

دراسة تطبيقية لحساب المقطع العرضي لتشتت النيوترونات الحرارية في الحديد من أجل تعيين طول الانتشار لها

د. علي الدود¹

المخلص

يُعدّ الحديد من المعادن المهمة في صناعة المفاعلات النووية، حيث يُستخدم في صناعة العديد من المكونات النووية. وتُعدّ أهمية استخدام الحديد في المفاعلات النووية كبيرة، حيث يساعد في تحسين السلامة النووية وزيادة كفاءة المفاعل النووي وتقليل التكاليف.

في هذا البحث، قمنا بتقديم طريقة جديدة لحساب طول الانتشار للنيوترونات الحرارية، من خلال تطبيق علاقة تم إيجادها تعطي تدفق حزمة النيوترونات العابرة بصورة مباشرة من عينة كبيرة سماكتها x . حيث قمنا بتعيين طول انتشار النيوترونات الحرارية للحديد Fe^{56} من خلال تعيين المقطع العرضي للتشتت لها.

الكلمات المفتاحية: المقطع العرضي للتشتت، معامل الانتشار، طول الانتشار للحديد.

¹ دكتوراه في الفيزياء النظرية.

An Applied Study to Calculate the Scattering Cross Section Iron of Thermal Neutrons in order to Determine their Diffusion Length

Ali Al-Doud²

Abstract

Iron is an important metal in the nuclear reactor industry, as it is used in the manufacture of many nuclear components. The importance of using iron in nuclear reactors is significant, as it helps ncy, and reduce costsimprove nuclear safety, increase reactor efficie.

In this research, we present a new method for calculating the diffusion length of thermal neutrons, by applying an equation that -directly gives the flux of the neutron beam passing through a large thick sample. We determined the diffusion length of thermal neutrons in iron by determining their scattering cross section.

Keywords: scattering cross section, diffusion coefficient, iron diffusion length.

² PhD in Theoretical Physics.

1. مقدمة

عندما يتم تتبع مسيرة الدراسات المجرة على النيوترونات منذ اكتشافها ومعرفة خصائصها نلاحظ أنه إضافة إلى التحليل بالتنشيط النيوتروني NAA للعناصر كان انتشارها أيضاً هو أداة هامة جداً في دراسة بنية المواد؛ أي في تعيين معامل الانتشار ومن ثم طول الانتشار. من هنا وجدنا أنه من المفيد جداً أن نقوم بحساب احتمال تشتت النيوترون على نواة الحديد، التي تمكننا من تعيين المقطع العرضي للتشتت لها، نظراً لأن المقطع العرضي للتشتت يرتبط بمعامل الانتشار. فإذا ما استطعنا تعيين المقاطع العرضية لنظائر عنصر ما في عينة، فإنه سيمكننا تعيين معاملات الانتشار، وهذه أداة قيمة لإحدى أهم الدراسات التي يمكن إجراؤها على تطور الوقود النووي للمفاعل في أثناء التشغيل.

2. هدف ومشكلة البحث

إن الهدف من هذا البحث حساب المقطع العرضي للتشتت من أجل الحديد Fe^{56} ، الذي بدوره يقود إلى تعيين معامل الانتشار وطول الانتشار. ولهذا فإن مشكلة وهدف البحث هي الاستفادة من حساب المقطع العرضي للتشتت وربط حسابه بمعامل الانتشار ومن ثم طول الانتشار، حيث أن دراسة انتشار النيوترونات ذات أهمية كبيرة من أجل تقييم أداء المفاعلات النووية، مثل تحديد كفاءة الطاقة المنتجة والمخاطر الممكنة. كما يستخدم طول انتشار النيوترونات الحرارية لتحديد تصميم الوقود النووي، مثل حجم الحبيبات والتركيب الكيميائي.

3. دراسة مرجعية

إن استخدام الحديد في المفاعلات النووية له تاريخ طويل يمتد إلى عدة عقود، ولكن استخدامه كعنصر أساسي في بناء المفاعلات النووية بدأ في النصف الثاني من القرن العشرين. تم تقديم نظرة تاريخية على استخدام الحديد في المفاعلات النووية.

الفترة الأولى (1940-1950)

في أوائل الأربعينيات، بدأ العلماء في تجربة استخدام مواد مختلفة في بناء المفاعلات النووية، بما في ذلك الحديد. وفي عام 1942، تم بناء أول مفاعل نووي، "شيكاغو بايل" The Chicago Pile، والذي استخدم الجرافيت كوسيط لتهدة النيوترونات والحديد كغلاف للوقود النووي [1].

تطوير المفاعلات النووية (1950-1960)

في الخمسينيات، بدأ استخدام الحديد بشكل أكبر في بناء المفاعلات النووية، خاصة في تصميم المفاعلات المائية (pressurized water reactors (PWRs ومفاعلات boiling water reactors (BWRs). في عام 1957، تم تشغيل أول مفاعل نووي تجاري، "شيبينغسبورت"، والذي استخدم الحديد في بناء وعاء الضغط [2].

استخدام الحديد في المفاعلات النووية الحديثة (1970-حتى الآن)

في السبعينيات والثمانينيات، تم تطوير استخدام الحديد في بناء المفاعلات النووية بشكل أكبر، مع التركيز على تحسين السلامة والكفاءة. تم استخدام الحديد في بناء وعاء الضغط، والغلاف، والأنابيب، وغيرها من المكونات الرئيسية للمفاعلات النووية [3].

يمكن القول إن استخدام الحديد في المفاعلات النووية له تاريخ طويل وتطور كبير على مر العقود. يتم البحث المستمر في تقنيات جديدة لتحسين أداء الحديد في المفاعلات النووية وتطوير مفاعلات نووية متقدمة.

4. أهمية استخدام الحديد في المفاعلات النووية

تعدّ المفاعلات النووية من أهم المصادر لتوليد الطاقة الكهربائية في العالم، وتستخدم في العديد من الدول لتوليد الكهرباء والطاقة النووية. وفي هذا السياق، يلعب الحديد دورًا مهمًا في صناعة المفاعلات النووية، حيث يُستخدم في صناعة العديد من المكونات النووية.

4.1. استخدامات الحديد في المفاعلات النووية

يُستخدم الحديد في صناعة العديد من المكونات النووية في المفاعلات النووية، بما في ذلك:

1. قضبان التحكم في التفاعل النووي: يُستخدم الحديد في صناعة قضبان التحكم في التفاعل النووي، والتي تساعد في التحكم في سرعة التفاعل النووي وتقليل خطر التفاعلات النووية غير المرغوبة [4].

