

حساب الانتقالات المغناطيسية الثنائية القطب لنظائر Ba(A=130-136) الزوجية- الزوجية بدلالة مركبتي النظير العددي والاتجاهي باستخدام (IBM-1)

ايمان طارق العلوي
اسراء عبد الله الخفاجي
قسم الفيزياء - كلية العلوم - الجامعة المستنصرية

الخلاصة :

لقد تم حساب احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب بدلالة مركبتي كل من النظير العددي والنظير الاتجاهي لحدود الجسيم الواحد والجسيمين لنظائر Ba(A=130-136) الزوجية-زوجية باستخدام نموذج البوزونات المتفاعلة الاول (IBM-1). بينت حساباتنا الحالية نظرية قيم عناصر المصفوفة المختزلة لمؤثر الانتقال المغناطيسي ثنائي القطب $\langle I_f || \hat{T}^{(M1)} || I_i \rangle$ واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب B(M1) للجسيم الواحد والجسيمين. ان اعلى قيمة لـ B(M1) كانت لنظائر الباريوم 130 و 132 و 134 عند الانتقالات $2_3^+ \rightarrow 2_2^+$ و $3_1^+ \rightarrow 2_2^+$ و 3_2^+ اما بالنسبة لنظير الباريوم 136 فقد كانت عند مستويات الطاقة $2_1^+, 3_1^+, 4_1^+, 5_1^+$ للنظير العددي فقط وذلك بعد فصل البوزونات عن بعضها، ولم تظهر لدينا B(M1) وذلك لعدم وجود انتقالات مغناطيسية ثنائية القطب بين هذه المستويات.

Abstract :

In the present work the calculations of magnetic dipole transitions in terms of isoscalar and isovector for one body and two bodies for even-even Ba(A=130-136) isotopes were determined using IBM-1. Our results confirmed the maximum values of $\langle I_f || \hat{T}^{(M1)} || I_i \rangle$ and B(M1) for one body and two bodies in Ba=130,132 and 134 were at $2_3^+ \rightarrow 2_2^+, 3_2^+ \rightarrow 3_1^+$, while for Ba-136 was found at $2_1^+, 3_1^+, 4_1^+, 5_1^+$ for isoscalar only. There is no B(M1) appeared due to forbidden magnetic dipole transitions between them.

1. المقدمة Introduction

من الوسائل المهمة لدراسة التركيب النووي هو اشتراك مجال التفاعل النووي مع المجال الكهرومغناطيسي الخارجي إذ ان معظم ما نعرفه عن التركيب النووي لا يأتي من دراسة التفاعلات النووية القوية مع محيطها فقط بل من التفاعلات الكهرومغناطيسية الضعيفة وهذا يؤول الى ان التفاعلات النووية تنشأ من توزيع وحركة النيوكليونات داخل النوى إذ يكون المجال الكهرومغناطيسي اقل تأثيراً على حركة النيوكليونات من القوى المحيطة بالنواة [1,2]. ينتج العزم المغناطيسي من جراء توزيع الشحنات والتيارات الكهربائية وتحدد بواسطة العدد الكمي المداري (L) فعندما يكون (L=0, Monopole) أي أن الحركة المدارية تساوي صفراً فهذا يعني وجود مجال كهربائي أحادي القطبية. وعندما يكون (L=1, Dipole) أي ان هنالك حركة مدارية للشحنات الكهربائية في مدارات مغلقة ينتج عنها مجال مغناطيسي ثنائي القطبية. وهذا يدل على أن النيوكليونات ذات تراكيب معقدة تتضمن توزيعاً ليس بالقليل للشحنات الكهربائية [3,4]. درس Dieperink وجماعته عام (1984) [5] خصائص ثنائيات الأقطاب المغناطيسية للنواة زوجية - زوجية وتحديد قيمة (g-factor) وانتقالات M1 الممنوعة (M1 Forbidden). في عام (1987) قام Van ISacker وجماعته [6] بدراسة قواعد الانتقاء (Selection Rules) لمؤثر الانتقال المغناطيسي ثنائي القطب (Magnetic Dipole Operator) لانموذج البوزونات المتفاعلة لنظائر $^{144-145}\text{Sm}$ و $^{128-134}\text{Ba}$ الزوجية-زوجية. وقام Casten و Warner and عام (1988) [7] بحساب الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب M1 والكهربائية رباعية القطب E2 وعناصر المصفوفة المختزلة لمؤثر ثنائي القطب المغناطيسي $\langle I_f || \hat{T}^{(M1)} || I_i \rangle$ للنظائر الزوجية-زوجية باستخدام (IBM-1) ومقارنة مستويات الطاقة لنظائر $^{124-130}\text{Xe}$ و $^{128-134}\text{Ba}$ لنفس أعداد البوزونات وللتصرف الديناميكي O(6). ودرس Chen عام (1998) [8] التناظرات الديناميكية لانموذج البوزونات المتفاعلة لنظير ^{134}Ba ودرس التأثير الجماعي في شكل الازدواج (s-d) وقد وجد ان المستوى البعيد يكون غير محسوس بينما بقية المستويات وخاصة 0_2^+ و 2_2^+ تكون محسوسة بالنسبة لـ (d-Pair) كما تم حساب قيم احتمالية الانتقالات الكهربائية رباعية القطب B(E2) واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب B(M1).

