عناصر المصفوفة المختزلة واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب للجسيم الواحد والجسيمين لنظائر Ba(A=130-136) الزوجية – زوجية باستعمال IBM-1

ايمان طارق العلوي و خالد سلمان ابراهيم
قسم الفيزياء ،كلية العلوم، الجامعة المستنصرية

الخلاصة

تم في هذا البحث دراسة التركيب النووي لنظائر الباريوم الزوجيـــة–الزوجيـــة ذي الاعداد الكتلية (A=130-136) باستخدام انموذج البوزونات المتفاعلة الاول (IBM-1). اذ حسبت عناصر المـــصفوفة المختزلـــة $\langle I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i \rangle$ لعـــزم ثنـــائي القطـــب المغناطيسي واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب B(M1) لحدود الجسيم الواحد والجسيمين. ولقد اظهرت النتائج توافقاً جيداً مع القياسات العملية المتوافرة لمعظمها.

المقدمة

نالت دراسة الحالات المتهيجة للنوى الزوجية–زوجية اهتمام الكثير من الباحثين ،اذ جرت دراسات عملية ونظرية غرضها الحصول على وصف كامل لكل حالة من حالات التهيج وذلك من خلال حساب الطاقة واحتمالية الانتقالات الكهربائية والمغناطيسية والزخم الزاوي والتماثل وحساب قيم عزم ثنائي القطب المغناطيـــسي وعـــزم ربـــاعي القطـــب الكهربائي .

إن العزم المغناطيسي ثنائي القطب (Magnetic Dipole Moment) هو أحد الخواص التي تمتلكها معظم النوى والناتج عن حركة البروتونات ذي الشحنة الموجبة في مدارات مغلقة داخل النواة، في حين تسهم النيوترونات بالعزوم المغناطيسية نتيجة لامتلاكها زخما زاويا ذاتيا (1،2،3) .

ينتج العزم المغناطيسي من جراء توزيع الشحنات والتيارات الكهربائية ويحدد بوساطة العدد الكمي المداري (L)، فعندما يكون (L=0, Monople) أي أن الحركة المدارية تساوي صفرا فهذا يعني وجود مجال كهربائي أحادي القطبية. وعندما يكون , L=1) (Dipole أي ان هنالك حركة مدارية للشحنات الكهربائية في مدارات مغلقة مما ينتج عنها مجالا مغناطيسيا ثنائي القطبية (1). نجح انموذج القشرة بشكل جيد في تحديد برم الحالة الأرضية للنوى وتماثلها وبنجاح اقل في حساب العزوم المغناطيسية ثنائية القطب والكهربائية رباعية القطب وفي تحديد المستويات المتهيجة والأعداد السحرية وذلك لدخول جسيم منفرد او فجوة منفردة في حساب هذا الانموذج (3).

الأسس النظرية

يمكن وصف المستويات التجميعية الواطئة (Low Lying Collective States) في النوى الزوجية-زوجية بدلالة بوزونات s ذات $J^{\pi}=0^{+}$ وبوزونات d ذات $J^{\pi}=2^{+}$ وكالاتي(4):

$$\begin{aligned} &\hat{s}^{+} \quad , \quad \hat{d}^{+}_{\mu} \qquad \mu=0,\pm1,\pm2 \\ &\hat{s} \quad , \quad \hat{d}_{\mu} \qquad \mu=0,\pm1,\pm2 \end{aligned} \qquad \ldots\ldots[1]$$

إن الصيغة العامة لمعادلة مؤثرات الانتقالات الكهرومغناطيسية تكتب كمايأتي(5):

$$\hat{T}^{(L)}_{\mu}=\alpha_2[\hat{d}^{+}\times\tilde{\hat{s}}+\hat{s}^{+}\times\tilde{\hat{d}}]^{2}_{\mu}+\beta_L[\hat{d}^{+}\times\tilde{\hat{d}}]^{(L)}_{\mu}+\gamma_o[\hat{s}^{+}\times\tilde{\hat{s}}]^{o}_{o} \quad \ldots[2]$$

إذ ان α_2، β_L، γ_o هي اعلومات (Parameters) تشترك لتحقيق الانتقالات الكهرومغناطيسية بين الحالة الابتدائية والحالة النهائية، وان β_L (L=0, 1, 2, 3, 4)

ويمثل الحد الأول من المعادلة α_2 الانتقال الكهرومغناطيسي عندما L=2 ويمثل الحد الأخير γ_0 من المعادلة الانتقال الكهرومغناطيسي عندما L=0.

يكتب مؤثر ثنائي القطب المغناطيسي لحد الجسيم الواحد وحدود الجسيمين بالصيغة الاتية (4):

$$\hat{T}^{(M1)}_{\mu} = \beta'_1 \left[d^+ \times \tilde{d}\right]^{(1)}_{\mu} + \alpha'_1 \left[\left[d^+ \times \tilde{s} + s^+ \times \tilde{d}\right]^{(2)} \times \left[d^+ \times \tilde{d}\right]^{(1)} \right]^{(1)}_{\mu} +$$

$$\gamma'_1 \left[\left[d^+ \times \tilde{d}\right]^{(0)} \times \left[d^+ \times \tilde{d}\right]^{(1)} \right]^{(1)}_{\mu} + \delta'_1 \left[\left[d^+ \times \tilde{d}\right]^{(2)} \times \left[d^+ \times \tilde{d}\right]^{(1)} \right]^{(1)}_{\mu}$$

$$+\eta'_1 \left[\left[s^+ \times \tilde{s}\right]^{(0)} \times \left[d^+ \times \tilde{d}\right]^{(1)} \right]^{(1)}_{\mu} \quad \ldots[3]$$

إذ ان α'_1 ، γ'_1 ، δ'_1، η'_1 معاملات خطية (Linear Coefficients) أما احتمالات الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب فتكتب كمايأتي (5) :

$$B(M1, I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2L+1} |\langle I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i \rangle|^2 \quad \ldots[4]$$

ويحسب العزم المغناطيسي μ_L حسب العلاقة الاتية (5):

$$\mu_L = g_B L \quad \ldots[5]$$

ويمثل g_B العامل g للبوزون الفعال (Effective Boson g-Factor) وان العزم المغناطيسي μ_L يتناسب مع الزخم الزاوي L. ويعرف العامل g_L بالصيغة الاتية (4):

$$g_L = g_B \quad \ldots..[6]$$

$$g_L = \mu_L / L \quad \ldots..[7]$$

ويمكن أن نلاحظ أن ($\hat{n}_d$) مؤثر عدد بوزونات d و $\hat{L}$ موثر الزخم الزاوي يرتبطان بالعلاقة التبادلية الآتية(4):

$$[\hat{n}_d, L_\mu] = 0 \qquad \mu = 0, \pm 1 \qquad \ldots..[8]$$

تعتمد عناصر المصفوفة المختزلة القطرية $\langle I_i \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i \rangle$ فقط على $\hat{L}$ في كل من الزمرة الاهتزازية الدورانية وزمرة كاما غير المستقرة.