2. الحواجز النووية: يُستخدم الحديد في صناعة الحواجز النووية، والتي تساعد في حماية الناس من الإشعاع النووي وتقليل خطر تسرب المواد النووية [5].

3. الأسطوانات النووية: يُستخدم الحديد في صناعة الأسطوانات النووية، والتي تحتوي على الوقود النووي وتستخدم في المفاعل النووي [6].

4. الأنابيب النووية: يُستخدم الحديد في صناعة الأنابيب النووية، والتي تستخدم لنقل الوقود النووي والمواد النووية الأخرى في المفاعل النووي [7].

4.2. خصائص الحديد في المفاعلات النووية

يتميز الحديد بعدد من الخصائص التي تجعله مناسباً للاستخدام في المفاعلات النووية، بما في ذلك:

1. القدرة على امتصاص النيوترونات: يُعدّ الحديد من المعادن التي يمكنها امتصاص النيوترونات، مما يجعله مفيداً في التحكم في التفاعل النووي [8].

2. القدرة على تحمل الإشعاع: يُعدّ الحديد من المعادن التي يمكنها تحمل الإشعاع النووي، مما يجعله مفيداً في صناعة الحواجز والستائر لحماية الناس من الإشعاع [9].

3. القدرة على تحمل الضغط العالي: يُعدّ الحديد من المعادن التي يمكنها تحمل الضغط العالي، مما يجعله مفيداً في صناعة الأسطوانات النووية والأنابيب النووية [10].

4.3. أهمية استخدام الحديد في المفاعلات النووية

تُعدّ أهمية استخدام الحديد في المفاعلات النووية كبيرة، حيث يساعد في:

1. تحسين السلامة النووية: يساعد الحديد في تحسين السلامة النووية من خلال التحكم في التفاعل النووي وتقليل خطر التفاعلات النووية غير المرغوبة [11].

2. زيادة كفاءة المفاعل النووي: يساعد الحديد في زيادة كفاءة المفاعل النووي من خلال تحسين تصميم المفاعل وتقليل الخسائر الحرارية [12].

3. تقليل التكاليف: يساعد الحديد في تقليل التكاليف من خلال استخدام مواد محلية الصنع وتقليل الحاجة إلى مواد مستوردة [13].

5. نظرية الانتشار النيوتروني

يؤدي نموذج نظرية الانتشار لانتقال النيوترونات دوراً مهماً في نظرية المفاعلات نظراً لأنها بسيطة إلى حدٍ يكفي للسماح بالتحقق العلمي منها، وهي واقعية كفايةً لدراسة العديد من مشاكل التصميم المهمة للمفاعل. ونظراً لكون النيوترونات المعتبرة أحادية الطاقة أو السرعة، فإنه يمكن أن تقدم نموذجاً أو تصوراً أولياً عن التصميم. إن الطرق الرياضية المستخدمة في تحليل مثل هذا النموذج هي نفسها المطبقة في أساليب أكثر تطوراً مثل نظرية انتشار المجموعة المتعددة، ونظرية الانتقال.

يعتمد استخراج معادلة الانتشار أثناء العبور على قانون فيك Fick's law، بالإضافة لذلك يمكن استخراج معادلة الانتقال بشكل مباشر أيضاً. تتم مناقشة استخراج معادلة هيلمهولتز

Helmholtz، والقيود المفروضة على معادلة الانتشار وكذلك الشروط الحدية المستخدمة المطبقة على الهندسة الواقعية والمسائل الفيزيائية [14].

5.1. المقطع العرضي للانتقال

يتم أخذ تأثير التوزيع الزاوي للتشتت بناء على حركة النيوترونات التي يمكن وصفها باستخدام المقطع العرضي للانتقال. بفرض أن:

1. الوسط لانهائي.
2. ولا يوجد امتصاص في وسط التشتت.
3. ولا تتغير طاقة النيوترونات نتيجة للتصادم مع نوى الوسط.
4. وتقطع الجسيمات بعد كل تصادم مسافة تدعى المسار الحر الوسطي للتشتت λ_s والذي يتأثر بزاوية التشتت θ .

بعد إدخال النيوترونات في المنظومة، تتحرك مسافة تعطى بالعلاقة:

$$\text{إن} \quad \overline{Z_0} = \lambda_s \quad (1)$$

المسافة المتوقع قطعها بعد الاصطدام الأول على طول المحور Z ، كما هو مبين في الشكل (1) تعطى بالعلاقة:

$$Z_1 = \lambda_s \cos(\theta_1)$$

القيمة المتوسطة لـ Z_1 هي:

$$\overline{Z_1} = \lambda_s \overline{\cos(\theta_1)} = \lambda_s \bar{\mu} \quad (2)$$

حيث إن:

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3A}$$

و A العدد الكتلي للنواة في وسط التشتت.

وإن المسافة المقطوعة بعد الاصطدام الثاني تكون:

$$Z_2 = \lambda_s \cos(\theta_1) \cdot \cos(\theta_2)$$

حيث إن θ زاوية السميت للتشتت متمائل المناحي.

إن القيمة المتوسطة لـ Z_2 عطى بالعلاقة:

$$\overline{Z_2} = \lambda_s \overline{\cos(\theta_1) \cdot \cos(\theta_2)} \approx \lambda_s \overline{\cos(\theta_1)^2} = \lambda_s \bar{\mu}^2 \quad (3)$$

بشكل عام من أجل $(n - 1)$ تصادم:

$$\overline{Z_n} = \lambda_s \bar{\mu}^n ; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

حيث $\overline{Z_n} \rightarrow 0$ عندما $n \rightarrow \infty$ ، وهذا يعني أن النيوترونات يمكن أن تشتت في كافة الاتجاهات بنفس الاحتمال، في التصادم التالي (التصادم $(n + 1)$). وهذا يعني أن النيوترون يفقد الاتجاه الأصلي للحركة بعد سلسلة من التصادمات التي تميز سلاسل ماركوف Markov، والتي تتناول مسافة ما تعبره الجسيمة خلال وحدة الزمن λ_{tr} :

$$\begin{aligned} \lambda_{tr} &= Z_0 + Z_1 + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_s \bar{\mu}^n \\ &= \lambda_s (1 + \bar{\mu} + \bar{\mu}^2 + \dots) \\ &= \frac{\lambda_s}{1 - \bar{\mu}}, \quad \forall \quad \bar{\mu} < 1 \end{aligned} \quad (5)$$

