# تبعثر الديترونات المقذوفة بطاقة $E_D=(50-70)\,MeV$ بوساطة نوى النحاس ( $Cu^{63}$)

# باستخدام طريقة التقريب التغايري للعزوم VMA

**اعدادالطالبة : آلاء الاحمد اشراف : أ.د عبد الهادي صوفان**

**الملخص:**

تهدف هذه الدراسة الى تحليل تبعثر نوى الديترون ($^2H$)على نوى الهدف النحاس ( $Cu^{63}$ ) ضمن المجال الطاقي $E_D=(50-70)MeV$ باستخدام النموذج الضوئي التبددي(DOM ) ومنهجيته المعروفة بطريقة التقريب التغايري للعزوم (VMA) ركزت الدراسة على استخراج الكمونات الضوئية(الحقيقية والتخيلية) المميزة لهذا التفاعل، وحساب العزوم من المرتبة الثانية، والمقاطع العرضية الكلية والتفاضلية بدلالة الطاقة. اظهرت النتائج توافقا جيدا مع البيانات المرجعية والتجريبية مع وجود بعض الفروقات في القيم التخيلية تعود على الاعتماد على بارامترات مرجعية مثبتة في بعض التصنيفات. توصلت الدراسة الى وصف دقيق لطبيعة التفاعل النووي، تفتح هذه النتائج المجال لتوسيع التطبيق على انظمة نووية أخرى

**الكلمات المفتاحية:**

تبعثر الديترونات ،التبعثر النووي، طريقة التقريب التغايري للعزوم (VMA)، النموذج الضوئي التبدديّ، ، المقاطع العرضية ،الكمونات الضوئية

# Scattering of deuterons with an incident energy of $E_D$=(50-70 )MeV by copper ( $Cu^{63}$) nuclei using the variational moment approach (VMA)

**Abstract:**

This study aims to analyze the elastic scattering deuterons ($^2H$) on a copper nuclei ($^{63}Cu$) within the energy range $E_d$=(50-70)MeV using the dispersive optical model (DOM) and its known methodology via the variational momentum approach(VMA) .the focus was on extracting the real and imaginary parts of the optical potentianl characteristic of this interaction and determining the second –order moments in addition the total and differential cross sections were as a function of energy .the results showed very good agreement with both reference and experimental data ,although some discrepancies were observed in the imaginary values ,likely due to reliance on parameterizations referenced in some classifications .the study concluded with a detailed physical description of the nuclear interaction, and suggest the applicability this methodology to other nuclear systems.

**Keywords:**

Deuteron scattering ,Nuclear scattering ،Variational moment approach (VMA), Dispersive optical Model(DOM)، cross sections. Optical components

**مُقدمة:**

تُعد الفيزياء النووية من الركائز الأساسية في العلوم الفيزيائية، حيث تهتم بدراسة مكونات النواة الذرية (البروتونات والنيوترونات) والقوى التي تربط بينها، بالإضافة إلى التفاعلات النووية المختلفة التي تُحدث تغيرًا في خصائص النواة أو بنيتها. وقد ساهمت الأبحاث في هذا المجال في فهم العديد من الظواهر الفيزيائية، وتطوير تطبيقات حيوية في الطاقة، والطب، والصناعة، والتقنيات الاخرى [1-2-3]

من بين أهم فروع الفيزياء النووية النظرية والتجريبية دراسة تبعثر الجسيمات النووية، حيث يُعد التبعثر وسيلة فعالة للكشف عن التركيب الداخلي للنوى وخصائصها التفاعلية. ويُعد الديترون وهو نواة نظير الهيدروجين الثقيل (يتكوّن من بروتون ونيوترون)، جسيمًا مثاليًا في مثل هذه الدراسات نظرًا لبنيته البسيطة وقدرته على التفاعل النووي المرن وغير المرن. [4-5]

عند دراسة تبعثر الديترونات بطاقة تتراوح بين MeV (50-70)فإننا ندخل في نطاق الطاقات المتوسطة التي تُظهر فيها القوى النووية الشديدة سلوكًا معقدًا، وتستلزم هذه الظواهر نماذج رياضية دقيقة لتحليل البيانات بشكل صحيح، ومن أبرز هذه النماذج طريقة التقريب التغايري للعزوم (VMA)، والتي تسمح بتحليل التبعثر بدقة من خلال احتساب مقاطع التبعثر الزاوي وتحليل تأثيرات الطاقة [5-6-7]

في هذا السياق، يُعد اختيار نوى النحاس ($Cu^{63}$) كهدف لتبعثر الديترونات ذا أهمية خاصة، نظرًا لتركيبها النووي المتوسط الذي يوفر بيئة مثالية لاختبار صحة النماذج النظرية. كما أن الخصائص الفيزيائية والنووية لنوى النحاس تسمح بتحقيق توازن بين التعقيد النظري والإمكانية العملية في التجربة، مما يجعلها موضوعًا مناسبًا لدراسة آليات التفاعل النووي وتقييم فعالية النماذج الحسابية المستخدمة.

**هدف البحث:**

تحليل التباينات الطاقية في تبعثر نوى الديترون على الهدف النحاس ضمن المجال الطاقي المحدد وتحديد الشكل الرياضي للكمونات الضوئية ،واستخلاص العزوم من المرتبة الثانية ،بالإضافة الى احتساب المقاطع العرضية للتفاعل والمقاطع التفاضلية بدلالة الطاقة وتقويم دقة النموذج المستخدم واختبار صلاحيته في وصف التبعثر النووي.

