



جمهورية العراق



وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

جامعة بابل \ كلية العلوم

قسم الفيزياء

مشروع بحث التخرج

نموذج البوزون المتفاعل الاول IBM-1

للطالب

ابتهال سعيد راقب

بكالوريوس علوم فيزياء

العام الدراسي 2023-2024

بإشراف

أ. د. محمد عبد الامير الشريف



Public of Iraq



Ministry of Higher education and scientific research

Babylon university- Collage of Science

Physics Department

Project of Research

First Interacting Boson Model IBM-1

By Student

Ibtihal Saeed Raqib

B.Sc. physics

Scholar year 2023-2024

Supervised by

Prof. Dr. Mohammed Abdul-Ameer Kareem

1445 **Hijri**

2024 **Gregorian**

Abstract:

Mercury (Hg) is a heavy element with a complex nuclear structure that makes it an interesting target for nuclear studies. In this context, the IBM-1 interacting boson model stands out as an effective tool for understanding the properties of the nucleus and explaining its behavior.

This model is based on the idea that the nucleus consists of pairs of nucleons (protons and neutrons) called “bosons.” These bosons interact with each other through different forces, giving rise to different properties of the nucleus. IBM-1 provides a theoretical framework for calculating energy levels, spin, quadrupole moments, and other nuclear properties.

Energy Levels: The model was able to predict the excited energy levels of mercury isotopes with good accuracy, which supports the validity of the model and its ability to describe the nuclear structure.

Nuclear transformations: IBM-1 enables the calculation of probabilities of nuclear transformations between different energy levels, which helps in understanding the nuclear processes occurring in mercury.

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

(وَلَمَّا بَلَغَ أَشُدَّهُ وَاسْتَوَىٰ آتَيْنَاهُ حُكْمًا وَعِلْمًا وَكَذَٰلِكَ نَجْزِي الْمُحْسِنِينَ)

صدق الله العلي العظيم

(سورة القصص: اية 14)

إقرار المشرف

أشهد أن موضوع البحث الموسوم (نموذج البوزون المتفاعل الاول IBM-1) والمنجز من قبل الطالبة (ابتهاج سعيد راقب) قد جرى تحت إشرافي في قسم الفيزياء / كلية العلوم / جامعة بابل كمتطلب جزئي لنيل شهادة البكالوريوس في علوم الفيزياء وذلك للفترة 2023/10/1 ولغاية 2024/5/1.

التوقيع:

الاسم : د. محمد عبد الامير كريم الشريفي

اللقب العلمي: استاذ

التاريخ : 2024 / 5 /

اهداء

إلى من وضعني على طريق الحياة، وجعلني رابط الجأش،

وراعني حتى صرت كبيرةً

امي وابي

ابتهاال

شكر و تقدير

أشكر المولى - عزَّ وجلَّ - في البداية؛ فلا يستوي الشكر دون التَّوجُّه لربِّ البشر القادر على كل شيء، ولقد يسَّر لي السُّبُل؛ كي أُنهي عملي البحث.

الشكر والتقدير لمشرف البحث

"أ. د. محمد عبد الامير الشريفي"

لما قدمه من جهد ونصح ومعرفة طيلة انجاز هذا البحث.

كما أتقدم بالشكر الجزيل لكل من أسهم في تقديم يد العون لإنجاز هذا البحث

ابتهال

فهرس المحتويات

رقم الصفحة	العنوان	رقم الفقرة
ر	الخلاصة	
خ	فهرس الاشكال	
د	فهرس الجداول	
1	الفصل الاول: مقدمة عامة	
1	مقدمة عامة	(1.1)
1	النماذج النووية	(2.1)
2	نموذج غاز فيرمي	(1.2.1)
2	نموذج قطرة السائل	(2.2.1)
4	نموذج القشرة	(3.2.1)
5	النموذج التجميعي	(4.2.1)
6	الدراسات السابقة	(3.1)
6	الهدف من البحث	(4.1)
7	الفصل الثاني: الجزء النظري	
7	نموذج البوزون المتفاعل	(1.2)

10	نموذج البوزونات المتفاعلة الأول	(2.2)
13	التناظرات الديناميكية	(3.2)
14	التحديد الاهتزازي $SU(5)$	(1.3.2)
17	التحديد الدوراني $SU(3)$	(2.3.2)
19	تحديد $O(6)$	(3.3.2)
21	المناطق الانتقالية في نموذج البوزونات المتفاعلة- الأول	(4.2)
23	الفصل الثالث: النتائج والاستنتاجات	
23	الزئبق (Hg)	(1.3)
24	الطاقة	(1.1.3)
24	التحول الكهرومغناطيسي	(2.1.3)
31	سطح الطاقة الكامنة	(3.1.3)
36	الاستنتاجات	(2.3)
37	المصادر	

فهرس الاشكال

رقم الصفحة	اسم الشكل	رقم الشكل
3	صيغة الكتلة شبه التجريبية ذات المعاملات تجريبياً	(1-1)
16	الطيف النموذجي للتحديد ل SU(5) ل (N=6) مع قيم ν و n_{Δ} والزخم الزاوي لكل مستوي	(1-2)
18	الطيف النموذجي للتحديد ل SU(3) ل (N=8) مع قيم λ و μ و K والزخم الزاوي لكل مستوي	(2-2)
20	الطيف النموذجي للتحديد ل O(6) ل (N=6) مع قيم σ و ν_{Δ} والزخم الزاوي لكل مستوي	(3-2)
24	نظائر الزئبق	(1-3)
26	مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ^{190}Hg	(2-3)
26	مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ^{192}Hg	(3-3)
26	مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ^{194}Hg	(4-3)
26	مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ^{196}Hg	(5-3)
27	مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ^{198}Hg	(6-3)
27	مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ^{200}Hg	(7-3)

27	مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ^{202}Hg	(8-3)
27	مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ^{204}Hg	(9-3)
32	سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{190}Hg	(10-3)
32	سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{192}Hg	(11-3)
33	سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{194}Hg	(12-3)
33	سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{196}Hg	(13-3)
34	سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{198}Hg	(14-3)
34	سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{200}Hg	(15-3)
35	سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{202}Hg	(16-3)
35	سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{204}Hg	(17-3)

فهرس الجداول

رقم الصفحة	اسم الجدول	رقم الجدول
25	المعاملات الهاملتونية في نموذج IBM-1 بال MeV (χ وحدة اقل)	(1-3)
28	الانتقالات الكهربائية (e^2b^2 unit) مع التكافؤ الموجب للزئبق	(2-3)

الخلاصة

يُعد الزئبق (Hg) عنصراً ثقيلاً يتميز ببنية نووية معقدة تجعله هدفاً مثيراً للاهتمام للدراسات النووية. وفي هذا السياق، يبرز نموذج البوزونات المتفاعلة IBM-1 كأداة فعالة لفهم خصائص النواة وتفسير سلوكها.

يعتمد هذا النموذج على فكرة أن النواة تتكون من أزواج من النيوكليونات (البروتونات والنيوترونات) تسمى "البوزونات". تتفاعل هذه البوزونات مع بعضها البعض من خلال قوى مختلفة، مما يؤدي إلى ظهور خصائص النواة المختلفة. يوفر IBM-1 إطاراً نظرياً لحساب مستويات الطاقة، واللف المغزلي، وعزم رباعي الأقطاب، وغيرها من الخصائص النووية.

مستويات الطاقة: تمكن النموذج من التنبؤ بمستويات الطاقة المثارة لنظائر الزئبق بدقة جيدة، مما يدعم صحة النموذج وقدرته على وصف البنية النووية.

التحولات النووية: تمكن IBM-1 من حساب احتمالات التحولات النووية بين مستويات الطاقة المختلفة، مما يساعد في فهم العمليات النووية التي تحدث في الزئبق.

الفصل الاول

مقدمة عامة

1.1 مقدمة عامة General Introduction

من خلال دراسة الانحلال الاشعاعي كان معروفا بان النوى الثقيلة الى حد ما تتفكك بواسطة انطلاق مكونات صغيرة كجسيمات الفا وبيتا وبناءا على ذلك فلا بد ان تكون النواة مركبة من جسيمات اولية صغيرة كجسيمات الفا مثلا ولكنها لم تكن معروفة آنذاك في الفترة ما قبل 1932. وفي تلك السنة اكتشف (Chadwick) النيوترون ومنذ ذلك الحين اصبحت فكرة بناء النواة من النيوترونات والبروتونات مقبولة بشكل عام، ومن خلال دراسة الانحلال الاشعاعي بواسطة جسيمات بيتا والتفاعل النووي بالحث عند الطاقات العالية برزت جسيمات اخرى في تركيب النواة كالإلكترونون مثلا الا ان المعتقد السائد يشير بان هذه الجسيمات تظهر على النواة في لحظات الانبعاث فقط لذلك لا يمكن اعتبارها من مكونات النواة.

2.1 النماذج النووية Nuclear Models

لقد اقترحت عدة نماذج نووية في محاولة لفهم وتفسير الخواص النووية وطبيعة التفاعلات بين النيوكليونات والنتائج التجريبية المستخلصة عن دراسة سلوك وتركيب النواة، عليه فقد اضطر العلماء الى فرض نماذج نووية ومن ثم تطبيق تلك النماذج على النتائج المستخلصة عملياً لغرض المقارنة وايجاد المدى الذي بعده يصبح النموذج غير متمكن من اعطاء التفسيرات العلمية الكاملة عن بعض خواص النواة ولكن في الوقت الحاضر لا يوجد نموذج نووي واحد يصلح للمدى الواسع للطاقات النووية

لنواة معينة او للمدى الكامل من الاعداد الكتلية، ولكل من هذه النماذج فائدة في مدى محدود من الطاقات او مدى محدود من الاعداد الكتلية ، وعليه فهناك عدد من النماذج النووية المفترضة تستطيع ان تفسر لنا بعض الخواص النووية كالبرم والطاقة وفق فرضيات محدده لكل منها.

1.2.1 نموذج غاز فيرمي The Fermi-Gas Model

نموذج غاز فيرمي هو نموذج بسيط يستخدم لوصف خصائص نظام من الغازات الفرميونات غير المتفاعلة في حالة التوازن الحراري. غالبًا ما يتم استخدامه كنقطة انطلاق للمزيد نماذج متطورة تأخذ في الاعتبار التفاعلات بين الجزيئات.

نموذج غاز فيرمي هو نظام من الفرميونات غير المتفاعلة في صندوق. تخضع الفرميونات لمبدأ استبعاد باولي، الذي ينص على أنه لا يمكن لفرميونات أن تحتل نفس الحالة الكمومية، مستويات الطاقة للفرميونات مكممة، طاقة فيرمي هي أعلى مستوى طاقة يشغله الفرميون في حالة الاتزان الحراري. يتم تحديده من خلال درجة الحرارة وعدد الجزيئات الموجودة في النظام[1].

2.2.1 نموذج قطرة السائل Liquid Drop Model

نموذج القطرة السائلة، الذي تم تطويره من خلال ملاحظة الخصائص المتشابهة بين النواة وقطرة من السائل غير القابل للضغط، يساعد في تفسير الظواهر النووية مثل طاقة الانشطار النووي وطاقة الربط للمستويات الأرضية النووية والتي في ضوء أوجه التشابه مثل الحرارة الكامنة لتبخير السائل والتي

يمكن مقارنتها بطاقة الربط الثابتة لكل نيوكلين، وتأثيرات التوتر السطحي للنواة بالإضافة إلى قطرة السائل، يقدم الجانب الكمي للنموذج صيغة مقارنة لكتلة وطاقة الارتباط للنواة.