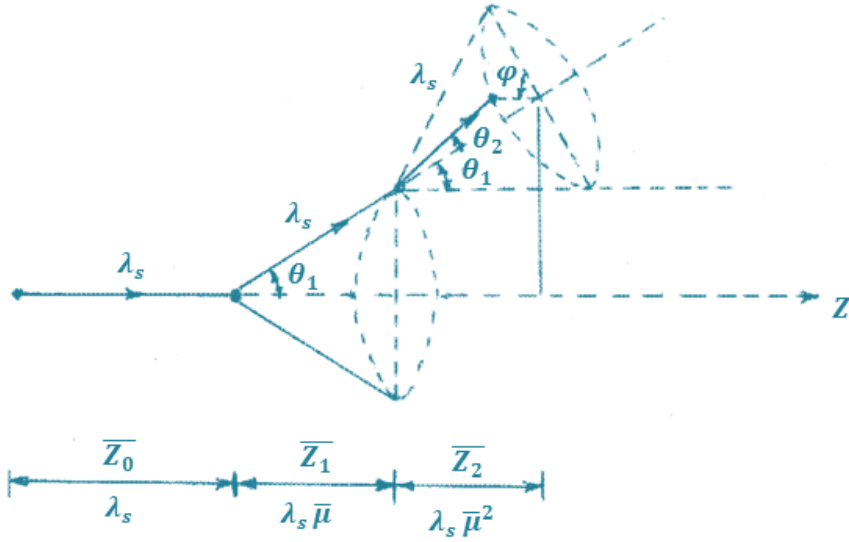
يعرف المقطع العرضي للانتقال كما يأتي:

$$\Sigma_{tr} = \frac{1}{\lambda_{tr}} = \Sigma_s (1 - \bar{\mu}) \quad (6)$$

لكن إذا حدث امتصاص، يُعمم تعريف المقطع العرضي للعبور بالشكل [15]:

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_a + \Sigma_s (1 - \bar{\mu}) = \Sigma_t - \Sigma_s \bar{\mu} \quad (7)$$

حيث إن Σ_t المقطع العرضي الماكروسكوبي الكلي، Σ_a المقطع العرضي الماكروسكوبي للامتصاص، Σ_s المقطع العرضي الكلي الماكروسكوبي للتشتت.



الشكل (1): هندسة انتقال الجسيمات على امتداد ثلاث تصادمات.

5.2. قانون فيك (FICK) وتقريب الانتشار

يتم ربط تدفق النيوترونات Φ وكثافة تيار النيوترونات $\vec{J}$ بطريقة بسيطة في شروط محددة. إن العلاقة بين Φ و $\vec{J}$ تكون مماثلة من حيث الشكل للقانون المستخدم في دراسة ظواهر الانتشار في السوائل والغازات أو ما يعرف بقانون فيك³ Fick.

كي يتم استخدام هذا القانون في نظرية المفاعل والذي يقود إلى تقريب الانتشار. تم الأخذ بالافتراضات الآتية:

1. اعتبار الوسط لانهائياً.
2. إن المقاطع العرضية تكون ثابتة، بغض النظر عن الموضع، مما يعني أن الوسط متجانس.

³ إن قانون فيك في الكيمياء الفيزيائية ينص على أن: "إذا كان تركيز المادة المذابة في منطقة معينة أكبر من أخرى في المحلول، ينتشر المذاب من منطقة ذات التركيز الأعلى إلى منطقة ذات التركيز الأقل".

3. الانتشار متماثل المناحي في الجملة المخبرية (L).
 4. إن تدفق النيوترونات يتغير ببطء مع الموضع.
 5. يتم استخدام منظومة سرعة حيث تكون كثافة النيوترونات غير تابعة للزمن.
 6. لا يوجد منبع للانشطار في المنظومة.
- سيتم تطبيق بعض هذه الافتراضات في وقت لاحق. على سبيل المثال، سيتم أخذ وسط الانتشار باعتباره متناهيًا في الحجم، أكثر من أنه لانهائي.
- يتوجب محاولة حساب كثافة التيار الجسيمات (النيوترونات) في مستوي الإحداثيات في الشكل (2). يعطى المتجه $\vec{J}$ بالعلاقة:

$$\vec{J} = J_x \hat{i} + J_y \hat{j} + J_z \hat{k} \quad (8)$$

لذلك يتوجب حساب المركبات J_x , J_y , J_z .

يمكن أن تكتب هذه المركبات من أجل كثافة التيارات المحورية الجزئية على النحو الآتي:

$$\begin{aligned} J_x &= J_x^+ - J_x^- \\ J_y &= J_y^+ - J_y^- \\ J_z &= J_z^+ - J_z^- \end{aligned} \quad (9)$$

سيتم التركيز على العبور من أجل مركبة واحدة J_z ، عبر عنصر المساحة dS_z في مركز احداثيات الجملة وفقاً للاتجاه السالب لـ z ، كما هو مبين في الشكل (2).

إن كل نيوترون مار خلال dS_z في المستوي xy ، يأتي من تصادمات التشتت. وإن تشتت النيوترونات في المستوي xy يجعلها تتدفق إلى الأسفل من خلال عنصر المساحة dS_z .

لنعتبر أن عنصر الحجم يعطى بالعلاقة:

$$dV = r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (10)$$

وبالتالي عدد تصادمات التشتت التي تحدث في وحدة الزمن من أجل عنصر الحجم dV

هو:

$$\sum_s \Phi(\vec{r}) dV = \sum_s \Phi(\vec{r}) r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (11)$$

$\Phi(\vec{r})$ تمثل تدفق النيوترونات.

إن التشتت يكون متماثل المناحي في الجملة L ، من أجل الجزء الذي يصل إلى dS_z المقابل

للزاوية المجسمة $d\Omega$:

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{\frac{ds}{r^2}}{4\pi} = \frac{dS_z \cos(\theta)}{4\pi r^2} \quad (12)$$