**طرق البحث:**

**أولاً: هيكلية النموذج الضوئي التبددي (DOM) (Dispersional optical Model):**

يعطى الكمون النيوتروني الضوئي وفقا لطريقة *VMA* الذي يعبر عن التأثير المتبادل بين النيوكليونات المقذوفة ونوى الهدف بالعلاقة التالية :

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

وكما هو موضح من العلاقة (1) أن الحقل الوسطي المتشكل ناجم عن اتحاد عدة مكونات أساسية وهي على الترتيب: **[9–10–11–12–14]**

1. $V(r,E)$ : المكوّن الحقيقي للكمون الضوئي (كمون التبعثر) ويتألف من مساهمتين الأولى ناتجة من مساهمة كمون هارتي فوك $V_{HF}$ والثانية هي المساهمة التبددية $\Delta V(r,E)$ وتنقسم إلى مركبتين (سطحية تبددية $\Delta V_d(r,E)$ وحجمية تبددية $\Delta V_w(r,E)$ ) ويعبر عن ذلك بالعلاقة (2):

$$V(r,E) = V_{HF}(r,E) + \Delta V(r,E)$$

$$V(r,E) = V_{HF}(r,E) + \Delta V_d(r,E) + \Delta V_V(r,E) \qquad (2)$$

1. $W(r,E)$ : المكوّن التخيلي للكمون الضوئي (كمون الامتصاص) أيضاً يتألف من مركبتين كمون الامتصاص السطحي $W_d(r,E)$ وكمون الامتصاص الحجمي $W_V(r,E)$ ويُعبّر عنه بالعلاقة (3):

$$W(r,E) = W_d(r,E) + W_V(r,E) \qquad (3)$$

2. $V_{ls}(r,E)$الكمون السبيني المداري: وهو يعكس التأثير المتبادل بين العزم السبيني $S$ والعزم المداري $L$ ، ويعطى بالعلاقة التالية: **[6]**

$$V_{LS}(r,E) = -\frac{V_{LS}(E)}{4r_{LS}.a_{LS}}.g(x_{LS})\,\vec{L}\,.\vec{\sigma} \qquad (4)$$

حيث:

$(\vec{\sigma})$ مؤثر مصفوفة اللف الذاتي.

$\vec{L}$ مؤثر مصفوفة يعبر عن العزم المداري.

$g(x_{LS})$ ثابت يتعلق بوسطاء الانتشارية ونصف القطر للكمون السبيني المداري.

3. $V_C(r)$ الكمون الكولومي: يعطى من أجل كرة مشحونة مُنتظمة بالعلاقة التالية:

$$V_C(r) = \left(\frac{ZZ'e^2}{2R_C}\right)\left(3 - \frac{r2}{2R_C^2}\right) \qquad ; r \le R_C \qquad (5)$$

يجمع النموذج الضوئي التبددي في بُنيته الرياضية هذه المكونات الأربعة لتشكيل حقل وسطي دقيق يحاكي عملية التبعثر النووي بصورة واقعية، ويتم إدراج هذا الحقل الوسطي في معادلة شرودنغر الموجية، مما يتيح حساب الكميات الفيزيائية كالمقاطع العرضية للتفاعل والتفاضلية وتُعطى الصيغة التفصيلية لهذا الحقل الممثل بالكمون الضوئي من خلال العلاقة التالية:

$$U(r,E) = [\mathrm{V_{HF}}(r,E) + \Delta \mathrm{V_d}(r,E) + \Delta \mathrm{V_V}(r,E)\,] + i[W_d(\mathrm{r,E}) + W_V(\mathrm{r,E})\,] - \frac{V_{LS}(E)}{4r_{LS}.a_{LS}}.g(x_{LS})\,\vec{L}\,.\vec{\sigma} + V_C(r) \qquad (6)$$

إن كل مكوّن من مكونات العلاقة (6) يتكون من جزأين: الأول ذات تابعية طاقية والثاني ذات تابعية قطرية، وعلى اعتبار أن الكمون الضوئي يصف حقل قوى مركزي وسطي متناظر كروياً، فإن أفضل صيغة يمكن اعتمادها لوصف بئر الكمون هذا هي صيغة كمون وود–ساكسون (Wood-Saxon form) التالية **[16]**:

$$V\,(r,E) = V_j(E).f\big(r,R_j\,,a_j\,\big) \qquad (7)$$

حيث أن: $R_j = r_j * A_t^{\frac{1}{3}}$ (نصف القطر)، $a_j$ : وسيط الانتشارية، $f(r,R_j\,,a_j\,)$ معامل البنية ويعطى بالعلاقة التالية:

$$f\big(r,R_j\,,a_j\,\big) = \frac{1}{[1+\exp\,\hat{}\,(\frac{r-R_j}{a_j})} \qquad (8)$$

**ثانياً : خطوات تطبيق منهجية VMA: [19–15–13–20]**

أولاً: تحديد مكونات الحقل النووي الموضح في العلاقة (6) ويتم ذلك وفق التالي:

بالنسبة للمكوّن الحقيقي للكمون الضوئي فهو يتألف من مساهمتين، يتم تحديد المساهمة الأولى الممثلة بكمون (هارتي– فوك) بالعلاقة التالية:

$$V_{HF} = \frac{[r2]_{HF} EF}{g_{HF}} \{exp[\alpha_{HF}(E - E_0)]\}.f(x_{HF}) \qquad (9)$$

