

تحديد البارامترات الهندسية للكمون الضوئي

بطريقة VMA

للمنظومة $(n + {}^{54}_{26}Fe_{28})$

الملخص:

تم في هذا البحث و باستخدام طريقة (VMA) (التقريب التغييري للعزوم) تحديد البارامترات الهندسية للكمون النووي الضوئي للجسيمات المتبعثرة بطاقة $(40 \leq E_n \leq 50 \text{ MeV})$ بوساطة نواة الحديد ${}^{54}_{26}Fe_{28}$ ، فقد وجدنا أن مع ازدياد الطاقة فإن اعماق الكمون الحقيقي و انصاف اقطارها و نفاذيتها تتناقص بينما اعماق الكمون التخليبي تزداد مع ازدياد الطاقة وهذا يتوافق مع الاعمال [1-2-3]. وهذا واضح في الجدول (1).

و وجدنا ايضاً بأن التحديد المثالي للبارامترات الهندسية للكمون الضوئي تقود إلى توافق وتطابق جيد بين مقاطع التفاعل الكلية المحسوبة بطريقة VMA و مثيلاتها التجريبية والمحسوبة من التمثيلات الوسطية العالمية .

كلمات مفتاحية:

طريقة (VMA)، العلاقة التبديدية، الكمون النيوتروني الضوئي، المقطع الكلي للتفاعل.

Determination of the geometric parameters of the optical by (VMA) method of the $(n + {}^{54}_{26}\text{Fe}_{28})$ system

Abstract:

In this paper, using the (VMA) method, the geometric parameters of the optical nuclear potential of the particles scattered with energy $(40 \leq E_n \leq 50 \text{ MeV})$ were determined by the iron nucleus ${}^{54}_{26}\text{Fe}_{28}$.

We found that with the increase in energy the depths of the real potential and its radii and permeability decrease, while the depths of the imaginary volumetric potential increase with the increase in energy and this corresponds to the works [1–2–3], and this is clear in table (1).

We also found that the ideal determination of the geometric parameters of the optical potential leads to a good agreement and convergence between the computed (VMA) interaction segments and their experimental and calculated counterparts from the global median representations.

Keywords:

VMA method, Dispersive relation, Optical neutron potential, Total reaction cross section.

مقدمة:

تعتبر دراسة التأثير المتبادل بين الاشعة و المادة من الامور الاساسية و الهامة في علم الاشعة المؤينة بسبب أن تأثير الاشعة في جميع المواد الحية وغير الحية يتم من خلاله. وتصبح ايضاً جميع قياسات الاشعة ممكنة فقط، بسبب هذا التأثير التبادل. ولكن عندما ينطوي الامر على دراسة التأثيرات المتبادلة بين النيوكلونات و حركتها داخل النواة سيكون بغاية التعقيد والصعوبة مقارنة مع الالكترونات الذرية و يعزى ذلك لوجود نوعين مختلفين من النيوكليونات (بروتونات و نيوترونات) داخل النواة و كذلك لوجود نوعين من القوى إحداها هي القوى النووية و الأخرى هي قوة كولوم ، ولتبسيط ذلك فقد جرت العادة على استخدام النماذج لدراسة الظواهر النووية ،ومن أهم وايسر تلك النماذج النموذج الضوئي النووي حيث وصف النوى الذرية بأنها تشبه الكرات ضبابية تصطدم بشعاع من الجسيمات المقذوفة تمتص جزءاً من الحزمة و تبعثر جزءاً آخر وتتفكك جزئياً بطريقة مماثلة لسلوك الضوء [11-12] .

خلال العقود الخمسة السابقة تم تطبيق النموذج الضوئي النووي على نطاق واسع لتحليل التشتت المرن للبيونات، ونيوكلونات وجسيمات الثقيلة بواسطة نوى على نطاق واسع من الطاقات [13]. وتم توسيعه ليشمل التشتت غير مرن بواسطة صيغة القنوات المتفاعلة [3]. واعتبار أثار التشتت ممكنة لكل من الحالات المحدودة والمتبعثرة والتي توصف بنفس المجال المتوسط [4-5]. أن التفاعل نواة-نواة هو معقد بطبيعته، والنموذج الضوئي يمثل بواسطة كمون تبديدي بشكل بسيط جداً، مع البارامترات التي يتم ضبطها لتتناسب البيانات التجريبية. هذا الكمون يحوي جزء تخيلي الذي يأخذ بالإعتبار تدفق تفاعل الامتصاص من قناة مرنة إلى غير مرنة تفاعل قنوات. هذا مشابه لتشتت وامتصاص الضوء بواسطة معامل الانكسار العقدي الوسطي، لذلك عُرف النموذج الذي

يُطلق عليه النموذج الضوئي. تتأثر المقاطع العرضية للتشتت المرنة بالحالات المثارة من النظام المركب بواسطة الحالات المتبقية في القنوات الغير مرنة. هذا يسبب تغيرات المقطع العرضي، وهذه التغيرات يمكن تحليلها ورؤيتها عند القياسات لإجراءات عالية تمت على نوى خفيفة. عادة تكون دقة التجربة للكاشف كافية لمعرفة متوسط هذه التغيرات، ولكن يجب علينا أن نتأكد أن النموذج الضوئي يوافق فقط متوسط الطاقة للمقاطع العرضية [6-7].