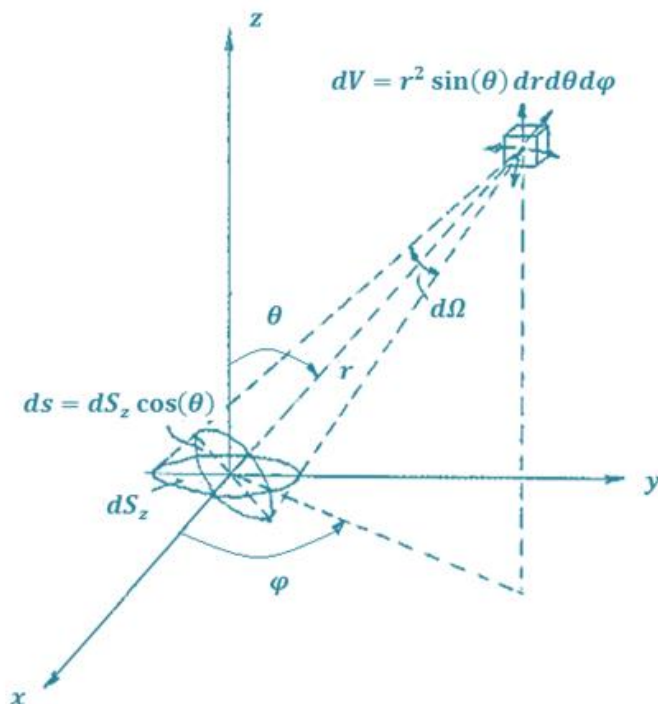
بذلك يكون عدد النيوترونات المتشتتة في واحدة الزمن في عنصر الحجم dV الممتد على

dS_z ، بعد أن تنوهن في الوسط، متناسباً مع العامل الأسّي $e^{-\Sigma t r}$:

$$dN = e^{-\Sigma t r} \sum_s \Phi(\vec{r}) r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\varphi \frac{dS_z \cos(\theta)}{4\pi r^2}$$

يمكن كتابة كثافة التيار الجزئي J_z^- بالشكل:

$$J_z^- = \frac{\int dN}{dS_z} = \frac{\sum_s}{4\pi} \iiint_{000}^{\infty\pi/22\pi} e^{-\Sigma t r} \sum_s \Phi(\vec{r}) r^2 \sin(\theta) \cos(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (13)$$



الشكل (2): الهندسة الكروية من أجل استخراج تيار النيوترونات وقانون فيك.

إن $\Phi(\vec{r})$ يمثل تابعاً غير معلوم، تم نشره بسلسلة تايلور Taylor بفرض أن التغير بسيط مع الموضع:

$$\Phi(\vec{r}) = \Phi_0 + x \left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_0 + y \left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_0 + z \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_0 + \dots$$

بكتابة كل من x و y و z في الإحداثيات الكروية:

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{r}) = \Phi_0 + r \sin(\theta) \cos(\varphi) \left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_0 + r \sin(\theta) \sin(\varphi) \left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_0 \\ + r \cos(\theta) \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_0 \end{aligned} \quad (14)$$

بالتعويض في المعادلة (13) نحصل على:

$$\begin{aligned}
 J_z^- &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} e^{-\Sigma_t r} \left[\Phi_0 + r \sin(\theta) \cos(\varphi) \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \right. \\
 &\quad + r \sin(\theta) \sin(\varphi) \frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_0 \\
 &\quad \left. + r \cos(\theta) \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \right] \sin(\theta) \cos(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (15)
 \end{aligned}$$

إن العلاقة السابقة تحتوي على $\cos(\varphi)$ و $\sin(\varphi)$ اللذين ينتهيان إلى الصفر من أجل حدود التكامل من 0 وحتى 2π ، لذلك:

$$\begin{aligned}
 J_z^- &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} e^{-\Sigma_t r} \left[\Phi_0 \right. \\
 &\quad \left. + r \cos(\theta) \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \right] \sin(\theta) \cos(\theta) dr d\theta d\varphi \quad (16)
 \end{aligned}$$

يمكن إيجاد الحد الأول على النحو الآتي:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \Phi_0 \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} e^{-\Sigma_t r} \sin(\theta) \cos(\theta) dr d\theta d\varphi \\
 &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \Phi_0 \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{\Sigma_t} \cdot \frac{1}{2} = \frac{1}{4} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} \Phi_0
 \end{aligned}$$

ومن أجل الحد الثاني:

$$\begin{aligned}
 I_2 &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} r e^{-\Sigma_t r} \sin(\theta) \cos^2(\theta) dr d\theta d\varphi \\
 &= \frac{\Sigma_s}{4\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{\Sigma_t^2} \cdot \frac{1}{3} = \frac{1}{6} \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0
 \end{aligned}$$

وبالتالي تصبح العلاقة (16) بالشكل:

$$J_z^- = \frac{1}{4} \frac{\sum_s}{\sum_t} \Phi_0 + \frac{1}{6} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \quad (17)$$

بشكل مشابه، يمكن إيجاد:

$$J_z^+ = \frac{1}{4} \frac{\sum_s}{\sum_t} \Phi_0 - \frac{1}{6} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \quad (18)$$

بتعويض العلاقة (17) و (18) في (9) نجد:

$$\begin{aligned} J_x &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \\ J_y &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \Big|_0 \\ J_z &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 \end{aligned} \quad (19)$$

بالتعويض في المعادلة (8)، نحصل على العلاقة المعبرة عن كثافة التيار، وذلك بعد

الإسقاط على جملة محاور الأصل، حيث أن جملة المحاور اختيارية:

$$\begin{aligned} \vec{J} &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \hat{i} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \hat{j} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} \hat{k} \right) \\ \vec{J} &= -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \vec{\nabla} \Phi = -\frac{1}{3} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \overrightarrow{grad} \Phi \end{aligned} \quad (20)$$

نعرف معامل الانتشار:

$$D = \frac{\sum_s}{3 \sum_t^2} \quad (21)$$

لذلك يعطى قانون فيك للانتشار النيوتروني بالعلاقة:

$$\vec{J} = -D \nabla \Phi \quad (22)$$

وينص على أن متجهة كثافة التيار تتناسب مع تدرج التدفق السالب. لاحظ أن اتجاه متجه التدرج يشير إلى تدفق النيوترونات، الذي هو مقدار متدرج لتيار النيوترونات، وهو مقدار متجه (أي أن النيوترونات تنتقل من التراكيز العالية إلى التراكيز المنخفضة) [15].

