



بسم الله الرحمن الرحيم

جامعة السودان للعلوم والتكنولوجيا

كلية الدراسات العليا



تفسير بعض ظواهر تشتت النيوترونات حسب نظرية الفيزياء الاحصائية المعممة

Explanation of some Neutrons scattering phenomena Using General physic Statistic

بحث لنيل درجة دكتوراة في الفيزياء

الدارس : محمد عز الدين الحبر مختار

اشراف البروفيسر:

مبارك درار عبد الله

2017

الاية

أَلَمْ تَرَ أَنَّ اللَّهَ أَنْزَلَ مِنَ السَّمَاءِ مَاءً فَأَخْرَجْنَا بِهِ ثَمَرَاتٍ مُخْتَلِفًا أَلْوَانُهَا وَمِنَ الْجِبَالِ جُدَدٌ
بَيْضٌ وَحُمْرٌ مُخْتَلِفٌ أَلْوَانُهَا وَعَرَابِيٌّ سُودٌ (27) وَمِنَ النَّاسِ وَالْدَّوَابِّ وَالْأَنْعَامِ مُخْتَلِفٌ
أَلْوَانُهُ كَذَلِكَ ۗ إِنَّمَا يَخْشَى اللَّهَ مِنْ عِبَادِهِ الْعُلَمَاءُ ۗ إِنَّ اللَّهَ عَزِيزٌ غَفُورٌ (28) إِنَّ الَّذِينَ يَتْلُونَ
كِتَابَ اللَّهِ وَأَقَامُوا الصَّلَاةَ وَأَنْفَقُوا مِمَّا رَزَقْنَاهُمْ سِرًّا وَعَلَانِيَةً يَرْجُونَ تِجَارَةً لَّن تَبُورَ (29)

فاطر (29)

الاهداء

الى اسرتي ،،،

الى اصدقائي ،،،

الى كل من علمني حرفا،،،،،

الشكر والعرفان

أتوجه إلي أستاذي البروفيسير مبارك درار عبد الله على ما قدمه من جهد و على ما بذله من وقت في الاشراف علي الرسالة الذي لن تفيه اي كلمات حقه ، فلولا دعمه المستمر ماتم هذا العمل . ومن ثم فالشكر موصول لكل أساتذتي الأجلاء في قسم الفيزياء جامعة السودان وزملائي بالطاقة الذرية واشكر كل من شجعني وساعدني واخص بالشكر اخي محمد سيد حسن .

المستخلص

يمثل تشتت النيوترونات دورا مهما في دراسة خواص المادة والانوية بالاضافة لخواص المادة المغناطيسية بالاضافة الى دراسة طبيعة الجسيمات الاولية وهي تساعد ايضا في فهم تفاعلات الوقود النووي في داخل المفاعلات النووية .

مشكلة البحث لها علاقة بشح النظريات المكتملة في تفسير سلوك النيوترون التي تصف تشتت النيوترونات لذا فان الهدف من هذا البحث هو شرح ووصف سلوك النيوترون في تفاعله مع الانوية اذا هدف هذا البحث بناء نموذج نظري جديد يمكنه وصف بعض عمليات تشتت النيوترونات، وتعتمد منهجية البحث على التحليل الرياضي والمنهج التجريبي.

في هذا العمل تم تفسير العلاقات بين المقطع العرضي و الشدة والناتج النيوتروني مع طاقة النيوترون والعدد الكتلي للنواة باستخدام معادلات ماكسويل الاحصائية المعممة بافتراض ان النيوترونات تتفاعل مغناطيسيا مع الهدف وقد تم رسم هذه العلاقات التجريبية والنظرية بيانيا واتضح ان العلاقات النظرية تفسر كل العلاقات التجريبية بصورة جيدة وهذا يشجع على محاولة استخدام توزيع ماكسويل الاحصائي المعمم على باقي التفاعلات النووية بالاضافة الى تفاعلات الجسيمات الاولية.