وبشكل أكثر تحديداً، تمثل حرارة التبخر كمية الطاقة اللازمة لتحويل الجزيئات من الطور السائل إلى الطور الغازي. تتناسب الحرارة الكامنة للتبخر مع عدد الجزيئات الموجودة في السائل. تُظهر طاقة الربط للنواة علاقة مماثلة حيث تتناسب مع عدد النيوكليونات. باستخدام هذا التشبيه، تم اشتقاق صيغة الكتلة شبه التجريبية (المعروفة أيضاً باسم صيغة Bethe-Weizaecker)، من نموذج قطرة السائل تجريبياً كدالة للعدد الكتلي A والعدد الذري Z كما هو موضح في الشكل (1.1)[2].

$$E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A^{1/3}} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + \delta(A, Z)$$

Volume term	Surface term	Asymmetry term	Coulomb term	Pairing term
----------------	-----------------	-------------------	-----------------	-----------------

For pairing term:

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +\delta_o & A, Z \text{ even} \\ 0 & A \text{ odd} \\ -\delta_o & A, Z \text{ odd} \end{cases}$$

where

$$\delta_o = \frac{a_P}{A^{1/2}}$$

Coefficients:

$a_V = 15.85 \text{ MeV}$
$a_S = 18.34 \text{ MeV}$
$a_A = 23.21 \text{ MeV}$
$a_C = 0.714 \text{ MeV}$
$a_P = 12.00 \text{ MeV}$

شكل (1-1): صيغة الكتلة شبه التجريبية ذات المعاملات تجريبياً.

وكذلك أن المادة النووية لا تعتمد على نوع المادة بل هي قيمة ثابتة. وهنا فإن النواة تتكون من مجموعة من الجسيمات المتشابهة (النيوكليونات) التي تتفاعل فيما بينها تفاعلاً قوياً (strong interaction) لوجود قوى الترابط النووي بين تلك الجسيمات النووية. استطاع هذا النموذج أن يفسر

الانشطار النووي إذ أنه عندما تتعرض النواة لجسيم خارجي (عند قذفها بنيوترون أو تقتنص النواة النيوترون) فإن النواة تأخذ في الاهتزاز (كقطرة السائل) ويؤدي هذا الاهتزاز المتواصل لها إلى انشطارها إلى نواتين كل منهما أصغر من النواة إلام المنشطرة مع المحافظة على نسبة عدد البروتونات والنيوترونات [3].

3.2.1 نموذج القشرة The Shell Model

نموذج القشرة هو نموذج للنواة الذرية. ويستخدم مبدأ استبعاد باولي لشرح بنية النواة من حيث مستويات الطاقة. من أجل دراسة بنية النواة الكاملة، تم اقتراح نماذج مختلفة للقشرة النووية. تم تقديم أول نموذج في عام 1932 على يد ديمتري إيفانينكو، ثم تم تطويره لاحقًا بواسطة العديد من الفيزيائيين - ماريا جوبرت ماير، ويوجين بول فيغنر، وجي.هانز.د. جنسن في عام 1949.

يشرح هذا النموذج بشكل أساسي توزيع مستويات الطاقة في الأغلفة الذرية المختلفة وأغلفة ذرات النواة. توصف القشرة بأنها مستوى الطاقة الذي توجد فيه الجسيمات التي لها نفس الطاقة. في هذا النموذج، يتم إقران جميع الجسيمات النووية واحدًا لواحد، نيوترون مع نيوترون، وبروتون مع بروتون. عندما تحتوي النواة على عدد زوجي من البروتونات والنيوترونات، تكون هذه النواة أكثر استقرارًا من تلك ذات الأعداد الفردية. تُعرف هذه الأرقام باسم "الأرقام السحرية" وهي توفر الاستقرار للذرة. فيما يلي تسلسل الأرقام السحرية: 2, 8, 20, 28, 50, 82 أو 126. هذه هي الأرقام السحرية التي تظهر النوى الأكثر استقرارًا. تكون الجسيمات غير المتزاوجة مسؤولة عن خصائص النواة والكثرونات التكافؤ مسؤولة عن

الخواص الكيميائية المختلفة للعناصر. وبمساعدة نموذج القشرة، يمكننا التنبؤ بدقة بخصائص النوى مثل الزخم الزاوي[4].

إلا أنه فشل في تفسير البرم النووي للمستوى الأرضي للنوى الزوجية- الزوجية والذي يساوي صفرا دائما. كما أنه لم يعالج التأثير الذي يشوه الشكل الكروي للنواة الناتج عن النيوكليونات خارج القشرة المغلقة[5]. وبالنسبة للنوى التي تكون في حالة غير مستقرة إلى حد كبير، يحتاج نموذج القشرة إلى تعديل أو استبداله بنماذج أخرى مثل النموذج الجماعي، ونموذج القطرة السائلة، ونموذج النواة المركبة.

4.2.1 النموذج التجميعي Collective Model

بالرغم من النجاح الذي حققه نموذج قطرة السائل ونموذج القشرة لكنهما فشلا في تفسير بعض الخواص النووية التي ذكرت سابقا فقد حاول العلماء فيما بعد الجمع بين النموذجين لتفسير الظواهر الفيزيائية النووية ومنهم العالمان Boher and Mottelson 1953 حيث اقترحا نموذج الحركة التجميعية الذي قاد إلى تقسيم النواة إلى نيوكليونات مركزية (القلب) ونيوكليونات خارج المركز حيث تتعامل النيوكليونات المركزية (القلب) كقطرة سائل تتفاعل مع النيوكليونات الخارجية في القشرات غير الممتلئة ان التفاعل القوي بين النيوكليونات الخارجية والقلب يعمل على تشويه القلب يفعل القوة المركزية. إن نموذج الحركة التجميعية يفترض أن التشويه الذي يصيب النواة يعتمد على زيادة عدد النيوكليونات وان التفاعل فيما بينهما يكون تجميعيا لذا فإن دوران النواة يكون صغيرا مقارنة بدوران النيوكليون الواحد وكلما زاد عدد النيوكليونات تزداد قوة كولوم فتصبح النواة أكثر ليونة وبالتالي يكون شكل النواة بيضويا[6].

3.1. الدراسات السابقة :

K. Heyde، في (2015)، درس وصفًا ثابتًا لنظائر الزئبق الزوجية، 172-200 زئبق باستخدام نموذج البوزون المتفاعل بما في ذلك خط التكوين. لقد أولوا اهتمامًا خاصًا لوصف شكل النواة وارتباطه بظاهرة تعايش الشكل. لقد حصلوا على قيم β المستخرجة من معدلات انتقال E2 المخفضة، وأخيرًا أخذنا في الاعتبار ثوابت الشكل الرباعي.

• K. A. Hussain et al، في (2017)، قام بدراسة مستويات الطاقة واحتمالات التحول الرباعي الكهربائي B(E2) للنظائر الزوجية الفردية Hg199-191 والدالة الموجية للنظائر الزوجية حتى Hg198-190. تم حسابها في إطار نموذج البوزون التفاعلي-1. كانت مستويات الطاقة المتوقعة ونتائج احتمالية الانتقال B (E2) متوافقة بشكل معقول مع البيانات التجريبية.

4.1. الهدف من البحث:

دراسة سلوك بعض نظائر الزئبق من خلال دراسة:

1. مستويات الطاقة للنظائر باستخدام نموذج: IBM-1.
2. تمت دراسة إمكانية الانتقالات الكهربائية والمغناطيسية في النموذج.
3. أشكال النوى من خلال متغيرات التشوه وعلاقتها بالأعداد السحرية.
4. سطح طاقة الوضع والعلاقة بينه وبين معامل التشوه β باستخدام IBM-1.

الفصل الثاني

الجزء النظري

1.2 نموذج البوزون المتفاعل (IBM) Interacting Boson Model

تم إنشاء هذا النموذج في عام 1974 بواسطة (Arima and F. Iachello. 1975). يجب أن يكون نموذج النواة الذرية قادرًا على وصف الخصائص النووية مثل البرم والطاقات ذات المستويات الأدنى، واحتمالات الاضمحلال لانبعاث جاما، واحتمالات (العوامل الطيفية) لتفاعلات الانتقال، والعزوم متعددة الأقطاب، وما إلى ذلك. يعد نموذج البوزون التفاعلي (IBM) مناسبًا لوصف النوى الذرية المتوسطة والثقيلة. ومن خلال ضبط عدد صغير من المتغيرات، فإنه يعيد إنتاج غالبية الحالات المنخفضة لهذه النوى. يعطي الشكل (1-2) ملخصًا للنوى التي تم التعامل معها باستخدام نموذج IBM المتفاعل.

إن نموذج البوزون المتفاعل متأصل بشكل أساسي في نموذج القشرة، والذي أثبت أنه أداة ممتازة للنوى الخفيفة (ما يصل إلى 50 نيوكليون). كلما زاد عدد النيوكليونات، كلما زاد عدد القشرات التي يجب أخذها في الاعتبار، وسرعان ما يصبح عدد الحالات النووية هائلًا للغاية بحيث يصبح نموذج القشرة مستعصيًا على الحل. على سبيل المثال، تظهر الحالة 2^+ (البرم 2 والتكافؤ إيجابي) لـ ^{145}Sm يظهر $3 \cdot 10^{14}$ تكوينًا مختلفًا. نموذج البوزون المتفاعل (يسمى أحيانًا تقريب البوزون المتفاعل IBA)

يقل من عدد الحالات بشكل كبير. إنه يشكل 26 تكوينًا فقط للحالة 2^+ المذكورة أعلاه [7].

يكشف نموذج القشرة أن الحالات المنخفضة للنواة الزوجية-زوجية تتكون في الغالب من أزواج نيوكليونات ذات برم إجمالي 0 أو 2. البرم الأعلى لمثل هذه الأزواج نادرة لأسباب تتعلق بالطاقة. على وجه الخصوص، يكون البرم المغزلي لأزواج النيوكليونات المتطابقة أرقامًا زوجية لأنه يشكل حالة غير متماثلة. علاوة على ذلك، في حالة وجود زوجين متطابقين من النيوكليونات، يكون البرم الإجمالي متساويًا تمامًا، وهو ما ينبع من حقيقة أن الأزواج تتصرف مثل البوزونات. هذه النتيجة النظرية ليست بعيدة عن الوضع الحقيقي للنوى الزوجية-زوجية، والتي من المعروف أن إجمالي دورانها في الغالب هو زوجي. إن هذا النموذج لا يتعلق فقط بنموذج القشرة ولكن أيضًا بالنموذج التجميعي للنواة الذرية لبور وموتيلسون (1953، 1975). في هذا النموذج، يتم تمثيل تشوه السطح النووي بخمسة معاملات ينتج عنها هاميلتوني مذبذب خماسي الأبعاد[7].

خصائص هذا النموذج تصف أبسط إصدارات النواة الزوجية-زوجية باعتبارها نواة خاملة مدمجة مع البوزونات التي تمثل أزواجًا من النيوكليونات المتماثلة. تتصرف البوزونات بشكل متناظر على النحو التالي: بافتراض أن كل بوزون لديه دالة موجية يمكن حسابها، فإن الدالة الموجية للتكوين الإجمالي لا تتغير إذا تم تبادل اثنين من البوزونات (أي متغيراتها). إن التشابه بين أزواج النيوكليونات والبوزونات لا يصل إلى حد ظهور الوظائف الموجية للنيوكليونات المقابلة في IBM. ومع ذلك، في نموذج البوزون-فيرميون التفاعلي الذي يتعامل مع الأعداد الفردية للنيوكليونات المتطابقة، تقترن البوزونات بالنيوكليونات. يتم اعتبار البوزونات كحالات بدون بنية تفصيلية وتؤدي خصائص تناظرها إلى علاقات تبديل لعوامل الخلق والفتاء المقابلة[7].

