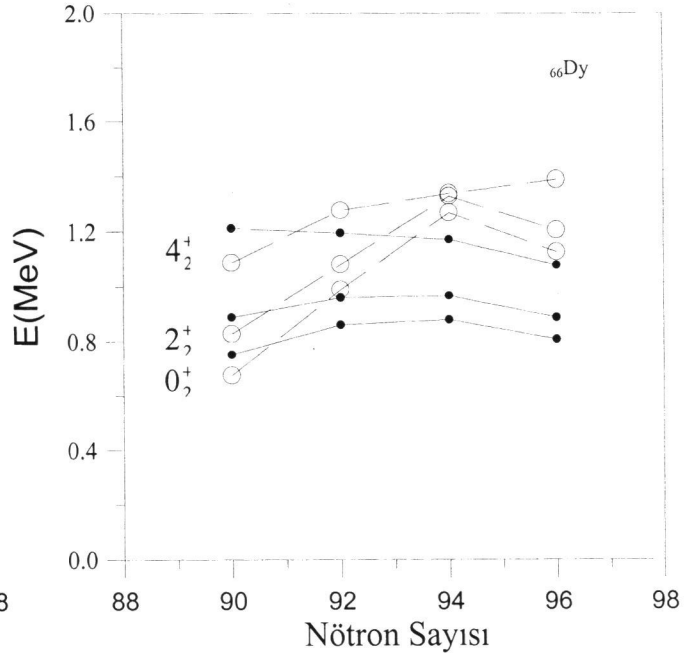
IBA-1'deki E2 işlemcisi, s ve d bozonlarının yaratma (s^+, d^+) ve yoketme (\tilde{s}, \tilde{d}) işlemcileri cinsinden

$$T(E2) = \alpha_2 [d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d}]^{(2)} + \beta_2 [d^+ \times \tilde{d}]^{(2)} \quad (20)$$

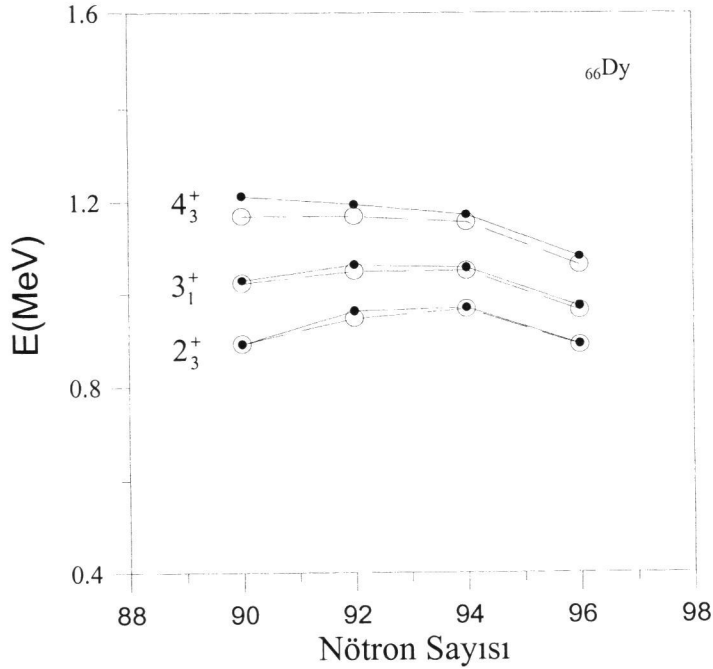
şeklinde daha önceki bölümlerde tanımlanmıştır. Bu işlemciyi kullanarak Dy izotopları için B(E2) geçiş olasılık değerleri ve oranları hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar için, teorik bölümünde ifade edilen (13) ve (14) formülleri kullanılmıştır. Tablo 2 'de Dy izotopları için hesaplanan B(E2) geçiş olasılık değerleri, deneysel sonuçlar ve diğer teorik çalışmaların sonuçları verilmiştir. Dy izotopları için de hesaplanan B(E2) geçiş olasılıklarının deneysel sonuçlarla iyi uyum sağladığı görülmektedir.