هدف البحث:

إيجاد البارامترات الهندسية للكمون الضوئي بطريقة VMA ، وتحديد مقاطع التفاعل للمجال المدروس.

منهجية طريقة VMA: [8-9-10-11-12-13-14]

من اجل وصف الحقل الوسطي الذي يعبر عن التأثير المتبادل بين نيوترونات المقذوفة ونواة الهدف :

$$U(r, E) = V(r, E) + iW(r, E) + V_{LS}(r, E) + V_C(r) \quad (1)$$

ويتكون الحد الاول من العلاقة (1) من مجموع مركبتين:

المركبة الاولى مركبة كمون هارتي - فوك V_{HF} .

المركبة الثانية التبديدية و التي بدورها تتألف من مجموع حدين تبديدي سطحي $\Delta V_d(r, E)$ وتبديدي حجمي $\Delta V_w(r, E)$.

الحد الثاني: يتكون من مجموع مركبتين تخيلية سطحية $w_d(r, E)$ ومركبة تخيلية حجمية $w_w(r, E)$ ، والحد الثالث: هو الكمون الناتج عن التأثير المتبادل بين العزمين السبيني والمداري والحد الرابع يمثل الكمون الكولوني ويعبر عنه بدلالة نصف قطر المتبادل $R_c = r_c A^{\frac{1}{3}}$

وبالتالي تكتب العلاقة بالصيغة التفصيلية:

$$U(r, E) = [\Delta V_d(r, E) + \Delta V_w(r, E)] + V_{HF}(r, E) + i[w_d(r, E) + w_w(r, E)] + V_{LS}(r, E) + V_C(r, E) \quad (2)$$

ولوصف التابعية القطرية لكل من الحدود الواردة في العلاقة (2) يقترح باستخدام شكل تابع وودا ساكسون (*Woods-Saxon form factor*) المُعَبَّر عنه بالعلاقة التالية :

$$V(r, E) = V_v(E)F(x)_v \quad (3)$$

$$f(x_v) = [1 + \exp x_v]^{-1}$$

$$x_v = \frac{r - R_v}{a_v}, R_v = r_v A^{\frac{1}{3}}$$

ونعتبر قيم الوسطاء الخاصة بالكمون $V_{LS}(r, E)$ و كمون الكولوني غير تابعة للطاقة ، لذلك تؤخذ كقيم ثابتة

$$(V_{LS} = 6.8 \text{ Mev} , \quad r_{LS} = 1.2 \text{ Fm} , a_{LS} = 0.6 \text{ Fm}, r_c = 1.26 \text{ Fm})$$

محتوى طريقة (VMA):

هدفنا الاساسي إيجاد مكونات العلاقة (2) وفقاً لطريقة التقريب التبايري للعزوم (Variational Moment Approach) اختصاراً (VMA) التي تربط بين حدي الكمون الضوئي (الحجمي و التخلي) من خلال العلاقة التبدلية: [6-7]

$$\Delta V(r, E) = \frac{2}{\pi} (E - E_f) \int_{E_0}^{\infty} \frac{W(r, E) dE}{(E - E_f)^2 - (E - E_f)^2} \quad (4)$$

$$= \Delta V_w(E) f(x_w) + \Delta V_d(E) g(x_d)$$

تقوم هذه الطريقة المتبعة على ادخال بارامترات كمون الضوئي التقليدي (التي تم ايجادها بشكل تخميني) على برنامج حاسوبي بلغة الباسكال (SPI- GENOA) من خلاله نجد قيم التكاملات الحجمية للكمون الضوئي (العزوم من المرتبة الثانية بالنسبة للجزء الحقيقي و التخلي على الترتيب $[r]_w^2(E)$, $[r]_v^2(E)$ وفقاً لعلاقة [20]:

$$[r]_w^2(E) = \frac{4\pi}{A} \int_0^{\infty} [W_d(r, E) + W_w(r, E)] r^2 dr \quad (5)$$

$$[r]_w^2(E) = [r]_{w_w}^2(E) + [r]_{w_d}^2(E)$$

ويليه من علاقة (براون - راو) نجد الوسطاء الهندسية $(\rho_2, \beta_2, E_0, \rho_w)$ من العلاقة :

$$[r]_w^2(E) = \beta_2 \frac{(E - E_0)^2}{(E - E_0)^2 + \rho_2^2} \quad (6)$$

ونقوم بحساب عزم هارترتي- فوك وفق العلاقة:

$$J_{Hf} = \frac{4\pi R_{Hf}^3}{3A} \left[1 + \left(\frac{\pi \alpha_{Hf}}{R_{Hf}} \right)^2 U_{Hf}(Ef) \right] \quad (7)$$