يتطابق البرم الكلي للبورون مع زخمه الزاوي. بما أن العزم الزاوي للبورونات زوجي ($l = 0, 2$) فإن تكافؤها يكون موجباً. على الرغم من وجود حجج معقولة لهذه العزم الزاوي، إلا أن هذا الاختيار يشكل سمة نموذجية للنظرية (ومع ذلك، فقد تم تطوير متغيرات مع $l = 4$ أو قيم فردية). فقط النجاح الذي تم تحقيقه من خلال وصف النوى الحقيقية يبرر افتراض العزم الزاوي. يقتصر النموذجان IBM1 وIBM2 على النوى التي تحتوي على أعداد زوجية من البروتونات والنيوترونات. ولتحديد عدد البوزونات يؤخذ بعين الاعتبار أن كلا النوعين من النيوكليونات يشكلان أغلفة مغلقة ذات أرقام جسيمية..28، 50، 82 و126 (أرقام سحرية). بشرط أن تملأ البروتونات أقل من نصف الغلاف الأبعد، يجب قسمة عدد البروتونات النشطة المقابلة على اثنين للحصول على رقم البوزون N_π المنسوب إلى البروتونات. إذا كان أكثر من نصف الغلاف مشغولاً، فإن رقم البوزون يقرأ $N_\pi = (\text{عدد الفجوات للبروتونات})/2$. ومن خلال معالجة النيوترونات بطريقة مماثلة، نحصل على عدد البوزونات N_v . في IBM1 يتم حساب رقم البوزون N عن طريق إضافة الأرقام الجزئية، أي $N = N_\pi + N_v$. على سبيل المثال، النواة $^{118}_{54}\text{Xe}_{64}$ تظهر الأرقام $N_\pi = (54 - 50)/2 = 2$ ، $N_v = (64 - 50)$. وبالنسبة لـ $^{128}_{54}\text{Xe}_{74}$ القيم $N_\pi = (54 - 50)/2 = 2$ ، $N_v = (82 - 74)/2 = 4$. لا تؤدي التحولات الكهرومغناطيسية إلى تغيير رقم البوزون، ولكن نقل نيوكليونين متطابقتين يرفعه أو يخفضه بمقدار واحد. من الطبيعي أن يأخذ IBM في الاعتبار حقيقة أن كل حالة نووية لديها زخم زاوي نووي إجمالي محدد J أو بالأحرى أن القيمة الذاتية لمؤثر الزخم الزاوي J^2 هي $J(J + 1) \cdot \hbar$. لهُ عدد صحيح [7].

2.2 نموذج البوزونات المتفاعلة الأول IBM-1

إن نموذج البوزونات المتفاعلة الأول لا يميّز بين بوزونات البروتونات (s_π, d_π) وبوزونات النيوترونات (s_ν, d_ν) إذ يتم حساب عدد البوزونات (بوزونات البروتونات N_π وبوزونات النيوترونات N_ν) بوصفها أزواج من الجسيمات (Particle Pairs) ابتداءً من أقرب قشرة مغلقة وحتى منتصف القشرة التي تليها أي أن عدد البوزونات (N_π) يساوي عدد أزواج الجسيمات الواقعة خارج القشرة المغلقة وهو كمية محفوظة تماماً وثابتة لكل نواة، أما إذا كان أكثر من نصف القشرة فإن (N_π) و (N_ν) تتخذ كعدد أزواج الفجوات (Number of Hole Pairs). في هذا النموذج نجد أن البوزونات S,d يمكنها التفاعل فيما بينها ونتيجة لذلك فإن الصيغة العامة للمؤثر الهاملتوني لهذا النظام تكتب بعد أن يتم تعريف مؤثرات الخلق (Creation Operators) (S^+, d^+) ومؤثرات الغناء (Annihilation) (S, d) (Operators) [8], [9]:

$$\begin{aligned}
 H = & \varepsilon_s (s^+ \cdot \tilde{s}) + \varepsilon_d (d^+ \cdot \tilde{d}) + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2} (2L+1)^{\frac{1}{2}} C_L [(d^+ \times d^+)^{(L)} \times (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(L)}]^{(0)} \\
 & + \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{V}_2 [(d^+ \times d^+)^{(2)} \times (\tilde{d} \times \tilde{s})^{(2)} + (d^+ \times s^+)^{(2)} \times (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(2)}]^{(0)} \\
 & + \frac{1}{2} \tilde{V}_0 [(d^+ \times d^+)^{(0)} \times (\tilde{s} \times \tilde{s})^{(0)} + (s^+ \times s^+)^{(0)} \times (\tilde{d} \times \tilde{d})^{(0)}]^{(0)} \quad \text{----(1-2)} \\
 & + U_2 [(d^+ \times s^+)^{(2)} \times (\tilde{d} \times \tilde{s})^{(2)}]^{(0)} + \frac{1}{2} U_0 [(s^+ \times s^+)^{(0)} \times (\tilde{s} \times \tilde{s})^{(0)}]^{(0)}
 \end{aligned}$$

إذ إن $U_L (L=0,2)$, $V_L(L=0,2)$, $C_L(L=0,2,4)$ تصف تفاعلات البوزونات بعضها مع بعض، وتعتمد هذه المعاملات على عدد البوزونات N أما الأقواس فإنها تمثل الزخم الزاوي، وتوجد عدة صيغ أخرى مكافئة للصيغة العامة لهاملتون IBM-1، إذ تمثل $\varepsilon = \varepsilon_d + \varepsilon_s$ طاقة البوزونات وللسهولة عدت طاقة البوزون s مساوية للصفر ولهذا فإن $\varepsilon = \varepsilon_d$.

إذ يمكننا إعادة كتابة المعادلة (1-2) باستعمال صيغة متعدد القطبية (Multiple Expansion Formula):

$$\hat{H} = \varepsilon \hat{n}_d + a_0 \hat{P} \cdot \hat{P} + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_2 \hat{Q} \cdot \hat{Q} + a_3 \hat{T}_3 \cdot \hat{T}_3 + a_4 \hat{T}_4 \cdot \hat{T}_4 \quad (2-2)$$

أما المعاملات a_0, a_1, a_2, a_3, a_4 فإنها تعبر عن قوة تفاعل الازدواج والزمخ الزاوي ورباعي القطب وثمانى القطب والقطب السادس عشر بين البوزونات على التوالي.

ومن الخواص الأخرى التي يمكن حسابها زيادة على حساب مستويات الطاقة باستعمال هذا النموذج هي معدلات الانتقالات الكهرومغناطيسية (E.M.transition rates) ولانتقالات $E4, M3, E2$ وهي $M1, E0, \dots$ إذ إن مؤثر الانتقال الكهرومغناطيسي يأخذ الصيغة العامة الآتية [11], [12]:

$$T_m^{(L)} = \alpha_2 \delta_{L_2} [d^+ s + s^+ d]_m^{(2)} + \beta_L [d^+ d]_m^{(L)} + \gamma_0 \delta_{L_0} \delta_{m_0} [s^+ s]_0^{(0)} \quad (3-2)$$

إذ تمثل المعاملات $(\gamma_0, \beta_L, \alpha_L)$ معاملات الحدود المختلفة في المؤثر. ومن الممكن الحصول على المؤثر المتعدد القطبية $T_m^{E(2)}$ الذي شهد تطبيقات واسعة الانتشار في تحليل انتقالات أشعة γ كما من الصيغة الآتية [9]:

$$T_m^{(E2)} = \alpha_2 [d^\dagger s + s^\dagger d]_m^{(2)} + \beta_2 [d^\dagger d]_m^{(2)} \text{-----} (4-2)$$

إذ أن (α_2) و (β_2) معاملات تصف الحدود المختلفة في المؤثر، كما يمكن حساب معدل احتمالية الانتقالات الكهرومغناطيسية المختزلة من العلاقة [13]:

$$B(E2, L_i \rightarrow L_f) = \frac{1}{2L_i + 1} \left\langle \left\langle L_f \left\| \hat{T}^{(E2)} \right\| L_i \right\rangle \right\rangle \text{-----} (5-2)$$

إذ يمثل $\left\langle \left\langle L_f \left\| \hat{T}^{(E2)} \right\| L_i \right\rangle \right\rangle$ عناصر المصفوفة الخاصة بالانتقال $(E2)$ ، إضافة إلى دالتي الموجة (Two Wave Functions) للحالتين الابتدائية والنهائية، وبمعرفة مؤثرات الانتقال فإنه من الممكن حساب معدلات الانتقالات الكهرومغناطيسية بالطريقة الاعتيادية بعد أخذ عناصر المصفوفة المختزلة (Reducible Matrix Elements) $\hat{T}_m^{(E2)}$ بين الحالتين الابتدائية والنهائية [14]. أما بالنسبة لاحتمالية الانتقال لثنائي القطب المغناطيسي (The magnetic dipole transition) فان الهاملتون لها يعطى بالعلاقة الآتية [15]:

$$\begin{aligned} \hat{T}^{(M1)} = & \beta_1 [\hat{d}^\dagger \times \hat{d}]_\mu^{(1)} + \alpha_1 [(\hat{d}^\dagger \times \hat{d}^\dagger)^{(4)} x (\hat{d} \times \hat{d})^{(4)}]_\mu^{(1)} \\ & + \gamma_1 [(\hat{d}^\dagger \times \hat{d}^\dagger)^{(2)} x (\hat{d} \times \hat{d})^{(2)}]_\mu^{(1)} + \delta_1 [(\hat{d}^\dagger \times \hat{d}^\dagger)^{(2)} x (\hat{d} \times \hat{S})^{(2)}] \\ & + (\hat{d}^\dagger \times \hat{S}^\dagger)^{(2)} x (\hat{d} \times \hat{d})^{(2)}]_\mu^{(1)} + \eta_1 [(\hat{d}^\dagger \times \hat{S}^\dagger)^{(2)} x (\hat{S} \times \hat{d})^{(2)}]_\mu^{(1)} \text{---} (6-2) \end{aligned}$$

إذ أن $\beta_1, \alpha_1, \gamma_1, \delta_1, \eta_1$ المعاملات الخطية المؤثرة في المؤثر اعلاه، ويمكن كتابة المعادلة (2-6) بالصيغة الآتية [16]:

$$\hat{T}^{(M1)} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} g_\beta \hat{I} \text{-----} (7-2)$$

إذ أن g_β العامل المؤثر للبويزون بوحدة (Nuclear Magneton)، إن الإنتقال المغناطيسي هنا يعطى فقط للبويزون d لذا فان مؤثر ثنائي القطب المغناطيسي يمكن أن يكتب بالشكل التالي:

$$\hat{T}^{(M1)} = \beta_1 [\hat{d}^\dagger \times \hat{d}]_\mu^{(1)} \text{-----} (8-2)$$

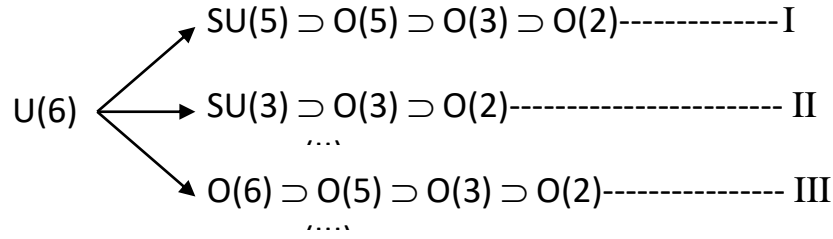
أما العامل g_β للبويزون المؤثر يعطى بالعلاقة: -

$$g_\beta = \frac{\beta_1}{\sqrt{10}} \sqrt{\left[\frac{4\pi}{3}\right]} \text{-----} (9-2)$$

3.2 التناظرات الديناميكية Dynamical Symmetries

تسمى التحديدات الثلاثة التي عندها يمكن حل مسألة القيم الذاتية لهاملتون IBM-1 تحليليا والمتمثلة بالمعادلة (2-2) بالتناظرات الديناميكية [17].