أن حساب تأثير عزوم ثنائية القطب المغناطيسي في نظائر الباريوم $^{130-136}\text{Ba}$ وإيجاد التناظرات الديناميكية لكل نظير منها وحساب قيم مؤثر ثنائي القطب المغناطيسي $\hat{T}^{(M1)}$ واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب $B(M1)$ بدلالة مركبة النظير العددي (Isoscalar Component) ومركبة النظير الاتجاهي (Isovector Component) لحدود الجسيم الواحد والجسيمين وذلك باستخدام طريقة فصل البوزونات (بوزونات البروتونات وبوزونات النيوترونات كل على حدة) بوصفها طريقة ثانية لاثبات صحة النتائج التي تم الحصول عليها حيث تم في العمل الحالي تطوير برنامج IBM-1 لأجراء هذه الحسابات.

2. الاسس النظرية Theoretical basics

1-2 انموذج البوزونات المتفاعلة الأول Interacting Boson Model IBM-1

أن انموذج البوزونات المتفاعلة الأول (IBM-1) يصف المستويات التجميعية الواطئة (Low Lying Collective States) في النوى الزوجية-زوجية والتي يمكن أن توصف بدلالة بوزونات s أحادية القطب ذات $J^\pi = 0^+$ وبوزونات d رباعية القطب ذات $J^\pi = 2^+$ وكالاتي [9]:

$$1) \dots \left(\begin{array}{cc} \hat{s}^+ & \hat{d}_\mu^+ \\ \hat{s} & \hat{d}_\mu \end{array} \right) \quad \begin{array}{l} \mu = 0, \pm 1, \pm 2 \\ \mu = 0, \pm 1, \pm 2 \end{array}$$

المعادلة (1) تصف علاقات بوز التبادلية (Bose Commutation Relations):

$$\begin{aligned} [\hat{s}, \hat{s}^+] &= 1; [\hat{s}, \hat{s}] = [\hat{s}^+, \hat{s}^+] = 0 \\ [\hat{d}_\mu, \hat{d}_\mu^+] &= \delta_{\mu\mu}; [\hat{d}_\mu, \hat{d}_\mu] = [\hat{d}_\mu^+, \hat{d}_\mu^+] = 0 \end{aligned}$$

$$\dots (2) [\hat{s}, \hat{d}_\mu^+] = [\hat{s}, \hat{d}_\mu]; [\hat{s}^+, \hat{d}_\mu^+] = [\hat{s}^+, \hat{d}_\mu] = 0$$

وتعطى \hat{d}_μ, \hat{s} بالعلاقات الآتية [6]:

$$\hat{s} = \hat{s}$$

$$\dots (3) \hat{d}_\mu = (-1)^\mu \hat{d}_\mu^+$$

2-2 مؤثر عزم ثنائي القطب المغناطيسي بدلالة مركبة النظير الاتجاهي والنظير العددي

Magnetic Dipole Moment Operator in Terms of Isovector and Isoscalar Components

يعطى مؤثر ثنائي القطب المغناطيسي حسب المعادلة التالية [11, 10]:

$$\dots (4) \hat{T}^{(M1)} = g_{\pi.L} (d_\pi^+ \tilde{d}_\pi)^{(L)} + g_{v.L} (d_v^+ \tilde{d}_v)^{(L)}$$

حيث g_π العامل g لبوزون البروتون و g_v العامل g لبوزون النيوترون.