حيث: $f(x_{HF})$ يمثل صيغة معامل البنية (Wood-Saxon form)، و $[r^2]_{HF}$ يمثل العزم من المرتبة الثانية لكمون (هارتي– فوك) ويعطى بالعلاقة التالية:

$$[r^2]_{HF} = \frac{4\pi}{3}\frac{R_{HF}^3}{A}\left[1 + \left(\frac{\pi a_{HF}}{R_{HF}}\right)^2\right].V_{HF}(E) = g_{HF}.V_{HF}(E) \quad (10)$$

المساهمة الثانية التبددية بنوعيها (السطحية والحجمية) فيتم تحديدها من خلال العلاقة التالية:

$$\Delta V_W(r,E) = \frac{2}{\pi}(E - E_0)\int_{E_0}^{\infty}\frac{w_V(r,E)dE}{(E - E_0)^2 - (E - E_0)}$$

$$\Delta V_d(r,E) = \frac{2}{\pi}(E - E_0)\int_{E_0}^{\infty}\frac{w_d(r,E)dE}{(E - E_0)^2 - (E - E_0)} \qquad (11)$$

أما المكوّن التخيلي للكمون الضوئي بشقيه (الحجمي $W\,w$ و السطحي $W\,d$) فيُحدد بعد إيجاد وتحديد قيم العزوم التخيلية الموافقة، باستخدام العلاقة (12) التالية:

$$J_{wd}(E) = \frac{4\pi}{3}\frac{R_{wd}^3}{A_p A_t}\left[1 + \frac{1}{3}\left(\frac{\pi a_{wd}}{R_{wd}}\right)^2\right].W_{wd}(E) = g_{wd}\ W_{wd}(E)$$

$$J_{Ww}(E) = \frac{4\pi}{3}\frac{R_{Ww}^3}{A_p A_t}\left[1 + \frac{1}{3}\left(\frac{\pi a_{Ww}}{R_{Ww}}\right)^2\right].W_{Ww}(E) = g_{Ww}\ W_{Ww}(E) \qquad (12)$$

$$J_W(E) = J_{wd}(E) + J_{Ww}(E) = 4\pi A\int_0^{\infty}[W_d(r,E) + W_V(r,E)]r^2 dr$$

حيث : $J_{wd}(E)$ ، $J_{ww}(E)$، $J_W(E)$ العزوم من المرتبة الثانية للكمونات التخيلية (السطحية والحجمية والكلية) على الترتيب ، وتحدد من خلال علاقة براون راو (Brown-Rho) التالية: **[17]**

$$J_{wd}(E) = J_W(E) - J_{ww}(E)$$
$$= \beta_2 \left\{ \frac{(E-E0)^2}{(E-E0)^2+\rho_2^2} - \frac{(E-E0)^2}{(E-E0)^2+\rho_w^2} \right\} \qquad (13)$$

حيث: $(\rho_w, \rho_2, \beta_2)$ تُمثل وسطاء (براون– رو) (Brown-Rho)، وهي متغيرات تُحدد بطريقة المحاكاة والمقارنة بين القيم العددية للعزوم من المرتبة مع القيم المرجعية الموافقة لها عند طاقة محددة، أما $(E_0, E)$ تمثل طاقة القذيفة و باراميتر يتعلق بخصائص المستويات الفرعية للتفاعل المدروس على الترتيب.

بعد الانتهاء من تحديد جميع مكونات العلاقة الاساسية يتم ادراج هذه الكمون في معادلة شرودنغر الموجية وحلها عدديا باستخدام الكود( SPI ) [18]

حيث أن معادلة شرودنغر الموجية المستخدمة تعطى بالعلاقة التالية: **[1]**

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\left(\frac{h}{2\pi}\right)^2}(E-U)\psi = 0 \qquad (14)$$

ادوات البحث:

اجريت الحسابات بمساعدة برنامج حاسوبي خاص بنموذج (VMA) ،اذ يقوم بمعالجة البيانات المتعلقة بجميع العلاقات الداخلة في تركيب (VMA) إحصائيا من كمونات العزوم وبارامترات هندسية (كأعماق الكمونات وانصاف الاقطار والنفاذية) من اجل كل قيمة طاقية وبعد المعالجة يتم حفظها واخراجها بشكل قيم عددية وتدرج فيما بعد مباشرة في البرنامج

العام النموذجي (Spl-Genoa) ليتم حساب وانتقاء افضل القيم المقابلة لمقاطع التفاعل من خلال مقارنتها مع مثيلاتها التجريبية .

