

دراسة نظرية لاحتمال تشتت الفوتون على الإلكترون كتابع لزواية التشتت

طالب الماجستير: حامد برهوم¹ د. عبدالله رستناوي² د. سليمان ديبو³

المخلص

في هذا البحث، قمنا باستنتاج العلاقة النظرية التي تعطي أنّ احتمال تشتت فوتون غاما على إلكترون حر كتابع لزواية التشتت، الذي يمثل هضبة كومبتون. تدل هذه العلاقة على قيمة احتمال أن ينتشت الفوتون عند زاوية تتزايد مع زيادة زاوية التشتت، وذلك خلافاً لما تدل عليه علاقة كلاين-نيشينا التي تعطي المقطع العرضي التفاضلي، حيث إنه بداية يتناقص مع زيادة زاوية التشتت ثم يتزايد. وبالمقارنة مع هضبة كومبتون التجريبية يتبين أن العلاقة التي استنتجناها أكثر تطابقاً مع هضبة كومبتون من علاقة كلاين نيشينا، فضلاً عن كون الاستنتاج لعلاقتنا أسهل بكثير من استنتاج علاقة كلاين ونيشينا.

الكلمات المفتاحية:

هضبة كومبتون، علاقة كلاين ونيشينا، احتمال تشتت فوتون غاما.

¹ طالب ماجستير فيزياء نظرية في قسم الفيزياء بكلية العلوم في جامعة البعث.

² أستاذ مساعد في قسم الفيزياء بكلية العلوم في جامعة البعث.

³ أستاذ مساعد في قسم الفيزياء بكلية العلوم في جامعة البعث.

1. مقدمة

في طيف غاما، تمثل هضبة كومبتون توزع شدة الموجة المنتشرة في تشتت كومبتون. نظراً لكون نظرية هضبة كومبتون ما تزال غير مكتملة أو غير تامة بعد، ونظراً لكون القيم للحسابات النظرية المعمولة بتلك النظرية لا تتفق بشكل دقيق مع النتائج التجريبية، فإن نظرية هضبة كومبتون وتطبيقاتها أو توزع الدفع للإلكترونات في حقل الفيزياء والكيمياء ما تزالان قيد البحث والتطوير [1].

إن عدم اكتمال نظرية هضبة كومبتون يعود لعدة أسباب التي، من وجهة نظرنا، من أهمها هو أنه من حين استنتاج كلاين-ونيشينا علاقة المقطع العرضي التفاضلي لتشتت الفوتون عن الإلكترون توقف البحث لعقود كثيرة في نظرية هضبة كومبتون. ومن وجهة نظرنا إن علاقة كلاين ونيشينا لا تعبر بشكل دقيق عن هضبة كومبتون. في الحقيقة، إن توزع شدة الموجة المنتشرة؛ أي هضبة كومبتون، إنما يمثل احتمال تشتت فوتون غاما على إلكترون حر، وأن العد في أي قناة من هذه الهضبة يمثل احتمال تشتت فوتون غاما على إلكترون عند زاوية ما موافقة. لذلك في هذا البحث سنقوم باستنتاج العلاقة التي تعطي ذلك الاحتمال بشكل بسيط وسهلاً، خلافاً لما نهجه كلاين-ونيشينا اعتماداً على الإلكتروديناميك الكوانتي، منطلقين من تعريف الاحتمال الذي هو الحالات الممكنة على عدد الحالات الكلية.

في تشتت كومبتون؛ أي في تشتت أشعة اكس (غاما) عن إلكترون حر، يتغير طول موجة أشعة اكس المنتشرة مع تغير زاوية التشتت. لقد استطاع كومبتون Compton [2]، في عام 1923، باستخدام النظرية الكمومية للضوء أن يشرح هذا التغير في طول موجة أشعة اكس المنتشرة مع تغير زاوية التشتت من خلال تطبيق قانوني انحفاظ طاقة والدفع للمنظومة (كم ضوء-إلكترون). ولقد بينت الدراسة التحليلية التي قام بها كومبتون بأنه يمكن اعتبار أن مفعوله هو أحد أهم الحقائق التجريبية التي تؤكد النظرية الكمومية للضوء.

وفي دراسته التحليلية للتوزع الزاوي لشدة الموجة المنتشرة، استخدم كومبتون النظرية النسبية relativistic theory ومفعول دوبلر Doppler effect. وفي عام

1926 ناقش بريث Breit [3] هذه المسألة باستخدام مبدأ التوافق correspondence principle في النظرية الكمومية القديمة، فحصل على نتائج مشابهة لما كان قد حصل عليه بشكل مستقل باستخدام ميكانيك الكم كل من ديراك Dirac [4] ثم غوردون Gordon [5]. فقد توصل كلاهما إلى قانوني انحفاظ الطاقة لمنظومة (كم ضوء-إلكترون) بصورتها في ميكانيك الكم، اللذين كان كومبتون قد افترضهما، واشتقا بناءً عليهما علاقة تعطي التوزع الزاوي لشدة الموجة المتشتملة.

وفي عام 1927، ناقش كلاين Klein [6] كيف يجب أن تتم معالجة التأثير المتبادل بين حقل كهروطيسي وإلكترون بواسطة ميكانيك الكم. فحصل على قانوني انحفاظ الطاقة-والدفع من أجل تشتت كومبتون، لكنه لم يوجد توزع الشدة للموجة المتشتملة لكومبتون. وفي نفس العام؛ أي في 1927، كان غوردون Gordon [5] وكلاين Klein [6] قد طوراً بشكل مستقل عن بعضهما البعض ما سمي لاحقاً بمعادلة كلاين-غوردون Klein-Gordon equation التي تصف سلوك الإلكترون في تشتت كومبتون عند أخذ التأثيرات النسبية بعين الاعتبار. إن علاقة الطاقة-والدفع للإلكترون التي توصل إليها ديراك Dirac [4] مكافئة لعلاقة الطاقة والدفع التي استخدمها كلاين-وغوردون في معادلتها.

ثم مباشرة بعد أن قدم ديراك نظريته النسبية للإلكترون [7,8]، نجح كلاين ونيشينا، اعتماداً على معادلة ديراك Dirac equation، أن يشتقا العلاقة المشهورة باسميهما؛ علاقة كلاين-نيشينا Klein-Nishina formula [9,10]، التي تحسب توزع الشدة للموجة المتشتملة في تشتت كومبتون. وقد تم قبول علاقة كلاين-نيشينا بشكل جازم وما تزال تستخدم بشكل واسع حتى الآن. وعندما بدأ كلاين ونيشينا بدراسة هذه المسألة، سعياً أولاً للتأكد من صحة معادلة ديراك، كما هو منصوص في مقدمة المرجع [9]. وبالعودة إلى تلك الأيام في عام 1934، [11,12]، نجد أن بور Boher كان قد كتب إلى نيشينا؛ إن التأكيد الجازم الذي حصلت عليه هذه العلاقة جعل منها مباشرة دعامة أساسية لتصحيح نظرية ديراك، نظراً لأنها شرحت بوضوح الكثير من الصعوبات التي كانت غامضة. لقد ناقش إكسبونج Ekspong في المرجع [13] تلك التجارب التي

قادت إلى تأكيد علاقة كلاين-نيشينا، والتي أوحى بوجود ظواهر أخرى غير معروفة، مثل إنتاج الأزواج وفناء الإلكترونات الموجبة والسالبة.

2. هدف البحث

إن الهدف من هذا البحث هو اشتقاق علاقة تعطي احتمال تشتت فوتون غاما على إلكترون حر. ومناقشة هذه العلاقة من خلال مقارنتها مع النتائج التجريبية لبيان أن علاقة كلاين-نيشينا، المقبولة بصورة عامة لا تمثل هضبة كومبتون تمثيلاً دقيقاً. وأن علاقة احتمال تشتت فوتون غاما على إلكترون التي سنقوم باشتقاقها ستكون أكثر تطابقاً مع النتائج التجريبية من خلال مناقشة هضبة كومبتون التجريبية، وذلك لأن هضبة كومبتون في الحقيقة تمثل احتمال التشتت وليس المقطع العرضي التفاضلي الذي يعبر عن احتمال التشتت وليس هو احتمال التشتت.