ويمكن فصل المعادلة (4) إلى جزئين إذ يمثل الجزء الأول مؤثر ثنائي القطب بدلالة مركبة النظير العددي [10].

$$\dots (5) \hat{T}_I^{(M1)} = g_S [(d_\pi^+ \tilde{d}_\pi)^{(L)} + (d_v^+ \tilde{d}_v)^{(L)}]$$

إذ أن

$$\dots (6) g_S = \frac{1}{N} (N_\pi g_{\pi.L} + N_v g_{v.L})$$

إذ يمثل N_π عدد بوزونات البروتونات.

N_v عدد بوزونات النيوترونات.

نلاحظ من المعادلة أعلاه (4) أن مؤثر عزم ثنائي القطب يتناسب مع الزخم الزاوي الكلي L . أما الجزء الثاني فهو مؤثر ثنائي القطب بدلالة مركبة النظير الاتجاهي وتعطى بالصيغة الآتية:

$$\dots(7) \hat{T}_{II}^{(M1)} = g_A \frac{1}{N} \left[N_v (d_{\pi}^+ \tilde{d}_{\pi})^{(L)} - N_{\pi} (d_v^+ \tilde{d}_v)^{(L)} \right]$$

ويعرف g_A بالصيغة الآتية:

$$g_A = g_{\pi.L} - g_{v.L} \dots(8)$$

ولا توجد انتقالات نقية من نوع Isovector أو Isoscalar ولكنها متكونة من مجموع المؤثرين. ويمكن حساب g_{π} و g_v وذلك باتباع شكل التصرف لبوزون -فيرميون (Boson- Fermion Mapping). ويمكن تحويل حالة البوزون (ψ_B) إلى حالة الفيرميون وذلك باستبدال مؤثر s^+ و d^+ مع العلاقة المتبادلة لزوج الفيرميونات.

3-2 العزوم المغناطيسية بدلالة مركبة النظير الاتجاهي ومركبة النظير العددي

Magnetic Moments in Terms of Isovector and Isoscalar Components

تكتب مؤثرات العزم المغناطيسي بدلالة مركبة النظير العددي ومركبة النظير الاتجاهي كآلاتي [12]:

$$\mu = \mu_o - \tau \mu_1 \dots(9)$$

إذ τ عدد كمي يمثل البرم النظيري (Isospin) [13] ، وتمثل معادلة العزوم المغناطيسية بدلالة النظير العددي بالصيغة الآتية:

$$\mu_o = \frac{1}{2}(\mu_{\pi} + \mu_v) = 0.4398 \mu_n \dots(10)$$

أما معادلة العزوم المغناطيسية بدلالة النظير الاتجاهي فتمثل بالصيغة الآتية [12,14]:

$$\mu_1 = \frac{1}{2}(\mu_{\pi} - \mu_v) = 2.3529 \mu_n \dots(11)$$

وتحدد انتقالات M1 بقواعد الانتقاء الآتية [2].

$$\Delta J = \pm 1, 0 \quad 0 \rightarrow 0 \text{ forbidden no change in parity.}$$

$$\Delta T = \pm 1, 0 \quad 0 \rightarrow 0 \text{ forbidden.}$$

3. النتائج والمناقشة Results and Discussion

لغرض دراسة العزم المغناطيسي ثنائي القطب ومعرفة الخصائص التي تتميز بها النظائر الزوجية-زوجية لنواة الباريوم $^{130-136}_{56}Ba$ فقد تم حساب احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب بدلالة النظير العددي (Isoscalar) و النظير الاتجاهي (Isovector) وحساب المعلومات الخاصة لحدود الجسيم الواحد والجسيمين لمؤثر النظير العددي والاتجاهي. يبين الجدول (1) المعلومات التي حصلنا عليها لكل من حد الجسيم الواحد وحدود الجسيم الواحد والجسيمين لبوزونات البروتونات وبوزونات النيوترونات للحصول على عناصر المصفوفة $\langle I_f || \hat{T}^{(M1)} || I_i \rangle$ وقيم B(M1) باستخدام المتجهات الذاتية (Eigen Vectors) وتم أيضا حساب القيم اعلاه باستخدام المتجهات العددية والاتجاهية وذلك بعد فصل (Eigen Vectors) إلى جزئين الاول المتجهات الذاتية لبوزونات البروتونات والثاني المتجهات الذاتية لبوزونات النيوترونات ولجميع نظائر الباريوم قيد البحث. إذ تمثل المعلومات β'_{π} المعلومات الخاصة بالمؤثر $(\hat{L}_{\pi} = \hat{d}_{\pi}^+ \hat{d}_{\pi})$ و β'_v المعلومات الخاصة بالمؤثر $(\hat{L}_v = \hat{d}_v^+ \hat{d}_v)$ لحدود الجسيم الواحد لمؤثر النظير العددي والاتجاهي.