5.3. قيود نظرية الانتشار

يعبر قانون فيك عن أنه إذا كان تدرج التدفق سالباً، فإن كثافة التيار تكون موجبة. هذا يعني أن الجسيمات سوف تنتشر من المنطقة ذات التدفق الأعلى إلى المنطقة ذات التدفق الأخفض خلال التصادمات في الوسط. كما إن قانون فيك يفرض بعض القيود لحل المسائل، بسبب الافتراضات الموضوعة، والتي تصبح غير صالحة، وتحتاج إلى تصحيح، وفقاً للشروط الآتية [15,16]:

a. قربها من الحدود

يفترض الاشتقاق السابق أن الوسط لانهائي. من أجل وسط محدود، يكون قانون فيك صحيحاً فقط في النقاط التي تبعد أكثر من بضع مسارات حرة عن حواف الوسط. وهذا محقق لأن تناقص الحد الأسّي يتم بسرعة كبيرة مع المسافة، وبالتالي فإن النقاط التي تبعد بضع مسارات حرة عن النقطة التي تم حساب التدفق فيها تساهم بشكل كبير في التكامل.

b. القرب من المصادر أو المصارف

يفترض أن تكون المساهمة في التدفق معظمها من تصادمات التشتت. إلا إن المصادر يمكن أن تكون موجودة. بسبب عامل التوهين، إضافة لذلك، هناك عدد قليل من مصادر النيوترونات ستساهم في التدفق إذا كان هناك أكثر من بضع مسارات حرة من المصادر.

c. تباين خواص جملة التشتت L

يظهر التشتت متمائل المناحي في الجملة المخبرية L من أجل الطاقات المنخفضة، ولكن ذلك ليس صحيحاً بشكل عام. لكن يبقى قانون فيك ساري المفعول مع تباين متوسط في التشتت، إذا تم تعديل معامل الانتشار، على أساس نظرية العبور الذي يعبر عنه بـ D ويعطى بالشكل:

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s(1 - \bar{\mu}) \left(1 - \frac{4}{5}\frac{\Sigma_a}{\Sigma_t} + \dots\right)} \quad (23)$$

إذا كان $\Sigma_a \ll \Sigma_t$ ، ينتج عن العلاقة (23) أن:

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s(1 - \bar{\mu})} = \frac{1}{3\Sigma_{tr}} = \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (24)$$

حيث إن:

$$\Sigma_s(1 - \bar{\mu}) = \Sigma_{tr} = \frac{1}{\lambda_{tr}}$$

و λ_{tr} المسار الحر الوسطي للانتقال المعروف سابقاً.

d. الوسط عالي الامتصاص

تم نشر التدفق بسلسلة تايلور، حيث إنه يتغير ببطء في الأوساط ضعيفة الامتصاص. في حين أنه يتغير التدفق بسرعة في الوسط عالي الامتصاص. لذلك سيتم تطبيق قانون فيك في الجمل ضعيفة الامتصاص:

$$\Sigma_a \ll \Sigma_t$$

e. القرب من الواجهات

تم افتراض أن الوسط متجانس عند استخراج قانون فيك. عند الحد الفاصل بين وسطين مختلفين من حيث خصائص التشتت، ويبقى قانون فيك صالحاً، شريطة ألا يؤدي التغير الحاد إلى تغير سريع للتدفق، مما يجعل منشور سلسلة تايلور غير صالح في استخراج التدفق. في الحقيقة، إن المشتقات من المرتبة الثانية إما تنتهي إلى الصفر، أو تلغى مساهمتها في J_z . كما لا تسهم

المشتقات الثالثة في التكامل من أجل J_z . لذلك يكون قانون فيك صحيحاً إذا لم يتغير المشتق الثاني للتدفق بشكل ملحوظ.

f. تغيير التدفق مع الزمن

يفترض أن يكون التدفق مستقلاً عن الزمن. يمكن الاستغناء عن هذا الشرط إذا كان تغيير التدفق Φ صغيراً خلال زمن صغير من مرتبة مغادرة النيوترون لبضعة مسارات حرة. إذا كان للنيوترونات البطيئة في المفاعل سرعة $v \approx 10^5$ cm/sec، وقطعت أكثر من ثلاث مسارات حرة للتشتت، فإنه يمكن القول إن اختلاف الزمن من أجل التدفق يجب أن يحقق الشرط:

$$\frac{\Phi}{d\Phi/dt} \gg \frac{3\lambda_s}{10^5} [\text{sec}]$$

الذي ينص على أن الزمن اللازم للنيوترون لقطع ثلاث مسارات حرة أصغر بكثير من الزمن المميز لتغيير تدفق النيوترونات.

5.5. استخراج معادلة انتشار النيوترونات الحرارية

لاستخراج معادلة انتشار النيوترونات نستخدم الفرضيات الآتية:

1. نأخذ نيوترونات متماثلة الطاقة.
2. نصنف توزع النيوترونات في المفاعل باستخدام الكثافة النيوترونية $n(\vec{r}, t)$ التي هي عدد النيوترونات في وحدة الحجم عند الموضع $\vec{r}$ في اللحظة t . وتكون علاقتها بالتدفق هي:

$$\Phi(\vec{r}, t) = vn(\vec{r}, t)$$

بفرض أن الحجم V اختياري ويكتابة معادلة التوازن:

(المعدل الزمني لتغيير عدد النيوترونات في V) = (معدل إنتاج النيوترونات في V) - (معدل امتصاص النيوترونات في V) - (معدل تسرب النيوترونات الشبكي من السطح من أجل V)
يعبر عن الحد الأول رياضياً بالشكل:

$$\frac{d}{dt} \left[\int \frac{1}{v} \Phi(\vec{r}, t) dV \right] = \frac{d}{dt} \left[\int \frac{1}{v} n(\vec{r}, t) dV \right] = \frac{1}{v} \left[\int \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{r}, t) dV \right]$$

يكتب معدل الإنتاج بالشكل: $\int S(\vec{r}, t) dV$

ويكتب حدّ الامتصاص بالشكل: $\int \Sigma_a(r) \Phi(\vec{r}, t) dV$

ويكتب حدّ التسرب بالشكل: $\int \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot \hat{n} ds = \int \nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}, t) dV$

تم الاعتماد على نظرية غاوس (نظرية التقرق).

باستبدال الحدود المختلفة في معادلة التوازن نحصل على:

$$\int \frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} dV = \int S(\vec{r}, t) dV - \int \Sigma_a(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) dV - \int \nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}, t) dV$$

أو

$$\int \left(\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} - S + \Sigma_a \Phi + \nabla \cdot \vec{J} \right) dV = 0 \quad (25)$$

حيث إن الحجم V اختياري، ويمكن أن نكتب:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{J} - \Sigma_a \Phi + S \quad (26)$$

باستخدام العلاقة بين $\vec{J}$ و Φ (قانون فيك) في كتابة معادلة الانتشار:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nabla \cdot [D(\vec{r}) \nabla \Phi(\vec{r}, t)] - \Sigma_a(\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) + S(\vec{r}, t) \quad (27)$$

هذه المعادلة هي الأساس الأكثر تطوراً في نظرية المفاعل المستخدمة لنظرية الانتشار [16].