حيث:

$$U_{Hf}(Ef) = V_0 - \left(\frac{N - Z}{A} \right) \times V_1 \quad R = r_v A^{\frac{1}{3}}, r_{vHf} = 1.236$$

$$V_0 = 54.9 \text{ Mev}, V_1 = 38.1 \text{ Mev} \quad a_{rHf} = 0.62$$

ونوجد الوسطاء (r_w, r_d, a_w, a_d) نثبتها كقيم وسطية للبارامترات العشوائية للكمون الضوئي العادي بعد الانتهاء من تحديد مكونات العلاقة (2) يصبح الحقل بصيغته النهائية بالشكل: [15-16-17]

$$U(r, E) = \frac{[r^2]_{HF}(E_F)}{g_{HF}} \exp[\alpha_{HF}(E - E_F)] f(x_{HF}) + \Delta V_w(E) f(x_w) + \Delta V_d(E) g(x_d) + iW_w f(x_w) + iW_d g(x_d) + V_{ls}(r, E) + V_c(r) \quad (8)$$

وأخيراً وبعد تحديد جميع مكونات الكمون الضوئي وتحديد وسطائه، يتم حل معادلة شرودينغر الموجية المتضمنة لشكل الكمون وهي:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{(h/2\pi)^2} (E - U)\psi = 0$$

وباستخدام SPI يتم إيجاد مقاطع التفاعل ضمن المجال الطاقى المدروس و مقارنتها مع مثالاتها التجريبية و مع التمثيلات العالمية و الوسطية [24-25].

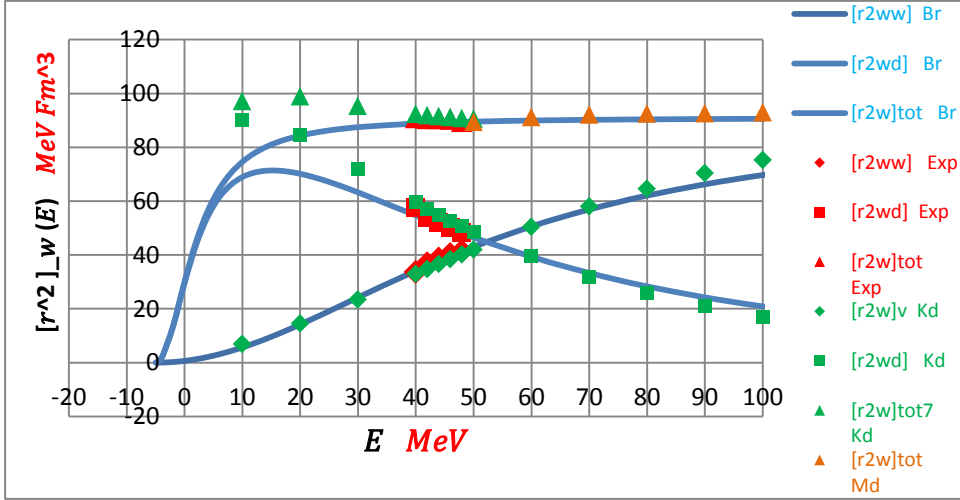
النتائج و المناقشة:

جدول (1): قيم البارامترات المثلى التي حصلنا عليها من برنامج (VMA):