النتائـــج والمنـــاقشة

لغرض دراسة احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب وعناصـــر المـــصفوفة المختزلة ومعرفة الخصائص التي تتميز بها النظائر الزوجية–زوجيـــة لنـــواة البـــاريوم (Ba,A=130-136,Z=56) فقد تم حسابها باستخدام انموذج البوزونات المتفاعلة الاول وحسب التناظرات الديناميكية التي تنتمي اليها نظائر الباريوم موضوع البحث.

يبين الجدول(1) الاعلومات التي حصلنا عليها لحدود الجسيم الواحد والجسمين للعـــدد الكلي للبوزونات لافضل تطابق مع القيم العملية المتوفرة لـــB(M1) وذلك حسب المعادلة (3) ولجميع النظائر قيد البحث إذ ان β'_1 تمثل الاعلومة الخاصة بتفاعـــل بوزونـــات d (حد الجسيم الواحد) δ'_1, α'_1 η'_1, γ'_1 تمثـــل الاعلومات الخـــاصة بتفاعـــل بوزونات s مع بوزونات d (حد الجسيمين).

يبين الشكل (1) قيم الاعلومات دالة للأعداد الكتلية ونلاحظ بالنسبة الى الجسيم الواحد والجسيمين اعتماد الشكل على الاعلومة β'_1 بشكل واضح من بقية الاعلومات وتكـــون ذات قيـــم متفـــاوتـــة ما بين(0.6500 – 0.4512) مما يدل ان تصرف هذه النظائر يقع ضمن المنطقة الانتقالية التي تأخذ الشكل ما بين Prolate, Oblate وهذا مـــا أكدتـــه النتائج التي حصلنا عليها بوجود التصرف الديناميكي O(6) مشاركة مع بعض التناظرات الديناميكية الأخرى.

تعد دراسة الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب أحد الجوانب المهمة فـــي دراســـة التركيب النووي وفي دراسة احتمالية الانتقالات المغناطيسية فضلاً عن عناصر المصفوفة المختزلة لنظائر الباريوم (A=130-136) الزوجية–زوجية.

يمثل الجدول (2) احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب وعناصر المـــصفوفة المختزلة لحدود الجسيم الواحد والجسيمين للعدد الكلي للبوزونات للنظائر نفـــسها. تبـــين الأشكال (2) إلى (5) تبين احتمالية الانتقـــالات المغناطيـــسية لحـــدود الجـــسيم الواحـــد والجسيمين ونلاحظ أن أقوى الانتقالات هي $\gamma_1 \rightarrow g$ وهي تخضع لقواعد الانتقاء

لانتقالات M1 أما الانتقالات من $\beta_1 \rightarrow \gamma_1$ والمتمثلة بالانتقال $2_3^+ \rightarrow 2_2^+$ فكانت احتمالية الانتقال المغناطيسي ثنائي القطب لها ضعيفة جدا ، وجميع هذه الانتقـــالات تنخفـــض بزيـــادة الاعـــداد الكتليـــة بسبب اقترابها من القشر المغلقة (closed shell).

يحتوي الجدول (3) على قيم μ_L و g_L لحد الجسيم الواحد وحدود الجسيمين للعـــدد الكلي للبوزونات ومقارنتها مع القيم العملية والقليلة جدا. ان النتائج التي تم الحصول عليها تحقق المعادلة (7) وتحقق افضل تطابق تم الحصول عليه لقيم g_L و μ_L لنظائر البـــاريوم (Ba,A=130-136) في حـــسابات B(M1) و $\left\langle I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i \right\rangle$ للجـــسيم الواحـــد والجسيمين.

المصادر

1. Krane, K.S. (1987). "Introduction Nuclear Physics", Ed. Hall day, D.Pub. John Wiley and Sons.
2. Seimant, H. and Al-Bright, J. (1970). "Introduction to Atomic and Nuclear Physics" Holt Rinttert and Winston , Inc..
3. د. عادل منيب، (1996). "الفيزياء النووية" كلية العلوم، جامعة الموصل.
4. Arima, A. and Iachello, F.(1987). "The Interacting Boson Model", Ed. F. Iachello, Pub. Syndicate of University of Cambridge, England.
5. Bonatsos, D. (1988). "Interacting Boson Models of Nuclear Structure" Ed. P.P.E. Hodgson, Pub. United States – Oxford University Press, New York.
6. Arima, A.; Otsuk, A. and Iachello, F.(1978). Nucl. Phys. A, Vol. 309, PP. 1-33.
7. Sholten, O. (1983). Phys. Rev. C, Vol.28, PP. 1783-1790.
8. Van, P.; Saiker, I.; Gelberg, A. and Brantano, P.V.(1987). Phys. Rev. C, Vol.36, P. 441.
9. Loiudice, N. (1988). Phys. Rev. C, Vol.38, PP. 2895-2901.
10. Casten, R.F. and Warner, D.D. (1988). Rev. Mod. Phys. C., Vol.60, PP. 389-469.
11. Zilges, A.; Von Brentano, P. and Hrezberg, R.D. (1996). Nucl Phys. A, Vol.599, PP. 147C-152C.
12. Chen, J.Q. (1998). Nucl. Phys. A, Vol. 639, PP. 615-634.

13. Brennan, J.M. et. al. (1980). Phys. Rev.C, Vol.21, PP. 574-578.
14. Pramila, R. (1989). Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.42, P. 189.
15. Endt, P.M. (1981). Atomic Data and Nuclear Data Table, Vol.26, P.47.

جدول (1) الاعلومات الخاصة بمؤثر الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب لحدود الجسيم الواحد والجسيمين للعدد الكلي للبوزونات.

Parameters C_n	Isotopes				(1&2) Body
	$^{130}_{56}Ba_{74}$	$^{132}_{56}Ba_{76}$	$^{134}_{56}Ba_{78}$	$^{136}_{56}Ba_{80}$	
β'_1	0.4512	0.4695	0.6500	0.5435	
α'_1	0.0010	0.0010	0.0010	0.0010	
γ'_1	0.02289	0.0233	0.02289	0.0439	
δ'_1	0.0350	0.0050	0.0035	0.0015	
η'_1	0.00494	0.00423	0.004946	0.0493	

جدول رقم (2) عناصر المصفوفة المختزلة واحتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب لحدود الجسيم الواحد و الجسيمين للعدد الكلي للبوزونات لنظائر الباريوم (A=130-136) Ba.