جدول (1): المعلومات الخاصة بمعادلة مؤثر الانتقالات المغناطيسية لحدود الجسيم الواحد والجسيمين لعدد بوزونات البروتونات وعدد بوزونات النيوترونات.

Parameters \square_n	Isotopes				1- Body
	$^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$	$^{132}_{56}\text{Ba}_{76}$	$^{134}_{56}\text{Ba}_{78}$	$^{136}_{56}\text{Ba}_{80}$	
β'_π	1.4999	0.1348	0.0520	0.1384	(1&2) Body
β'_ν	0.4378	0.1348	0.4485	0.9400	
β'_π	0.8384	0.1368	0.2676	0.0746	
β'_ν	0.0095	0.0500	0.0195	0.3300	
α'_π	0.1300	0.0034	0.0008	0.2234	
α'_ν	0.0013	0.0100	0.0130	0.1100	
γ'_π	0.2843	0.0709	0.00003	80.001	
γ'_ν	0.1095	0.0120	0.00001	0.0012	
δ'_π	0.0010	0.0002	0.0010	0.0332	
δ'_ν	0.0018	0.0001	0.0018	0.0016	
η'_π	0.0084	0.0654	0.0044	0.0055	
η'_ν	0.0046	0.0730	0.0052	0.0097	

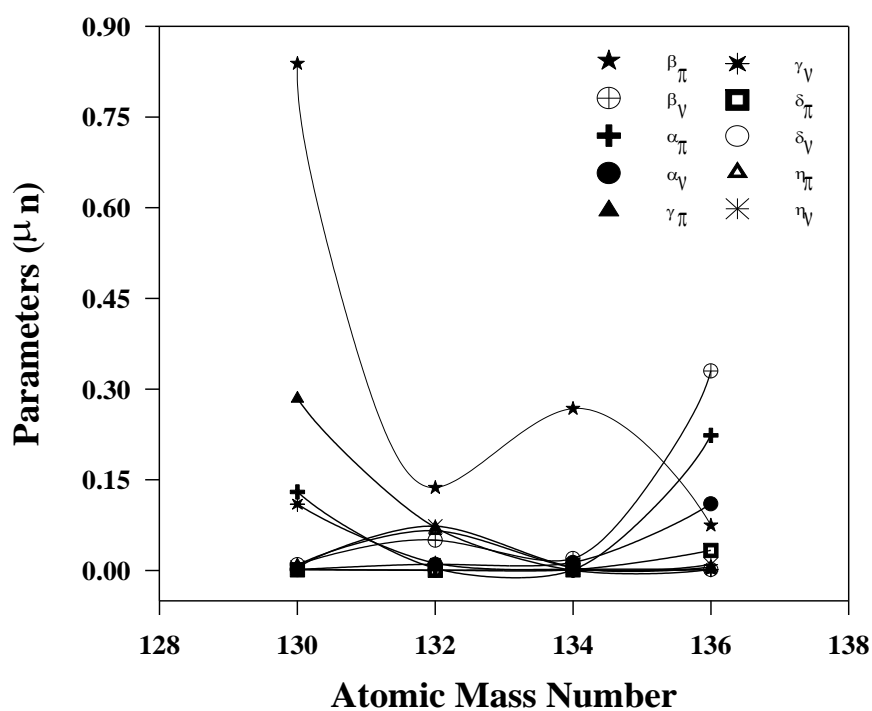
في الشكل (1) نلاحظ أيضا انه يعتمد على β'_π و β'_ν إذ تكون β'_π كبيرة مقارنة مع β'_ν وهذا يدل على ان تأثير البروتون يكون أكثر من تأثير النيوترون أما بقية المعلومات فتكون ذات تأثير قليل جدا في حساب مؤثر الانتقال المغناطيسي للجسيم الواحد والجسيمين . الجدول (2) يبين القيم النظرية المحسوبة لعناصر المصفوفة المختزلة لمؤثر الانتقال المغناطيسي ثنائي القطب $\langle I_f \parallel \hat{T}^{(M1)} \parallel I_i \rangle$ واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب B(M1) للجسيم الواحد والجسيمين، بدلالة مؤثر مركبة النظير العددي فقط وذلك لعدم وجود معادلة في الأدبيات العلمية تشير الى استخدام (Isovector) ضمن حدود الجسيم الواحد والجسيمين. وكانت أعلى احتمالية للانتقال المغناطيسي ثنائي القطب للنظائر $^{130-134}\text{Ba}$ عند الانتقالات $2_1^+ \rightarrow 2_2^+$ و $3_1^+ \rightarrow 3_2^+$ اما بالنسبة لنظير ^{136}Ba فقد ظهرت للمستويات $2_1^+, 3_1^+, 4_1^+, 5_1^+$ وللنظير العددي فقط بعد فصل عدد البوزونات ولذلك لم تظهر قيم لـ B(M1) لعدم وجود أي انتقال بين هذه المستويات .