Abstract

Neutron scattering plays an important role in studying the properties of matter namely the magnetic properties beside the nature of elementary particles .It also help in understanding the nuclear fuel reactions in nuclear reactors .The research problem is related to the lack of complete Theoretical models that can describe neutron scattering .Therefore the aim of this work is to construct new theoretical model that can describe some scattering processes. The research methodology is based on mathematical analysis and experimental verification.

In this work the empirical relations of neutron scattering cross section, intensity and yield with neutron energy and nucleus mass number are explained by using generalized statistical Maxwell's equation by assuming neutrons interacting magnetically with the target. The theoretical relations and the empirical ones are displayed graphically .The theoretical relations are adequately explain all empirical relations. This encourages using generalized Maxwell statistical distribution law in describing nuclear reactions beside elementary particles interactions in the future.

الفهرست

ب.....	الاية.....
ج.....	الاهداء.....
د.....	الشكر والعرفان.....
ه.....	المستخلص.....
و.....	Abstract.....
ز.....	الفهرست.....
1.....	الباب الاول.....
1.....	المقدمة.....
1.....	(1-1) الذرة والنواة.....
2.....	(2-1) مشكلة البحث.....
2.....	(3-1) الدراسات السابقة.....
3.....	(4-1) الغرض البحث.....
3.....	(5-1) هيكل وابواب البحث.....
4.....	الباب الثاني.....
4.....	خواص النيوترونات وتفاعلاتها.....
4.....	(1-2) مقدمة.....
4.....	(2-2) النيوترونات الحرارية.....
5.....	(3-2) النيوترونات البطيئة.....
5.....	(4-2) النيوترونات المتوسطة الطاقة.....
6.....	(5-2) النيوترونات السريعة.....
6.....	(6-2) مصادر النيوترونات.....
7.....	(7-2) انتاج النيوترونات عن طريق المصادر المشعة.....
7.....	أ- مصدر الكاليفورنيوم 252.....
7.....	ب-مصادر ألفا - نيوترون.....
10.....	ج- مصدر الراديوم - بريليوم.....
11.....	د- مصدر البولونيوم - بريليوم.....
11.....	هـ- مصدر الامريشيوم _ بريليوم.....
12.....	(8-2) اصدار النيوترونات بالفوتونات.....

12 انتاج النيوترونات بالمسرعات (9-2)
13 انتاج النيوترونات عن طريق المفاعلات النووية (10-2)
13 المقطع العرضي (11-2)
18 المقطع العرضي والمسار الحر (12-2)
19 تغير المقطع المجهري (13-2)
22 تفاعلات النيوترون (14-2)
23 تفاعلات التشتت (التبعثر) (15-2)
23 التشتت المرن n,n (16-2)
25 التشتت غير المرن n,n (17-2)
26 تفاعل الامتصاص (18-2)
26 تفاعل الأسر المشع (19-2)
27 تفاعل الأسر التفاعلي (20-2)
28 تفاعل الانشطار (21-2)
29 المقطع المجهري للانشطار (σ_f) (22-2)
31 النيوترونات الانشطارية الفورية (23-2)
32 النيوترونات الانشطارية المتاخرة (24-2)
34 فقدان الطاقة للنيوترونات (25-2)
37 معدل الطاقة المفقودة في التصادم (26-2)
38 توزيع الطاقة على النيوترونات بعد التصادم (27-2)
40 تفاعل النيوترونات السريعة مع المادة (28-2)
43 تفاعل النيوترونات الحرارية مع المادة (29-2)
44 تبطنة النيوترونات (30-2)
46 معدل المسار الحر الانتقالي (31-2)
48 التفاعل المتسلسل للنيوترونات (32-2)
48 التفاعل المتسلسل ذاتي المداومة (1-32-2)
49 قدرة المفاعل (2-32-2)
49 مهديء المفاعل (3-32-2)
49 القدرة على التهدئة (4-32-2)
50 عامل التضاعف (5-23-2)
51 موازنات النيوترون (6-32-2)
52 مضاعفة النيوترونات في المفاعل الحراري (7-32-2)
54 الباب الثالث
54 نظرية التشتت
54 مقدمة (1-3)