Spin Sequences	$^{130}_{56}Ba_{74}$		$^{132}_{56}Ba_{76}$		$^{134}_{56}Ba_{78}$		$^{136}_{56}Ba_{80}$	
	$<I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i>$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$<I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i>$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$<I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i>$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$<I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i>$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$
$4_1^+ \to 2_1^+$	0.325×10^{-1}	0.1228×10^{-3}	0.1990×10^{-1}	0.4402×10^{-4}	0.6605×10^{-1}	0.4847×10^{-5}	0.2791×10^{-4}	0.8661×10^{-10}
$2_2^+ \to 2_1^+$	0.3241×10^{-1}	0.2101×10^{-3}	0.9123	0.1664	-0.6765×10^{-2}	0.9155×10^{-3}	-0.2432×10^{-1}	0.1183×10^{-3}
$3_1^+ \to 2_2^+$	0.2212×10^{-1}	0.6995×10^{-4}	0.6028×10^{-9}	0.5191×10^{-19}	0.6605×10^{-2}	0.6233×10^{-5}	-0.1410×10^{-4}	0.2840×10^{-10}
$3_1^+ \to 4_1^+$	0.3325×10^{-1}	0.1579×10^{-4}	0.1990×10^{-1}	0.5660×10^{-4}	0.1696×10^{-1}	0.4112×10^{-4}	0.2791×10^{-4}	0.1113×10^{-9}
$3_1^+ \to 2_1^+$	0.3325×10^{-1}	0.1579×10^{-4}	0.1990×10^{-1}	0.5660×10^{-4}	0.1691×10^{-1}	0.4112×10^{-4}	-0.2415×10^{-1}	0.8333×10^{-4}
$4_2^+ \to 3_1^+$	-0.2929×10^{-4}	0.9535×10^{-8}	-0.1799×10^{-8}	0.3596×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.6804×10^{-4}	-0.2415×10^{-1}	0.6481×10^{-4}
$4_2^+ \to 2_2^+$	0.2218×10^{-1}	0.5440×10^{-4}	0.6854×10^{-2}	0.5220×10^{-5}	-0.1667×10^{-2}	0.3088×10^{-6}	0.9883×10^{-11}	0.1085×10^{-22}
$4_2^+ \to 4_1^+$	0.1072	0.1276×10^{-2}	0.4368×10^{-8}	0.2120×10^{-5}	-0.1657	0.3053×10^{-2}	-0.2472×10^{-1}	0.6795×10^{-4}
$4_2^+ \to 2_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.9535×10^{-8}	-0.1799×10^{-8}	0.3596×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.6804×10^{-1}	-0.2415×10^{-2}	0.6481×10^{-4}
$2_3^+ \to 4_2^+$	0.4973×10^{-2}	0.4947×10^{-5}	0.8453×10^{-9}	0.1429×10^{-18}	0.4416×10^{-8}	0.3900×10^{-17}	0.6191×10^{-8}	0.7667×10^{-17}
$2_3^+ \to 3_1^+$	-0.2540×10^{-1}	0.1290×10^{-3}	0.2599×10^{-1}	0.1351×10^{-3}	0.2581×10^{-8}	0.1333×10^{-17}	0.9883×10^{-11}	0.1953×10^{-22}
$2_3^+ \to 2_2^+$	0.1450×10^{-4}	0.4209×10^{-4}	0.1789×10^{-7}	0.6404×10^{-16}	0.2968×10^{-7}	0.1762×10^{-15}	0.6328×10^{-8}	0.8009×10^{-17}

Spin Sequences	$^{130}_{56}Ba_{74}$		$^{132}_{56}Ba_{76}$		$^{134}_{56}Ba_{78}$		$^{136}_{56}Ba_{80}$	
	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$
$2_3^+ \to 4_1^+$	-0.2540×10^{-1}	0.1290×10^{-3}	0.2599×10^{-1}	0.1351×10^{-3}	0.2581×10^{-8}	0.1333×10^{-17}	0.9883×10^{-11}	0.1953×10^{-22}
$2_3^+ \to 2_1^+$	0.3241×10^{-1}	0.2106×10^{-2}	0.7360×10^{-1}	0.1083×10^{-2}	0.2910×10^{-8}	0.1694×10^{-17}	0.9985×10^{-11}	0.1994×10^{-22}
$6_1^+ \to 4_2^+$	-0.1459×10^{-1}	0.1637×10^{-4}	0.6028×10^{-9}	0.2795×10^{-19}	0.6605×10^{-2}	0.3356×10^{-5}	0.2452×10^{-7}	0.4625×10^{-16}
$6_1^+ \to 4_1^+$	0.3325×10^{-1}	0.8565×10^{-4}	0.1990×10^{-1}	0.3047×10^{-4}	0.1696×10^{-1}	0.2214×10^{-4}	0.2791×10^{-4}	0.5996×10^{-10}
$2_4^+ \to 4_2^+$	-0.9868×10^{-2}	0.1947×10^{-4}	0.3063×10^{-15}	0.1876×10^{-31}	0.2455×10^{-1}	0.1205×10^{-3}	0.1649×10^{-1}	0.5444×10^{-4}
$2_4^+ \to 2_3^+$	0.2007×10^{-1}	0.8061×10^{-4}	0.1610×10^{-13}	0.5187×10^{-28}	0.2070×10^{-7}	0.8577×10^{-16}	-0.8299×10^{-7}	0.1377×10^{-14}
$2_4^+ \to 3_1^+$	0.4312×10^{-2}	0.3720×10^{-5}	0.3063×10^{-15}	0.1876×10^{-31}	-0.3803×10^{-3}	0.2893×10^{-7}	0.1155×10^{-5}	0.2671×10^{-12}
$2_4^+ \to 2_2^+$	-0.4949×10^{-1}	0.4900×10^{-3}	0.9208×10^{-7}	0.1519×10^{-29}	0.6698×10^{-1}	0.8973×10^{-3}	0.1662×10^{-1}	0.5528×10^{-1}
$2_4^+ \to 4_1^+$	0.4312×10^{-2}	0.3720×10^{-5}	0.3063×10^{-15}	0.1876×10^{-31}	-0.3803×10^{-3}	0.2893×10^{-7}	0.1155×10^{-5}	0.2671×10^{-12}
$2_4^+ \to 2_1^+$	0.1127×10^{-1}	0.2540×10^{-4}	-0.2755×10^{-14}	0.1519×10^{-29}	-0.2113×10^{-3}	0.8932×10^{-8}	0.1160×10^{-5}	0.2691×10^{-12}
$4_3^+ \to 4_2^+$	0.3630×10^{-1}	0.1464×10^{-3}	0.4625×10^{-7}	0.2377×10^{-15}	0.7702×10^{-7}	0.6591×10^{-15}	0.6601×10^{-8}	0.4841×10^{-17}
$4_3^+ \to 3_1^+$	-0.2540×10^{-1}	0.7170×10^{-4}	0.2599×10^{-1}	0.7510×10^{-4}	0.2581×10^{-8}	0.7406×10^{-18}	0.9883×10^{-11}	0.1085×10^{-22}
$4_3^+ \to 2_2^+$	0.4973×10^{-2}	0.2748×10^{-5}	0.8453×10^{-9}	0.7940×10^{-19}	0.4416×10^{-8}	0.2166×10^{-17}	0.6191×10^{-8}	0.4259×10^{-17}
$4_3^+ \to 4_1^+$	-0.1788×10^{-1}	0.3554×10^{-2}	0.1824	0.3699×10^{-2}	0.6793×10^{-8}	0.5128×10^{-17}	0.1018×10^{-10}	0.1152×10^{-22}