**النتائج والمناقشة:**

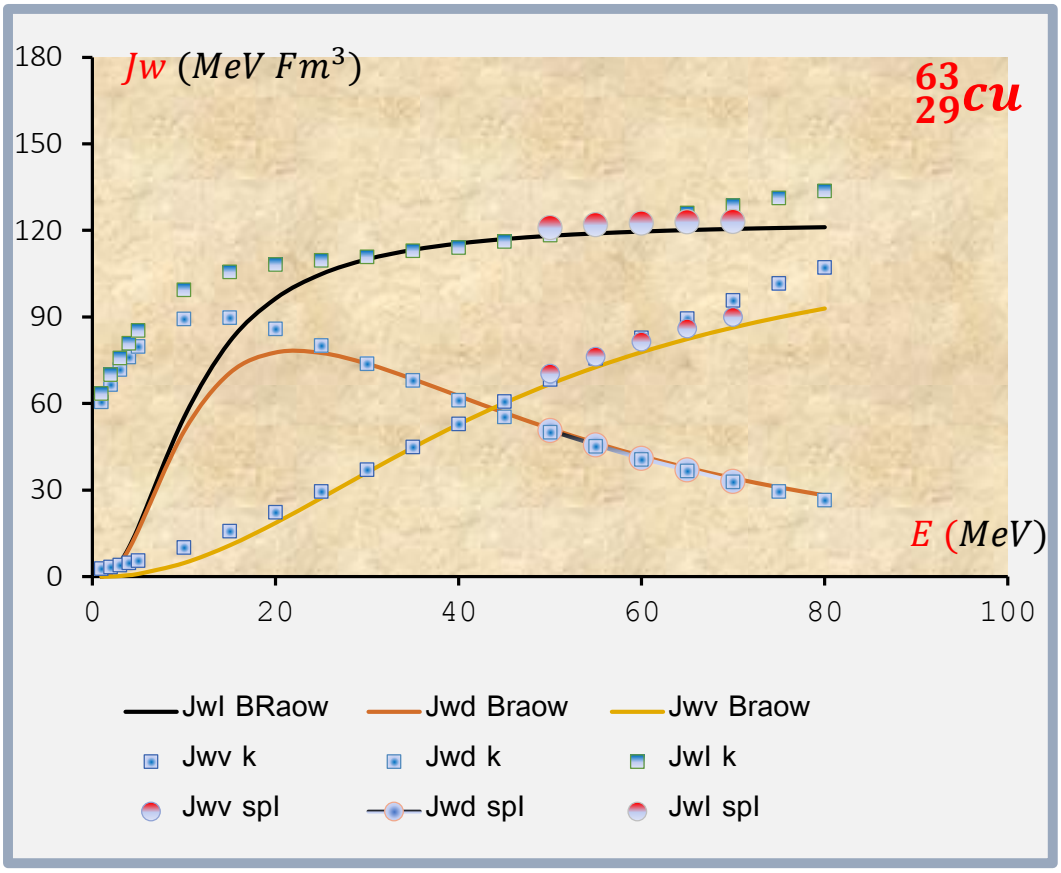
بناءً على الخطوات السابقة وبعد تحليل البيانات التجريبية واستخراج الحسابات العددية وفق منهجية VMA توصلنا إلى ما يلي:

1. تم ايجاد البارامترات الهندسية للكمونات الضوئية للتفاعل ($D+Cu^{63}$) كما هو مبين في الجدول (1):

| E | $V_v$ | $W_v$ | $W_d$ | $r_v$ | $a_v$ | $r_w$ | $a_w$ | $r_d$ | $a_d$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | (MeV) | | | **(Fm)** | | | | | |
| **50** | 86.332 | 12.220 | 7.058 | 1.354 | 0.666 | 1.347 | 0.601 | 1.347 | **0.666** |
| **55** | 83.749 | 13.254 | 6.348 | 1.351 | 0.666 | 1.347 | 0.601 | 1.347 | **0.666** |
| **60** | 81.161 | 14.160 | 5.714 | 1.349 | 0.666 | 1.347 | 0.601 | 1.347 | **0.666** |
| **65** | 78.598 | 14.954 | 5.148 | 1.347 | 0.666 | 1.358 | 0.601 | 1.347 | **0.666** |
| **70** | 76.079 | 15.646 | 4.650 | 1.346 | 0.666 | 1.358 | 0.601 | 1.347 | **0.666** |
| $V_{so}$=2.417 MeV | | | | $r_{so}$=0.590 Fm | | | **$a_{so}$=1.025 Fm** | | |

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

2. تم حساب العزوم من المرتبة الثانية للمكونات التخيلية (السطحية والحجمية)ودراسة تابعيتها الطاقية بالاعتماد على علاقة براون– راو (Brown–Rho) [17]، وتمثيلها بيانياً كما هو موضح بالشكل (1) :




الشكل (1) يمثل تغيرات العزوم من المرتبة الثانية بدلالة الطاقة للتفاعل($D+Cu^{63}$)

نلاحظ من الشكل (1) إن العزوم التخيلية بأشكالها تبدي سلوكاً مختلفاً لتابعيتها للطاقة، حيث يتبين لنا ان العزوم التخيلية الحجمية تسلك منحا متزايدا مع زيادة الطاقة ،والعزوم

التخيلية السطحية ايضا تزداد مع زيادة الطاقة بشكل اسرع الى ان تصل الى قيمة عظمى عند طاقة محددة والعزوم الكلية تبدي سلوكا متزايدا في البداية ثم استقرارا ملحوظا. نلاحظ ايضا التوصيف الجيد الذي اظهرته علاقة بروان–راو مع النتائج النظرية والبيانات المرجعية( **21–22**) مما يثبت فعالية نموذج VMA