5.6. معادلة هيلمهولتز

معادلة الانتشار (27) هي معادلة تفاضلية جزئية من نوع قطع مكافئ. إنها أيضاً، تصف

الظواهر الفيزيائية مثل توصيل الحرارة، انتشار الغاز، وانتشار المواد. تبسط هذه المعادلة في حالة

وسط متجانس حيث أن D و Σ_a لا تعتمد على الموضع على النحو الآتي:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\vec{r}, t)}{\partial t} - D \nabla^2 \Phi(\vec{r}, t) + \sum_a (\vec{r}) \Phi(\vec{r}, t) = S(\vec{r}, t) \quad (28)$$

في حالة استقلالية التدفق عن الزمن، تُستخدم معادلة الحالة المستقرة للانتشار، أو معادلة هيلمهولتز Helmholtz المترتبة:

$$D \cdot \nabla^2 \Phi - \sum_a \Phi + S = 0 \quad (29)$$

وهي معادلة تفاضلية جزئية تمثل إهليجا.

يمكن كتابة معادلة هيلمهولتز بالشكل:

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}) - \frac{1}{L^2} \Phi(\vec{r}) = -\frac{S(\vec{r})}{D} \quad (30)$$

حيث:

$$L^2 = \frac{D}{\sum_a} \quad (31)$$

و L هو طول الانتشار ويعرف بأنه متوسط المسافة التي يجتازها النيوترون من نقطة انبعائه إلى النقطة التي يتم في نهاية المطاف امتصاصه.

من ناحية أخرى، تكون كثافة النيوترونات مستقلة عن الموضع والتدفق أيضاً، يمكن أن نكتب من العلاقة (28)؛ مع مراعاة $\text{div} \vec{J} = 0$:

$$\frac{1}{v} \frac{d\Phi(t)}{dt} = S(t) - \sum_a \Phi(t) \quad (32)$$

وهي معادلة التدفق التابعة للزمن [14-16].

5.7. الشروط الحدية لمعادلة انتشار الحالة المستقرة

رياضياً، في معادلة هيلمهولتز هناك حاجة إلى الشروط الحدية نظراً لأنه: لا يمكن تعيين كل من Φ أو المشتق الطبيعي $\partial \Phi / \partial n$ ، بشكل مستقل من أجل كل منها. لذلك، تُعتمد الشروط الحدية الآتية عند المناقشة الفيزيائية [15,16].

a. شروط حدية الفراغ

إن المسار الحر الوسطي للنيوترونات في الهواء أكبر بكثير مما هو عليه في المفاعل، إلا أنه من الممكن التعامل مع النيوترونات على أنها في الفراغ في حسابات المفاعل. إذا تم اعتبار أنه لا يوجد انعكاس للنيوترونات من الفراغ إلى قلب المفاعل **الشكل (3)**، فإن المعادلة (19) تكتب بالشكل:

$$J_z^- = \frac{1}{4} \frac{\sum_s}{\sum_t} \Phi_0 + \frac{1}{6} \frac{\sum_s}{\sum_t^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_0 = 0 \quad (33)$$

بالعودة إلى استخراج قانون فيك:

$$D = \frac{\sum_s}{3 \sum_t^2}$$

يمكن كتابة:

$$J^-(x) = \frac{1}{4} \frac{\sum_s}{\sum_t} \Phi_0 + \frac{D}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 = 0 \quad (34)$$

حيث:

$$\frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 = -\frac{1}{2D} \frac{\sum_s}{\sum_t} \quad (35)$$

إذا كانت المواد أكثر تشتتاً عند الحدود ($\sum_s \ll \sum_t$)، فإن $\sum_s / \sum_t \approx 1$ ، وبالإمكان أن

استبدال من أجل:

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (36)$$

$$\frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \approx -\frac{1}{2D} \approx -\frac{3}{2} \frac{1}{\lambda_{tr}} \quad (37)$$

لكن من هندسة **الشكل (3)**، يمكن أن نكتب إذا تم استقراء نظرية الانتشار خطياً:

$$\frac{\Phi_0}{d} = \tan(\theta) = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \quad (38)$$

حيث d هو الطول بالاستقراء الهندسي⁴.

بمقارنة العلاقتين (37) و (38)، نحصل على:

$$\frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_0 \approx -\frac{3}{2} \frac{1}{\lambda_{tr}} = -\frac{1}{d}$$

حيث:

$$d \approx \frac{2}{3} \lambda_{tr} \quad (39)$$

إن التحليلات الأكثر تفصيلاً تعطي تعبيرات أكثر تعقيداً لـ d في الحالة الحدية المنحنية.

على سبيل المثال، من أجل الهندسة المستوية، تعطى بالشكل:

$$d = 0.7104 \lambda_{tr} \quad (40)$$

الشروط الحدية المنصوص عليها هي: (يزول التدفق عند مسافة مستقرة أبعد من حافة سطح

المفاعل)، أو:

$$\Phi(R + d) = 0 \quad (41)$$

حيث R نصف قطر المفاعل.

b. الشروط الحدية للواجهة

التدفق مستمر من خلال الحدود بين وسطين مختلفين A و B:

$$\Phi_A|_{\text{interface}} = \Phi_B|_{\text{interface}} \quad (42)$$

إن المكونات القياسية لكثافة التيار عند الحدود يجب أن تساوي:

$$J_{An}|_{\text{interface}} = J_{Bn}|_{\text{interface}} \quad (43)$$

⁴ الطول المقدر بالاستقراء وهو يستخدم لتقدير المسافة التي يمكن عندها تطبيق معادلات الانتشار بشكل دقيق، كما يُستخدم في تصميم المفاعلات النووية وتحليل سلوكها.

c. المتطلبات الفيزيائية للشروط الحدية

إن حل معادلة الانتشار يجب أن يكون حقيقياً، موجباً، وله قيمة واحدة:

$$\Phi \geq 0 \quad (44)$$

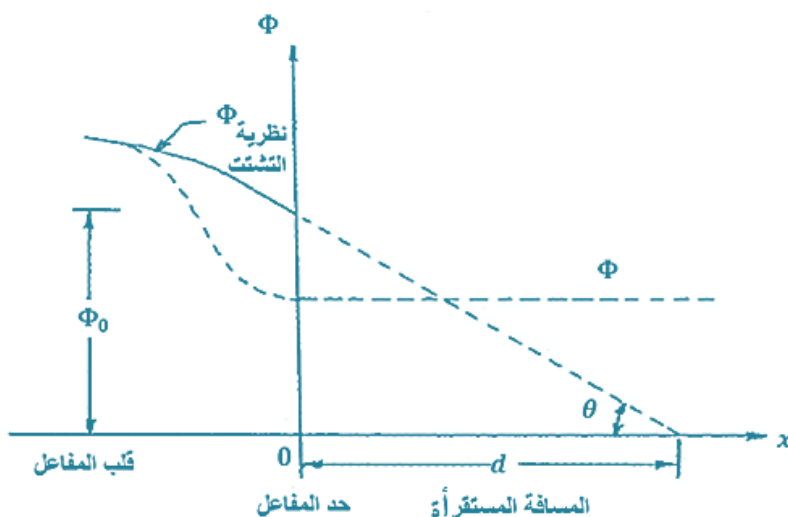
ويجب أن يكون حل معادلة الانتشار محدداً أيضاً في تلك المناطق التي تكون فيها المعادلة

غير متوقعة، ولكن ليس بالضرورة، في نقطة شاذة لتوزع المنبع:

$$\Phi < \infty \quad (45)$$

يمكن استخدام هذه الشروط للتخلص من التوابع غير الضرورية في الحلول. وهذا يمهد

الطريق لحسابات التدفق وقوة التوزيعات في تصميم مفاعل عملي.