Spin Sequences	$^{130}_{56}Ba_{74}$		$^{132}_{56}Ba_{76}$		$^{134}_{56}Ba_{78}$		$^{136}_{56}Ba_{80}$	
	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)		$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$
$4_3^+ \to 2_1^+$	-0.2540×10^{-1}	0.7170×10^{-4}	0.2599×10^{-1}	0.7511×10^{-4}	0.2581×10^{-8}	0.7466×10^{-18}	0.9883×10^{-11}	0.1085×10^{-22}
$5_1^+ \to 6_1^+$	0.3325×10^{-1}	0.1005×10^{-3}	0.1990×10^{-1}	0.3601×10^{-4}	-0.2474×10^{-1}	0.5567×10^{-4}	0.2791×10^{-4}	0.7086×10^{-10}
$5_1^+ \to 4_2^+$	-0.1459×10^{-1}	0.1935×10^{-4}	0.6028×10^{-9}	0.3303×10^{-19}	0.6605×10^{-2}	0.3966×10^{-5}	0.2452×10^{-7}	0.5466×10^{-16}
$5_1^+ \to 4_1^+$	0.3325×10^{-1}	0.1005×10^{-3}	0.1990×10^{-1}	0.3601×10^{-4}	-0.2474×10^{-1}	0.5567×10^{-4}	0.2791×10^{-4}	0.7086×10^{-10}
$2_5^+ \to 2_2^+$	0.6063×10^{-1}	0.7354×10^{-3}	-0.5397×10^{-7}	0.5827×10^{-15}	0.1356×10^{-7}	0.3682×10^{-16}	–	–
$2_5^+ \to 2_1^+$	0.1599×10^{-2}	0.4231×10^{-5}	-0.6446×10^{-2}	0.8311×10^{-5}	-0.2133×10^{-8}	0.9093×10^{-18}	–	–
$4_4^+ \to 5_1^+$	0.4312×10^{-2}	0.2066×10^{-5}	0.3063×10^{-15}	0.1042×10^{-31}	-0.3803×10^{-3}	0.1607×10^{-7}	0.1155×10^{-5}	0.1484×10^{-12}
$4_4^+ \to 4_3^+$	0.7555×10^{-1}	0.6343×10^{-3}	0.4010×10^{-13}	0.1786×10^{-27}	0.5861×10^{-7}	0.3817×10^{-15}	0.1976×10^{-6}	0.4338×10^{-14}
$4_4^+ \to 4_2^+$	-0.1401	0.2181×10^{-2}	0.2314×10^{-6}	0.5950×10^{-14}	0.1639	0.2988×10^{-2}	0.1691×10^{-1}	0.3180×10^{-4}
$4_4^+ \to 3_1^+$	0.4312×10^{-2}	0.2066×10^{-5}	0.2599×10^{-1}	0.7510×10^{-4}	0.1696×10^{-1}	0.3198×10^{-4}	0.1155×10^{-5}	0.1484×10^{-12}
$4_4^+ \to 4_1^+$	0.2717×10^{-1}	0.8208×10^{-4}	0.7648×10^{-14}	0.6499×10^{-29}	0.1752×10^{-3}	0.3412×10^{-8}	0.1170×10^{-1}	0.1521×10^{-12}
$3_2^+ \to 4_2^+$	0.2210×10^{-1}	0.6995×10^{-4}	0.6854×10^{-2}	0.6711×10^{-5}	-0.1667×10^{-2}	0.3971×10^{-6}	–	–
$3_2^+ \to 3_1^+$	0.6446×10^{-1}	0.5937×10^{-3}	0.3199×10^{-8}	0.1462×10^{-17}	-0.1097	0.1719×10^{-2}	–	–
$3_2^+ \to 2_2^+$	0.2210×10^{-1}	0.6995×10^{-4}	0.6854×10^{-2}	0.6711×10^{-5}	-0.1667×10^{-2}	0.3971×10^{-6}	–	–