جدول (2): احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب وعناصر المصفوفة المختزلة لحدود الجسيم الواحد والجسيمين بدلالة النظير العددي.

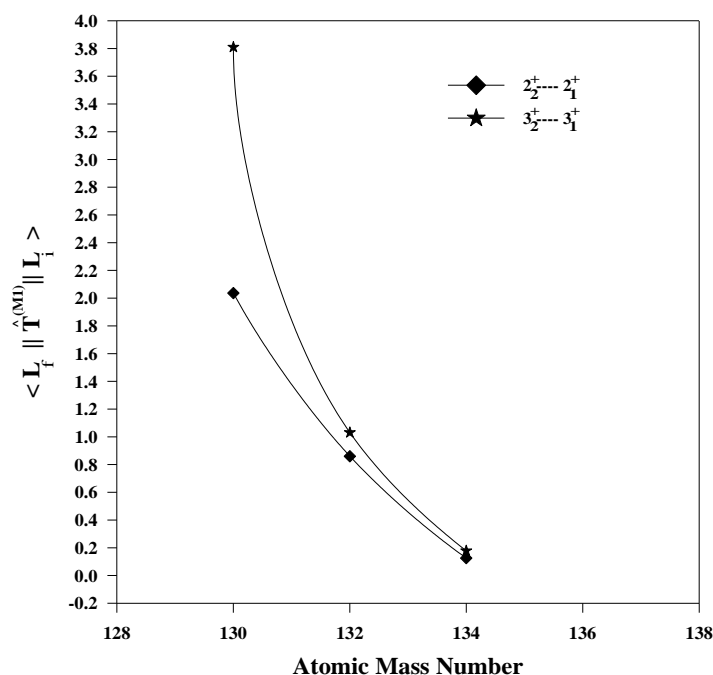
$I_i - I_f$	$^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$		$^{132}_{56}\text{Ba}_{76}$		$^{134}_{56}\text{Ba}_{78}$	
	$\langle L_f \parallel \hat{T}^{(M1)} \parallel L_i \rangle$ ($\square n$)	$B(M1)$ ($\square n$) ²	$\langle L_f \parallel \hat{T}^{(M1)} \parallel L_i \rangle$ ($\square n$)	$B(M1)$ ($\square n$) ²	$\langle L_f \parallel \hat{T}^{(M1)} \parallel L_i \rangle$ ($\square n$)	$B(M1)$ ($\square n$) ²
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.2036×10^1	0.8293	0.8593	0.1477	0.1254	0.3147×10^{-2}
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	-0.2499×10^{-1}	0.8924×10^{-4}	-0.1887×10^{-1}	0.5091×10^{-4}	0.4753×10^{-1}	0.3227×10^{-3}
$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.1499×10^{-4}	0.2282	0.7444×10^{-2}	0.1694×10^{-1}	0.4103×10^{-4}
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.1499×10^{-4}	0.2282	0.7444×10^{-2}	0.1694×10^{-1}	0.4103×10^{-4}
$4_2^+ \rightarrow 3_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.1166×10^{-4}	0.6743	0.5052×10^{-1}	0.4753×10^{-1}	0.2510×10^{-3}
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.6076×10^1	0.4103×10^1	0.1254×10^1	0.1748	0.2384	0.6318×10^{-2}
$5_1^+ \rightarrow 6_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.95454×10^{-5}	0.2282	0.4737×10^{-2}	0.1694×10^{-1}	0.2611×10^{-4}
$5_1^+ \rightarrow 4_2^+$	-0.2499×10^{-1}	0.5679×10^{-4}	-0.1887×10^{-1}	0.3240×10^{-4}	-0.1408×10^{-2}	0.1804×10^{-6}
$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.95454×10^{-5}	0.2282	0.4737×10^{-2}	0.1694×10^{-1}	0.2611×10^{-4}
$3_2^+ \rightarrow 4_2^+$	-0.6251×10^{-1}	0.5583×10^{-3}	-0.5576×10^{-1}	0.4443×10^{-3}	-0.3951×10^{-2}	0.2230×10^{-5}
$3_2^+ \rightarrow 3_1^+$	0.3810×10^1	0.2073×10^1	$0.1030 \times 10^{+1}$	0.1516	0.1779	0.4523×10^{-2}
$3_2^+ \rightarrow 2_2^+$	-0.2499×10^{-1}	0.8924×10^{-4}	-0.5576×10^{-1}	0.4443×10^{-3}	-0.395×10^{-2}	0.2230×10^{-5}
$3_2^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.2562×10^{-1}	0.9383×10^{-4}	0.6743	0.6495×10^{-1}	0.4753×10^{-1}	0.3227×10^{-3}
$3_2^+ \rightarrow 2_1^+$	-0.1024×10^{-1}	$.1499 \times 10^{-40}$	0.6743	0.6495×10^{-1}	0.4753×10^{-1}	0.3227×10^{-3}
$6_2^+ \rightarrow 5_1^+$	-0.2562×10^{-1}	0.5052×10^{-4}	0.6743	0.3497×10^{-1}	0.4753×10^{-1}	0.1738×10^{-3}
$5_2^+ \rightarrow 6_2^+$	-0.6251×10^{-1}	0.3552×10^{-3}	-0.5576×10^{-1}	0.2827×10^{-3}	-0.3951×10^{-2}	0.1419×10^{-5}
$5_2^+ \rightarrow 6_1^+$	-0.2562×10^{-1}	0.5971×10^{-4}	0.6743	0.4133×10^{-1}	0.4753×10^{-1}	0.2054×10^{-3}