3. مواد وطرق البحث

1.3. دراسة نظرية مرجعية

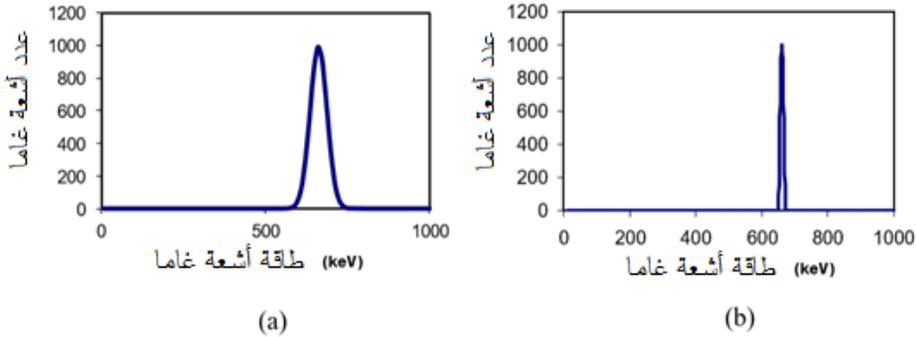
لقد استنتج كومبتون [14] العلاقة التي تربط طاقة الفوتون المتشتت E' مع طاقة الفوتون الوارد E وزاوية التشتت الفوتون θ :

$$\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{E_0} (1 - \cos \theta) \quad (1)$$

حيث E_0 هي طاقة السكونية للإلكترون. إن المعادلة (1) هي معادلة بسيطة يمكن استخدامها من أجل التحقق من صحة نظرية مفعول كومبتون. حيث يمكن قياس طاقة فوتون غاما الوارد E بسهولة بواسطة كاشف وميضي بمضاعف ضوئي مع منظومة محلل متعدد القنوات. ويمكن بسهولة أيضاً بنفس المنظومة قياس طاقة فوتون غاما المتشتت E' كتابع لزاوية التشتت θ . وعندئذ برسم قياسات المقدار $\frac{1}{E'} - \frac{1}{E}$ كتابع للمقدار $(1 - \cos \theta)$ ، فإننا نحصل على رسم بياني خطي ميله هو مقلوب طاقة الإلكترون السكونية؛ أي $\frac{1}{E_0}$.

من الناحية المثالية (نظرياً)، إن أشعة غاما الفردية لها جميعاً نفس الطاقة، وكل منها من المفترض أن ينتج نبضات جهد متماثلة المطال أو الطاقة. إن مثل هذا الحال

سيكون كما هو موضح في الشكل (1)(b). لكن على كل حال، بما أن كل شعاع غاما له نفس الطاقة عملياً لا ينتج نفس العدد بالضبط من فوتونات الضوء المرئي في الوماض، فإن فوتونات الضوء المرئي لا تنتج نفس العدد بالضبط من الإلكترونات الضوئية من المهبط الضوئي لأنبوبة المضاعف الضوئي من أجل كل تأثير متبادل لأشعة غاما مع إلكترونات الوماض. ثم إن عدد الإلكترونات الثانوية التي تنتج من على كل مصعد-مهبطي لا يكون هو نفسه من أجل كل إلكترون وارد على المصعد المهبطي، وكل هذا بالمحصلة يعطي توزعاً مطالياً لنبضات الجهد الناتجة على المخرج، وبالتالي توزعاً طاقياً مقاساً. إن توزع أشعة غاما ذات الطاقة الوحيدة الصادرة من المنبع من المفترض أن يكون توزعاً غاوصياً كالتوزع الموضح في الشكل (1)(a). كذلك إن الإلكترونات الضوئية المنبعثة بالقرب من حواف الوماض يمكن أن تتسبب بفقد جزء أو كل طاقة أشعة غاما على جدران غلاف الوماض scintillator's enclosure، مما يتسبب بإنتاج نبضات ذات جهد أو مطال أصغر.



الشكل (1): توزع طاقات أشعة غاما المقاسة العائد إلى المفعول الكهروضوئي. (a) من أجل كافة أشعة غاما المكتشفة، التي بداية كان لها نفس الطاقة الواردة، (b) من أجل التوزع المثالي لأشعة غاما التي لها نفس الطاقة.

إن الطريقة الثانية الأكثر أهمية التي تتبادل بها أشعة غاما التأثير مع الكاشف الوميضي هي مفعول كومبتون Compton Effect، الذي هو الموضوع الجوهري في دراستنا. في الحقيقة إن نفس الظواهر تحدث في الكاشف الذي نستخدمه لدراسة نفس الظاهرة. ففي حين أن أشعة غاما تعطي كامل طاقتها إلى إلكترونات المادة الوماضة

عن طريق المفعول الكهروضوئي، إلا أنها تعطي فقط جزءاً من طاقتها إلى الإلكترونات عن طريق مفعول كومبتون. وفي حين يكون انتقال طاقة أشعة غاما إلى إلكترون عن طريق المفعول الكهروضوئي يتم دائماً بنسبة 100% تقريباً، إلا أن انتقال طاقتها عن طريق مفعول كومبتون إلى الإلكترون يمكن أن يكون بنسبة تتراوح من 0% حتى 100% تقريباً. تبعاً لطاقة أشعة غاما وللزاوية التي تشتتت بها. فإذا ما استبدلنا E_0 في المعادلة (1) بـ $E_0 = m_0 c^2$ ، فإننا نحصل على:

$$\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} = \frac{1}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \quad (2)$$

وبتطبيق قانون انحفاظ الطاقة، فإن الطاقة المعطاة للإلكترون، E_e ، في أثناء تشتت كومبتون تكون:

$$E_e = E \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (3)$$

لكن بما أن الطاقة الحركية العظمى التي يمكن أن تنتقل إلى الإلكترون تكون فقط عندما تكون زاوية تشتت الفوتون $\theta = 180^\circ$ ، فإن الطاقة العظمى المنقولة للإلكترون تكون:

$$E_{eMax} = E - E' = E \left[1 - \frac{1}{1 + 2 \frac{E}{m_0 c^2}} \right] \quad (4)$$

فمن أجل قيم ذات $E \gg mc^2$ ، فإن الطاقة العظمى التي يمكن انتقالها إلى الإلكترون تكون تقريباً مساوية لطاقة أشعة غاما، و $E_{eMax} \approx E$.
ومن أجل قيم ذات $E \ll mc^2$ ، فإن الطاقة العظمى التي يمكن انتقالها إلى الإلكترون تكون تقريباً معدومة؛ أي $E_{eMax} \approx 0$.

من أجل أشعة غاما واردة ذات الطاقة 0.662 MeV تكون النسبة المئوية العظمى من هذه الطاقة التي يتم انتقالها إلى الإلكترون في تشتت كومبتون حوالي

72%. ولذلك، فإن تشتت كومبتون لأشعة غاما ذات 0.662 MeV يعطي الإلكترونات طاقات تشتت تتراوح من 0 حتى 0.477 MeV.

من أجل أشعة غاما غير مستقطبة، إن احتمال تشتت أشعة غاما عند زاوية معينة وانتقال طاقة قدرها E_e إلى الإلكترون يمكن حسابه من معادلة كلاين-ناشينا [15]، التي تعطى بالعلاقة:

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \theta \right) d\Omega \quad (5)$$

حيث $d\sigma$ هو المقطع العرضي التفاضلي للتشتت كتابع لزاوية التشتت θ ، و $\frac{E'}{E}$ هي نسبة بين طاقة أشعة غاما بعد وقبل التشتت، و r_0 هو نصف القطر الكلاسيكي للإلكترون، و $d\Omega$ هي الزاوية المجسمة التفاضلية. من التناظر، بما أن

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi \sin \theta d\theta$$

فإنه بالتعويض في (5) والمكاملة على ϕ نحصل على:

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \theta \right) 2\pi \sin \theta d\theta \quad (6)$$

أو

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 2\pi r_0^2 \sin \theta g(\theta) \quad (7)$$

حيث

$$g(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \theta \right) \quad (8)$$

باستخدام المعادلة (3)، وباستخدام معادلة كلاين-ناشينا من أجل تابع الاحتمال الزاوي، فإن الاحتمال الطاقى كتابع لطاقة الإلكترون $\frac{d\sigma}{dE_e}$ يمكن إيجاده باستخدام قاعدة

الربط السلسلي chain rule، كما يلي:

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \frac{d\sigma d\theta}{d\theta dE_e} = \frac{d\sigma}{d\theta} \frac{1}{\frac{dE_e}{d\theta}} = \frac{d\sigma}{d\theta} \left(\frac{dE_e}{d\theta} \right)^{-1} \quad (9)$$

بمفاضلة طاقة الإلكترون E_e المعطاة بالمعادلة (3) بالنسبة لزاوية التشتت θ ،
التي مقلوبها $\frac{d\theta}{dE_e}$ ، هو $\left(\frac{dE_e}{d\theta}\right)^{-1}$ ، فإن طاقة الإلكترون E_e تعطى بالعلاقة:

$$E_e = E \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right] \quad (10)$$

$$\frac{dE_e}{d\theta} = -\frac{dE}{d\theta} = (-E)(-1) \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right)^{-2} \left(-\frac{E}{m_0 c^2} (-\sin \theta) \right) \quad (11)$$

$$\frac{dE_e}{d\theta} = \frac{E}{\left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right)^2} \left(\frac{E \sin \theta}{m_0 c^2} \right) \quad (12)$$