إذ يمكن تقسيم نموذج البوزونات المتفاعلة الأول (IBM-1) إلى ثلاث سلاسل (Chains) وبثلاثة حلول تحليلية (analytic solutions) في ضوء حل مسألة القيم الذاتية لهاملتون IBM-1 وهذه السلاسل هي [18]:



حيث يمكن كتابة المعادلة (2-1) بالصيغة الآتية [19], [20]:

$$H = \varepsilon_s s^+ s + \varepsilon_d d_m^+ d_m + V \text{----- (10-2)}$$

إذ أن V تمثل طاقة التفاعل بين البوزونات، نلاحظ أن هناك ثلاث تحديدات ممكنة فالتحديد الأول يحدث عندما تكون طاقة البوزون ε أكبر بكثير من طاقة التفاعل بينهما أي أن ($V \ll \varepsilon$) ويسمى هذا التحديد بالتحديد الاهتزازي. أما التحديدان الآخران فهما يحدثان عندما تكون طاقة التفاعل بين البوزونات أكبر بكثير من طاقة البوزونات أي ($V \gg \varepsilon$) فعندما تمثل V تفاعل عزم رباعي القطب (Q_2) بين البوزونات فالتحديد الناتج يسمى بالتحديد الدوراني أما إذا كان تفاعل الأزواج (P_2) الحاصل بين البوزونات هو المهيمن فإن هذا التحديد يسمى بتحديد (γ -Unstable) [20] وفيما يأتي عرض للتحديدات الثلاثة:

1.3.2 التحديد الاهتزازي SU(5)

أطلقت تسمية التناظر الديناميكي وفق السلسلة (I) بالتحديد الاهتزازي SU(5) الذي يعد من أول التحديدات التي عرضها (Arima and Iachello) والذي تكون فيه طاقة البوزون (ε) أكبر بكثير من طاقة التفاعل (V) إذ يعطي الهاميلتون الخاص به الشكل الآتي [20], [21]:

$$\hat{H}^{(I)} = \varepsilon \hat{n}_d + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_3 \hat{T}_3 \cdot \hat{T}_3 + a_4 \hat{T}_4 \cdot \hat{T}_4 \quad (11-2)$$

وفي هذا النوع من التحديد نجد إن المؤثرين (\hat{Q} ، \hat{P}) غير فعالين كما مبين في المعادلة (2)-

(11)، أما معادلة القيم الذاتية لهاملتون SU(5) فإنها تعطى بالشكل الآتي [13]:

$$E |N, nd, v, n_\Delta, L, M\rangle = \varepsilon nd + \frac{\alpha nd}{2} (nd-1) + \beta (nd-v)(nd+v+3) + \gamma [L(L+1) - 6nd] \quad (12-2)$$

$$|N, nd, v, n_\Delta, L, M\rangle$$

إذ أن الحالات الذاتية (Eigen State) تعرف بالأعداد الكمية

ثلاث منها معروفة وهي عدد البوزونات الكلي N والزخم الزاوي L ومركبته M أما nd فتمثل عدد

البوزونات في المستوي d وأما v فهي تمثل الأسبقية (Seniority) والتي تمثل عدد بوزونات d غير

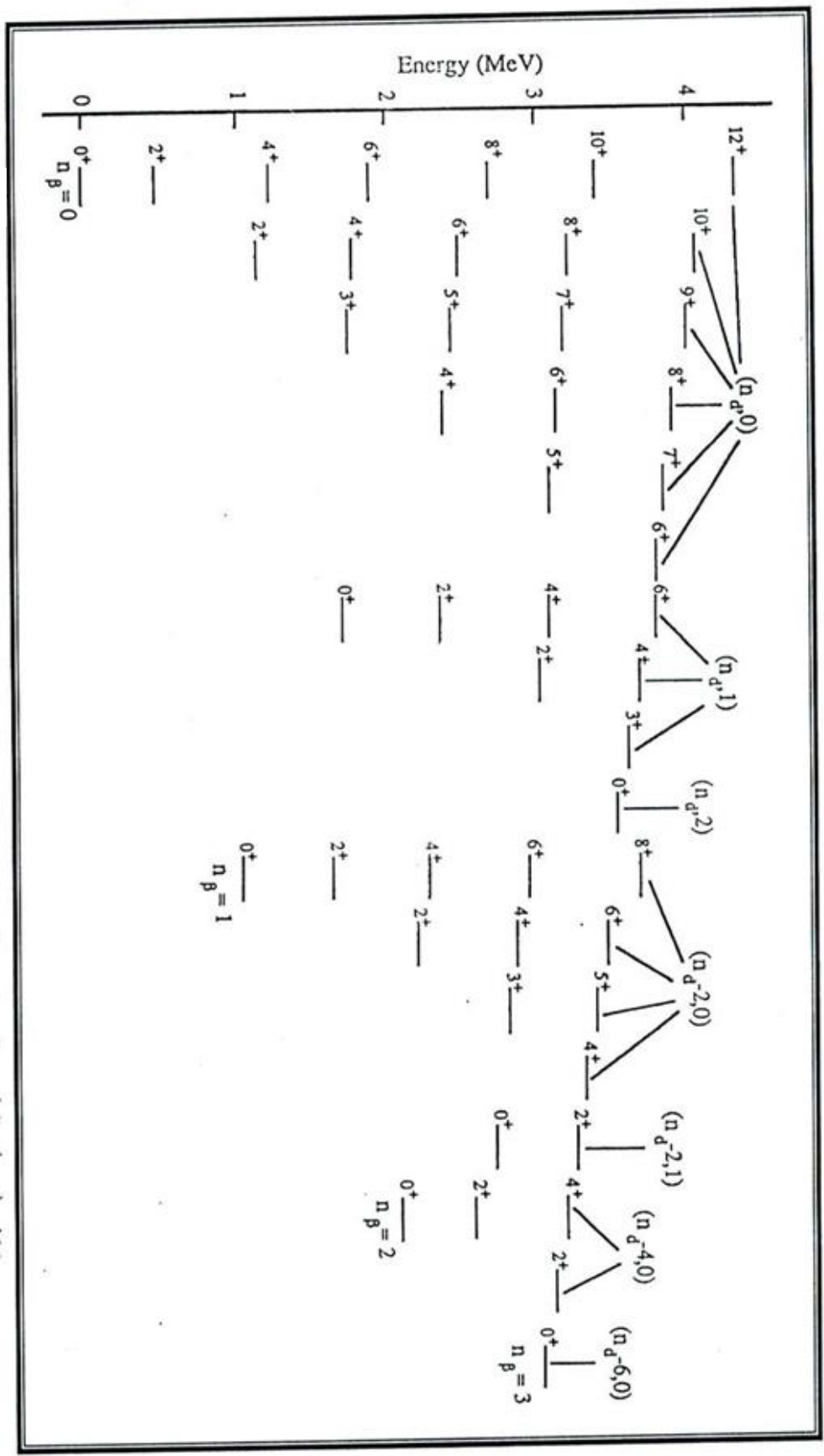
المزدوجة أما العدد الأخير n_Δ فإنه يشير إلى عدد البوزونات المرتبطة ثلاثياً (triplets coupled)

لزخم زاوي مقداره صفر والشكل (1-2) يوضح طيفاً نموذجياً لنواة اهتزازية نقية [59,43]. ويأخذ

المؤثر متعدد القطبية (E2) في هذا التحديد صيغة مشابهة لصيغة المعادلة (2-4) ويحقق قواعد

الإختيار أو الانتقاء (Selection Rules) الآتية [21]:

$$\Delta nd = 0, \pm 1$$



شكل (1-2): الطيف النموذجي للتوحيد SU(5) لـ $N=6$ مع قيم ν و n_Δ والزخم الزاوي لكل مستوي

2.3.2 التحديد الدوراني SU(3)

سمي التناظر الديناميكي وفق السلسلة (II) بالتحديد الدوراني SU(3) الذي يعد ثاني التحديدات التي عرضها (Arima and Iachello) والذي تكون فيه طاقة البوزون (ε) أصغر بكثير من طاقة التفاعل ($V \gg \varepsilon$) إذ تمثل (V) طاقة تفاعل عزم رباعي القطب (Q.Q) بين البوزونات، وتعطى دالة هاملتون للتحديد بالمعادلة [19]:

$$\hat{H}^{(II)} = a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_2 \hat{Q} \cdot \hat{Q} \quad \text{--- (13-2)}$$

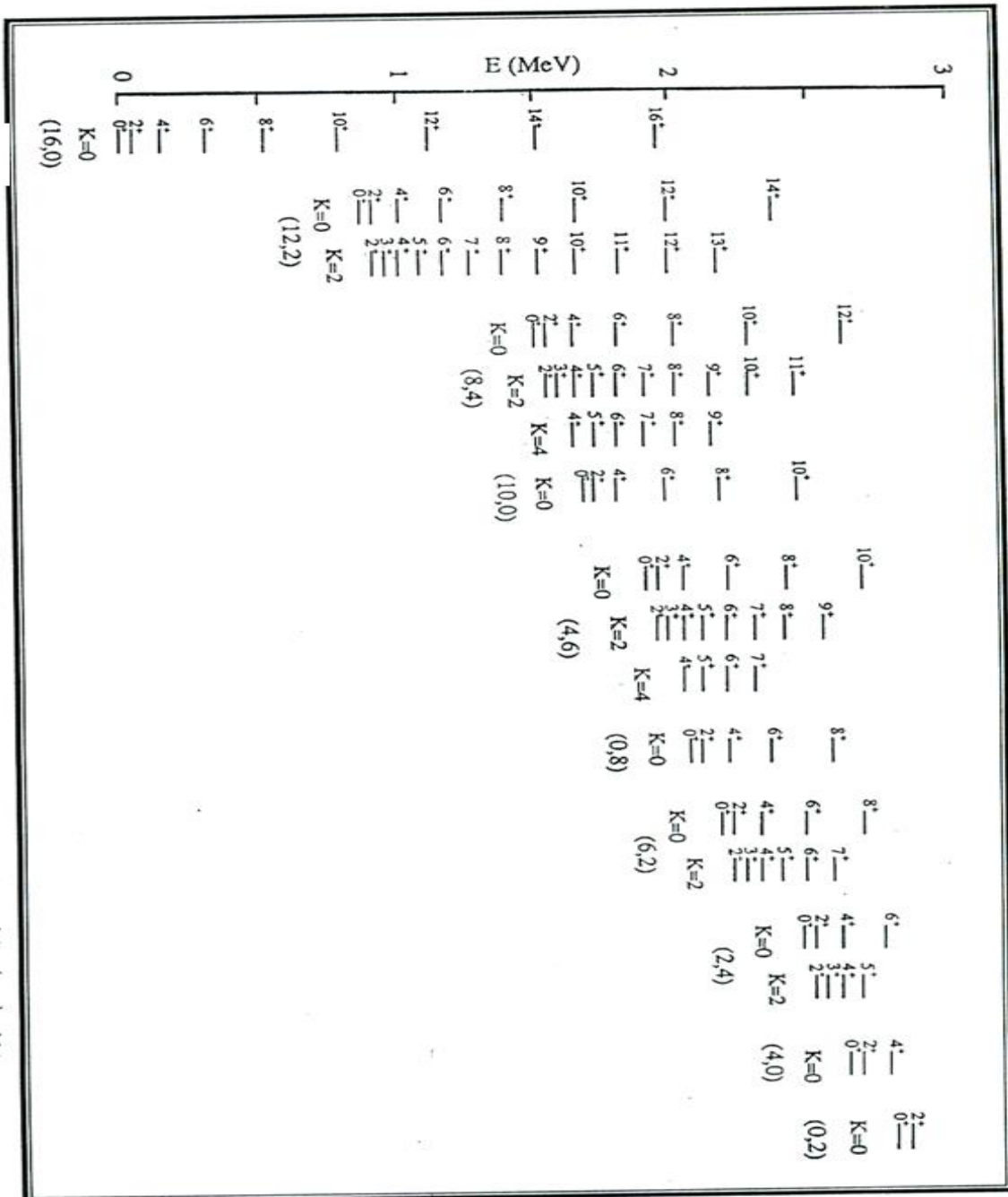
ومن المعادلة (13-2) نجد إن المؤثرات ($\hat{\varepsilon}$ و \hat{P} و \hat{T}_3 و \hat{T}_4) غير فعّالة، حيث نلاحظ بأن تفاعل ثنائي الزخم الزاوي (L.L) إضافة إلى تفاعل رباعي القطب الكهربائي (Q.Q) بين البوزونات هي المهيمنة في هذا التحديد. أما معادلة القيم الذاتية لهاملتون SU(3) فإنها تعطى بالعلاقة الآتية [12]:

$$E|N, (\lambda, \mu), K, L, M\rangle = \frac{a_2}{2} (\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu)) + \left(a_1 - \frac{3a_2}{8}\right) \cdot L(L + 1) \quad \text{--- (14 - 2)}$$