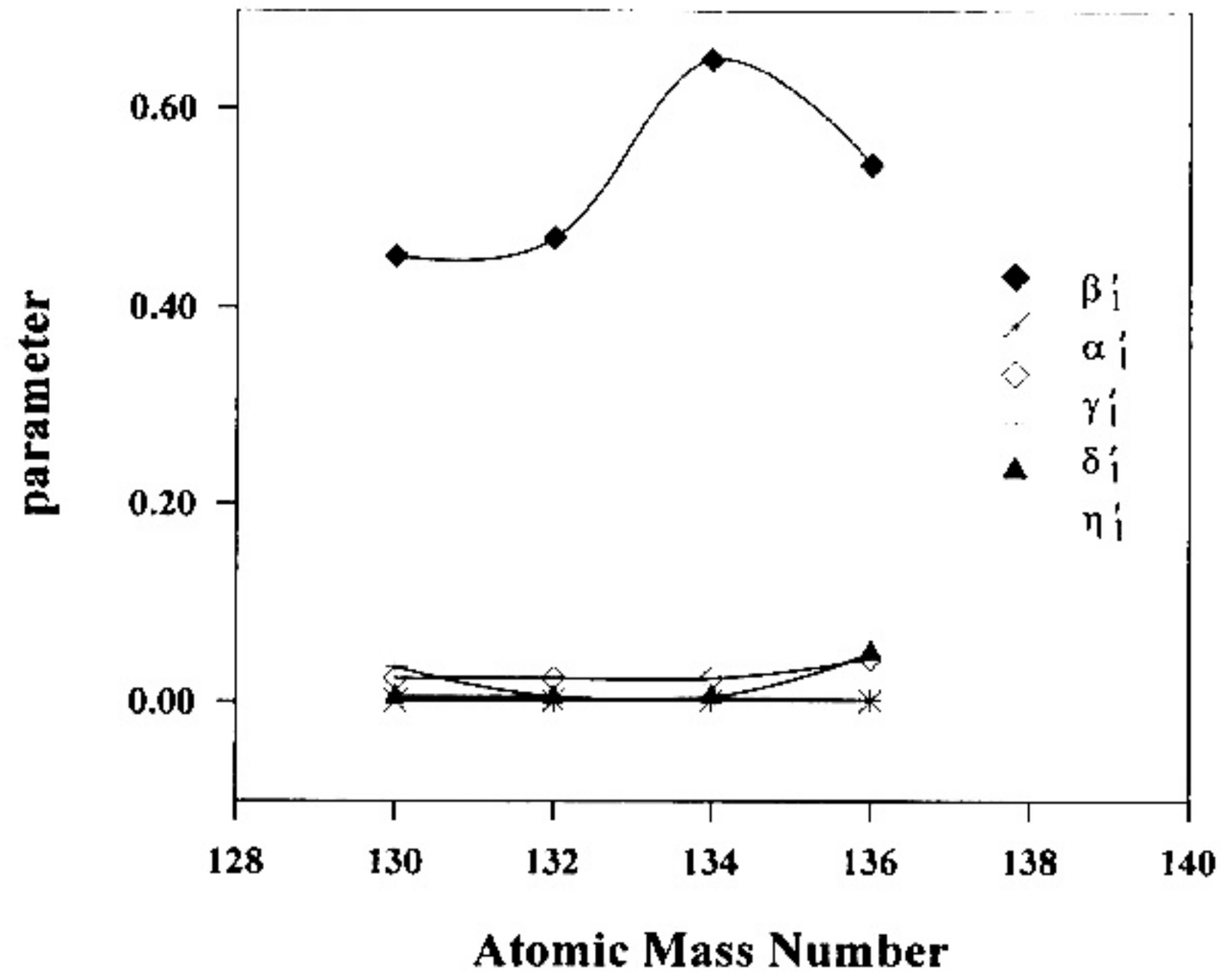
Spin Sequences	$^{130}_{56}Ba_{74}$		$^{132}_{56}Ba_{76}$		$^{134}_{56}Ba_{78}$		$^{136}_{56}Ba_{80}$	
	$<I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i>$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$<I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i>$ (□n)		$<I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i>$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$<I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i>$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$
$3_2^+ \to 4_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.1226×10^{-7}	-0.1799×10^{-8}	0.6423×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.8749×10^{-4}	–	–
$3_2^+ \to 2_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.1226×10^{-7}	-0.1799×10^{-8}	0.6423×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.8749×10^{-4}	–	–
$6_2^+ \to 5_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.6601×10^{-8}	-0.1799×10^{-7}	0.2489×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.4711×10^{-4}	-0.2415×10^{-1}	0.4487×10^{-4}
$6_2^+ \to 4_2^+$	0.2212×10^{-1}	0.3766×10^{-4}	0.6853×10^{-2}	0.3614×10^{-5}	0.1667×10^{-2}	0.2138×10^{-6}	-0.1410×10^{-4}	0.1529×10^{-10}
$6_2^+ \to 4_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.6601×10^{-8}	-0.1799×10^{-7}	0.2489×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.4711×10^{-4}	-0.2415×10^{-1}	0.4487×10^{-4}
$2_6^+ \to 2_2^+$	-0.5374×10^{-2}	0.5777×10^{-5}	0.4475×10^{-1}	0.4005×10^{-3}	–	–	–	–
$2_6^+ \to 2_1^+$	0.4136×10^{-2}	0.3414×10^{-5}	-0.1148×10^{-7}	0.2639×10^{-16}	–	–	–	–
$5_2^+ \to 6_2^+$	0.2212×10^{-1}	0.4451×10^{-4}	0.6854×10^{-2}	0.4271×10^{-5}	-0.1667×10^{-2}	0.2527×10^{-6}	–	–
$5_2^+ \to 5_1^+$	0.1606	0.2345×10^{-2}	0.5160×10^{-8}	0.2421×10^{-17}	-0.2358	0.5056×10^{-2}	–	–
$5_2^+ \to 6_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.7802×10^{-4}	-0.1799×10^{-8}	0.2942×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.5567×10^{-4}	–	–
$5_2^+ \to 4_2^+$	0.2212×10^{-1}	0.4451×10^{-4}	0.6854×10^{-2}	0.4271×10^{-5}	-0.1667×10^{-2}	0.2527×10^{-6}	–	–
$5_2^+ \to 4_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.7802×10^{-4}	-0.1799×10^{-8}	0.2942×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.5567×10^{-4}	–	–
$8_1^+ \to 6_2^+$	0.2212×10^{-1}	0.2880×10^{-4}	0.6028×10^{-9}	0.2137×10^{-5}	0.6605×10^{-2}	0.2566×10^{-5}	0.2452×10^{-7}	0.3537×10^{-16}
$8_1^+ \to 6_1^+$	0.3325×10^{-1}	0.6504×10^{-4}	0.1990×10^{-1}	0.2306×10^{-4}	0.1696×10^{-2}	0.1693×10^{-4}	0.2791×10^{-4}	0.4585×10^{-10}

Spin Sequences	$^{130}_{56}Ba_{74}$		$^{132}_{56}Ba_{76}$		$^{134}_{56}Ba_{78}$		$^{136}_{56}Ba_{80}$	
	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)		$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$	$< I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i >$ (□n)	B(M1) $(□n)^2$
$7_1^+ \to 5_2^+$	0.2212×10^{-1}	0.3264×10^{-4}	0.6028×10^{-9}	0.2422×10^{-19}	0.6605×10^{-2}	0.2908×10^{-5}	–	–
$7_1^+ \to 6_2^+$	-0.1459×10^{-1}	0.1419×10^{-4}	0.6028×10^{-9}	0.2422×10^{-19}	0.6605×10^{-2}	0.2908×10^{-5}	–	–
$7_1^+ \to 5_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.5721×10^{-8}	0.1990×10^{-1}	0.2461×10^{-4}	0.1696×10^{-1}	0.1919×10^{-4}	–	–
$7_1^+ \to 6_1^+$	0.3325×10^{-1}	0.7371×10^{-4}	0.1990×10^{-1}	0.2461×10^{-4}	0.1696×10^{-1}	0.1919×10^{-4}	–	–
$8_2^+ \to 7_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.5048×10^{-8}	-0.1799×10^{-8}	0.1903×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.3602×10^{-4}	–	–
$8_2^+ \to 6_2^+$	0.2212×10^{-1}	0.2880×10^{-4}	0.6854×10^{-2}	0.2763×10^{-5}	-0.1667×10^{-2}	0.1635×10^{-6}	–	–
$8_2^+ \to 6_1^+$	-0.2929×10^{-3}	0.5048×10^{-8}	-0.1799×10^{-8}	0.1903×10^{-18}	-0.2474×10^{-1}	0.3602×10^{-4}	–	–
$10_1^+ \to 8_2^+$	-0.1459×10^{-1}	0.1013×10^{-4}	0.6628×10^{-9}	0.1730×10^{-19}	0.6605×10^{-2}	0.2077×10^{-5}	–	–
$10_1^+ \to 8_1^+$	0.3225×10^{-1}	0.5265×10^{-4}	0.1990×10^{-1}	0.1886×10^{-4}	0.1690×10^{-1}	0.1370×10^{-4}	–	–