و

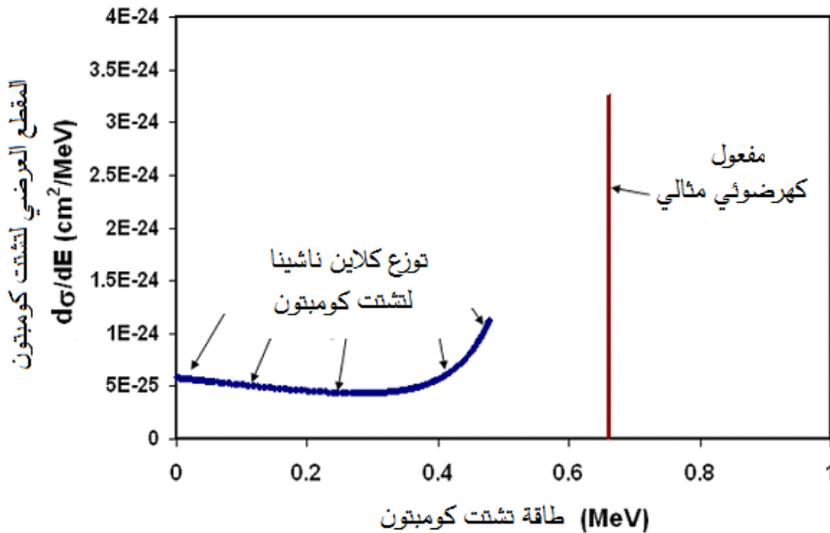
$$\left(\frac{dE_e}{d\theta}\right)^{-1} = \frac{\left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right)^2 m_0 c^2}{E^2 \sin \theta} \quad (13)$$

بتعويض علاقة $\frac{d\sigma}{d\theta}$ وعلاقة $\left(\frac{dE_e}{d\theta}\right)^{-1}$ من المعادلتين (7) و (13) على الترتيب،
نحصل على:

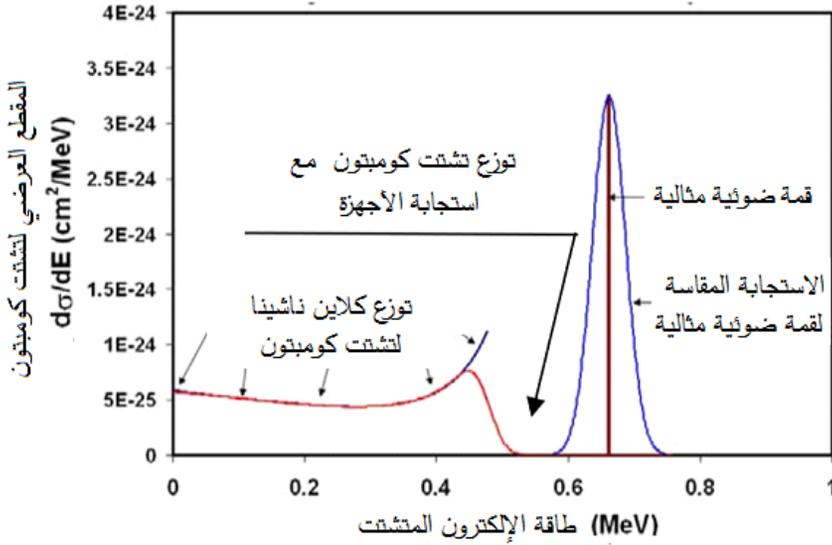
$$\frac{d\sigma}{dE_e} = [2\pi r_0^2 \sin \theta g(\theta)] \frac{\left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right)^2 m_0 c^2}{E^2 \sin \theta} \quad (14)$$

إن المقطع العرضي التفاضلي لتشتت الإلكترونات وفقاً لمفعول كومبتون، كما هو
معطى بمعادلة كلاين ناشينا في المعادلة (14)، مبين في الشكل (2) كتابع لطاقة
الإلكترون المتشتت. إن البيانات المعروضة هي من أجل أشعة غاما ذات طاقة ابتدائية
قدرها 0.662 MeV؛ أي من أجل طاقة أشعة غاما لمنبع السيزيوم 137. قد تم عرض
البيانات مع التوزيع المثالي لطاقة الإلكترون المتحرر عن طريق المفعول الكهروضوئي،

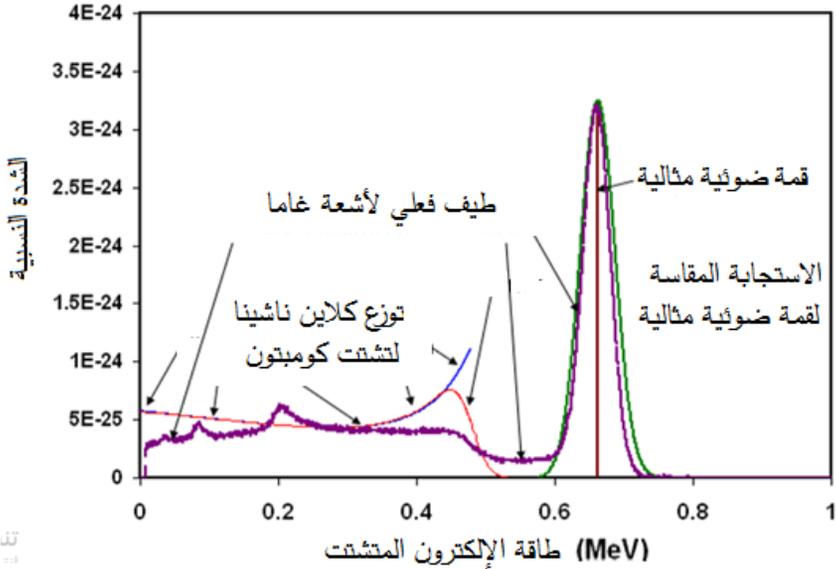
حيث يتم انتقال كامل طاقة أشعة غاما تقريباً كطاقة حركية إلى الإلكترون. وقد تم ضبط ارتفاع القمة للمفعول الكهروضوئي بحيث يكون الارتفاع النسبي لها بالنسبة لمفعول كومبتون ذي قياس نموذجي تقريباً. يوضح الشكل (3) نفس البيانات باستجابة قياس نموذجية فعالة لأشعة غاما ذات طاقة وحيدة. إن القمة الضوئية تمتلك عرضاً FWHW (عرض الكامل عند منتصف القيمة العظمى) قدره حوالي 50 keV الذي هو العرض النموذجي الذي يُحصل عليه عند القياس باستخدام بلورة NaI. كما تمتلك القمة الضوئية شكلاً غاوسياً، وحافة كومبتون؛ أي التناقص الحاد الموافق للطاقة العظمى التي تعطى للإلكترون في عملية كومبتون، تكون مدورة إلى حد كبير بنفس الشكل. وإن الشكل (4) هو نفس الشكل (3)، ولكن بقياس نموذجي لطيف أشعة غاما المضاف. وهذا يشير إلى أن الإلكترونات المنتشرة وفقاً لمفعول كومبتون بالقياس تمتلك توزيعاً طاقياً يشبه إلى حد كبير التوزيع الذي تنبأت به معادلة كلاين-ناشينا. بالطبع هنالك عدة عمليات تأثير متبادل إضافية تؤثر على عملية القياس وتزيد من تعقيد فهم الطيف. إن المفاعيل الإضافية هذه لا تعيق القياسات اللازمة لهذا البحث، ولكن من الضروري فهمها بشكل جيد، ولذلك سنقوم بشرحها لاحقاً.



الشكل (2): المقطع العرضي التفاضلي لتشتت الإلكترونات عن طريق مفعول كومبتون معطاة بحسب معادلة كلاين ناشينا كتابع لطاقة الإلكترون.