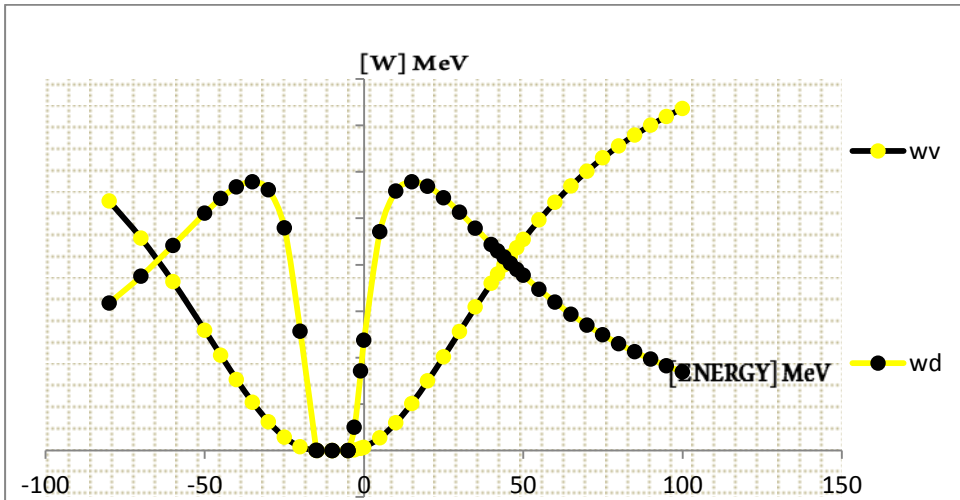
E (MeV)	V_0 (Fm)	r_0 (Fm)	a_0 (Fm)	W_w (MeV)	r_w (Fm)	a_w (Fm)	W_d (MeV)	r_d (Fm)	a_d (Fm)
5	49.522	1.279	0.588	2.723	1.260	0.563	4.709	1.260	0.563
10	48.214	1.263	0.588	5.955	1.260	0.563	5.586	1.260	0.563
15	46.912	1.250	0.588	1.013	1.260	0.563	5.787	1.260	0.563
20	45.595	1.238	0.588	1.497	1.260	0.563	5.688	1.260	0.563
25	44.256	1.229	0.588	2.019	1.260	0.563	5.444	1.260	0.563
30	42.895	1.221	0.588	2.557	1.260	0.563	5.130	1.260	0.563
35	41.516	1.215	0.588	3.090	1.260	0.563	4.787	1.260	0.563
40	40.130	1.209	0.588	3.604	1.260	0.563	4.437	1.260	0.563
42	39.575	1.207	0.588	3.803	1.260	0.563	4.299	1.260	0.563
44	39.021	1.206	0.588	3.996	1.260	0.563	4.163	1.260	0.563
46	38.468	1.204	0.588	4.185	1.260	0.563	4.030	1.260	0.563
48	37.917	1.202	0.588	4.368	1.260	0.563	3.900	1.260	0.563
50	37.369	1.201	0.588	4.545	1.260	0.563	3.773	1.260	0.563
55	36.011	1.197	0.588	4.964	1.260	0.563	3.470	1.260	0.563
60	34.679	1.195	0.588	5.347	1.260	0.563	3.191	1.260	0.563
65	33.377	1.192	0.588	5.696	1.260	0.563	2.935	1.260	0.563
70	32.110	1.190	0.588	6.013	1.260	0.563	2.701	1.260	0.563
75	30.880	1.188	0.588	6.299	1.260	0.563	2.489	1.260	0.563
80	29.689	1.186	0.588	6.558	1.260	0.563	2.297	1.260	0.563
85	28.538	1.185	0.588	6.792	1.260	0.563	2.123	1.260	0.563
90	27.429	1.183	0.588	7.003	1.260	0.563	1.966	1.260	0.563
95	26.356	1.182	0.588	7.194	1.260	0.563	1.824	1.260	0.563
100	25.331	1.180	0.588	7.366	1.260	0.563	1.694	1.260	0.563
$v_{so} = 6.8 \text{ MeV}$ $r_{so} = 1.2 \text{ Fm}$ $a_{so} = 0.6 \text{ Fm}$ $r_c = 1.22 \text{ Fm}$									

جدول (2) : الوسطاء الهندسية

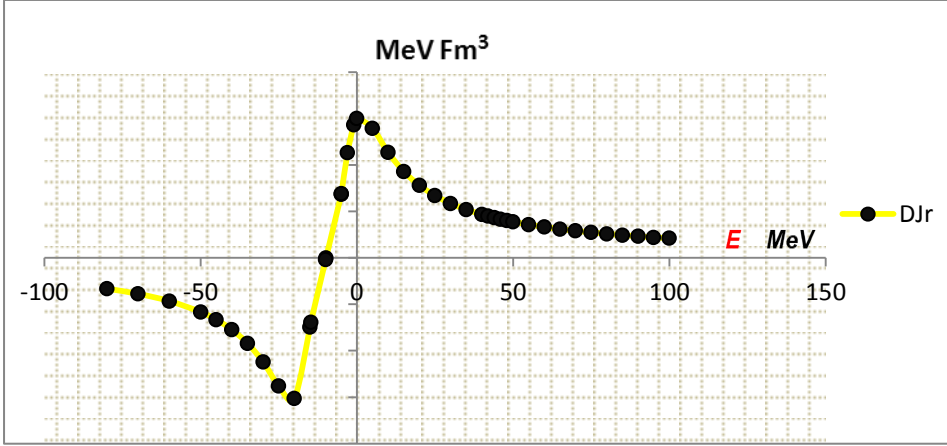
A	$\beta_2(\text{Mev})$	$\rho_2(\text{Mev})$	$\rho_w(\text{Mev})$	α	$E_\gamma(\text{Mev})$	$E_0(\text{Mev})$	$[r^2]_{Hf}(E_\gamma)$
$^{54}_{26}\text{Fe}$	91	7	58	0.460	-9.85	-4.9	496.27