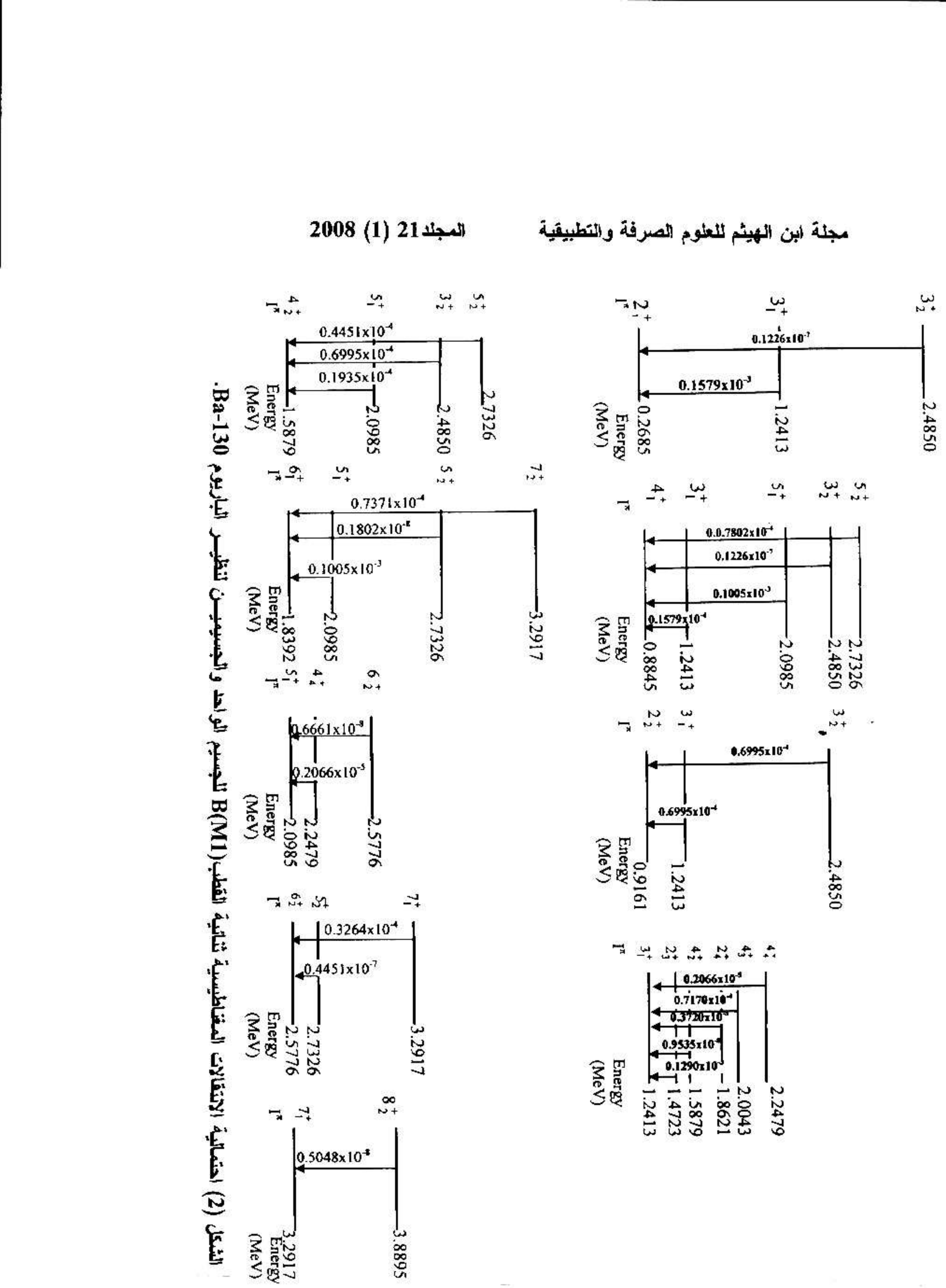
جدول رقم (3) قيم g_L و μ_L النظرية والعملية لحد الجسيم الواحد وحدود الجسيم الواحد والجسيمين للعدد الكلي للبوزونات لنظائر الباريوم Ba (A=130-136).

State	$^{130}_{56}Ba_{74}$				$^{132}_{56}Ba_{76}$				$^{134}_{56}Ba_{78}$				$^{136}_{56}Ba_{80}$			
	g_L (μn)		μ_L (μn)		g_L (μn)		μ_L (μn)		g_L (μn)		μ_L (μn)		g_L (μn)		μ_L (μn)	
	1-Body	(1& 2) Body	1-Body	(1& 2) Body	1-Body	(1& 2) Body	1-Body	(1& 2) Body	1-Body	(1& 2) Body	1-Body	(1& 2) Body	1-Body	(1& 2) Body	1-Body	(1& 2) Body
2_1^+	0.3502	0.3504 0.35 ± 0.05^A	0.7005	0.7010 0.7000^B	0.3404	0.3400 0.34 ± 0.03^A	0.6808	0.6800 0.6800^B	0.4303	0.4320 0.43 ± 0.05^A	0.8607	0.8648 $0.8600^{B,C}$	0.3507	0.3517 0.35 ± 0.05^A	0.7015	0.7035 0.6900^B
2_2^+	0.3502	0.3484	0.7005	0.6969	0.3404	0.3705	0.6808	0.7411	0.4303	0.4484	0.8607	0.8968	0.3507	0.4058	0.7015	0.8171
2_3^+	0.3502	0.3456	0.7005	0.6912	0.3404	0.3471	0.6808	0.6943	0.4303	0.4692	0.8607	0.9384	0.3507	0.4369	0.7015	0.8739
3_1^+	0.3502	0.3540	1.0510	1.0620	0.3404	0.3414	1.0210	1.0240	0.4303	0.4361	1.2910	1.2940	0.3507	0.3517	1.0520	1.0550
3_2^+	0.3502	0.3546	1.0510	1.0620	0.3404	0.3369	1.0210	1.0100	0.4303	0.4332	1.2910	1.2990	0.3507	0.4189	1.0520	1.2560
3_3^+	0.3502	0.3543	1.0510	1.0630	0.3404	0.3476	1.0210	1.0420	0.4303	0.4357	1.2910	1.3070	0.3507	0.4526	1.0520	1.3570
4_1^+	0.3502	0.3589	1.4010	1.4350	0.3404	0.3413	1.3610	1.3650	0.4303	0.4381	1.7210	1.7520	0.3507	0.3517	1.4030	1.4070
4_2^+	0.3502	0.3600	1.4010	1.4400	0.3404	0.3856	1.3610	1.5420	0.4303	0.4585	1.7210	1.8340	0.3507	0.4279	1.4030	1.7110
4_3^+	0.3502	0.3620	1.4010	1.4480	0.3404	0.3566	1.3610	1.4260	0.4303	0.4843	1.7210	1.9370	0.3507	0.4661	1.4030	1.8640
4_4^+	0.3502	0.3949	1.4010	1.5790	0.3404	0.4407	1.3610	1.7630	0.4303	0.4846	1.7210	1.9380	0.3507	0.5024	1.4030	2.0160
5_1^+	0.3502	0.3641	1.7520	1.8200	0.3404	0.3424	1.7020	1.7120	0.4303	0.4390	2.1510	2.1550	0.3507	0.3517	1.7530	1.7580
5_2^+	0.3502	0.3659	1.7520	1.8290	0.3404	0.3904	1.7020	1.9610	0.4303	0.4399	2.1510	2.1720	0.3507	0.4360	1.7530	2.1800