54	(2-3) نظرية الاستطارة (التشتت)
54	(3-3) نظرية الاستطارة في ميكانيكا الكم
55	(4-3) المقطع المستعرض التفاضلي $\sigma_{\theta, \varphi}$
56	(5-3) سعة الاستطارة
58	(6-3) تقريب بورون
63	(7-3) طريقة الموجات الجزيئية
71	(8-3) الاستطارة غير المرنة
73	(9-3) نظرية الاستطارة والنظرية البصرية
76	(10-3) دالة دلنا ديراك
78	(11-3) طريقة دالة جرين
79	(12-3) حل المعادلة الأساسية لنظرية الاستطارة بطريقة دوال جرين
83	(13-3) مصفوفة التفاعل K ومصفوفة الاستطارة S و مصفوفة الانتقال T
88	(14-3) المعادلة التكاملية للاستطارة الجهدية
90	(15-3) الطريقة المعتمدة على الزمن في نظرية الاستطارة
90	(16-3) دوال جرين المعتمدة على الزمن
92	الباب الرابع
92	الكشف عن النيوترونات
92	(1-4) مقدمة :
92	(2-4) الكشف عن النيوترونات السريعة
93	(3-4) الكشف عن النيوترونات البطيئة
93	(5-4) استخدام الكواشف الوميضية للكشف عن النيوترونات
95	الباب الخامس
95	الدراسات السابقة
95	(1-5) مقدمة
95	(2-5) بعض الصفات العامة للشظايا المنبعثة في تفاعلات السيلكون مع المستحلب النووي عند طاقة شعاع 4.5 قيفا الكثرون فولت لكل نيوكليون
100	(1-2-5) الاندفاعات العيارية
101	(2-2-5) الاستنتاجات
102	(3-5) اعتماد التصادمات القريبة والبعيدة في حساب قدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة
107	(1-3-5) المعاملات المؤثرة في حساب المقطع العرضي للايقاف
109	(2-3-5) الحسابات والنتائج
111	(3-3-5) الاستنتاجات
112	(4-5) حساب كثافة الفوتونات والنترونات الناتجة عن تفاعل البريليوم والبورون في مسرع السيكلترون السوري باستخدام الشفرات MCNP5C و MCNPX

113	113
	114
	115
	117
	117
	118
	119
	120
	121
	121
	123
	124
	125
	125
	126
	129
	129
	130
	131
	132
	133
	134
	135
	135
	141
	141
	141
	141
	141
	141

142 المناقشة والتحليل (4-6)
146 حساب طيف النترونات الناتج عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ (5-6)
150 الامتصاصية والطول الموجي (6-6)
154 العلاقة بين المقطع العرضي والمسار الحر (7-6)
158 التوزيع الزاوي للنيوترونات (8-6)
158 المقطع العرضي للانشطار و طاقة النيوترون الساقط (9-6)
167 كثافة النيوترونات وسمك الهدف (10-6)
173 المناقشة (11-6)
174 الخلاصة (12-6)
175 الملحق
181 المراجع

الباب الاول

المقدمة

(1-1) الذرة والنواة

أن الذرة هي اللبنة الأساسية للمادة التي تتمثل في 109 عنصر وهي تتكون من الألكترونات سالبة الشحنة تدور حول جسم مركزي يدعى النواة تتكون النوى من بروتونات موجبة الشحنة و أجسام متعادلة الشحنة تدعى النيوترونات. [1] [2]