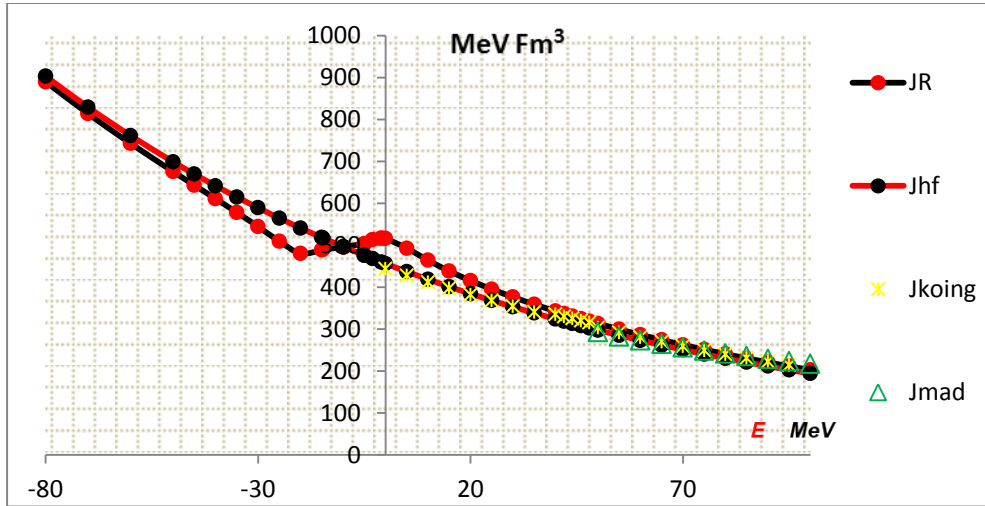
الشكل (1): يبين تابعة كل من العزم التخليبي (السطحي و الحجمي) بالنسبة للطاقة بواسطة نواة العنصر المدروس.



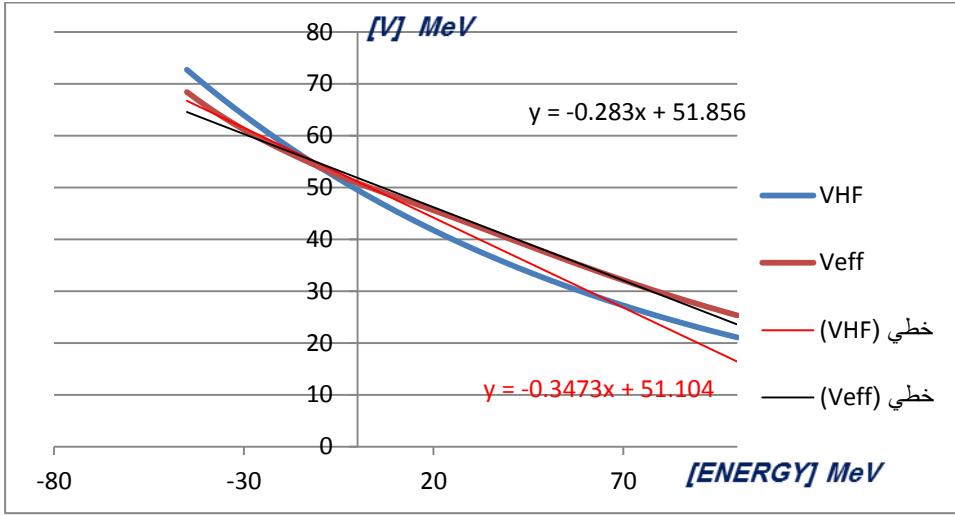
الشكل (2): يمثل التابعية الطاقية لكل في الجهد التخليبي السطحي والحجمي بواسطة العنصر المدروس.