Şekil 1. Dy izotopları için taban durum enerji seviyeleri deneysel ve hesaplanan değerlerinin karşılaştırılması. Hesaplanan değerler düz çizgiyle, deneysel değerler kesikli çizgiyle gösterilmiştir (Sakai, 1972, Chuu ve Hsieh, 1988).



Şekil 2. Dy izotopları için beta bandı enerji seviyeleri deneysel ve hesaplanan değerleri karşılaştırılması. Hesaplanan değerler düz çizgiyle, deneysel değerler kesikli çizgiyle gösterilmiştir (Sakai, 1972, Chuu ve Hsieh, 1988).



Şekil 3. Dy izotopları için gamma bandı enerji seviyeleri deneysel ve hesaplanan değerlerinin karşılaştırılması. Hesaplanan değerler düz çizgiyle, deneysel değerler kesikli çizgiyle gösterilmiştir (Sakai, 1972, Chuu ve Hsieh, 1988).

Tablo 2. Dy izotopları için IBA-1 ile hesaplanan $B(E2)$ (e^2b^2) geçiş olasılığı değerlerinin deneysel (Venkova and Andrejtscheff, 1981, Draayer ve Weeks, 1984, Duval ve Barrett, 1981) sonuçlarla karşılaştırılması.

Çekirdek	$I_1^+ \rightarrow I_2^+$	Deneysel $B(E2)$	IBA-1 $B(E2)$	IBA-1* $B(E2)$
^{156}Dy	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.76	0.755	0.76
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	----	1.063	1.07
	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1.42	1.137	1.14
^{158}Dy	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	0.93 ± 0.04	0.945	0.94
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1.27 ± 0.14	1.333	1.325
	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	----	1.51	----
^{160}Dy	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1.0061	1.18	1.1438
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1.4808	1.6778	1.6361
	$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	1.8575	1.83529	1.8575
^{162}Dy	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1.0438	1.176	1.114
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1.5108	1.66	1.5961
	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	1.5737	1.79835	1.7553
	$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	1.8255	1.8316	1.8221

(*diğer teorik çalışmaları göstermektedir (Küçükömeroğlu 1992, Li ve Kuyucak, 1996).)

Dy izotopları için hesaplanan $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ geçiş oranlarının deneysel değerlerle karşılaştırması Tablo 3'te verilmiştir. İncelenen çekirdekler için geçiş oranlarının deneysel sonuçlarla uygunluk gösterdiği belirlenmiştir. Denklem (15) ifadesinde $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ oranı $10/7 \approx 1.42$ olarak bulunur. Buradaki çekirdekler içinde bu oran hesaplandığında 1.41 civarında olduğu ve deneysel değerlerle uyduğu görülmektedir.

Tablo 3. Dy izotopları için IBA-1 ile hesaplanan $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ oranının deneysel değerlerle (Draayer ve Weeks, 1984, Duval ve Barrett, 1981) karşılaştırılması.

Çekirdek	$B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$		
	Deneysel	IBA-1	IBA-1*
^{156}Dy	----	1.40	1.40
^{158}Dy	1.37 ± 0.18	1.41	1.409
^{160}Dy	1.40 ± 0.23	1.412	1.411
^{162}Dy	1.42 ± 0.1	1.414	1.413

(* diğer teorik çalışmaları gösterir (Küçükömeroğlu, 1992, Chuu ve Hsieh, 1990, Li ve Kuyucak, 1996).)