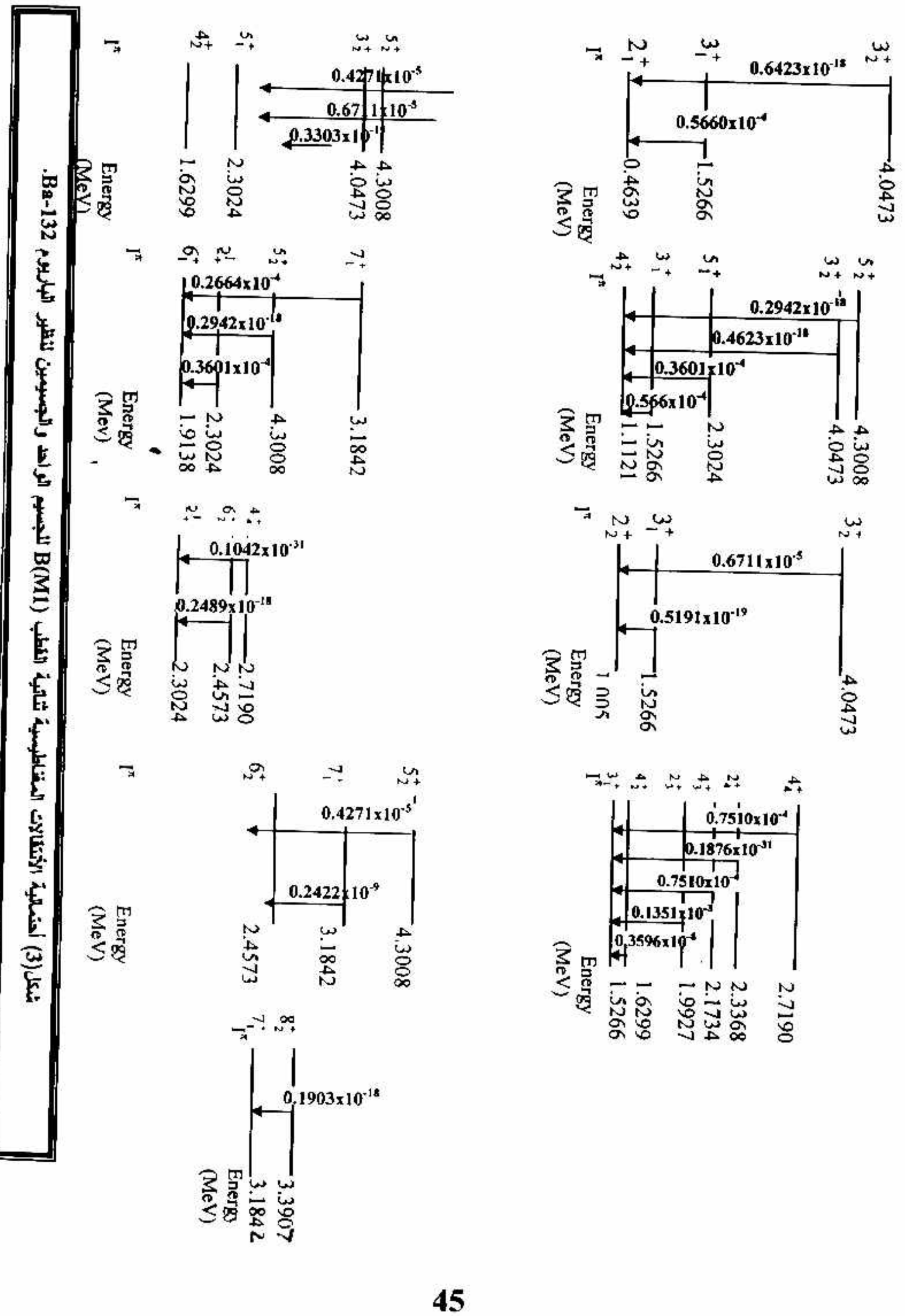
Reference[13]. [A]
Reference[14]. [B]
Reference[15]. [C]



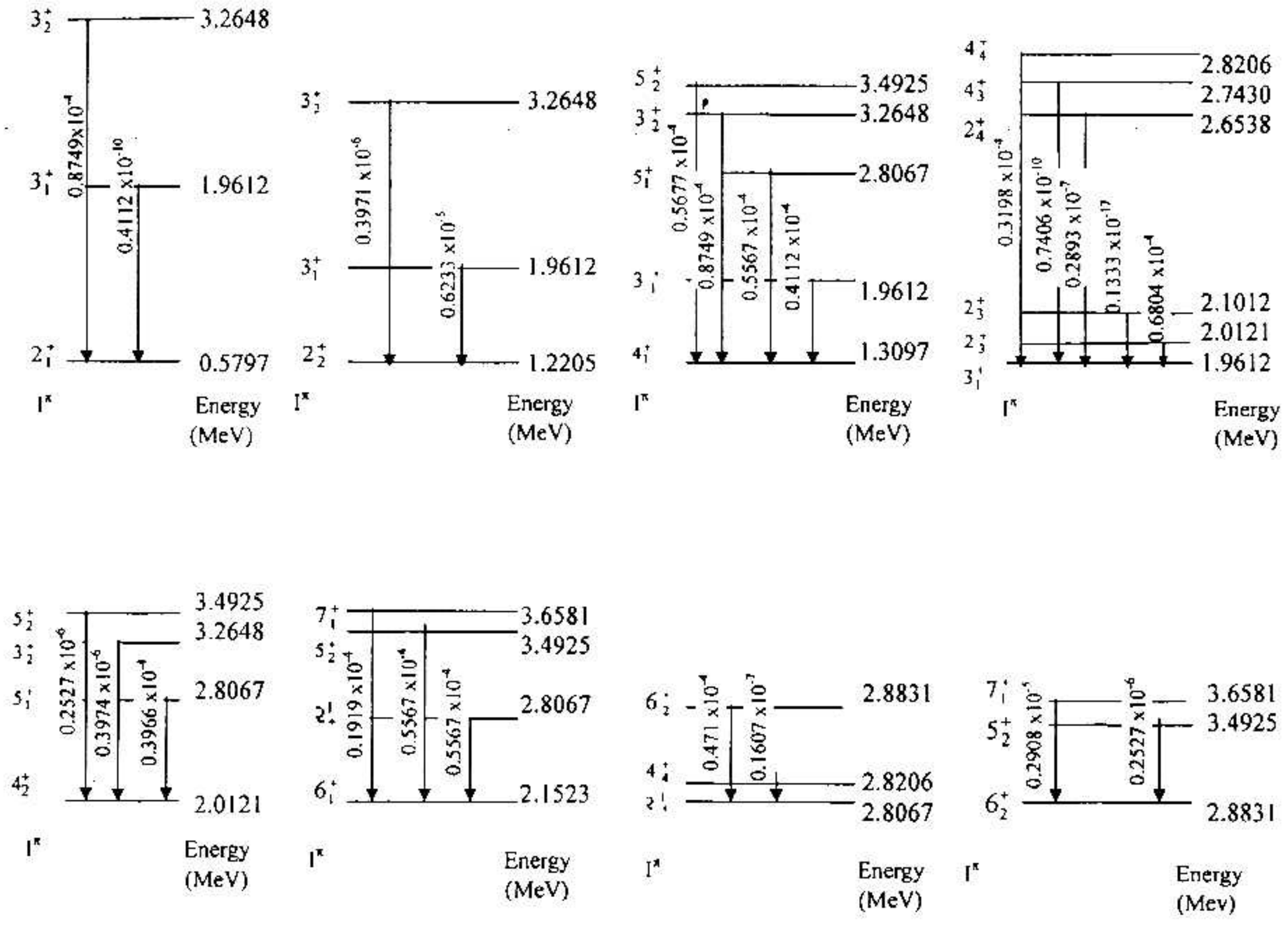
شكل (1) الاعلومات الخاصة بمعادلة مؤثر الانتقالات المغناطيسية لحدود الجسيم وحدود الجسيمين للعدد الكلي للبوزونات.