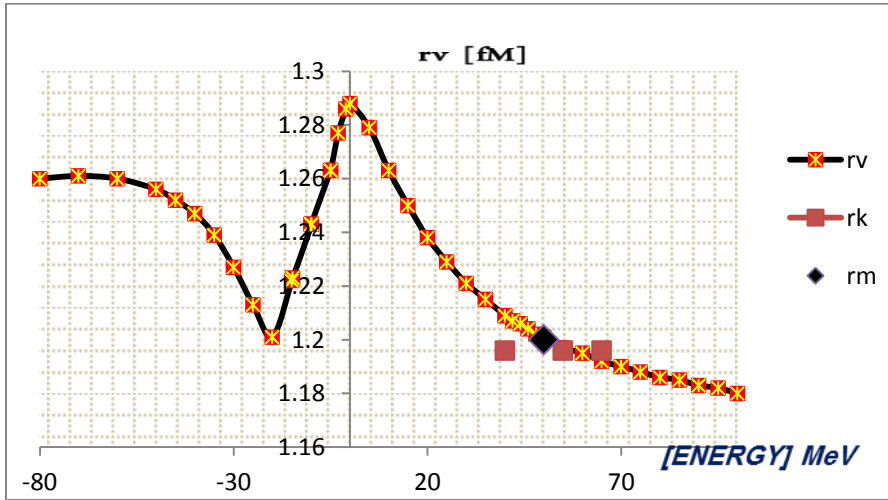
الشكل (3): يمثل العزم التبديدي بتابعية الطاقة ضمن المجال المدروس.



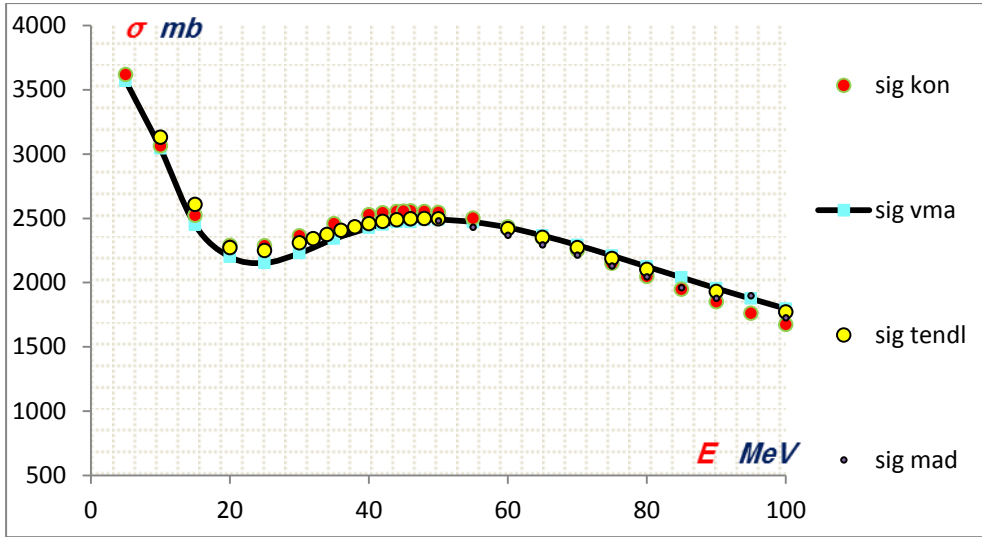
الشكل (4): يمثل تغير العزم الحقيقي وعزم هارترى - فوك للتفاعل بدلالة الطاقة ضمن المجال المدروس.



الشكل (5): التابعية الطاقية للجزء الحقيقي لكمون النيوتروني الضوئي وكمون هالترتي-فوك ضمن المجال المدروس.



الشكل (6): يمثل التابعية لنصف قطر الكمون النيوتروني الضوئي للتفاعل وضمن مجال الطاقى المدروس.



الشكل (7): يمثل تابعة المقطع الكلي للتفاعل للطاقة ضمن المجال الطاقي المدروس.

الاستنتاجات:

لقد قمنا بدراسة ظاهرة التبعثر باستخدام النموذج الضوئي التبددي وفق طريقة (VMA) للمنظومة $(n + {}^{54}_{26}\text{Fe})$ وضمن مجال طاقي $(40 \leq E \leq 50) \text{ MeV}$ ومددنا المجال لندرس الطاقات الاخفض و الاعلى $(10 \leq E \leq 100) \text{ MeV}$. وبناءً عليه لقد قمنا بايجاد كل من التكاملات الحجمية (السطحية والحجمية) و مقاطع التفاعل الكلية [18-19-20-21-22-23].

من خلال البارامترات المثلى الموضحة في الجدول (1,2). حيث قمنا بتمثل هذه البارامترات و مقارنتها مع كل من تصنيف (كونيك، مادلاند) [24-25-26] لتتأكد من دقة القيم الناتجة.

نلاحظ من الشكل (1): وجود تقارب ملحوظ بين القيم الحسابية للتكاملات الحجمية بالنسبة لطاقة والمعطيات وفق المرجع..

ويوضح الشكل (2): الكمون التخيلي (السطحي و الحجمي) من خلال القيم المحدودة ضمن الجدول (1) وفق طريقة (VMA) من العلاقة (6).

ونرى من الشكل (3) التوافق الجيد مع الشكل العام الوارد في المرجع.. وهنا نلتمس صحة ودقة تحديد الوسطاء الهندسية للكمون (الجدول 1).