يمثل تفاعل النيوترونات مع الانوية المختلفة احد التفاعلات النووية الشامل والمتنوعة ويرجع هذا الى ان النيوترون يعتبر من المكونات الرئيسية لجميع الانوية (عدا نواة الهيدروجين) ويتم التفاعل بين النيوترونات والانوية المختلفة عند الطاقات المنخفضة نظرا لان النيوترون متعادل الشحنة ويمكن ان يخترق حاجز الجهد للنواة بسهولة مهما كانت طاقته منخفضة. [3] [4]

النيوترونات لا تحمل شحنة كهربية ولا تشترك في التأثير الكولومي المتبادل مع الالكترونات الذرية او مع البروتونات ولذلك فان تفاعلها مع المادة لا يحتاج الى طاقة كبيرة كما هو الحال في تفاعل جسيمات الفا والبروتونات مع المادة. يمتلك النيوترون لف مغزلي والعزم المغناطيسي و يوجد النيوترون في نواة الذرة اما النيوترونات الحرة فغير مستقرة ولها متوسط عمر قدره حوالي 886 ثانية حيث يتحلل الى بروتون والكترون. [5] [6]

هناك العديد من مصادر النيوترونات غالبها ناتج عن تفاعلات نووية مثل تفاعل ${}_{6}^{12}C(\alpha, n){}_{4}^{9}Be$ وفي هذا التفاعل تاتي جسيمات الفا من انحلال الراديوم وتصطدم مع البريليوم المخلوط مع الراديوم فتنبعث نيوترونات ذات مدى واسع من الطاقات. اضافة الى ذلك فمن الممكن انتاج النيوترونات عن طريق التحلل الفوتوني للبريليوم في التفاعل ${}_{4}^{9}Be(\gamma, n){}_{4}^{8}Be$ ويمكن الحصول على النيوترونات من تفاعل جسيمات الفا المنبعثة من نواة البولونيوم المشع مع انويه البريليوم, والذي ينتج نيوترونات ذات طيف واسع من الطاقات . كما يمكن الحصول على نيوترونات حرارية بتهدة النيوترونات السريعة. [7] [8]

يمكن الحصول على اشعاعات من النيوترونات السريعة والبطيئة لشدة عالية من المعجلات والمفاعلات، في المعجلات يتم انتاج النيوترونات السريعة بتصادم جسيمات الفا والبروتونات والديوتريوم المعجلة مع انوية الهدف. يمكن الحصول على النيوترونات البطيئة من المفاعلات النووية وذلك بتهدة النيوترونات السريعة الناتجة من انشطار انوية اليورانيوم او اي وقود نووي اخر. كما يمكن انتاج النيوترونات ايضا باستخدام العناصر الانتقالية، فتتميز بعض العناصر الانتقالية باحتمالية عالية لانشطار التلقائي وانبعاث النيوترونات. [9] [10] [11]

ويتفاعل النيوترون مع المادة بطريقة تسمى طريقة الاسر، في هذا النوع من التفاعلات يتم اسر النيوترونات بواسطة نواة الهدف ويتبع ذلك انبعاث فوتونات قاما واحتمالية حدوث الاسر الاشعاعي للنيوترونات تكون عالية بالنسبة للنيوترونات البطيئة اقل من 500 كيلو الكترون فولت. [12] [13]

[14]

وهناك تفاعلات للنيوترون يحدث فيها انبعاث للبروتونات عندما يكون طاقة النيوترون ما بين 0.5 – 10 ميكا الكترون فولت

التفاعلات التي ينتج عنها انبعاث جسيمات الفا. وفي بعض الحالات يكون حاجز الجهد الكولومي لانيوية الهدف منخفضة ولذلك يتم هذا النوع من التفاعل في هذه الحالة باستخدام النيوترونات الحرارية.