Etkileşen bozon modelinde çift-çift çekirdeklerin alçak düzey yapıları, kapalı kabuk dışındaki aktif nükleonların uyarılmasıyla belirlendiği için çekirdek özelliklerinin bulunmasında büyük kolaylık sağlar. Son yıllarda etkileşen bozon yaklaşıklığının sınırları genişletilmiştir. Bu çalışmada nötron ve proton bozonları ayrı düşünülmüştür. Birlikte düşünülerek hesaplamalar yapılmıştır. Bu yaklaşıklığı biraz daha geliştirerek nötron ve

proton bozonlarının ayrı düşünüldüğü IBA-2 modeli oluşturulmuştur. IBA-2 modelinde, ¹⁵⁶⁻¹⁶²Dy izotoplarının enerji hesapları yapılırsa şekil-2'deki β -bandı enerji düzeyleri deneysel değerlerle daha uyumlu olabilir. Etkileşen bozon modelinin bir başka genişletilmesi de s ve d bozonlarına açılma momentumu 4 olan g bozonlarının eklenmesidir. IBA-1'in genişletilmesi olan bu modele sdg-IBA adı verilir.

IBA aslında çift-çift çekirdekler için oluşturulmuş ise de son zamanlarda etkileşen bozon fermion modeli (IBFM) adı altında tek-çift, çift-tek ve hatta tek-tek çekirdeklere uygulanmaya başlanmıştır. Böylece model orta ve ağır çift-çift çekirdeklere kalmayıp her türdeki çekirdek yapılarının ne olduğu hakkında bilgi vermektir. Ayrıca bu modelin sonuçları çekirdek fiziğindeki deneysel çalışmalarla oldukça iyi bir uyum sağlamaktadır.

Teşekkür

Bu çalışmada bana desteğini esirgemeyen değerli hocam Prof. Dr. Hüseyin DİRİM'e ve doktora çalışmamı destekleyen TÜBİTAK'a teşekkürlerimi sunarım.

Kaynaklar

- 1 CHUU DS, HSIEH ST. Structure of even-even Dy nuclei in the interacting boson model with two-quasi particle states, Physical Review, 38, 2, 1988.
- 2 CHUU DS, HSIEH ST. IBA-1 studies of strongly deformed nuclei near A=150, J.Phys.G: Nucl. Part. Phys., 16, 583-592, 1990.
- 3 CHUU DS, HAN CS, HSIEH ST, KING YEN M.M. Structures of N=88 and N=90 isotones in the interacting boson approximation, Physical Review C, 30, 4, 1300-1309, 1984.
- 4 DRAAYER JP, WEEKS KJ. Toward a Shell Model Description of the Low-Energy Structure of Deformed Nuclei I. Even-Even Systems, Annals of Physics, 156, 41-67, 1984.
- 5 DUVAL PD, BARRETT BR. Interacting boson approximation model of the tungsten isotopes, Physical Review C, 23, 1, 492-503, 1981.
- 6 IACHELLO F. An Introduction to The Interacting Boson Model, Nuclear Structure, edited by K Abrahams, K Allaart, A. E. L. Dieperink, 1981.
- 7 KÜÇÜKÖMEROĞLU B. Etkileşen Bozon Yaklaşığının U ve Dy izotoplarına Uygulamaları, Doktora Tezi, K.T.Ü., 1992.
- 8 LI SC, Kuyucak S. Description of deformed nuclei in the sdg boson model, Nuclear Physics, A604, 305-340, 1996.
- 9 SAKAI M. Quasi-Ground, Quasi-Beta and Quasi-Gamma Bands, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 10, 511-538, 1972.
- 10 SCHOLTEN O. The Interacting Boson Approximation Model and Applications, Ph. D. Thesis, Michigan State University Cyclotron Laboratory, Groningen, 1980.
- 11 SCHOLTEN O. The Interacting Boson Approximation, Recent Advances in Experimental Nuclear Physics, Poiana Brasov, Rumania, 1981.
- 12 VENKOVA T, ANDREJTSCHIEFF W. B(E2)'s Yrast Bands, Atomic Data and Nuclear Data Tables, 26, 2, 103-127, 1981.
- 13 WARNER DD. Experiment and The Interacting Boson Model, Nuclear Physics, A522, 119c-138c, 1991.
- 14 WARNER DD, Casten RF. The Interacting Boson Approximation, Reviews of Modern Physics, 60, 2, 389-465, 1988.