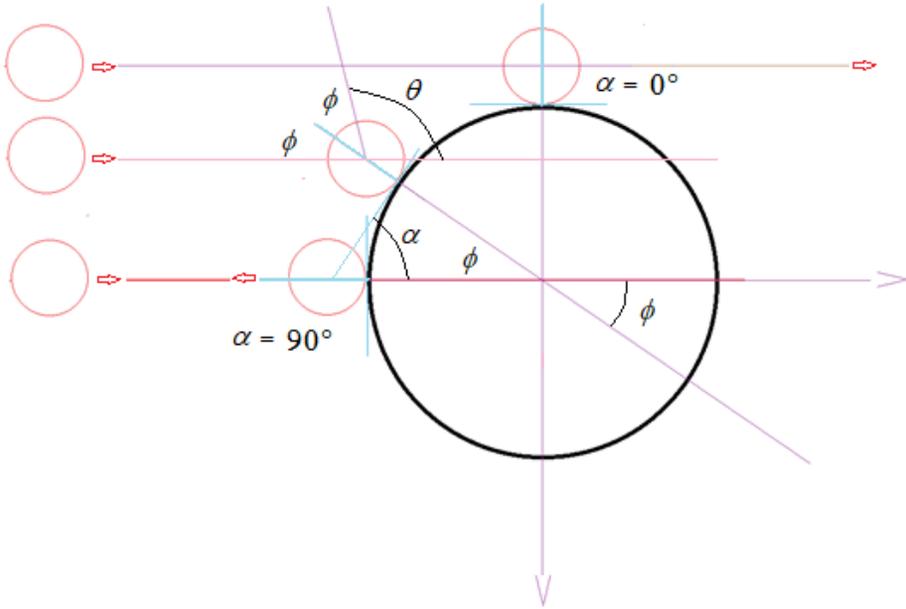
الشكل (3): استجابة نموذجية نظرية لطاقات الإلكترونات التي تتولد عن المفعول الكهروضوئي وعن تشتت كومبتون. توزيع كلاين ناشينا لتشتت كومبتون.



الشكل (4): استجابة نموذجية نظرية لطاقات الإلكترونات المتولدة عن المفعول الكهروضوئي وتشتت كومبتون مقارنة مع القياس الفعلي.

2.3. الدراسة النظرية: استنتاج احتمال تشتت فوتون عن إلكترون حر

لنفرض أن حزمة متوازية من فوتونات غاما أحادية-الطاقة تسقط على إلكترون حر في مادة ما، ولنفرض للتبسيط أن الإلكترون عبارة عن كرة ملساء مرنة ذات نصف قطر r_e ، ولنفرض أن الفوتون، بحسب النظرية الجسيمية الموجية، عبارة عن كرة مرنة نصف قطرها $r_{ph} = 0$ ، عندئذ يمكننا أن نتصور بأن التأثير المتبادل بين الفوتون والإلكترون الحر عبارة عن عملية تصادم ميكانيكي (تلامس) مرن بينهما، وبالتالي فإنه نتيجة التصادم يحصل تبادل للطاقة بحيث تكون قبل الصدم تساوي للطاقة بعد الصدم. وإن الطاقة التي يعطيها الفوتون للإلكترون ستكون معتمدة على زاوية الصدم α التي تُعرف بأنها الزاوية بين المماس عند نقطة الصدم وبين المنحى الابتدائي للفوتون، أو على الزاوية θ التي يتشتت عندها الفوتون، التي تعرف بأنها الزاوية بين المنحى الابتدائي للفوتون والمنحى الذي يتشتت عنده الفوتون، أو الزاوية التي يتشتت عندها الإلكترون ϕ ، التي تعرف بأنها الزاوية بين المنحى الابتدائي للفوتون والمنحى الذي يتشتت عنده الإلكترون، الشكل (5).



الشكل (5): من الشكل لدينا $\alpha + \phi = \pi/2$ و $2\phi + \theta = \pi$

وأن الطاقة التي يتشتت بها الفوتون تكون معتمدة على زاوية تشتت الفوتون θ ، فعندما تكون زاوية الصدم $\alpha = \pi/2$ يكون التصادم مركزياً، ويكون للطاقة التي يتلقاها الإلكترون من الفوتون قيمة عظمى E_{emax} . وعندما تكون زاوية الصدم $\alpha = 0$ يكون التصادم مماسياً، ويكون للطاقة التي يتلقاها الإلكترون من الفوتون قيمة أصغرية $E_{emin} = 0$ ، انظر الشكل (5).

وفي حالة التصادم المركزي تكون زاوية تشتت الإلكترون صفرًا $\phi = 0$ ، وتكون زاوية تشتت الفوتون $\theta = \pi$. وفي حالة التصادم المماسي تكون زاوية تشتت الإلكترون $\phi = \pi/2$ ، وتكون زاوية تشتت الفوتون $\theta = 0$.

في نقطة الصدم، يكون نصف قطر الإلكترون معامداً للمماس، وبالنظر للإلكترون كمرآة كروية محدبة يكون الناظم ممتداً لنصف القطر. وعندئذ يمكن النظر لعملية تشتت الفوتون على الإلكترون وكأنها عملية انعكاس مرآتي على الإلكترون-المرآة. وبالتالي تكون زاوية الورود (الزاوية بين الفوتون الوارد والناظم) مساوية لزاوية الانعكاس (الزاوية بين الفوتون المتشتت والناظم). ومن الشكل (5) بسهولة يمكن أن نلاحظ أن زاوية الورود تكون مساوية لزاوية تشتت الإلكترون ϕ . وبالتالي فإن العلاقة بين زاوية تشتت الإلكترون ϕ وزاوية تشتت الفوتون θ تكون:

$$2\phi + \theta = \pi \quad (15)$$

ومن الشكل (5) يمكن أن نلاحظ أيضاً أن العلاقة بين زاوية تشتت الإلكترون ϕ وزاوية الصدم α تكون:

$$\alpha + \phi = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \phi = \frac{\pi}{2} - \alpha \quad (16)$$

$$2\alpha + 2\phi = \pi \quad (17)$$

وبالمساواة بين (15) و (17) نجد:

$$\begin{aligned} 2\phi + \theta &= 2\alpha + 2\phi \Rightarrow \\ \theta &= 2\alpha \end{aligned} \quad (18)$$

من أجل أشعة غاما أحادية-طاقة، مثل أشعة غاما الصادرة عن منبع السيزيوم 137 التي تمتلك طاقة 662 keV، يكون تعداد الفوتونات المنتشرة عند زاوية تشتت ما محددة متوقف على احتمال تصادم فوتون غاما مع الإلكترون، الذي يتوقف على زاوية تشتت الإلكترون. وبما أن عدد الفوتونات المنتشرة يساوي عدد الإلكترونات المنتشرة، فإن احتمال أن يشنت الفوتون ضمن زاوية ما $\theta + d\theta$ يساوي لاحتمال أن يشنت الإلكترون ضمن زاوية ما $\phi + d\phi$. إن احتمال تشتت الإلكترون ضمن زاوية ما $\phi + d\phi$ يمثل عدد الحالات الممكنة على عدد الحالات الكلية. وعندما تسقط حزمة متوازية من فوتونات غاما على الإلكترون، فإن عدد الحالات الممكنة يكافئ المساحة من مقطع الإلكترون التي تسقط عليها فوتونات غاما والتي تسبب للإلكترون تشتتاً ضمن زاوية $d\phi$ ، بينما عدد الفوتونات الكلية يكافئ مساحة سطح الإلكترون التي تسقط عليها الفوتونات والتي تسبب للإلكترون تشتتاً ضمن مجال زاوية من $\phi = 0$ حتى $\phi = \pi/2$ ، فكلما زادت زاوية الصدم زادت زاوية التشتت، وكلما زادت زاوية التشتت زاد عدد الفوتونات المنتشرة.

إن المساحة من سطح الإلكترون التي تسقط عليها فوتونات غاما والتي تسبب للإلكترون تشتتاً ضمن زاوية $d\phi$ تمثل، من ناحية أولى، القياس التفاضلي للمقطع العرضي $d\sigma$ ؛ ومن ناحية ثانية، تمثل مساحة سطح شريحة كروية dA .

لنفرض أن نصف قطر الإلكترون هو r ، وأنها أخذنا من الجهة التي تسقط عليها فوتونات غاما قبة كروية ارتفاعها h ، عندئذ يكون نصف قطر قاعدتها هو بارامتر الصدم b ، انظر الشكل (6)، وتكون مساحة القبة الكروية:

$$A = 2\pi r h$$

وبما أن $h = r - a$ ، و $a = r \cos \phi$ فإن:

$$A = 2\pi r^2 (1 - \cos \phi)$$

وبمفاضلة مساحة القبة الكروية نحصل على مساحة الشريحة الكروية من:

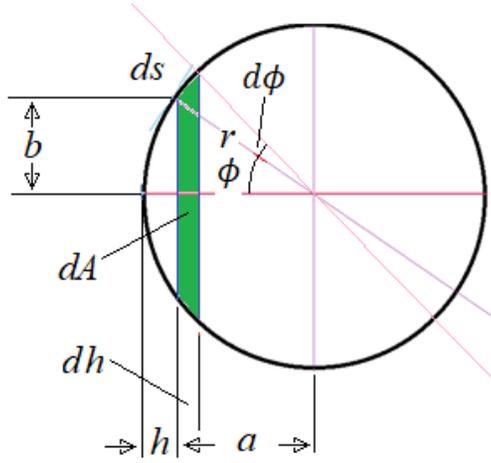
$$d\sigma = dA = 2\pi r^2 \sin \phi d\phi$$

بما أنه يمكن اعتبار أن نصف قطر الفوتون صفر، فإن المقطع العرضي التفاضلي يكون:

$$\sigma = \pi r^2$$

وبالتالي فإن احتمال تشتت الفوتون يكون:

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{2\pi r^2 \sin \phi d\phi}{\pi r^2} = 2 \sin \phi d\phi$$



الشكل (6): المقطع العرضي التفاضلي.