وفي التفاعلات الانشطارية يحدث انشطار للنواة عند قذف الانوية الثقيلة U_{92}^{235} , Pu_{94}^{239} , Th_{90}^{232} بالنيوترونات ذات الطاقة اكبر من ميكا الكترون فولت. ويمكن انتاج نيوكلونات [15] [16]

اذا كانت طاقة النيوترون اكبر من 10 ميكا الكترون فولت فيمكن ان ينطلق نيوترون وبروتون او اكثر من نيوترون. وعند قذف اي نواة بنيوترون يحمل طاقة تكافي عدة مئات من الكيلو الكترون فولت فان هذا النيوترون يسبب اثاره لهذه النواة ثم يتركها ونتيجة لذلك تقل طاقته ، ويسمى هذا التفاعل بالتشتت غير المرن. وهناك نوع اخر من التشتت يسمى بالتشتت المرن للنيوترونات و في هذا النوع من التفاعل تظل نواة الهدف في نفس مستوى الطاقة التي كانت عليها قبل التفاعل ويظل النيوترون محتفظا بطاقة الحركة الابتدائية في مركز الثقل. [17] [18] [19]

(2-1) مشكلة البحث

تفسير قوانين الكم والفيزياء الاحصائية و التقليدية تشتت النيوترونات بأنوية المواد المختلفة ولكن هذه القوانين بالغة التعقيد ولا تفسر كل ظواهر التشتت بصورة مبسطة.

(3-1) الدراسات السابقة

اجريت عدة دراسات فيما يتعلق بتشتت النيوترونات في دراسة ل دو رونق وآخرون استخدمت تقنية تشتت النيوترون بزواوية صغيرة لدراسة خواص المواد النانوية وتركيبها وكذلك المواد ذات الابعاد المايكروية. ووضحت الدراسة ان زمن التحليق يعتمد على طول موجة نيوترون المصدر. وقد استخدمت النمذجة وبرنامج مونت كالمو للتشتت وتطابق نتائج التجربة الافتراضية مع العلاقة النظرية. [42]

اما في دراسة داسكالاكيس وآخرون فقد تمت دراسة تشتت النيوترونات في الحديد بطريقة زمن التحليق وتم رصد النيوترون المتشتت بمائع وميضي. وتم التوصل لتقنيتين للتفريق بين التشتت المرن والغير مرن ومعرفة نسبة مساهمته في فيض النيوترونات المتشتتة. [36]

واجرى العالم جيا وانق مع آخرين تجربة لدراسة تشتت النيوترونات الحرارية اعتمادا على التشتت المرن والغير المرن والمتربط وغير المترابط. واستخدام برمجية (SIRIUS) التي طورت للحصول على معلومات تخص التشتت الحراري للنيوترون. وتم حساب تركيب نطاقات الفونونات لبلورات LiF^7 و BeF_2 باستخدام نظرية هليمان وفاينمان وكذلك تم الحصول على بيانات التشتت للبلوريتين. [37]

كما قام العالم بوقيت مع آخرين بدراسة الاثارة المغنطيسية لبعض الاملاح عند درجات الحرارة المنخفضة باستخدام تشتت النيوترونات ووضحت الدراسة وجود نطاقي طاقة شبه ممنوع في المواد ذات المغنطيسية الحديدية العكسية عند دراجة اقل من 40 كلفن. [47]

وقد أجرى العالم جيسبر ليميخ مع آخرين دراسة على طبقات دهون مزدوجة باستخدام تقنية زاوية التشتت الصغيرة للنيوترونات وامكن تحدد السمك ومساحة مقطع الجزيئات وكذلك تركيب جزيات الماء كدالة في درجة الحرارة.[39]

اما العالم كينتنز وكوبولا فقد تمكنا من حساب مقطع التشتت التفاضلي المرن والغير مرن للنيوترونات بواسطة السيلكون الطبيعي في المدى 4 الى 5.75 ميغا الكترون فولت. وانفقت النتائج المتحصل عليها مع دراسات سابقة [40]

وقد أجرى العالم باشاتا با تايبا قياسات للتشتت النيوتروني بزواوية صغيرة في مركز (NIST) في ميريلاند وتم استنباط النتائج باستخدام دراسات سكوير زوبين وصامودا [41]

(4-1) الغرض البحث

يهدف هذا البحث لاستخدام بعض نظريات الفيزياء الاحصائية المعممة التي طورها بعض العلماء السودانيين لتفسير بعض ظواهر تشتت النيوترونات.