$I_i - I_f$	$^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$		$^{132}_{56}\text{Ba}_{76}$		$^{134}_{56}\text{Ba}_{78}$	
	$\langle L_f \parallel \hat{T}^{(M1)} \parallel L_i \rangle$ ($\square n$)	$B(M1)$ ($\square n$) ²	$\langle L_f \parallel \hat{T}^{(M1)} \parallel L_i \rangle$ ($\square n$)	$B(M1)$ ($\square n$) ²	$\langle L_f \parallel \hat{T}^{(M1)} \parallel L_i \rangle$ ($\square n$)	$B(M1)$ ($\square n$) ²
$5_2^+ \rightarrow 4_2^+$	-0.6251×10^{-1}	0.3552×10^{-3}	-0.5576×10^{-1}	0.2827×10^{-3}	-0.3951×10^{-2}	0.1419×10^{-5}

$5_2^+ \rightarrow 4_1^+$	-0.2562×10^{-1}	0.5971×10^{-4}	0.6743	0.4133×10^{-1}	0.4753×10^{-1}	0.2054×10^{-3}
$8_1^+ \rightarrow 6_2^+$	-0.2499×10^{-1}	0.3674×10^{-4}	-0.1887×10^{-1}	0.2096×10^{-4}	-0.1408×10^{-2}	0.1167×10^{-6}
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.6176×10^{-5}	0.2282	0.3065×10^{-2}	0.1694×10^{-1}	0.1689×10^{-4}
$7_1^+ \rightarrow 8_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.6999×10^{-5}	0.2282	0.3474×10^{-2}	0.1694×10^{-1}	0.1914×10^{-1}
$7_1^+ \rightarrow 6_2^+$	-0.2499×10^{-1}	0.4164×10^{-4}	-0.1887×10^{-1}	0.2376×10^{-4}	-0.1408×10^{-2}	0.1323×10^{-6}
$7_1^+ \rightarrow 6_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.6999×10^{-5}	0.2282	0.3474×10^{-2}	0.1694×10^{-1}	0.1914×10^{-4}
$8_2^+ \rightarrow 7_1^+$	-0.2562×10^{-1}	0.3863×10^{-4}	0.6743	0.2674×10^{-1}	0.4753×10^{-1}	0.1329×10^{-3}
$8_2^+ \rightarrow 6_2^+$	-0.6251×10^{-1}	0.2298×10^{-3}	-0.5576×10^{-1}	0.1829×10^{-3}	-0.3951×10^{-2}	0.9186×10^{-6}
$8_2^+ \rightarrow 6_1^+$	-0.2562×10^{-1}	0.3863×10^{-4}	0.6743	0.2674×10^{-1}	0.4753×10^{-1}	0.1329×10^{-3}
$10_1^+ \rightarrow 8_2^+$	-0.2499×10^{-1}	0.2974×10^{-4}	-0.1887×10^{-1}	0.2481×10^{-2}	-0.1408×10^{-2}	0.9453×10^{-7}
$10_1^+ \rightarrow 8_1^+$	-0.1024×10^{-1}	0.4999×10^{-5}	0.2282	0.1697×10^{-4}	0.1694×10^{-1}	0.1367×10^{-4}