لكن بما أن $d\phi = ds/r$ و $ds = \frac{\pi/2}{n}$ ، حيث n هو عدد الشرائح الكروية التي يحصل عندها التشتت، وهي تقابل عدد القنوات التي يتم فيها تسجيل الفوتونات المتشتتة عن الإلكترون الحر. وبالتالي فإن:

$$d\phi = \frac{\pi}{2} \frac{1}{r n}$$

وبالتالي فإن:

$$P(\phi) = \frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{\pi}{r n} \sin \phi \quad (19)$$

وهذه هي العلاقة التي تمثل فعلياً هضبة كومبتون.

برسم هذه العلاقة نحصل على الشكل (7):



الشكل (7): هضبة كومبتون النظرية وفق العلاقة (19).

4. الدراسة التجريبية

1.4. الأجهزة

هي مطياف غاما بكاشف وميضي بلوري NaI(Tl) ويتألف من:

1. منبع مشع السيزيوم ^{137}Cs يصدر أشعة غاما أحادية الطاقة $\sim 0.662 \text{ MeV}$.
2. كاشف وميضي بلوري لأشعة غاما مكون من وماض بلوري NaI(Tl) ، وأنبوبة مضاعف ضوئي من النمط (CRISMATEC, TYPE 6 S8/2A,) مع مقسم جهد. (PM 9266 B)
3. مغذية استطاعة بجهود عالية مقسم الجهد من النمط (Phywe 600-1100)، مناسبة لتشغيل أنبوبة المضاعف الضوئي (V, 0.5 mA)، الخاصة بالكاشف (CRISMATEC, TYPE 6 S8/2A, PM 9266 B) الوميضي البلوري NaI(Tl) .
4. محلل ارتفاع نبضة Pulse Height Analyzer يتكون من مضخم ومحلل وحيد القناة ذو ماسح.

5. حاسوب شخصي، وبرنامج لترقيم الطيوف ومعالجتها (Nuclear Spectroscopy).

6. وحدة نقل تبادلي للبيانات COMEX من وإلى الحاسوب.

7. راسم إشارة (KENWOOD, 20MHz, Cs 4025).

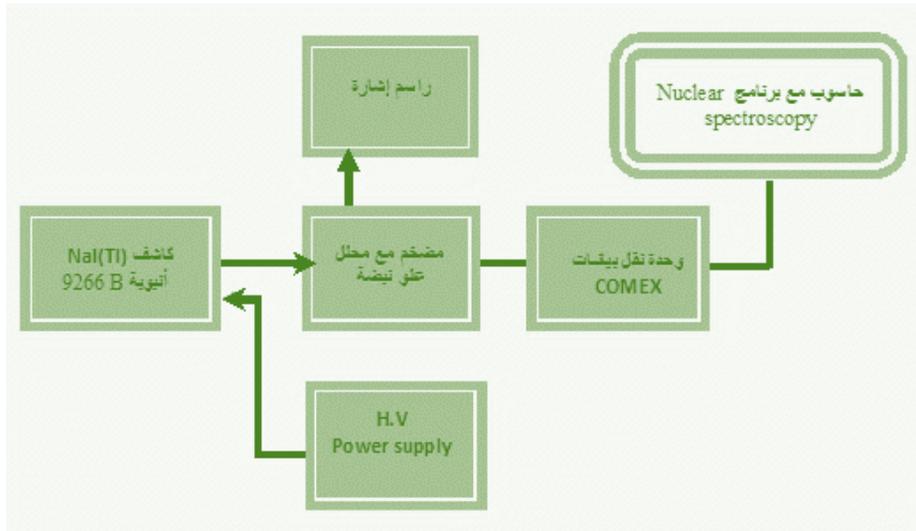
يبين الشكل (8) مخطط صندوقي لمطياف غاما.

2.4. الإجراءات التجريبية

من أجل دراسة هضبة كومبتون في طيف غاما نقوم بتثبيت كافة بارامترات المطياف، ومن أجل ذلك نقوم بما يلي:

نضع منبع Cs^{137} (0.662 MeV) على مركز الواجهة الأمامية لبلورة الكاشف ونبقيه موضعه ثابت حتى انجاز كافة القياسات.

$$\approx 179 \text{ ch}$$



الشكل (8): مطياف غاما بكاشف وميضي بلوري NaI(Tl).

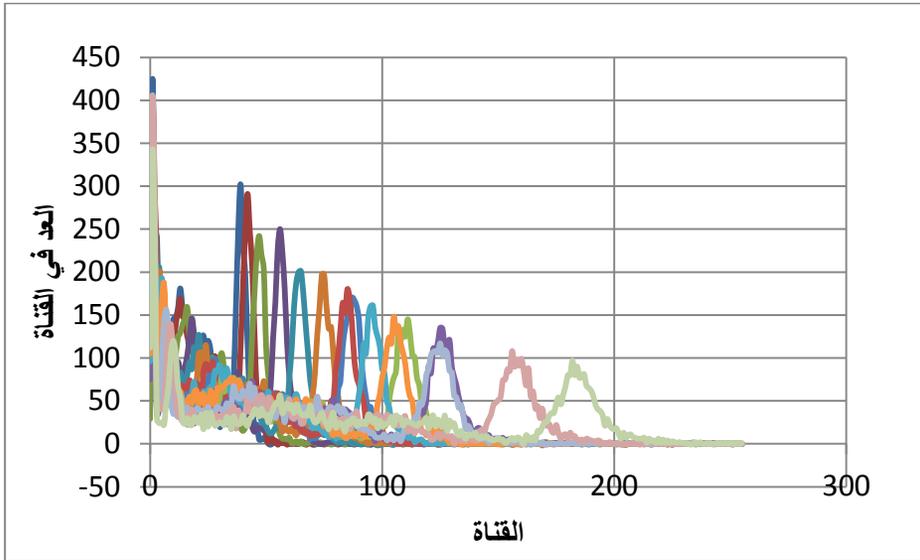
ثم على واجهة محلل ارتفاع النبضة نضع نافذة محل ارتفاع (علو) النبضة عند نافذة ثابتة قدرها 100 mV، ونجعل القاعدة Base على (10 V) ونثبتها أيضاً عند كافة القياسات. وهذا يعني طول محور القنوات سيكون (1000 mV)، وهو يكافئ 256

قناة (أو عدد الخطوات التي تتزاح بها نافذة محلل ارتفاع النبضة). وبناء عليه، فإنه خطوة الإزاحة في أثناء عملية المسح ستكون: $\frac{10000 \text{ mV}}{256} = 39.0625 \cong 39 \text{ mV}$ ؛ أي أنه حتى يتم مسح كامل محور القنوات من المفترض أن نجعل عرض النافذة مساوي لـ 39 mV ، لكن فعلياً إن أصغر قيمة يتيحها الجهاز هي 100 mV . ولذلك سيكون هنالك تقاطع بين كل قياس والذي يليه قدره $100 - 39 = 61 \text{ mV}$ ، وهذا يعني أن مقدار العد في كل القناة سيكون أكبر من الحقيقي بحوالي 61% .

نختار خطوة المسح (إزاحة مركز النافذة) أو ما يسمى في برنامج المطيافية النووية بالزيادة Increment بحيث تكون مساوية لـ (1)، ونضع زمن قياس (زمن تركيب طيف) على (5 sec/ch) وثبتته من أجل كافة القياسات.