تعرف الحالات الذاتية بالأعداد الكمية (M,L,N) المعرفة سابقاً زيادةً على العددين الكميّين (μ, λ) إذ يمثلان حالات SU(3) و العدد الكمي K يرمز إلى الحالات التي تمتلك قيماً متساوية لـ (L, μ, λ) والشكل (2- 2) يوضح طيفاً نموذجياً للتحديد SU(3) [19], [22]، أما المؤثر لهذا التحديد فإنه يعطى بالصيغة الآتية [19]:

$$T_m^{(E_2)} = \alpha_2^2 \left[(d^\dagger s + s^\dagger d)_m^{(2)} - \frac{\sqrt{7}}{2} (d^\dagger d)_m^{(2)} \right] \text{----- (15-2)}$$

إذ عدت $(\beta_2 = -\frac{\sqrt{7}}{2}\alpha_2)$ وتكون قواعد الاختيار (Selection Rules) لهذا التحديد [22]:



شكل (2-2): الطيف النموذج للتحديد SU(3) لـ (N=8) مع قيم λ و μ و κ والزخم الزاوي اكل مستوي

3.3.2 تحديد O(6)

سمي التناظر الديناميكي للسلسلة (III) بتحديد كما غير المستقر (γ -unstable) حيث يكون تفاعل الازدواج ($\hat{P} \cdot \hat{P}$) الحاصل بين البوزونات هو المهيمن نسبة إلى طاقة البوزونات أي أن ($V \gg \varepsilon$)، إما دالة هاملتون لهذا التحديد تعطى بالعلاقة [22]:

$$\hat{H}^{(III)} = a_0 \hat{P} \cdot \hat{P} + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_3 \hat{T}_3 \cdot \hat{T}_3 \text{-----} (16-2)$$

ومن المعادلة (16-2) يتبين أن المؤثرات (\hat{E} و \hat{Q} و \hat{T}_4) غير فعّالة، أما معادلة القيم الذاتية فإنها تكتب بالشكل الآتي [22]:

$$E \left| N, \delta, \tau, \nu \Delta, L, M \right\rangle = \frac{A}{4} (N - \delta)(N + \delta + 4) + \frac{B}{6} \tau(\tau + 3) + CL(L + 1) \\ \text{---} (20 - 2)$$

إذ تعرف الحالات الذاتية لهذا التحديد بالأعداد الكمية الجديدة δ, τ والتي تأخذ القيم الذاتية:

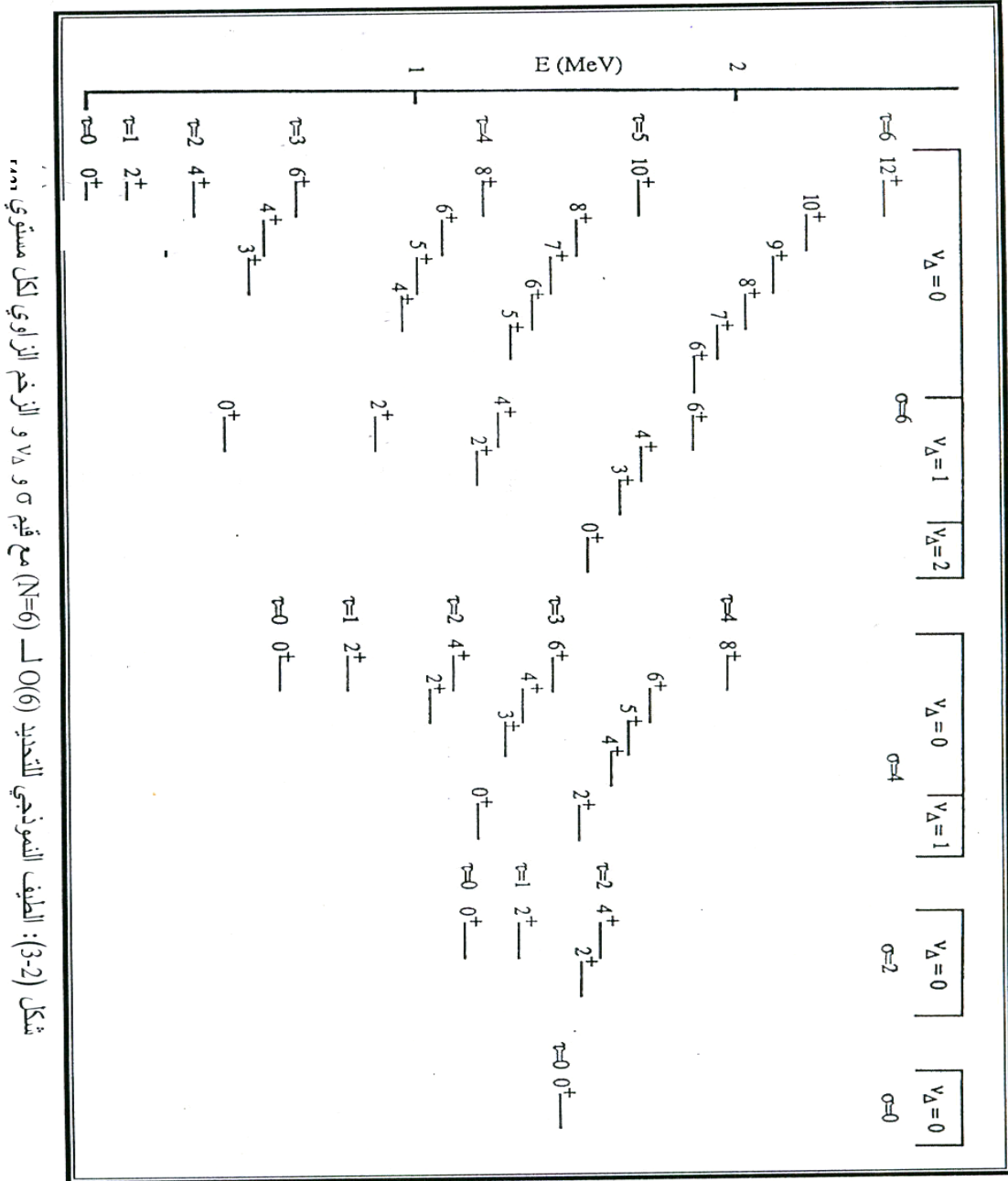
$$\delta = N, N-2 \dots 0 \text{ or } 1 \text{ for } N=\text{Even or } N=\text{Odd} \text{-----} (17-2)$$

$$\tau = \delta, \delta - 1 \dots 0 \text{-----} (18-2)$$

إذ أن المعاملات A,B,C تمثل القيم الذاتية المرافقة، و $\nu \Delta$ تمثل عدد البوزونات d المرتبطة ثلاثياً لزخم زاوي مقداره صفر، والشكل (3-2) يوضح طيفا نموذجياً للتحديد O(6) [58,43] أما المؤثر ($\hat{T}_m^{(E2)}$) في هذا التحديد فانه يكتب كالآتي [19]:

$$\hat{T}_m^{(E2)} = \alpha_2 \left[\hat{d}^+ \times \hat{s} + \hat{s}^+ \times \hat{d} \right]_m^{(2)} \quad (19-2)$$

إذ أن: $\beta=0$ وبقوانين إنتقاء $(\Delta\tau=\pm 1, \Delta\delta=0)$



4.2 المناطق الانتقالية في نموذج البوزونات المتفاعلة- الأول

هناك بعض النوى يمكن وصفها بدقة بإحدى التحديدات التي ذُكرت سابقاً وهي النوى الخالصة، إلا إن معظم النوى تبتعد بخواصها عن هذه التحديدات لتقع بين خواص تحديدين أو ثلاثة لتكون مناطق انتقالية [13]، إن التحديدات الثلاثة التي عُرِضت سابقاً مفيدة جداً طالما أنها تعطي مجموعة من الحلول التحليلية التي يمكن اختبارها عملياً إلا أن معظم النوى تبتعد بصفاتهما عن الحدود الواضحة لهذه التحديدات إذ نجد أن معظم أطيف النوى لا تتوافق مع أيٍّ من التحديدات الثلاثة المذكورة آنفاً وعلية فإن الهاملتوني قد يكتب بدلالة مؤثرات تحديدين وأحياناً قد يكتب بدلالة جميع المؤثرات. لذلك من الممكن تقسيم النوى إلى أربعة أصناف انتقالية هي

1- الصنف A

النوى في هذا الصنف تمتلك صفات انتقالية بين التحديدين (I) و (II) [12] وتعطى دالة هاملتون بالصيغة [20]:

$$\hat{H}^{(I+II)} = \varepsilon \hat{n}_d + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_2 \hat{Q} \cdot \hat{Q} \text{-----} (20-2)$$

خواص النوى في هذا الصنف تعتمد على النسبة $(a_0 \setminus a_2)$ فعندما تكون هذه النسبة كبيرة فإن الخواص تقترب من التحديد $SU(5)$ وعندما تكون هذه النسبة صغيرة فالخواص تقترب من التحديد $SU(3)$ ، وإذا كانت متوسطة فإن الحل سيكون بين التحديدين ، والشيء نفسه سوف يحدث بالنسبة لنسب الانتقالات الكهرومغناطيسية كالنسبة [19].

$$R = \frac{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)} \text{-----} (21 - 2)$$

إذ أن النسبة تعد بين القيمتين $R=0$ في التحديد $SU(5)$ و $R=7/10$ في $SU(3)$ [23]

2- الصنف B

تمتلك النوى في هذا الصنف خواص انتقالية بين التحديدين (II) و (III) وتعطى دالة

هاملتون بالصيغة [19]:

$$\hat{H}^{(II+III)} = a_0 \hat{P} \cdot \hat{P} + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_2 \hat{Q} \cdot \hat{Q} \text{ --- (22 - 2)}$$

تعتمد خواص النوى في هذا الصنف على النسبة (a_0 / a_2) فعندما تكون هذه النسبة كبيرة فإن

الخواص ستكون اقرب للتحديد $O(6)$ وعندما تكون صغيرة فإن الخواص ستكون اقرب للتحديد

$SU(3)$. أما نسبة الانتقال الكهرومغناطيسي (R) لهذا الصنف فإنها تأخذ قيمةً متوسطة ما

بين $R=0$ للتحديد $O(6)$ و $R=7/10$ للتحديد $SU(3)$ [13].

3- الصنف C

تمتلك النوى في هذا الصنف صفات انتقالية بين التحديدين (I) و (III) ودالة هاملتون [12]:

$$\hat{H}^{(I+III)} = \varepsilon \hat{n}_d + a_0 \hat{P} \cdot \hat{P} + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_3 \hat{T}_3 \cdot \hat{T}_3 \text{ --- (23 - 2)}$$

تعتمد خواص النوى في هذا الصنف على النسبة (a_0 / a_2) فعندما تكون النسبة كبيرة فإن هذا

يعني أن النواة قريبة في خواصها من التحديد $SU(5)$ وعندما تكون صغيرة فإنه يعني أن النواة

قريبة في خواصها من التحديد $O(6)$.