وأن القيم الحسابية التي حصلنا عليها وفق طريقة (VMA) التي يبينها الشكل (4) تعطينا تطابق جيد مع القيم التجريبية في المرجع [26] ومما يؤكد لنا دقة وصحة الطريقة المتبعة في تحديد البارامترات المثالية لكمون الضوئي.

ويوضح لنا الشكل (5) التبعية الخطية لكل من الكمون الحقيقي وكمون (هارتري-فوك) بالنسبة لطاقة وتوصف هذه التبعية بعلاقتين وسطيتين كما يلي:

$$V_{HF} = -0.347E + 51.104 \quad V = -0.283E + 51.856$$

ومن الشكل (6): يصف لنا نصف القطر الحقيقي لكمون وبمقارنتها مع نصف القطر الحقيقي لكل من تصنيف (كونيك ومادلاتد) [24-25-26] لاحظنا وجود تقارب جيد مع القيم وهذا يدل على صحة القيم المحسوبة.

وبالاستناد إلى كل ما سبق ونتيجة للدقة في تطبيق طريقة (VMA) ومن ثم تحديد قيم البارامترات المثلى تم تحديد قيم المقاطع التفاعل الكلية ومثلت تابعتها للطاقة الموضحة بالشكل (7): نلاحظ من خلال التمثيل البياني التطابق الجيد مع القيم التجريبية لمقاطع التفاعل وتلك المحسوبة من خلال طريقة (VMA) وايضاً التطابق بين قيم المقاطع التفاعل حسب طريقة (VMA) وقيم مقاطع التفاعل المحسوبة وفق تصنيف كونيك و

تصنيف مادلانند وننوه ان هذا التطابق قلما يلاحظ ضمن مناطق الطاقة المنخفضة ، الأمر الذي يجعل تلك البارامترات صالحة لتوصيف المقطع الكلي للتفاعل $(n + \text{Fe}^{54})$ [27].

نلاحظ من الشكل (7) ان قيم مقاطع التفاعل كبيرة في الطاقات المنخفضة وذلك بسبب أن مساهمة قنوات التفاعل تكون اعلى من مساهمة قناة التبعثر المرن في التفاعل $(n + \text{Fe}^{54})$ ، بينما في منطقة الطاقات المتوسطة تكون لقناة التبعثر المساهمة الأكبر من بين قنوات التفاعل ، وان انخفاض مساهمات قنوات التفاعل نتيجة انخفاض قيم مقاطع التفاعل الكلية في الطاقة العالية [4-5] .

من خلال كل ماسبق يمكن القول : أن النموذج الضوئي التبددي يعطي طريقة جديدة ودقيقة يمكن من خلالها استنباط شكل الكمون الضوئي و ايجاد قيم العزوم من المرتبة الثانية بالنسبة للكمون ، إضافة لتحديد قيم مقاطع التفاعل الكلية، وبالتالي يمكن اعتمادها كأساس مرجعي للدراسات المستقبلية للنوى المروسة،ويمكن الحكم على صحة النتائج التي تقدمها التصنيفات الموجودة في المراجع.

المراجع

- [1]- د- أنيس بلال ، د - عبد الهادي صوفان - خديجة الحسن -2016- دراسة التكاملات الحجمية للبروتونات المقذوفة بطاقة $E_p = 10 \text{ MeV}$ بدلالة الاعداد الكتلية ($27 \leq A \leq 90$) باستخدام طريقة VMA ، مجلة جامعة البعث ، مجلد (38) .
- [2] - د- أنيس بلال، مالك الحموي- 2016 - دراسة التبعثر البروتوني بواسطة $^{112}_{50}\text{Sn}$ في المجال الطاقي $20 \leq E_p \leq 65 \text{ MeV}$ ، مجلة جامعة البعث ، مجلد (38).
- [3] - د- أنيس بلال ، ملهم يوسف - 2021 - دراسة تأثير المساهمة التبديدية لتبعثر النيوترونات المقذوفة بطاقة $(60 \leq E_n \leq 80) \text{ MeV}$ بواسطة نواة الهدف $(^{58}_{29}\text{Cu})$ باستخدام طريقة (VMA)، مجلة جامعة البعث، المجلد 43.
- [4]- Molhum Ussef, & Anis Belal. (2020). Study of the dispersive contribution effect for neutrons scattering with energy $(60 \leq E_n \leq 80) \text{ MeV}$, Nuclear Science, Science PG, Vol.5, Issue Number 4, December 2020.
- [5]- Molhum Ussef, & Anis Belal. (2020). THE NEUTRONS SCATTERING ANALYSIS BY $\text{Cu}60$, NUCLEUS USING VARIATIONAL MOMENT APPROACH, International Journal of Science Academic Research, Vol. 01, Issue 09, pp.612-618, December, 2020 Available online at <http://www.scienceijsar.com>
- [6]- MAHAUX . C, BORTINGNON P.F, 1985 -Dynamics of the shell model .Phys. Rep, V.120 , p.p.1- 274.
- [7]- MAHAUX . C, SARTOR . R ,1989 , Nucl . Phys .V. 503,P.525.