3.4. النتائج التجريبية

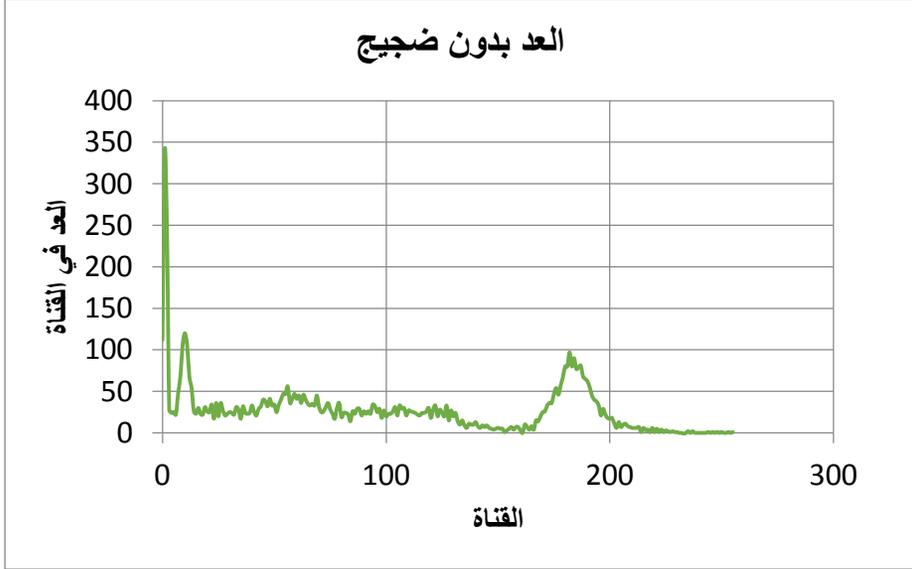
يبين الشكل (9) العديد من القياسات التجريبية لطيف غاما لمنبع السيزيوم 137 عند شروط تجريبية مختلفة.



الشكل (9): مجموعة طيف غاما متراكمة عند شروط تجريبية مختلفة.

5. مناقشة للنتائج التجريبية والدراسة النظرية

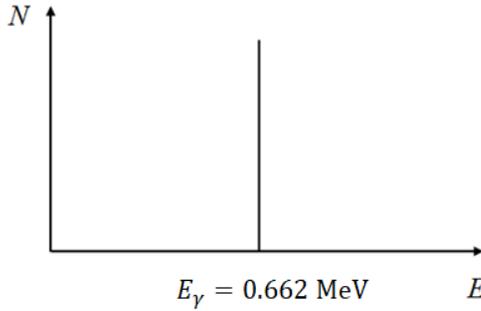
لنعتبر طيفاً نموذجياً لا على التعيين من الطيوف غاما المبين في الشكل (10). إن كافة كموم (أو فوتونات) غاما التي تصدر عن عملية تفكك نوى أي نظير مشع تكون أحادية الطاقة؛ أي أن جميع الكموم تمتلك نفس الطاقة E_γ . فمثلاً إن جميع نوى نظير السيزيوم 137 عند تفككها تصدر كموم غاما ذات طاقة $E_\gamma = 0.662 \text{ MeV}$.



الشكل (10): طيف طاقي تجريبي نموذجي لكموم غاما من منبع السيزيوم 137 مسجل بواسطة مطياف غاما ذي كاشف وميضي NaI(Tl) خلال ثانية واحدة.

وبالتالي، فإنه في حالة الامتصاص التام لها من قبل الإلكترونات المرتبطة لمادة كاشف غاما، كما هو الحال في المفعول الكهروضوئي، وفي حالة غياب كافة أنواع الانحرافات التي تسببها سرعة الإلكترونات أو الانحرافات على النبضات الضوئية (الوميض) التي تسببها العمليات الاحصائية في الكاشف أو الانحرافات على الإلكترونات في المضاعف الضوئية التي تسبب العمليات الاحصائية أو الانحرافات على النبضات الكهربائية الناتجة عن مخرج الكاشف التي يمكن أن تسببها أجهزة مطياف غاما (مطياف مثالي)، وفي حال عدم وجود أي عملية تأثير متبادل أخرى مع مادة الكاشف، فإن النبضات الناتجة على الكاشف قبل وبعد المعالجة تكون ذات

مطالات (أو طاقات) متماثلة، وبالتالي فإنه من المفترض نظرياً، في هذه الحالة، أن يكون الطيف الطاقى المسجل لها عبارة عن خط طيفي وحيد حاد له طاقة توافق طاقة كموم غاما الصادرة عن المنبع E_γ ، انظر الشكل (11).



الشكل (11): الطيف الطاقى النظري الفوتونات غاما المفترض أن يتم تسجيله بواسطة مطياف غاما مثالي.

لكن عملياً بما أنه أولاً ليس هنالك من مطياف مثالي، وثانياً في الكاشف تحصل عمليات تأثيرات متبادلة عديدة أخرى، مثل التشتت المرن لفوتونات غاما عن الإلكترونات شبه-المرتبطة أو ما يعرف بمفعول كومبتون، فإنه تحصل حالات امتصاص غير التامة لطاقة الفوتونات من قبل الإلكترونات شبه-المرتبطة أو الحرة، وثالثاً بسبب الانحراف في مطالات النبضات بسبب عشوائية العمليات الإحصائية في كافة عمليات التأثيرات المتبادلة لفوتونات غاما في المنبع المشع ذاته وفي الأوساط الفاصلة بين المنبع والكاشف وفي الكاشف نفسه وفي كافة عمليات معالجة الإشارة الضوئية في المضاعف الضوئي ثم الإلكترونية للنبضات الناتجة عن الكاشف، فإن أي مطياف غاما متوفر ينتج طيفاً مكوناً قمم وهضاب، انظر الشكل (10)، الذي يمثل طيفاً مطالياً تجريبياً ناتج عن تشعيع الكاشف الوميضي NaI(Tl) بفوتونات غاما ذات طاقة $E_\gamma = 0.662 \text{ MeV}$ من منبع السيزيوم 137. في الشكل (10) هذا، إذا ما أهملنا عمليات التأثير المتبادل النادرة الحدوث، فإن القمم بشكل رئيس تعود إلى مفاعيل كهروضوئي والهضاب بشكل رئيس تعود إلى مفاعيل كومبتون، وإن هذه القمم والهضاب لها بصورة عامة أشكال تتعلق بنوع الكاشف وأبعاده وعوامل عديدة أخرى لا مجال لذكرها. إن ذروة (أو مركز) القمة الأخيرة في هذا الطيف توافق طاقة أشعة غاما

الصادرة عن المنبع ($E_\gamma = 0.662 \text{ MeV}$). وفي هذا الطيف يمكن أن نميز بوضوح ثلاث قمم ضوئية وثلاثة هضاب كومبتون مصاحبة.

القمة الضوئية: إن القمة الأخيرة في الطيف هي قمة ضوئية تنتج عن المفعول الكهرضوئي لفوتونات غاما ذات الطاقة $E_\gamma = 0.662 \text{ MeV}$ ؛ أي التي عن الامتصاص التام لطاقة كوموم غاما ذات الطاقة $E_\gamma = 0.662 \text{ MeV}$ من قبل الإلكترونات المرتبطة في مادة كاشف غاما الوميضي (الوماض) NaI(Tl) . وبما أن كل كم من كوموم غاما، في هذه الحالة، يودع كامل طاقته في الوماض، فإن النبضات الناتجة على مخرج كاشف غاما NaI(Tl) يكون لها تقريباً مطالات متماثلة بانحرافات إحصائية تعطي للخط الطيفي ذي الطاقة ($E_\gamma = 0.662 \text{ MeV}$) عرضاً يجعله أشبه بتوزع غاوص. في الحقيقة، إن الامتصاص التام لطاقة كوموم غاما يمكن أن ينتج، كما ذكرنا، عن طريق المفعول الكهرضوئي وينتج أيضاً باحتمال ضعيف جداً عن طريق تشتتات كومبتون متتالية عديدة في البلورة تؤدي إلى فقد كم غاما لكامل طاقته فيها. عند الامتصاص التام لطاقة كوموم غاما في البلورة وفق المفعول الكهرضوئي، فإنه يتحرر، كما ذكرنا، من بلورة الكاشف الوميضي نصف الناقل إلكترونات ضوئية تفقد طاقتها في البلورة وفق آليات فقد طاقة للجسيمات المشحونة الخفيفة في الجسم الصلب-نصف الناقل. حيث إنه خلال فترة زمنية قصيرة جداً يعطي كل إلكترون في أثناء حركته في الوماض طاقته إلى أحد إلكترونات نصف الناقل، مما يتسبب بانتقالها من عصابة التكافؤ إلى عصابة الناقلية خلفه ورائها ثقباً، ونتيجة لعودة إلكترون ما عبر سويات المنشط إلى الثقب (عملية الوميض) ينطلق فوتون ضوء مرئي. حيث إنه في أثناء عملية الوميض يتحول فقط حوالي $(5 - 10)\%$ من طاقة فوتونات غاما إلى فوتونات ضوء مرئي. وإن فوتونات الضوء المرئي التي تنتج عن المفعول الكهرضوئي هي بشكل رئيس التي تولد القمة الأخيرة في الطيف، حيث إن إسهام المفعول الكهرضوئي في هذه القمة هو المسيطر جداً، لذلك تسمى بقمة الامتصاص التام لطاقة فوتون غاما، أو القمة الضوئية (أو الكهرضوئية). وبناءً عن ما سبق نستنتج أن الطاقة الموافقة للقمة الضوئية تحدد لنا طاقة منبع غاما.