4- الصنف D

النوى في هذا الصنف تمتلك خواص متوسطة بين التحديدات (I) و (II) و (III) والهاملتون [22]:

$$\hat{H}^{(I+II+III)} = \varepsilon \hat{n}_d + a_0 \hat{P} \cdot \hat{P} + a_1 \hat{L} \cdot \hat{L} + a_2 \hat{Q} \cdot \hat{Q} + a_3 \hat{T}_3 \cdot \hat{T}_3 + a_4 \hat{T}_4 \cdot \hat{T}_4 \text{ (24 - 2)}$$

الفصل الثالث

النتائج والاستنتاجات

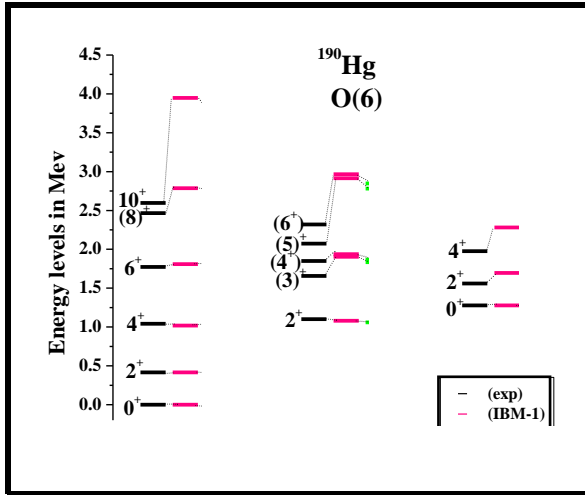
1.3 الزئبق (Hg)

الزئبق هو المعدن الشائع الوحيد الذي يكون سائلاً في درجات الحرارة العادية. هو معدن سائل ثقيل، لونه أبيض فضي. الزئبق موصل رديء للحرارة بالمقارنة مع المعادن الأخرى ولكنه موصل جيد للكهرباء. تعود أقدم عينة من الزئبق إلى القرن الخامس عشر أو السادس عشر قبل الميلاد تقريباً. وقد عثر عليه عند أحد المصريين. ويستخدم الزئبق أيضاً في تطبيقات طب الأسنان، وأدوات القياس (مثل موازين الحرارة والبارامترات الزئبقية)، وطلاءات المرايا. وهناك بعض التطبيقات الصناعية مثل مصابيح Hg-Xe قصيرة القوس التي تحتوي على خليط من غاز الزينون والزرنيق.

الزئبق في المجموعة 12 الدورة 6، له 40 نظير مع 80 بروتون وهذا هو العدد الذري Z كما في الشكل (3-1). يختلف عدد النيوترونات من 91 إلى 130، ولكن في بحثنا عدد النيوترونات من 110 إلى 124 فقط. لذلك، فإن الحد الأقصى لعدد البوزونات هو 9 والحد الأدنى 2 كلها كفجوات (أصغر من أقرب غلاف مغلق أو غلاف متوسط).

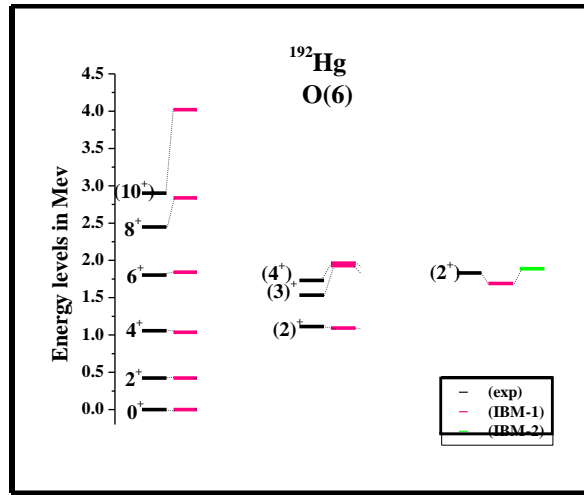
جدول (1-3): المعاملات الهاملتونية في نموذج IBM-1 بالMeV (χ وحدة اقل)

The Isotopes	Boson Number	E	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	χ
^{190}Hg	9	0	0.1279	0.0178	0	0.2211	0	0
^{192}Hg	8	0	0.141	0.0183	0	0.2235	0	0
^{194}Hg	7	0	0.1875	0.0207	0	0.2169	0	0
^{196}Hg	6	0	0.1884	0.023	0	0.2057	0	0
^{198}Hg	5	0	0.233586	0.01905	0	0.2125	0	0
^{200}Hg	4	0	0.335	0.0298	0	0.174	0	0
$^{200}\text{Hg}^*$	4	0	0.32173	0.01822	0.029	.2902	0	-1
^{202}Hg	3	0	0.35284	0.0298	0	0.1862	0	0
$^{202}\text{Hg}^*$	3	0	0.36399	0.0281	0	0.2044	- 0.06	0
^{204}Hg	2	0	0.54525	0.0245	0	0.2068	0	0
Hg^{*204}	2	0	0.83551	0.01304	0.096	0.5433	0	-1



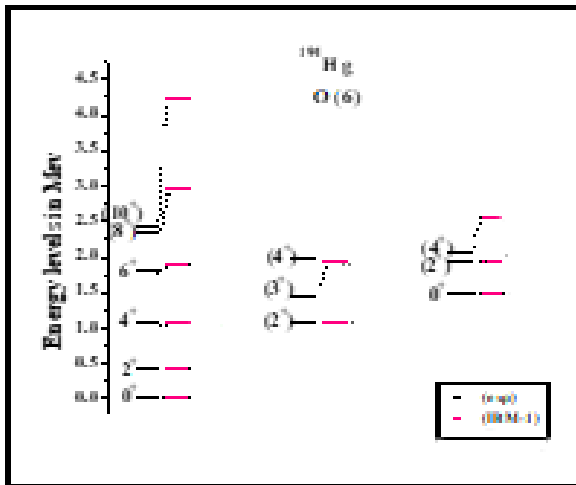
شكل (3-2): مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة

مع IBM-1 ل ^{190}Hg .



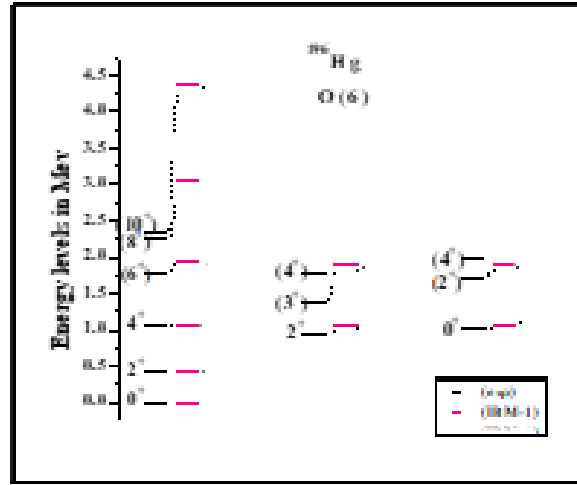
شكل (3-3): مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة

مع IBM-1 ل ^{192}Hg .



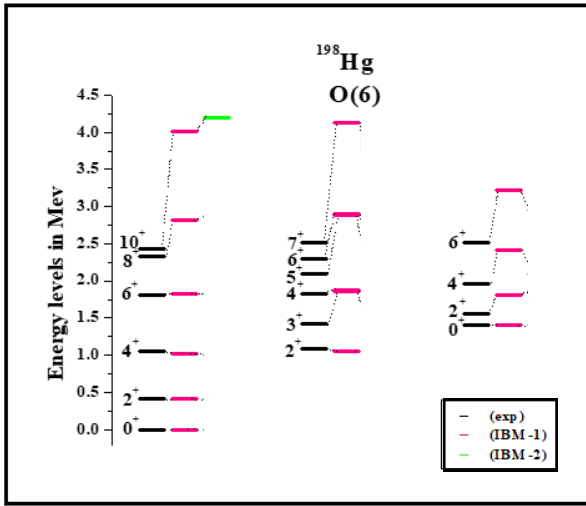
شكل (3-4): مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة

مع IBM-1 ل ^{194}Hg .

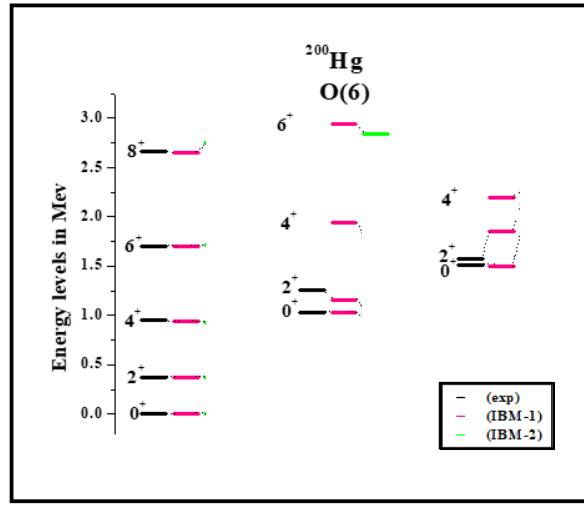


شكل (3-5): مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة

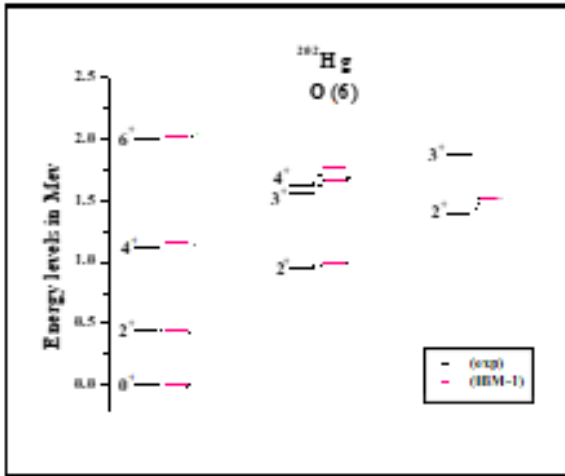
مع IBM-1 ل ^{196}Hg .



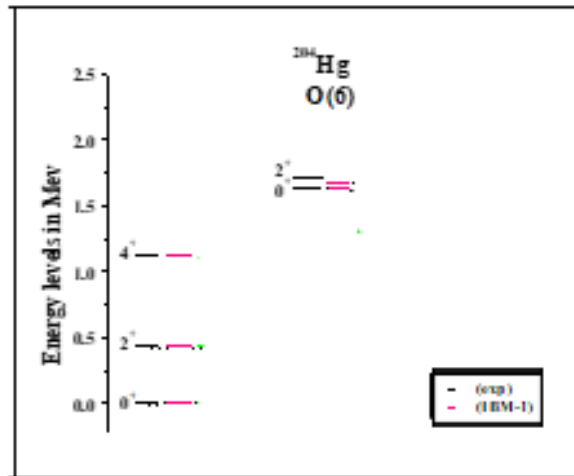
شكل (3-6): مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ¹⁹⁸Hg.



شكل (3-7): مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ²⁰⁰Hg.



شكل (3-8): مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ²⁰²Hg.



شكل (3-9): مستويات الطاقة التجريبية بالمقارنة مع IBM-1 ل ²⁰⁴Hg.