(5-1) هيكل وابواب البحث

يحتوي البحث على 6 ابواب الباب الاول هو المقدمة اما الباب الثاني فيختص بخصائص النيوترون وتفاعلاتها في حين يتحدث الباب الثالث عن نظريات التشتت. ويهتم الباب الرابع بالكشف عن النيوترونات فيما يختص الابواب الخامس والسادس بالدراسات السابقة والمساهمة الجديدة للبحث.

الباب الثاني

خواص النيوترونات وتفاعلاتها

(1-2) مقدمة

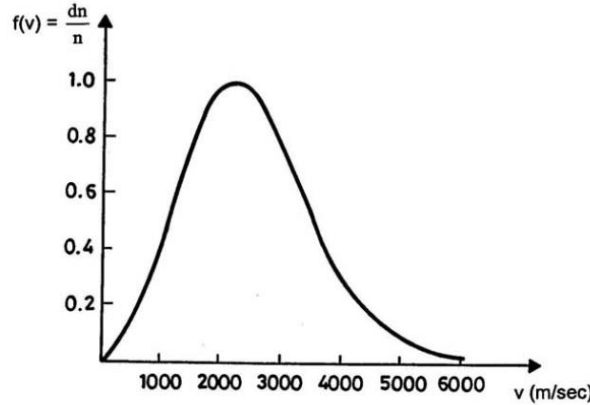
تتصرف النيوترونات داخل الوسط الذي ولدت فيه كجزيئات الغاز فالنيوترونات السريعة تتباطأ باستمرار حتى تصل الى التوازن الحراري مع جزيئات الوسط وبما ان احتمال تفاعل النيوترونات مع المادة يتعلق كثيرا بطاقتها لذا تصنف النيوترونات تبعا لطاقتها فهناك نيوترونات حرارية واخرى نيوترونات بطيئة و ثالثة متوسطة الطاقة ورابعة سريعة. وسيطرق هذا الباب لكل هذه الانواع بالاضافة لوصف تفاعلات النيوترونات المختلفة.

(2-2) النيوترونات الحرارية

النيوترونات الحرارية هي في اتزان حراري مع الوسط المادي الموجودة فيه ولذلك سميت بهذا الاسم كما انه بالامكان تطبيق قوانين نظرية حركة الغازات عليها حيث انها تخضع لقانون ماكسويل بولتزمان وفق المعادلة

$$\frac{dn}{n} = \frac{4v^2}{\sqrt{\pi}v_0} e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2} dv \quad (2-1)$$

حيث ان dn يمثل عدد النيوترونات التي سرعتها بين v و $v + dv$ و n عدد النيوترونات الاجمالي في وحدة الحجم . اما v_0 فتمثل السرعة الاكثر احتمالا التي توجد تحت قمة منحنى الدالة $f(v) = \frac{dn}{n}$



الشكل (2-1) يمثل توزيع سرعات النيوترونات

توجد علاقة هامة ايضا حسب نظرية حركة الغازات بين السرعة الاكثر احتمالا v_0 ودرجة الحرارة المطلق 0K وتكتب هذه العلاقة على النحو

$$E_n = \frac{1}{2} m n v_0^2 = KT \quad (2-2)$$

حيث K ثابت بولتزمان $K = 1.38065 \times 10^{-23}$ الذي يمثل ثابت الغاز المثالي اما T فهي درجة الحرارة المطلقة.