هضبة كومبتون: كما ذكرنا، بالإضافة إلى القمة الموافقة للطاقة الكلية لأشعة غاما، يوجد قمم أخرى وهضاب لها طاقة أخفض. إن القمم الأخرى هذه تنتج عن المفعول الكهرضوئي لكموم غاما المتشنتة للخلف أو لكموم اكس التي تتولد أيضاً في البلورة. أما الهضاب فتنتج عن تأثيرات متبادلة أخرى هي تشنتات كومبتون لفوتونات غاما متماثلة ذات طاقة أخفض. إن تشنت كومبتون هو عملية تشنتت فيها حزمة أشعة غاما (أو اكس) على الإلكترونات الحرة بزوايا مختلفة بعد أن تقدم أجزاء مختلفة من طاقتها إلى هذه الإلكترونات. وبنتيجة ذلك تشنتت هذه الإلكترونات (إلكترونات كومبتون) حاملة طاقات مختلفة. إن امتصاص طاقة إلكترونات كومبتون ناتجة عن أشعة غاما (أو اكس) معينة وفق آليات فقد طاقة للإلكترونات (الجسيمات الخفيفة المشحونة) في المادة يسبب ظهور هضبة تمتد تقريباً من يسار القمة الضوئية الموافقة حتى بداية الطيف. تسمى مثل هذه الهضبة بهضبة كومبتون. إن لكل هضبة كومبتون حافة عليا تسمى حافة كومبتون، وهي توافق أعظم طاقة يمكن أن يأخذها إلكترون كومبتون المتشنت، أو توافق أصغر طاقة يمكن أن تتبقى لدى فوتون غاما المتشنت وتحدث عندما تكون زاوية التشنت لفوتون غاما (أو اكس) 180° . إذاً تنتج حافة كومبتون عن فوتونات كومبتون المتشنتة في حالة التصادم الرأسي (المركزي)، وعلى الأغلب تحصل مع إلكترونات حامل المنبع.

قمة أشعة اكس الضوئية: يترافق المفعول الكهرضوئي بصور كموم اكس مميزة. هذه الأشعة يمكن أن تمتص في الوماض أيضاً وفقاً للمفعول الكهرضوئي أو أن تشنتت وفقاً لمفعول كومبتون فنحصل على قمة أشعة اكس الضوئية، وهي القمة التي في أول الطيف بعد الضجيج، وعلى هضبة كومبتون مرافقة تكون قبلها مباشرة.

قمة التشنت الخلفي: وهي قمة ضوئية تظهر في مجال الطاقة الأخفض من مجال القمة الضوئية. وسببها هو الامتصاص الكهرضوئي لأشعة غاما المتشنتة وفقاً لمفعول كومبتون عن حامل المنبع والغلاف الواقي المحيط بالبلورة وعن المهبط الضوئي والمواد المحيطة. فعند التصادم الرأسي لفوتونات غاما مع إلكترونات من الشبكة البلورية للغلاف الواقي والمواد المحيطة، فإن هذا الفوتونات تشنتت إلى الخلف؛ أي تشنتت

بزاوية 180° عائدة إلى الكاشف. إن الفوتونات المتشتتة وفق المفعول الكهرضوئي يمكن أن تمتص باحتمال صغير. لكن عندما تكون البلورة مغلقة بواقي (في حالتنا بعاكس من الألمنيوم) وعندما يكون حامل المنبع من مادة ذات عدد ذري كبير، فإن احتمال التشتت الخلفي يكون أكبر، وبالتالي فإن احتمال امتصاصها وفقاً للمفعول الكهرضوئي يكون أكبر. عندما يكون عدد النبضات الناتجة عن التشتت الخلفي كبيراً، فإن ذلك يتسبب بظهور واضح لقمة ضوئية صغيرة على هضبة كومبتون هي التي نسميها قمة التشتت الخلفي. وهنا نحب أن ننوه إلى أنه، بصورة عامة، من الصعب ملاحظة فوتونات غاما المتشتتة خلفياً في الطيف، وذلك لأن معظم هذه الفوتونات تغادر عادة بلورة الكاشف الوميضي من دون أن تحدث تأثيراً متبادلاً، فضلاً عن كون عددها قليل. لكن عندما تكون البلورة مغلقة بعاكس (في حالتنا إن الغلاف العاكس أسطوانة من الألمنيوم سماكته جدرانها 0.4 mm ، فإن ذلك يزيد من عدد الفوتونات المتشتتة للخلف في غلاف الألمنيوم التي تعود إلى بلورة الكاشف الوميضي. وهذا ما يؤدي إلى ظهور قمة واضحة في الطيف نسميها قمة التشتت الخلفي. وإذا ما وضعنا خلف المنبع، إذا أمكن ذلك، صفيحة مشتتة، من الحديد مثلاً، فإننا سنزيد من عدد الفوتونات المتشتتة عن الصفيحة للخلف التي تدخل بلورة الكاشف الوميضي، مما يؤدي إلى زيادة في ارتفاع قمة التشتت الخلفي. يمكن تعيين طاقة قمة التشتت الخلفي بتعيين الطاقة في مركز هذه القمة. وفي الكثير من الحالات التي يكون فيها المنبع موضوع على قاعدة حامل أسطواني من الألمنيوم، ونظراً لكون المنبع يشع فوتونات غاما بزاوية مجسمة 4π ، فإنه سيحصل تشتت خلفي على قاعدة الحامل، وهذا يؤدي إلى زيادة عدد الفوتونات المتشتتة خلفياً المسجلة مما يجعل قمة التشتت الخلفي أكثر وضوحاً.

يعود التعريض في أي قمة ضوئية أو في حافة كومبتون إلى التراوح في مطال النبضات الناتجة كموم غاما أودعت نفس الطاقة في الوماض. وهذا التراوح تسببه مجموعتين من العوامل: الأولى: تتعلق بالطبيعة الإحصائية لعمليات تحول الطاقة في كل من البلورة وأنبوبة المضاعف الضوئي وهذه المجموعة لا يمكننا التحكم بها أو ضبطها. الثانية: تعود إلى تغيرات في انتقال الضوء في الأجزاء المختلفة للبلورة، وإلى عدم كفاءة مهابط أنبوبة المضاعف الضوئي في تجميع الإلكترونات، وإلى الشذوذ في

حساسية المهبط الضوئي. إن تقليل التعريض الذي تسببه هذه المجموعة يتوقف على تقانة تصنيع المضاعف الضوئي، وعلى اختيار البلورة بعناية، وتغليفها بعاكس جيد. كذلك من الضروري لصق البلورة بالمضاعف الضوئي بزيت السيلكون مثلاً، لتأمين اتصال ضوئي جيد وعلى بقية أجهزة المطياف. بصورة عامة، يمكن القول إن عرض القمة الضوئية يتوقف بشكل ضعيف على منبع غاما وبشكل رئيسي على مطياف غاما المستخدم.

وهنا يجب أن نذكر بأن كل قمة ضوئية تكون مترافقة بهضبة كومبتون خاصة. وبناء عليه، يكون لدينا في طيف السيزيوم 137 ثلاث قمم ضوئية هي القمة الضوئية 0.662 MeV وقمة التشتت الخلفي 0.182 MeV ، وقمة أشعة اكس 0.032 MeV ، وثلاث هضبات كومبتون مرافقة لها حواف قدرها 0.480 MeV ، و 0.77 MeV ، و 0.004 MeV ، على الترتيب. التي يتم حسابها نظرياً كما يلي:

1. من أجل القمة الضوئية الأخيرة في الطيف: إن طاقة كموم غاما المتشتتة للخلف E'_γ تكون:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + 4E_\gamma} = \frac{0.662}{1 + 4 \times 0.662} \cong 0.182 \text{ MeV}$$

وتكون طاقة حافة كومبتون لها:

$$E_{e_{max}} = E_\gamma - E'_\gamma = 0.662 - 0.182 = 0.480 \text{ MeV}$$

2. ومن أجل أشعة التشتت الخلفي الضوئية (0.182 MeV): إن طاقة كموم غاما المتشتتة للخلف E'_γ تكون:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + 4E_\gamma} = \frac{0.182}{1 + 4 \times 0.182} \cong 0.105 \text{ MeV}$$