الشكل (3): طول الاستقراء الهندسي (المسافة المستقرأة) في نظرية الانتشار.

6. الدراسة التحليلية

في الحقيقة لقد جرى استنتاج العلاقة التي تعطي تدفق حزمة النيوترونات التي تخرج بصورة

مباشرة من العينة من أجل عينة صغيرة الحجم (السماكة) [17]، مما يجعل احتمال تفكك

النيوترون في أثناء مروره خلال العينة مهماً، ومما يجعل احتمال تشتت النيوترون في أثناء عبوره للعينة مهماً أيضاً. وبالتالي فإن تدفق الحزمة التي تخرج بصورة مباشرة من العينة يتعلق إلى حد كبير جداً فقط باحتمال أن يتفاعل النيوترون تفاعل أسر (امتصاص) في أثناء مروره في العينة. وبناء على ذلك، فقد وجد أن احتمال أن لا يتفاعل نيوترون حر تفاعل أسر في أثناء عبوره لعينة سماكتها x بصورة مباشرة يعطى بالعلاقة:

$$P_{r'}(x) = e^{-n\sigma_c x} \quad (46)$$

حيث n هو تركيز النوى في العينة، و σ_c هو المقطع العرضي الفعال للأسر⁵ أو (الامتصاص).

لكن في الحقيقة من أجل عينة كبيرة حيث لا يجوز إهمال تأثير احتمال أن لا يتفكك النيوترون الحر في أثناء اجتيازه لعينة سماكتها x على تدفق الحزمة العابرة بصورة مباشرة، على الأقل من أجل نيوترونات ليست حرارية. ففي بحث سابق [18,19] تم إيجاد أن احتمال التفكك يعطى بالعلاقة:

$$P_{d'}(x) = e^{-\frac{\lambda}{v}x} = e^{-\lambda t} \quad (47)$$

حيث λ هو احتمال أن يتفكك نيوترون خلال وحدة الزمن. والزمن $t = x/v$ هو الزمن اللازم للنيوترون لكي يجتاز عينة سماكتها x (بمسار مستقيم)، و v هي سرعة النيوترون في العينة.

إن احتمال عدم تشتت النيوترون في عينة سماكتها x [20,21]:

$$P_{s'}(x) = e^{-n\sigma_s x} \quad (48)$$

حيث n هو تركيز النوى في العينة، و σ_s هو المقطع العرضي الفعال للتشتت.

⁵ وهنا يفترض ضمناً بأن أسر النيوترون يقود إلى امتصاص فقط للنيوترون من غير أن يؤدي ذلك إلى حدوث انشطار النواة الأسرة.

بناء على ما سبق يكون احتمال خروج النيوترون بصورة مباشرة من العينة بعد اجتيازه مسافة قدرها x هو احتمال مركب من ثلاث احتمالات: هي احتمال أن لا يتفاعل النيوترون تفاعل أسر مضروب باحتمال أن لا يتفكك النيوترون مضروب باحتمال أن لا يتشتت النيوترون؛ أي:

$$P_{r,d,t,s}(x) = e^{-(n\sigma_c + \frac{\lambda}{v} + n\sigma_s)x}$$

وبالتالي فإن تدفق الحزمة العابرة بصورة مباشرة من أجل عينة كبيرة سيكون:

$$\Phi(x) = \Phi(0)e^{-(n\sigma_c + \frac{\lambda}{v} + n\sigma_s)x} \quad (49)$$

حيث $\Phi(x)$ هو تدفق حزمة النيوترونات العابرة بصورة مباشرة من عينة كبيرة سماكتها

x .

7. الدراسة التطبيقية

سنقوم بتعيين معامل الانتشار ومن ثم طول الانتشار وطول الاستقراء الهندسي (المسافة المستقراة) من خلال تعيين المقطع العرضي للتشتت. من أجل عينة سماكتها $x = 1 \text{ m}$ ، تحتوي على نظير الحديد Fe^{56} ، بالتحليل بالتشيط النيوتروني للعينات الكبيرة غالباً ما تستخدم فيه عينات أسطوانية ذات سماكة (ارتفاع) حوالي $x = 1 \text{ m}$ [22]. حيث قمنا بحساب المقطع العرضي للتشتت من العلاقة (49)، من أجل الطاقة الحرارية $E_n = 0.025 \text{ eV}$ ، والتي توافق مقطعاً عرضياً للأسر $\sigma_c = 2.56 \times 10^{-28} \text{ m}^2$ [23]. وعند تعريض العينة لتدفق نيوتروني حراري قدره $\Phi(0) = 2 \times 10^{11} \frac{\text{neut}}{\text{sec.m}^2}$ [24]، فإن التدفق ينخفض إلى $\Phi(1 \text{ m}) = 6.64 \times 10^{-37} \frac{\text{neut}}{\text{sec.m}^2}$ [20]، بعد اجتياز عينة ذات سماكة قدرها $x = 1 \text{ m}$. ومن أجل تركيز للنظير Fe^{56} قدره $n = 7.77 \times 10^{28} \frac{\text{nuclei}}{\text{m}^3}$.

بالتعويض في العلاقة (49) نجد:

$$6.64 \times 10^{-37} = 2 \times 10^{11} e^{-(7.77 \times 10^{28} \times 2.56 \times 10^{-28} + 7.77 \times 10^{28} \sigma_s)1}$$

$$\Rightarrow \sigma_s = 11.51 \times 10^{-28} \text{ m}^2$$

ويمكن حساب معامل الانتشار من العلاقة (24):

$$D = \frac{1}{3 \times 7.77 \times 10^{28} \times 11.51 \times 10^{-28} \times \left(1 - \frac{2}{3 \times 56}\right)} \\ = 3.46 \text{ mm}$$

ويمكن حساب طول الانتشار من العلاقة (31):

$$L^2 = \frac{3.46 \times 10^{-3}}{7.77 \times 10^{28} \times 2.56 \times 10^{-28}} = 176.89 \times 10^{-6} \Rightarrow L = 13.3 \text{ mm}$$

بمقارنة القيمة السابقة مع القيمة الموجودة في المرجع $L = 12.7 \pm 1.3 \text{ mm}$ [25] نجد

هناك تطابق كبير في النتائج.