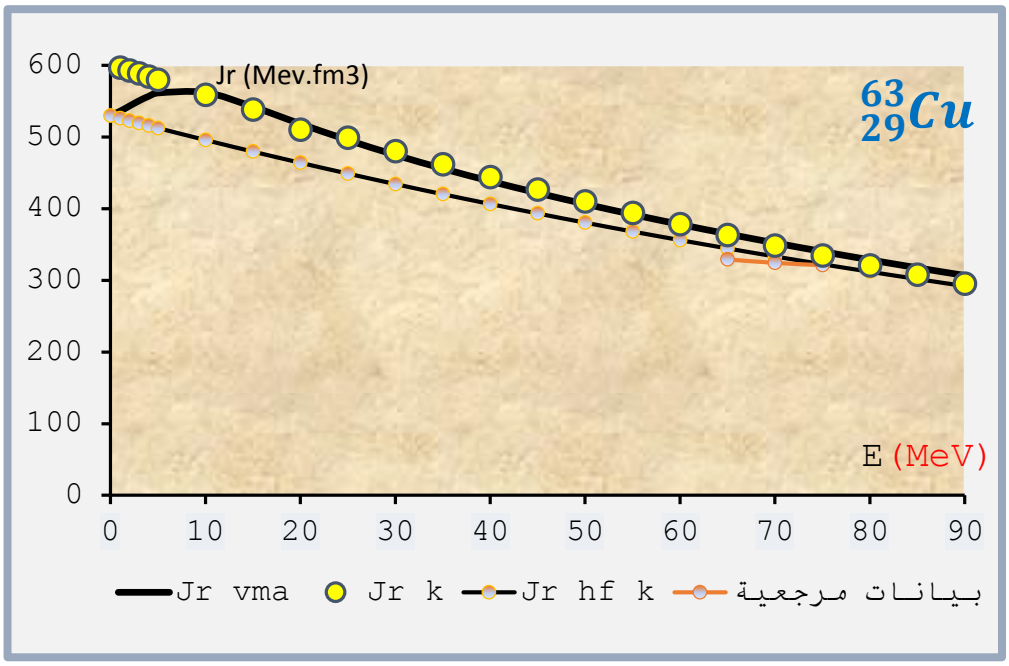
3. تم استخراج الوسطاء الهندسية لطريقة VMA، كما هو موجود في الجدول (2):

| $E_0$ | $\rho_2$ | $\rho_w$ | $_2\beta$ |
|---|---|---|---|
| (MeV) | | | ($MeV.Fm^3$) |
| 1 | 10 | 43 | 125 |

الجدول (2) الوسطاء الهندسية الخاصة بطريقة VMA

4. دراسة التابعية الطاقية للعزم الحقيقي Jr(E) وعزم هاتري فوك JHF(E)

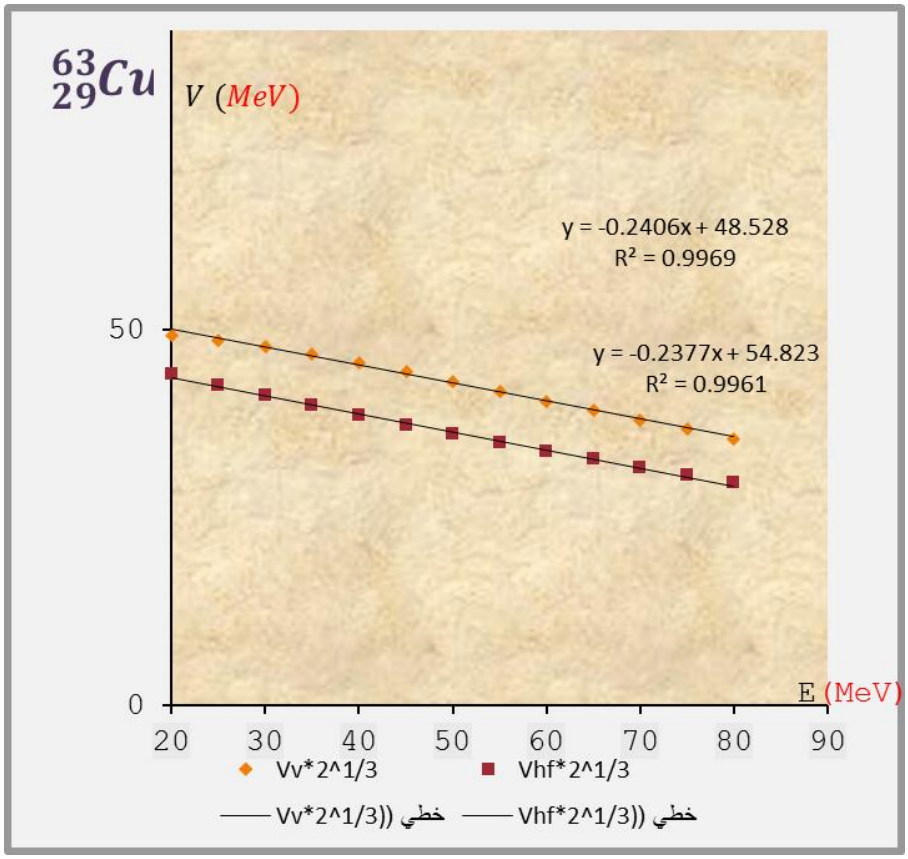
وتم ايجاد القيم العددية للعزوم ومثلت بيانيا كتابع للطاقة اضافة الى القيم المحسوبة كما هو موضح في الشكل (2):




الشكل (2) تغيرات العزم الحقيقي وعزم هارتي فوك بدلالة الطاقة للتفاعل($^{63}$Cu + D)