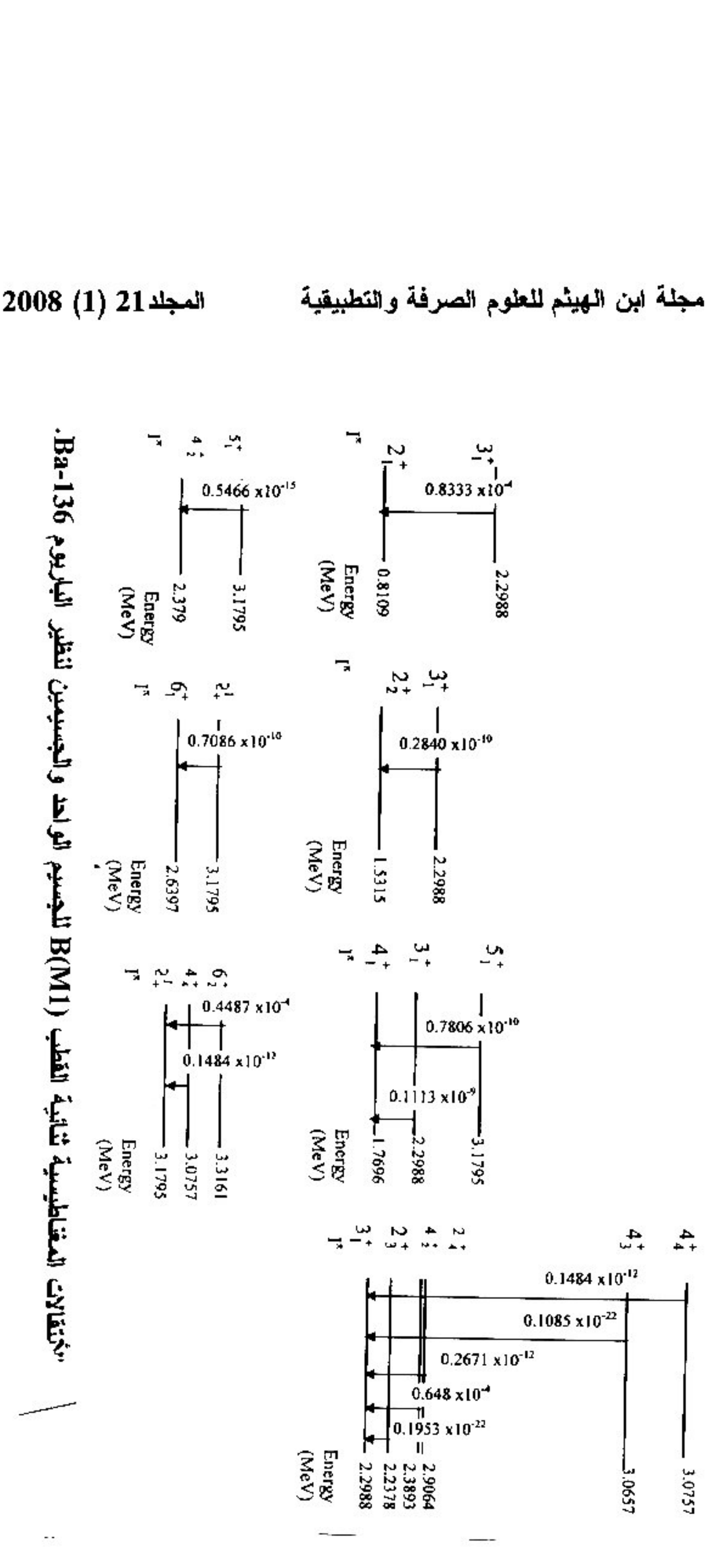
شكل (2) احتمالية الانتقالات المغناطيسية ثنائية القطب B(M1) للجسيم الواحد والجسيمين لنظير الباريوم Ba-130.



شكل(3) أحتمالية الإنتقالات المغناطيسية ثنائية القطب (M1) للجسيم الواحد والجسيمين لنظير الباريوم Ba-132.



شكل(4) أحتمالية الأنتقالات المغناطيسية ثنائية القطب B(M1) للجسيم الواحد والجسيمين لنظير الباريوم Ba-134.



مخططات المغناطيسية ثنائية القطب (M1) للجسيم الواحد والجسيمين لنظير الباريوم Ba-136

B(M1) and $\left\langle I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i \right\rangle$ for one and two bodies of even-even Ba(A=130-136) isotopes using IBM-1

I. T. Al-Alawy and K. S. Ibraheim
Department Physics ,College of Science, University Al-Mustansiriyah

Abstract

In the present work the nuclear structure of even-even Ba(A=130-136, Z=56) isotopes was studied using (IBM-1). The reduced matrix element of magnetic dipole moment $\left\langle I_f \| \hat{T}^{(M1)} \| I_i \right\rangle$ and the magnetic dipole transitions probability B(M1) were calculated for one and two bodies of even-even Ba(A=130-136, Z=56). A good agreement had been found of present with available experimental data.