شكل (3-6):

شكل (3-7):

جدول (2-3): الانتقالات الكهربائية (e²b² unit) مع التكافؤ الموجب للزئبق

The Isotopes	¹⁹⁰ Hg		¹⁹² Hg		¹⁹⁴ Hg	
	Exp	IBM-1	Exp	IBM-1	Exp	IBM-1
J_i^{\rightarrow} J_f^+ $2_1 \rightarrow 0_1$	0.298	0.241 5	0.276	0.245	0.26	0.216
$2_1 \rightarrow 0_2$	-	0	-	0	-	0
$2_2 \rightarrow 0_1$	-	0	-	0	-	0
$2_3 \rightarrow 0_1$	-	0	-	0	-	0
$2_2 \rightarrow 2_1$	-	0.567	-	0.345	-	0.214
$4_1 \rightarrow 2_1$	-	0.56	-	0.345	-	0.215
$4_2 \rightarrow 2_2$	-	0.324	-	0.082	-	0.118
$4_2 \rightarrow 4_1$	-	-	-	-	-	-

$6_1 \rightarrow 4_1$	-	-	-	-	-	-
$6_2 \rightarrow 6_1$	-	-	-	-	-	-
$8_1 \rightarrow 6_1$	-	-	-	-	-	-
$10_1 \rightarrow 8_1$	-	-	0.158	-	0.207	-
The Isotopes	^{196}Hg		^{198}Hg		^{200}Hg	
J_i^{\rightarrow} J_f^+	Exp	IBM-1	Exp	IBM-1	Exp	IBM-1
$2_1 \rightarrow 0_1$	0.225	0.2	0.197	0.1975	0.17	0.1618
$2_1 \rightarrow 0_2$	-	0	-	0	-	0.0001
$2_2 \rightarrow 0_1$	-	0	0.0001	0	0.0016	0.007
$2_3 \rightarrow 0_1$	-	0	-	0	-	0.0004
$2_2 \rightarrow 2_1$	-	0.26	0.0043	0.25	0.0166	0.15
$4_1 \rightarrow 2_1$	-	0.257	0.074	0.25	0.263	0.198

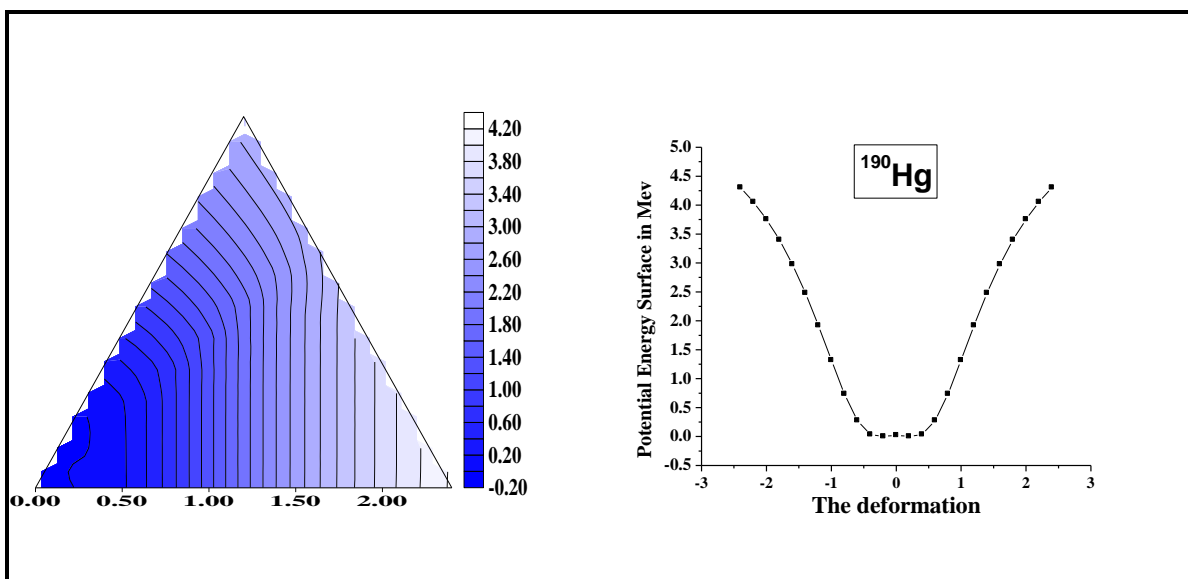
$4_2 \rightarrow 2_2$	-	0.137	-	0.026	-	0.093
$4_2 \rightarrow 4_1$	-	-	-	-	-	-
$6_1 \rightarrow 4_1$	-	-	-	-	0.319	-
$6_2 \rightarrow 6_1$	-	-	-	-	-	-
$8_1 \rightarrow 6_1$	-	-	0.04	-	-	-
$10_1 \rightarrow 8_1$	0.23	-	0.336	-	-	-
The Isotopes	^{202}Hg			^{204}Hg		
$J_i^+ \rightarrow J_f^+$	Exp	IBM-1	Exp	IBM-1		
$2_1 \rightarrow 0_1$	0.122	0.119	0.085	0.08		
$2_1 \rightarrow 0_2$	-	0.0005	-	0.0006		
$2_2 \rightarrow 0_1$	0.0006	0	-	0.004		
$2_3 \rightarrow 0_1$	-	0.0011	-	-		
$2_2 \rightarrow 2_1$	0.039	0.129	-	0.057		

$4_1 \rightarrow 2_1$	0.186	0.129	0.12	0.067
$4_2 \rightarrow 2_2$	-	0.046	-	-
$4_2 \rightarrow 4_1$	-	-	-	-
$6_1 \rightarrow 4_1$	0.176	-	0.143	-
$6_2 \rightarrow 6_1$	-	-	-	-
$8_1 \rightarrow 6_1$	-	-	-	-
$10_1 \rightarrow 8_1$	-	-	-	-

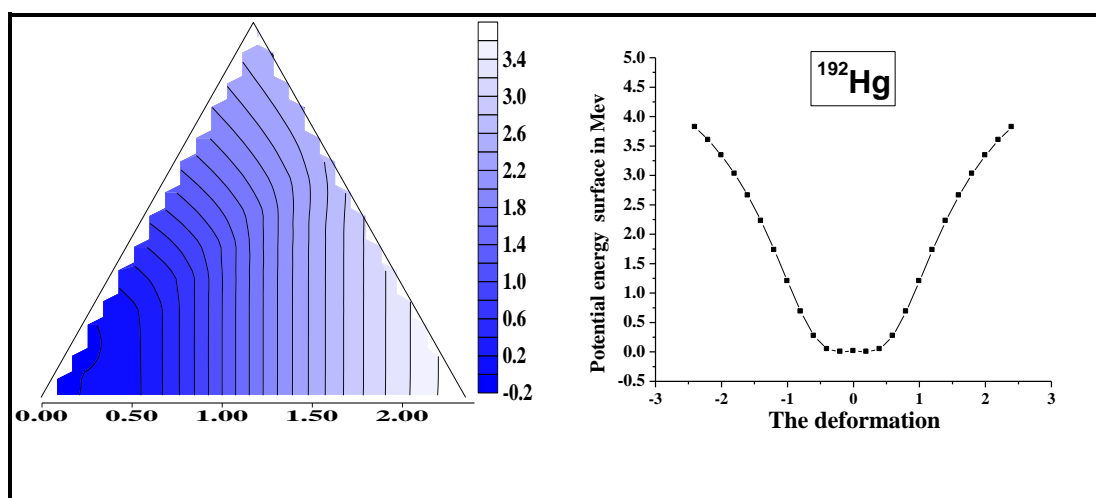
3.1.3 سطح الطاقة الكامنة

الخطوة الأخيرة للتحقق من البنية النووية لنظائر الزئبق هي سطح الطاقة الكامنة والممثلة بالأشكال من

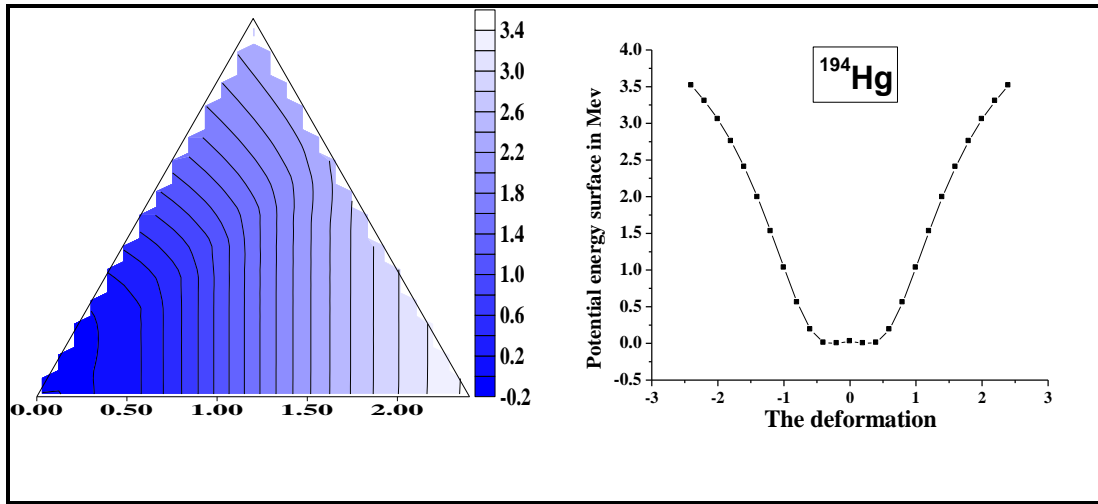
(10-3) الى (17-3).



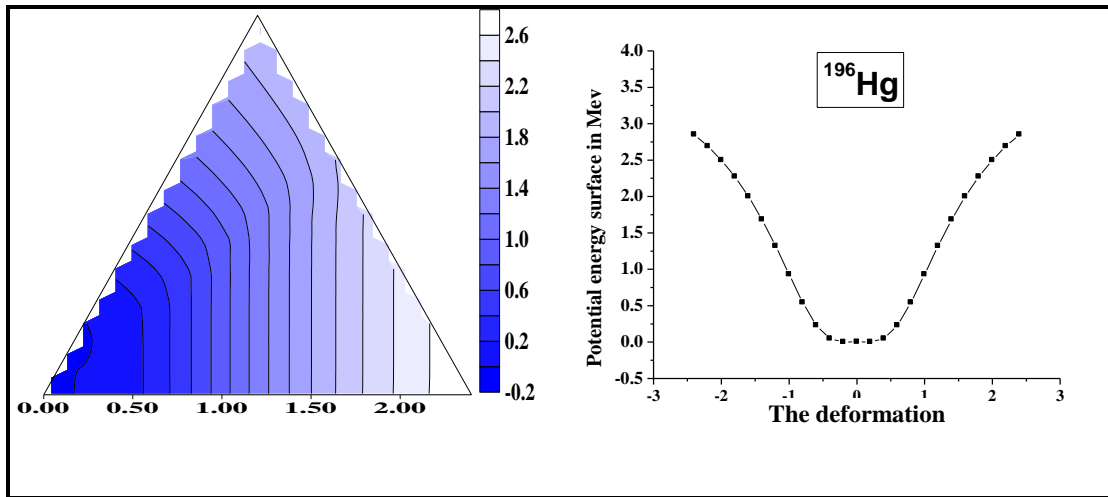
شكل (3-10): سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{190}Hg



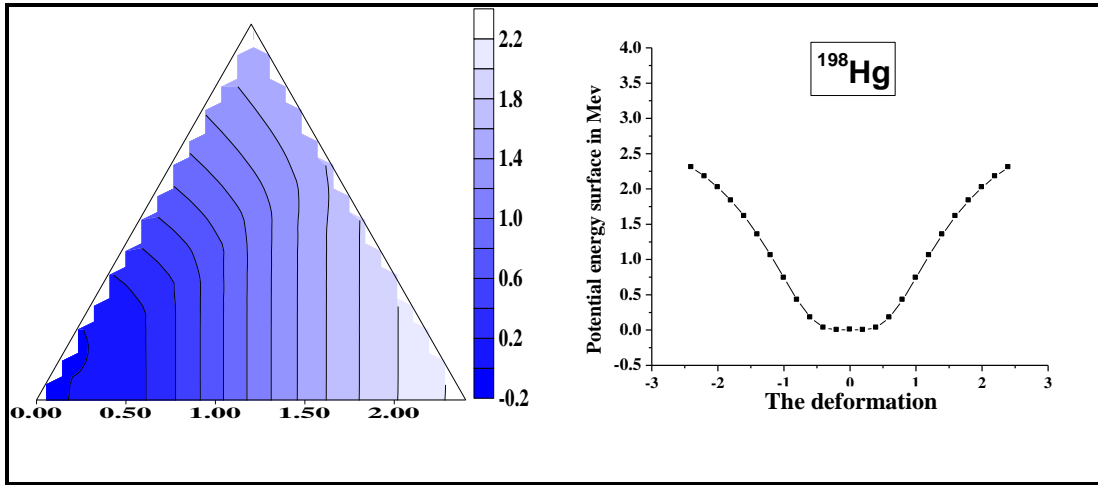
شكل (3-11): سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{192}Hg