نلاحظ من الشكل (2) السلوك الطاقي للعزوم الحقيقية منسجم مع البيانات المرجعية هذا يعكس مدى التحديد الدقيق لوسطاء (VMA)وبارامترات الكمون الضوئي المختارة وفق هذه الطريقة

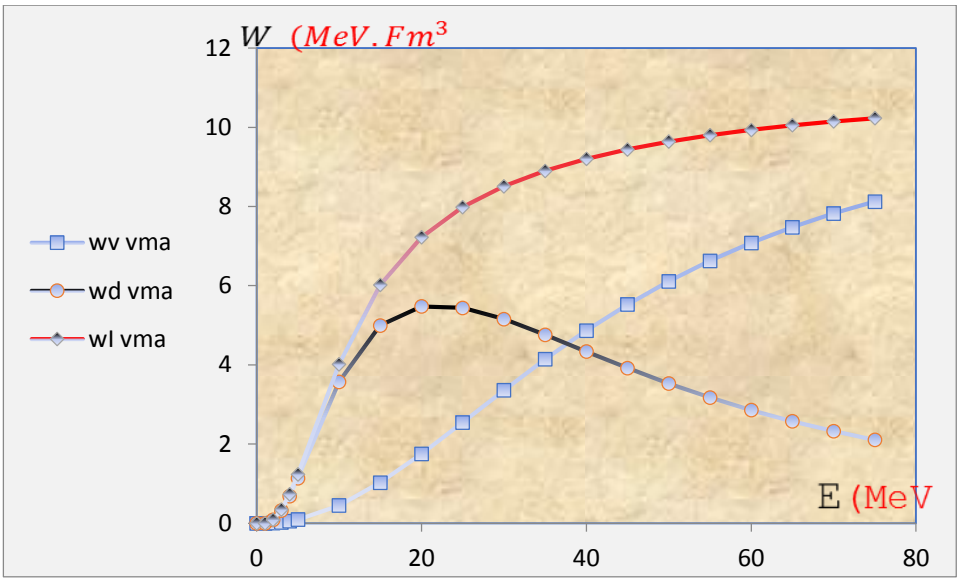
5. تم تحديد قيم الكمونات الضوئية الحقيقية والشكل (3) يوضح ذلك:




الشكل (3) يمثل التابعية الطاقية للكمون الحقيقي وكمون هارتي فوك للتفاعلي(D+$^{63}$Cu)

نلاحظ من الشكل (3) سلوكا خطيا منتظما بين Vv(E) و$V_{HF}$(E) مع نسبة معامل تحديد خطي($R^2$) بين قيم الكمونيين قريبة جدا من الواحد. مما يعكس دقة اختيار الوسطاء في VMA

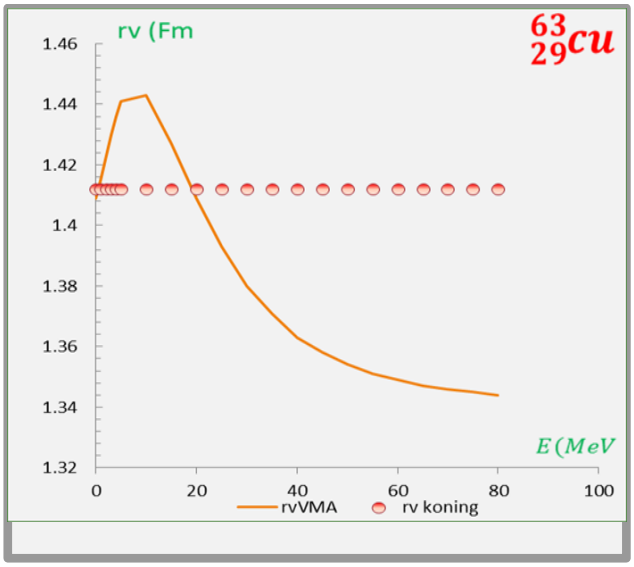
6-وايضا استكمالا لما سبق تم تحديد الكمونات التخيلية (السطحية والحجمية)وتمثيلها بيانيا في الشكل (4)




الشكل (4) يمثل التابعية الطاقية للكمونات التخيلية ( السطحية والحجمية والكلية ) للتفاعل المدروس

نلاحظ من الشكل (4) أن الكمونات التخيلية تظهر سلوكا طاقيا متسقا ومشابها لسلوك الكمونات الموافقة لها في التصنيفات المرجعية( **21**– **22**) باختلاف قيمها العددية، هذا ويعد دليلا على ان الامتصاص النووي يتبع سلوكا طاقيا شبه خطي في النوى المتوسطة.