وتكون طاقة حافة كومبتون لها:

$$E_{e_{max}} = E_\gamma - E'_\gamma = 0.182 - 0.105 = 0.077 \text{ MeV}$$

ومن أجل أشعة اكس الضوئية (0.032 MeV): إن طاقة كموم غاما المتشتتة للخلف E'_γ تكون:

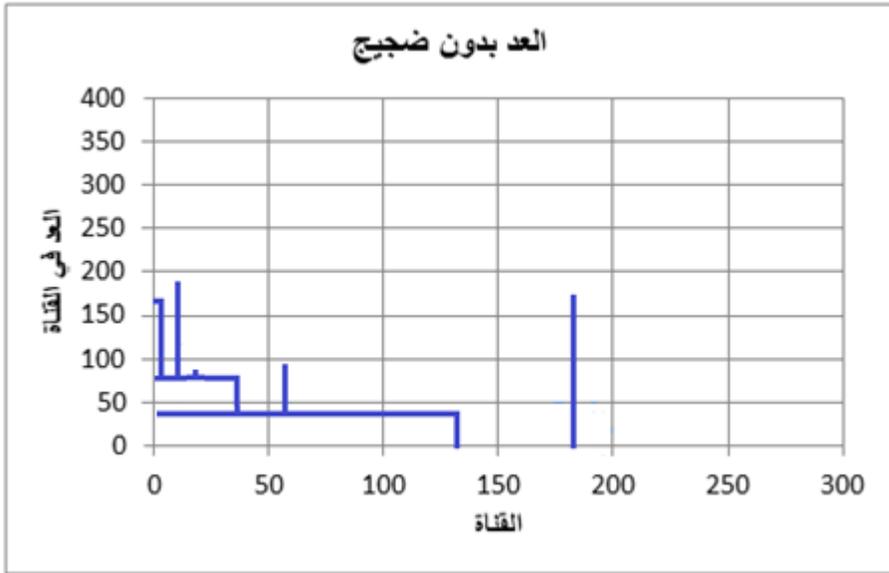
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + 4E_\gamma} = \frac{0.032}{1 + 4 \times 0.032} \cong 0.028 \text{ MeV}$$

وتكون طاقة حافة كومبتون لها:

$$E_{emax} = E_\gamma - E'_\gamma = 0.032 - 0.028 = 0.004 \text{ MeV}$$

بناء على ما سبق، وإذا ما افترضنا، كتقريب أولي، أن كموم غاما المتشتتة احتمال التشتت لها متماثل، فإن الطيف النظري سيكون مكون من تراكب لثلاث قمم ضوئية وثلاث هضاب كومبتون.

وعلى فرض أن قيمة احتمال التشتت ثابتة من أجل كافة زوايا التشتت، فإن شكل الطيف النظري أو المثالي سيكون كما في الشكل (12).



الشكل (12): طيف غاما نظري تقريبي مسجل بمطياف مثالي، على فرض أن احتمال التشتت قيمته ثابتة من أجل كافة الزوايا.

من الشكل (12)؛ أي عندما نفترض بأن احتمال التشتت وفق كومبتون ثابتاً مع تغير الزاوية، نلاحظ أن العد في الوادي الواقع قمة أشعة اكس وهضبة كومبتون لأشعة اكس يكون أكبر من العد عند حافة كومبتون العائدة لأشعة غاما الواردة من المنبع. بينما نلاحظ من الشكل (10)؛ أي من طيف غاما التجريبي، أن العد في الوادي الواقع

قمة أشعة اكس وهضبة كومبتون لأشعة اكس يكون أصغر من العد عند حافة كومبتون العائدة لأشعة غاما الواردة من المنبع. وهذا يدل بما لا يقبل الشك أن قيمة احتمال تشتت فوتونات غاما عند زوايا أصغر تكون أصغر. أو بكلام آخر إن احتمال تشتت فوتونات غاما يزداد مع زيادة زاوية التشتت.

ومن طيف غاما التجريبي في الشكل (10) يمكن أن نلاحظ أن الجزء اليميني من هضبة بعد قمة التشتت الخلفي يمتلك ميلاً موجباً، وهذا أيضاً يدل ما لا يدع مجال للشك بأن قيمة احتمال التشتت تزداد مع زيادة زاوية التشتت.

ومن هاتين الملاحظتين التجريبتين اللتين يمكن ملاحظتهما في كافة طيوف غاما التجريبية يمكن أن نستنتج أن احتمال التشتت يزداد مع زيادة زاوية التشتت. وهذا ما يتفق تماماً مع علاقة احتمال التشتت التي استنتجناها (19). وهذا ما نلاحظه بوضوح في الرسم البياني لها؛ أي في الشكل (7).

6. الاستنتاجات

إن علاقة كلاين-نيشينا لاتصف بشكل دقيق هضبة كومبتون التجريبية. وأن التطور في دقة الكشف للأجهزة الحديثة يمكن أن يكشف عن الكثير من المغالطات التي أوقعت الباحثين في الماضي عند استخدامهم لأجهزة بدائية. وهذا ما نتوقع أنه حصل عند قبول الباحثين لعلاقة كلاين ونيشينا لكونها، كما بدا لهم حينئذ، تتطابق بشكل كبير مع النتائج التجريبية. إن عادة الباحثين النظريين يحلون النتائج التجريبية ثم يتصور نموذجاً نظرياً يتفق مع النتائج ثم يتم الاستنتاج بناء ذلك النموذج. فإذا ما كانت الأجهزة لا تمتلك دقة كافية، فإن النموذج النظري الموضوع لا يكون متفق مع حقيقة الظاهرة. ويتقديرننا هذا ما حصل مع كلاين ونيشينا ومعاصريهم.

إن العلاقة النظرية المستنتجة من قبل تتطابق بشكل أفضل مع النتائج التجريبية. وأنها من حيث الاستنتاج أسهل بكثير من علاقة كلاين ونيشينا.

7. المراجع

- [1] Luo, Guang, Shang-Qi Zhou, Zhong Han, and Shuang-Kou Chen. "Applications of Compton scattering." *Journal of Chongqing University* 5, no. 4 (2006): 193-199
- [2] G.F. Knoll, 'Radiation Detection and Measurements', John Wiley & Sons. Inc, New York, 2000.
- [3] N. Tsoulfanidis, 'Measurements and Detection Radiation', Taylor & Francis, USA, 1995.
- [4] J.E. Turner, 'Atoms, Radiation and Radiation Protection', Wiley-VCH Verlag Gmb H & Co. KGaA, Weinheim, 2007.
- [5] R.W. Leo, 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments', Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 1987.
- [6] S.P. Bönisch, 'Electronics for Radiation Detection', CRC Press, U.S., 2011.
- [7] M.O. Bedwell and T.J. Paulus, 'A Constant Fraction Differential Discriminator for Use in Fast Timing Coincidence Systems', *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 26, 422-427, 1979.
- [8] M.A. El-Wahab, A. El-Arabi, M.H. Battrawi, 'Constant Fraction Timing With Scintillation Detectors', *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 36, 401-406, 1989.
- [9] D.M. Binkley, 'Performance of Non-delay-line Constant - fraction Discriminator Timing Circuit', *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 41, 1169-1175, 1994.
- [10] J. Vacik, J. Cernava, V. Hnatowicz, V. Havranek, J. Hoffmann, S. Posta, D. Fink, R. Klett, 'Pulse-shape Discrimination in Neutron Depth Profiling Technique', *Nucl. Instrum. Meth. B* 142, 397-401, 1998.

- [11] S.D. Jastaniah and P.J. Sellin, 'Digital Techniques for n/γ Pulse Shape Discrimination and Capture-gated Neutron Spectroscopy Using Liquid Scintillators', Nucl. Instrum. Meth. A 517, 202-210, 2004.
- [12] R.G. De Orduna, M. Hult, E. Andreotti, D. Budjas, S. Schönert, M. Misiaszek, M., 'Pulse Shape Analysis to Reduce The Background of BEGe Detectors', J. Radioanal. Nucl. Chem. 286, 477-482, 2010.
- [13] G.L. Troyer, B.D. Keele, G.C. Tepper, 'Pulse Rise-time Characterization of a High Pressure Xenon Gamma Detector for Use in Resolution Enhancement', J. Radioanal. Nucl. Chem. 248, 267-281, 2001.
- [14] E.E. Ermis and C. Celiktas, 'Determination of Beta Attenuation Coefficients by Means of Timing Method', Ann. Nucl. Energy 41, 115-118, 2012.
- [15] W.S. Kim, H.S. Kim, K.H. Kim, Y.U. Kim, K.H. Kim, 'Gamma-ray Pulse-height Spectrum of ^{241}Am -Be Source by Li-BC501 ($n-\gamma$) Spectrometer System', J. Radioanal. Nucl. Chem. 215, 257-261, 1997.