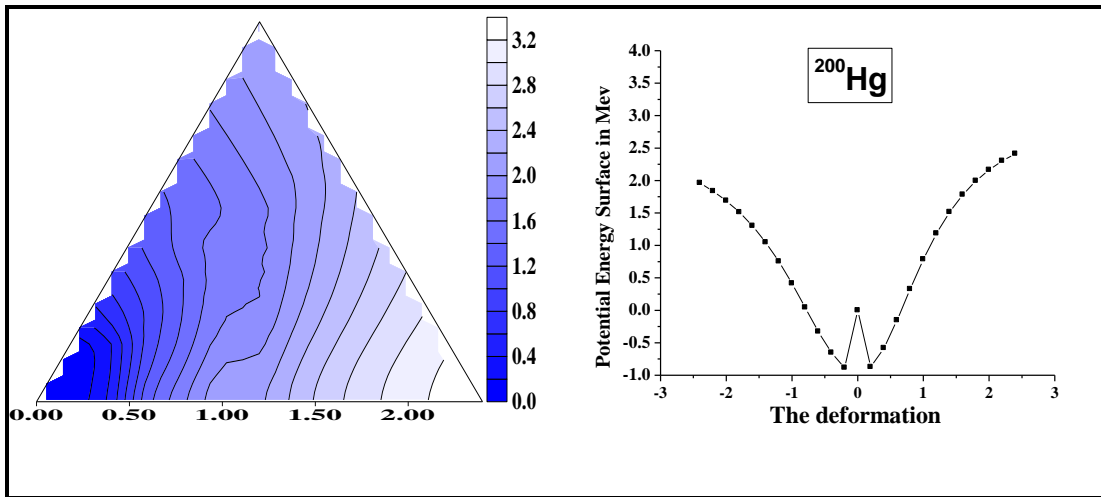
شكل (3-12): سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{194}Hg



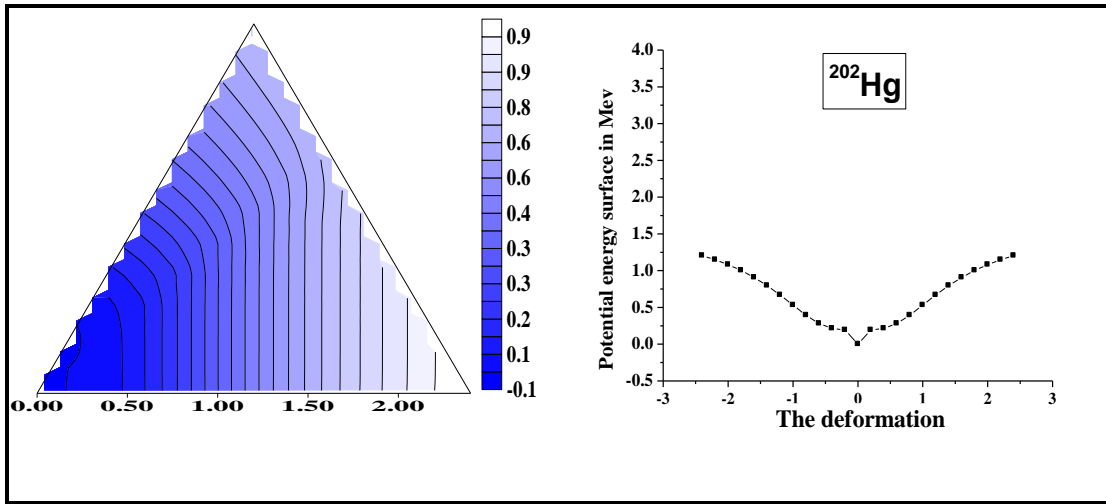
شكل (3-13): سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{196}Hg



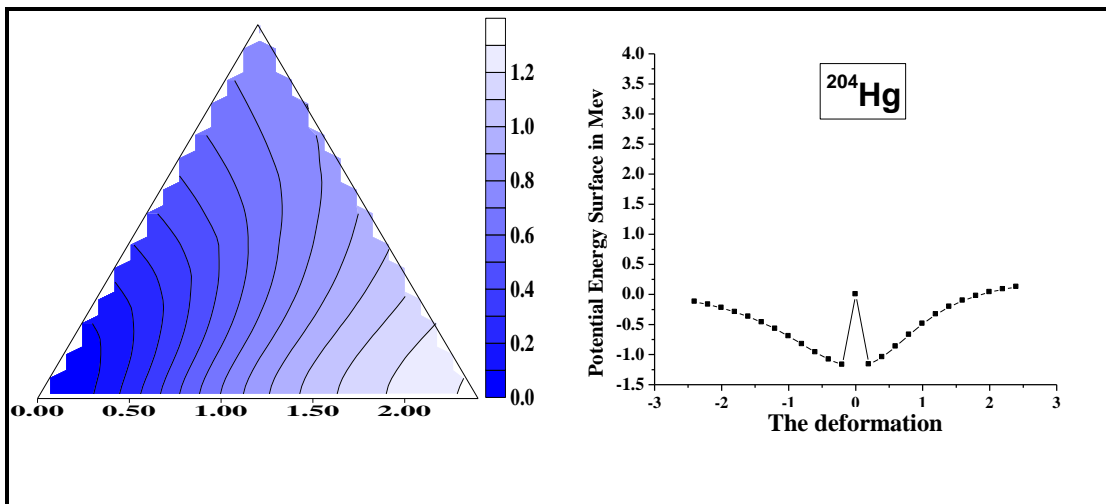
شكل (3-14): سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{198}Hg



شكل (3-15): سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{200}Hg



شكل (3-16): سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{202}Hg



شكل (3-17): سطح الطاقة الكامنة مع تشوه ل ^{204}Hg

2.3 الاستنتاجات

1. التوافق بين نتائج النموذجين واضح جداً من خلال تقارب هذه النتائج مع النتائج التجريبية وخاصة بالنسبة لمستويات طاقة الإثارة المنخفضة.
2. تتناقص مستويات الطاقة الناتجة من النماذج مع انخفاض عدد البوزونات. ويؤثر نوع البوزونات (فجوة أو جسيم) على خواص النظائر.
3. تم تأكيد الزخم الزاوي والتكافؤ للعديد من مستويات الطاقة العالية من خلال البيانات التجريبية. وكانت المستويات غير المعروفة معروفة بالتكافؤ الإيجابي.
4. تعتبر نسب التفرع للتحويلات الكهربائية اختباراً جيداً لمعرفة حد النظير والتأكيد عليه.
5. جميع نظائر الزئبق الموجودة في دراستنا تقع في حدود $O(6)$.
6. تطبيق معامل هاميلتوني أعطانا أفضل ملائمة تسمى كسر التناظر والتي تظهر التشوه في النواة.
7. يمنحنا سطح الطاقة الكامنة تصوراً جيداً للحصول على شكل النواة من الخطوط الكنتورية. تشرح الأشكال المتناظرة نوع التناظر في النواة. يمكننا أن نؤكد أن التوقعات الخاصة بحدود نظائرها التي تم تحديدها صحيحة.

المصادر

- [1] “Chapter 3.2 Notes – The Fermi–Gas Model The Fermi–gas model is a simple model used to describe the – Studocu.” Accessed: Feb. 19, 2024. <https://www.studocu.com/en-us/document/virginia-polytechnic-institute-and-state-university/introduction-to-nuclear-and-particle-physics/chapter-32-notes/42442803>
- [2] “The Liquid Drop Model.” Accessed: Feb. 19, 2024. [Online]. Available: <http://large.stanford.edu/courses/2011/ph241/chen1/>
- [3] P. M. Walker, G. D. Dracoulis, A. Johnston, and J. R. Leigh, “High-spin states and two-quasiparticle structure in ^{172}Hf ,” *Nucl.Phys.A*, vol. 293, no. 3, pp. 481–508, Dec. 1977, doi: 10.1016/0375-9474(77)90109-9.
- [4] “Nuclear Shell Model of an Atom – Theory, Explanation, Difference Between Shell Structure of Nuclei and Shell Structure of Atom.” Accessed: Feb. 19, 2024. [Online]. Available: <https://byjus.com/physics/shell-model/>

- [5] K. Nomura, N. Shimizu, and T. Otsuka, “NEW FORMULATION OF Interacting Boson Model And Heavy Exotic Nuclei *,” vol. 40, 2009.
- [6] W. E. (Walter E. Meyerhof, “Elements of nuclear physics,” p. 279, 1967.
- [7] W. Pfeifer, “An Introduction to the Interacting Boson Model of the Atomic Nucleus”.
- [8] A. Zyriliou *et al.*, “A study of the nuclear structure in the even–even Yb isotopes,” *Proceedings of Science*, vol. 380, May 2022, doi: 10.22323/1.380.0424.
- [9] O. Scholten, F. Iachello, and A. Arima, “Interacting boson model of collective nuclear states III. The transition from SU(5) to SU(3),” *Ann Phys (N Y)*, vol. 115, no. 2, pp. 325–366, Oct. 1978, doi: 10.1016/0003-4916(78)90159-8.
- [10] W. Greiner and J. A. Maruhn, “Nuclear Models,” *Nuclear Models*, 1996, doi: 10.1007/978-3-642-60970-1.

- [11] J. A. Barclay, S. S. Rosenblum, W. A. Steyert, and K. S. Krane, "Nuclear orientation, *Phys Rev C*, vol. 14, no. 3, p. 1183, Sep. 1976, doi: 10.1103/PhysRevC.14.1183.
- [12] K. Abrahams, K. Allaart, A. E. L. Dieperink, and Nederlandse Natuurkundige Vereniging., "Nuclear structure," p. 432, 1981.
- [13] A. Arima and F. Iachello, "The Interacting Boson Model," *Advances in Nuclear Physics*, pp. 139–200, 1984, doi: 10.1007/978-1-4613-9892-9_2.
- [14] K. S. Krane and R. M. Steffen, "Determination of the $\mathcal{M}4^+$ variant," *Phys Rev C*, vol. 2, no. 2, p. 724, Aug. 1970, doi: 10.1103/PhysRevC.2.724.
- [15] P. Van Isacker, K. Heyde, J. Jolie, and A. Sevrin, "The F-spin symmetric limits of the neutron-proton interacting boson model," *Ann Phys (N Y)*, vol. 171, no. 2, pp. 253–296, Oct. 1986, doi: 10.1016/0003-4916(86)90002-3.
- [16] C. H. Druce, S. Pittel, B. R. Barrett, and P. D. Duval, "The interacting boson model: Microscopic calculations for the mercury isotopes," *Ann*

Phys (N Y), vol. 176, no. 1, pp. 114–139, May 1987, doi:
10.1016/0003-4916(87)90179-5.

[17] W. Pfeifer, “An Introduction to the Interacting Boson Model of the Atomic Nucleus”.

[18] F. Iachello, “Algebraic approach to nuclear structure,” *Nucl Phys A*, vol. 396, no. C, pp. 233–243, Mar. 1983, doi: 10.1016/0375-9474(83)90022-2.

[19] A. Arima and F. Iachello, “Interacting boson model of collective nuclear states II. The rotational limit,” *Ann Phys (N Y)*, vol. 111, no. 1, pp. 201–238, Mar. 1978, doi: 10.1016/0003-4916(78)90228-2.

[20] A. Arima and F. Iachello, “Interacting boson model of collective nuclear states IV. The $O(6)$ limit,” *Ann Phys (N Y)*, vol. 123, no. 2, pp. 468–492, Dec. 1979, doi: 10.1016/0003-4916(79)90347-6.

[21] A. Arima and F. Iachello, “Interacting boson model of collective states I. The vibrational limit,” *Ann Phys (N Y)*, vol. 99, no. 2, pp. 253–317, Aug. 1976, doi: 10.1016/0003-4916(76)90097-X.

- [22] R. F. Casten and D. D. Warner, “The interacting boson approximation,”
Rev Mod Phys, vol. 60, no. 2, p. 389, Apr. 1988, doi:
10.1103/RevModPhys.60.389.
- [23] “NUCLEAR STRUCTURE: Volume I: Single-Particle Motion; Volume II:
Nuclear Deformations. by BOHR, Aage; MOTTELSON, Ben R.: (1969)
| LUCIUS BOOKS (ABA, ILAB, PBFA).” Accessed: Feb. 29, 2024.