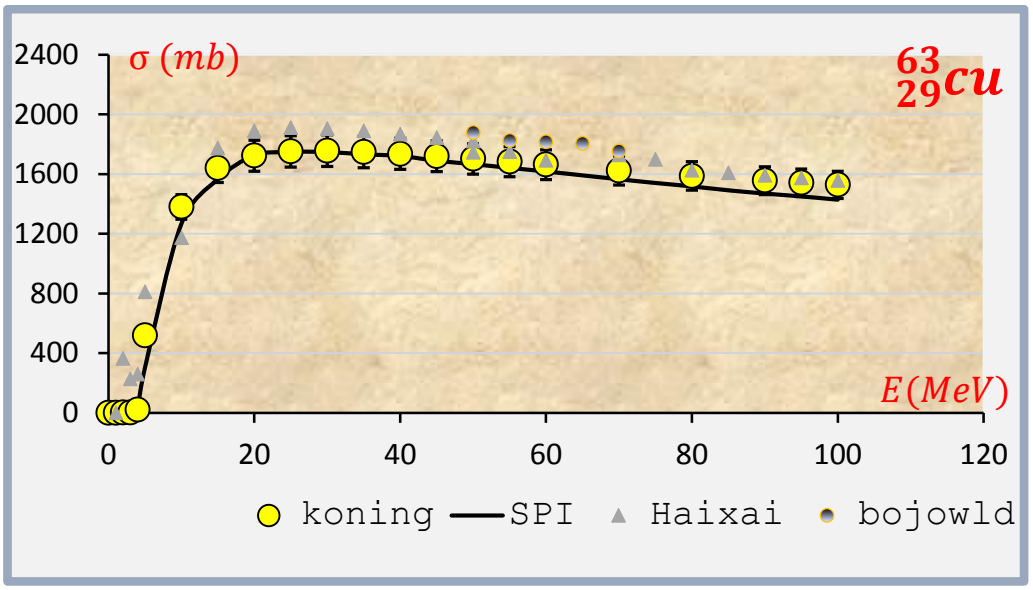
6. استكمالا لما سبق فقد تم دراسة تغيرات نصف قطر الكمون بدلالة الطاقة ومثل بيانياً كما في الشكل (5)




الشكل (5) يمثل تغيرات نصف القطر الحقيقي بدلالة الطاقة للتفاعل ($D+Cu^{63}$)

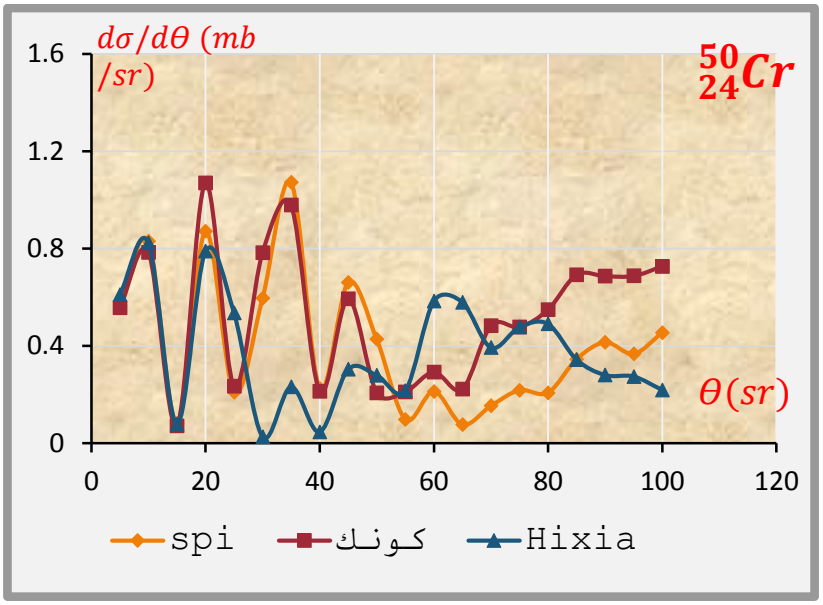
نلاحظ من الشكل (5) وبالمقارنة مع البيانات المرجعية **[21–22]** التقاء الخط البياني مع عدد محدد من النقاط المرجعية عند قيم طاقية مختلفة. ومن النادر الالتقاء مع كل النقاط الأخرى وذلك لأن التصنيفات المرجعية(2–3) كما ذكرنا سابقاً اعتمدت على طريقة تثبيت بعض البارامترات الهندسية للكمون الضوئي ، وبالتالي هذا لا يعكس التغيرات التي تطرأ على نصف القطر بشكل واضح ولا على التأثيرات المتبادلة بين القذيفة والهدف .

7. تم حساب القيم العددية للمقاطع العرضية للتفاعل والمقاطع العرضية التفاضلية للتفاعل المدروس ومن ثم مقارنتها مع مثيلاتها المرجعية وتم تمثيلها بيانياً، في الشكل (6) والشكل (7) يوضحا ذلك:




الشكل (6) يمثل تابعية المقطع الكلي للتفاعل للطاقة ضمن المجال الطاقية المدروس

نلاحظ من الشكل (6) التوافق الجيد لقيم مقاطع التفاعل المحسوبة وفق طريقة VMA σ(spi) والقيم المحسوبة وفق التصنيفات المرجعية **[21–22–24 ]** ومع القيم التجريبية الموافقة لها ، مما يدل على صحة البارامترات المحددة وفق طريقة VMA.




الشكل (7) يمثل تغيرات المقطع العرضي التفاضلي بدلالة الطاقة للتفاعل المدروس

كما ملاحظ من الشكل (7) من خلال مقارنة المنحني الخاص بقيم VMA التي قمنا بحسابها مع السلوك الناتج عن قيم تصنيف koning والمرجع التجريبي( **22**) وجود سلوك واحدا تقريبا يأخذ شكل متعرج محدد بقيمة عظمى وصغرى ويعود ذلك الى البنية النووية للنواة المدروسة .