شكل (1): المعلومات الخاصة بمعادلة مؤثر الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب للجسيم الواحد والجسيمين بدلالة بوزونات البروتون وبوزونات النيوترون



شكل (2): عناصر المصفوفة المختزلة لمؤثر الانتقالات المغناطيسية للجسيم الواحد والجسيمين كدالة للاعداد الكتلية بدلالة بوزونات البروتون وبوزونات النيوترون.

المصادر References

1. Krane K.S.: "Introduction Nuclear Physics", Ed. Hall day, D.Pub. John Wiley and Sons, PP. 333-34, (1987).
2. Bohr A., and Mottelson B.: "Nuclear Structure" Ed. Benjamin with, Pub. Inc. New York, Vol.II, Single-particle motion, PP. 336-344, (1969). Gueorguiev V.G., Omand W.E., Johnson C.W., and Draayer J.P., "Mixed Mode Shell Model Theory for Nuclear Structure Studies" Phys. Rev. C, Vol.65, PP.024314-1 – 024314-7, (2002).
3. Seimant H., and Al-Bright J.: "Introduction to Atomic and Nuclear Physics" Holt Rinttert, and Winston, Inc., PP. 559-560, (1970).
4. Lilley J.S.: "Nuclear Physics Principles and Applications" John Wiley and Sons, Ltd, PP.54-63, (2001).
5. Dieperink A.E.L.: "The Neutron-Proton Degree of freedom in the Model", Nucl. Phys. A, Vol.421, PP. 189C-204C, (1984).
6. Van I Sacker P., Gelberg A., and Brentano P. V.: "M1 Selection Rules in the Neutron-Proton Interacting Boson Model" Phys. Rev. C, Vol.36, P. 441, (1987).
7. Casten R.F., and Warner D.D.: "The Interacting Bosons Approximation", Rev. Mod. Phys. C., Vol.66, PP. 389-469, (1988).
8. Chen J.Q.: "The Effect of the sd Pair Structure on Collectivity of Low Lying States", Nucl. Phys. A, Vol. 639, PP. 615-634, (1998).
9. Arima A. and Iachello F.: "The Interacting Boson Model", Ed. Iachello F., Pub. Syndicate of University of Cambridge, England (1987). Pfeifer W., "The Lie Algebras su(N), An Introduction" Birkhauser Verlag, Basel, PP.18-22, (2003).
10. Scholten O.: "Mixed-Summary States in the Neutron-Proton Interacting Boson Model", Nucl. Phys. A., Vol.438, PP. 41-77, (1985).
11. Loiudice N.: "Magnetic Dipole Excitations in Deformation Nuclei", Vol.28, PP. 1390-1454, (1997).
12. Zamick L.: "Remark on Magnetic Moments", Phys. Rev. C, Vol.15, PP. 824-826, (1977). Baldini-Neto E., Lima C.L., and Van Isacker P., "Binding Energies of Isoscalar and Isovector

Ground States of $N=Z$ Nuclei in the Interacting Boson Model" Brazilian Journal of Physics, Vol.33, PP.250-254, (2003).

13. Bohr A., and Mottelson B.: "Nuclear Structure "Ed. Benjamin with Pub. Inc. New York, Vol.II, Nuclear Deformations, P. 377, (1975).

14. Pakou A., Tanzn R., and Turened D.: "Magnetic Moments of Excited States in the Stable Chromium Isotopes", Phys. Rev. C, Vol.36, P. 2088, (1987).