- [8]- MAHAUX . C, SARTOR . R , 1991, Nucl . Phys .V. 528.P. 253.
- [9]- MAHAUX . C,SARTOR . R ,1992 -Advance in nuclear, phys. edited , New. York , Vol . 20 , p.1 .
- [10]- ROMANOVSKY E. A , BELAL. A , MORZENA L .R, 1993 , News. RAS ,Phys . Vol . 57, No . 10 , P. 179.
- [11]-ROMANOVSKY E. A, BOTROS. S,BECPALOVA,B.O,1995, News. RAS ,Phys . Vol . 59, No . 1 , P . 145.
- [12] - ROMANOVSKY E. A , BOTROS . S ,SBASKIA T. E,1995,News . RAS, Phys .Vol .59 , No . 5 , P . 117 .
- [13]-BELAL. A ,2006-Investigating the resultant characteristics of proton scattering on nuclei $50 \leq A \leq 70$ with energy near the columbic barrier $(E = E_B)$ using(VMA)model ,Journal of Al Baath Syria- Homs,Vol.28,No.2, p.279-297-University
- [14]- BELAL. A , 2009-Using the Dispersion Optical Model for Analysis of Proton Scattering by Nuclei $\text{Zr}^{92,94,96}$ Energy Range close to columbic barrier Journal of AL Baath University –Syria-Homs , No.31.
- [15]- ROMANOVSKY .E .A,BECPALOVA . O.B , 2001-MeasurementsandAnalysis elastic scattering protons with energies $< 10 \text{ MeV}$ for (Sn)-Moscow.

- [16] - ROMANOVSKY . E. A , BECPALOVA . B .O ,2004- Analyzed within the dispersive optical model for the proton and Zr^{90} with in energies $5\text{Mev} < E < 65\text{Mev}$, Nucl. Phys..
- [17]- HODGSON . P. E , 1991- The Dispersive Optical Model, OUNP, 91-11, p.p.1-7.
- [18] - GURBICH .A . F, LIONEV. A , 1983- Analysis Proton Optical -Model potential near the coulomb barrier, blinks – USSR.
- [19]- MAHAUX . C, BORTINGNON P.F, 1985 -Dynamics of the shell model .Phys. Rep, V.120 , p.p.1- 274.
- [20]-Brown . G. E , Rho, M . 1981, Nucl . Phys , A . 372,397.
- [21]- PEREY F.G. code SPI-GENOA (unpublished)1976.
- [22]- MAHAUX . C, SARTOR . R(1991).Dispersion Relation Approach To The Mean Field And Spectral Functions Of Nucleons In 40 Ca, Nuclear Physics A528,253-297.
- [23]- B EER K.,HODGSON P.E, 1994-The Systematic of Nuclear Bound States.J.phys.G.Nuclphys.,V.4.N.12, 128791-12p.
- [24]-KONING A.J. AND D. ROCHMAN,2011- Nuclear Research and Consultancy Group (NRG) Petten, The Netherlands. Release date: December 29.
- [25]- P.G. Young, Los Alamos National Laboratory-(1994), Experience at los alamos with use of the optical model for applied nucleia data calculations, (report la-ur-94-3104).
- [26]- Jeukenne J.P, Mahaux C, Jaminon M.
- Dependence upon mass number and neutron excess of the real part of the proton optical potential for mass numbers ($44 \leq A \leq 72$).

Phys . Rev . 1986, V.C34M P.P.468-479.

[27]-A.E.Taylor, E.Wood, 2016- Neutron total cross section between 30 and 153 MeV,The London,Edinburgh,and Dublin Philosophical Magazin and Jornal of Science, Series 7.

[28]-TENDL-2015(Release Data 18 january 2016) By A.J. Koning¹, D. Rochman, J. Kopecky, J.Ch. Sublet, M. Fleming, E. Bauge, S. Hilaire, P. Romain, B. Morillon, H. Duarte, S. C van der Marck, S. Pomp, H. Sjostrand, R. Forrest, H. Henriksson, O. Cabellos, S. Goriely, J. Leppanen, H. Leeb, A. Plompen, and R. Mills .

[29]-A,H, Wapstra . N. B , Gove. 1971 , Nuclear reaction and separation energies, Oak Ridge National Laboratory ,Oak Ridge,Tnnn.37830.