**الاستنتاجات:**

1-تم حساب البارامترات الهندسية للكمونات الضوئية (الحقيقية والتخيلية) باستخدام منهجية VMA وعلاقة بروان راو

2-لاحظنا وجود تطابق بين القيم الحسابية للعزوم من المرتبة الثانية وبين المعطيات التجريبية (الشكل 1)

3-وجدنا قيم العزم الحقيقي وقيم عزم هاتري فوك بالاعتماد على طريقة VMA وتمثيلها بيانيا (الشكل 2)

4–اظهرت الكمونات التخيلية (السطحية والحجمية) سلوكا مشابها للتصنيفات المرجعية رغم وجود بعض الفروقات العددية المرتبطة بتثبيت المعاملات في تلك التصنيفات(الشكل 3–4)

5–تم تحديد قيم نصف القطر الحقيقي ودراسة تابعيته الطاقية وفقا لطريقة VMA وتبين ان التغير في نصف القطر يتماشى مع التوقعات النظرية والمراجع المعتمدة ( الشكل 5)

6–تم التحقق من دقة حساب المقاطع العرضية الكلية والتفاضلية وتمثيلها بيانيا، مما يدل على قوة ودقة النموذج في تمثيل التفاعلات النووية الشكل (6–7)

**التوصيات :**

1–:يوصى بتطبيق منهجية التقريب التغايري للعزوم على منظومات نووية اخرى تشمل نوى ثقيلة او خفيفة لاختبار شمولية النموذج

2– ادخال تحسينات على طريقة المحاكاة الرقمية عبر اعتماد خوارزميات اكثر تطورا لحساب العزوم

3– يقترح اجراء تجارب مخبرية جديدة للتحقق من صحة النتائج المحسوبة ومقارنتها مع النتائج النظرية

**المراجع:**

1. Satchler, G.R. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press, 1983
2. Hodgson, P.E. *The Optical Model of Elastic Scattering*. Clarendon Press, 1963.
3. . Austern, N. *Direct Nuclear Reaction Theories*. Wiley-Interscience, 1970.

4. Becchetti, F.D., and Greenlees, G.W. "Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters, A>40, E<50 MeV." Phys. Rev., 182(1969): 1190..
5. Perey, F., and Perey, C.M. "Compilation of Deuteron Optical Model Parameters." Atomic Data and Nuclear Data Tables, 17(1), 1976: 1–101
6. Rawitscher, G.H. "Multiple Scattering and Deuteron-Nucleus Interactions." Phys. Rev. C, 9(1974): 2210.
7. . Mollah, A.S., et al. "Deuteron Scattering from Medium Mass Nuclei." Journal of Nuclear Physics, 30(2), 2014: 78–85.
8. Khaliel, E.S. "Theoretical Analysis of Deuteron Elastic Scattering from 58Ni at 56 MeV." Nuclear Physics A, 957(2017): 91–100.
9. Hilaire, S., & Girod, M. (2001). Microscopic optical potential from Hartree-Fock-Bogoliubov calculations. European Physical Journal A, 12(2), 169–176
10. Charity, R. J., & Sobotka, L. G. (2008). Dispersive optical-model analysis of neutron scattering on 208Pb. Physical Review C, 77(4), 044611.
11. Capote, R., Herman, M., Obložinský, P., Young, P. G., Goriely, S., Belgya, T., ... & Koning, A. J. (2009). RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations. Nuclear Data Sheets, 110(12), 3107–3214.
12. Al-Mustafa, H., & Belal. A. (2019). A Dispersive Optical Model Analysis of the (Coulomb-Nuclear) Interference Potential , ALBAATH university- Syria HOMS.
13. BELAL A., Al-Ibrahim M., " Studying the energetic function as the parameters of the optical proton potential use the Desperation optical model" ALBAATH university-Syria HOMS, 2020.
14. Holt, J. W., & Whitehead, T. R. (2022). Modern approaches to optical potentials. Handbook of Nuclear Physics. arXiv preprint.

15. MAHAUX . C,SARTOR . R ,1992 -Advance in nuclear, phys. edited , New. York , Vol . 20 , p.1 .

16- 2. Woods, R. D., & Saxon, D. S. (1954). Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. Physical Review, 95(2), 577–578.

17- Brown, G. E., & Rho, M. (1991). Scaling effective Lagrangians in a dense medium. Physical Review Letters, 66(20), 2720–2723.

18-PEREY F.G. code SPI-GENOA (unpublished)1976.

19-.Vautherin, D., & Brink, D. M. (1972). Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical nuclei. Physical Review C, 5(3), 626–647. https://doi.org/10.1103/PhysRevC.5.626 8. Mahaux, C., & 20-

20- Sartor, R. (1991). Dispersion relation approach to the mean field in nuclei and the nuclear optical model. Advances in Nuclear Physics, 20, 1–223

21- A.J. Koning and D. Rochman ,Nuclear Research andConsultancy Group NRG,P.O. Box 25, 1755 ZG Petten, The Netherlands (Dated: September 27, 2012)

22-Haixia An and Chonghai Ca

Physical Review C73 (2006) 054605.

23-E. ¡Sime¡ckov´a,* P. B´em, M. Honusek, and M. ¡ Stef´ani Euratom/IPP.CR Fusion Association, Nuclear Physics Institute (NPI), 25068 ¡Re¡z, Czech Republic2

24-Bojowald, H. Machner, H. Nann, W. Oelert, M. Rogge, P.Turek Physical Review C38 (1988) pp.1153-1163