إن التطبيق الأكثر أهمية هو استخدام طول الانتشار في تقييم أداء المفاعلات النووية، مثل تحديد كفاءة الطاقة المنتجة والمخاطر الممكنة. كما يستخدم طول انتشار النيوترونات الحرارية لتحديد تصميم الوقود النووي، مثل حجم الحبيبات والتركيب الكيميائي.

حسبنا الطول d من العلاقة (39):

$$d \approx \frac{2}{3} \lambda_{tr} \approx 2D = 2 \times 3.46 = 6.92 \text{ mm}$$

وهو أداة مهمة جداً في تصميم أبعاد الخرسانة النووية، حيث يتم أخذه بعين الاعتبار في بناء المفاعلات النووية والمرافق النووية الأخرى.

8. الاستنتاجات

1. أوجدنا طريقة جديدة لحساب معامل انتشار النيوترونات ومن ثم حساب طول الانتشار لها من خلال تعيين المقطع العرضي للتشتت.
2. قمنا بتعيين المقطع العرضي للتشتت من أجل نظير Fe^{56} من أجل النيوترونات الحرارية.

3. إن تعيين المقطع العرضي للتشتت يمكننا من حساب معامل الانتشار ومن ثم طول الانتشار الموافق للنظير المدروس.

4. تتيح لنا الدراسة السابقة استخدامها في تطبيقات مهمة وكثيرة، حيث يساهم انتشار النيوترونات الحرارية في تحليل السلامة النووية، وزيادة كفاءة المفاعل النووي وتقليل التكاليف. وهذه أداة قيمة لإحدى أهم الدراسات التي يمكن إجراؤها على تطور الوقود النووي للمفاعل في أثناء التشغيل.

9. التوصيات

نوصي بإجراء دراسة تطبيقية لحساب طول انتشار النيوترونات للمواد المستخدمة في المفاعلات النووية كالألومنيوم والزركونيوم والكادميوم من أجل طاقات مختلفة.

10. المراجع العربية

- [19] د. عبدالله رستناوي، د. سليمان ديبو، علي الدود، دراسة تحليلية لتأثير تفكك النيوترونات على تدفق حزمة نيوترونية عابرة لعينة ذات سماكة كبيرة، مجلة جامعة حمص، المجلد 39، سوريا، 2017.
- [20] د. عبدالله رستناوي، د. سليمان ديبو، علي الدود، دراسة تحليلية لاحتمال تشتت نيوترون على نواة من أجل تعيين طول التشتت لها، مجلة جامعة حمص، المجلد 41، سوريا، 2019.
- [24] د. عبدالله رستناوي، د. جمال العرجة، استخدام مطياف أشعة غاما للنشاطات المنخفضة لتعيين تدفق منبع نيوتروني نظائري، مجلة جامعة حمص للعلوم الأساسية، المجلد 29، العدد 5، 1428هـ، 2007م.

11. Reference

- [1] Enrico Fermi, The Chicago Pile, Physical Review Journal, vol. 45, 1944.
- [2] J. M. Harrington, The Shippingport Atomic Power Station, Transactions of the American Nuclear Society Journal, vol. 1, 1958.
- [3] J. F. Kelly, Materials for Nuclear Power Plants, Nuclear Engineering and Design Journal, vol. 63, 1981
- [4] J. Smith, actors A Comprehensive Overview Nuclear Re, Wile 2019.
- [5] K. Radiation Protection in Nuclear Power Plants ,Johnson, CRC Press, 2020.
- [6] Lee, S. Nuclear Fuel Cycles, A Review of the Current Status. Springer, 2018.
- [7] J. Kim, Nuclear Reactor Design, Current Status. A Review of the Elsevier, 2017.

- [8] C. Williams, Neutron Interactions with Matter, Cambridge University Press, 2016.
- [9] Y. Chen, Radiation Effects on Materials, Taylor & Francis , 2015.
- [10] R. Pressure Engineering-Patel, High, atus. A Review of the Current St ASME, 2014.
- [11] IAEA, Nuclear Safety, A Review of the Current Status, International Atomic Energy Agency, 2019.
- [12] OECD, Nuclear Energy, A Review of the Current Status. Organisation operation and Development-for Economic Co, 2020.
- [13] NEA, ear Energy and the EnvironmentNucl , A Review of the Current Status, Nuclear Energy Agency , 2018.
- [14] M. Ragheb, "Lecture Notes on Fission Reactors Design Theory," FSL-33, University of Illinois, 1982.
- [15] J. R. Lamarsh, "Introduction to Nuclear Engineering," Addison-Wesley Publishing Company, 1983.
- [16] M. Ragheb, NEUTRON DIFFUSION THEORY, University of Illinois, 2014.
- [17] Л. Митрани, Атомна Физика, държавно издателство наука и изкуство, София 1957.
- [18] Abdullah Rastanawi, Soleiman Dibo, Ali Al-Doud, An Applied Study of the Effect of Decay of Fast Neutron in Concrete, Chemistry and material Journal, vol.9 No 10, 2017, USA.
- [21] Abdullah Rastanawi, Soleiman Dibo, Ali Al-Doud, AN APPLIED STUDY OF THE EFFECT OF SCATTERING OF THERMAL

NEUTRON THROUGH A SAMPLE CONATION'S ARSENIC
ELEMENT, Ally-Since.ru Journal, vol. 45, Russia, 2020.

- [22] Hendrik Willem BAAS, Neutron Activation Analysis of Inhomogeneous Large Samples, op maandag 11 oktober 2004 om 13:00 uur.
- [23] Harl'O M. Fisher, A Nuclear Cross Section Data Handbook, Los Alamos, New Mexic, Jan 1991.
- [25] Mirza, Nasir & Mirza, Sikander & Gasmelbari, A. & Bhuiyan, M., A METHOD TO DETERMINE DIFFUSION COEFFICIENT AND DIFFUSION LENGTH. FOR THERMAL NEUTRONS FROM ALBEDO MEASUREMENTS. Nuclear Science Journal, 1994. 31. 101-110.