ويمكن كتابة العلاقة التي تربط بين سرعة النيوترونات ودرجة حرارتها

$$v_0 = 1.284 \times 10^2 \times \sqrt{T}$$

وبتطبيق هذه المعادلة عند درجة حرارة $T = 20^\circ\text{C} = 293.16^\circ\text{K}$ نجد ان السرعة الاكثر احتمالا

$$v_0 = 2200 \text{m/sec}$$

$$E_0 = \frac{1}{2} m_n v_0^2 = 0.025 \text{eV} \quad (2 - 3)$$

كذلك يمكن حساب السرعة المتوسطة للنيوترونات الحرارية والطاقة المتوسطة وفق المعادلة

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \int_0^\infty v \cdot dn = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_0 = 1.128 v_0$$

$$E_0 = \frac{1}{2} m_n v_0^2 = \frac{3}{2} KT \quad (2 - 4)$$

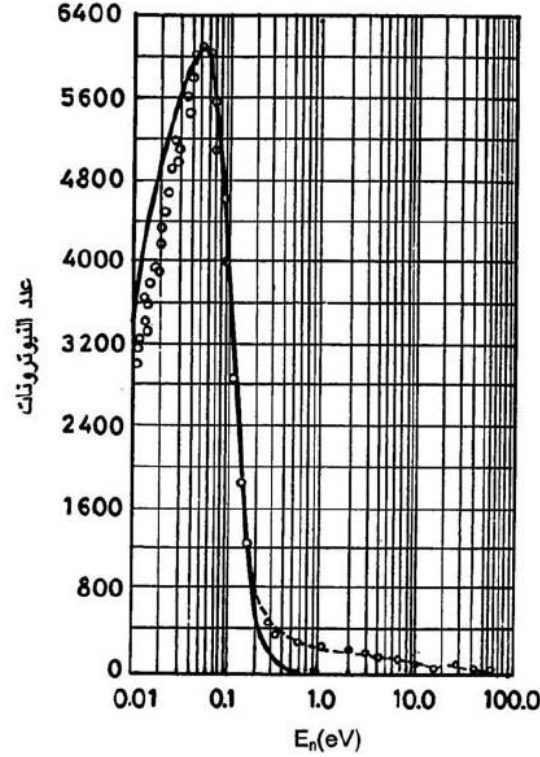
(3-2) النيوترونات البطيئة

تشمل هذه المجموعة النيوترونات التي تقل طاقتها عن 0.5 إلكترون فولت. تمتص النيوترونات الحرارية بسهولة في صفيحة من الكادميوم لا يتعدى سمها مليمتر واحد لان الكادميوم يتمتع بمساحة مقطع واسعة لامتصاص النيوترونات الحرارية وتساهم هذه الطريقة على دراسة التوزيع الطاقى للمجال النيوتروني . من ناحية أخرى تستطيع النيوترونات الحرارية تنشيط بعض المعادن وتحويلها إلى عناصر مشعة ويعتمد على هذه الطريقة في تقدير نسبة النيوترونات الحرارية في الحزمة النيوترونية , ويتم ذلك بوضع صفيحتين من الذهب احدهما مغطاة بطبقة من الكادميوم في طريق الحزمة النيوترونية . تعرف النسبة بين الفعالية الإشعاعية المحتثة في الصفيحة نتيجة التفاعل $(\text{Au})^{197}\eta(\text{Au})^{192}$ والفعالية الإشعاعية الحثية في الصفيحة المغطاة بالكادميوم بنسبة الكادميوم وتتكون قيمتها واحد عندما تكون الحزمة خالية من النيوترونات الحرارية ثم تزداد كلما تزايد كثافة النيوترونات الحرارية في الحزمة إلى إن تصل إلى ما لا نهاية عندما تصبح كل النيوترونات في الحزمة الحرارية .

(4-2) النيوترونات المتوسطة الطاقة

تشمل هذه المجموعة النيوترونات التي تزيد طاقتها على 0.5 إلكترون فولت وتقل عن 10 إلكترون فولت ويكون تأثير النيوترونات في هذا المدى من الطاقة على الجسم البشري من خلال أشعة قاما التي تتحرر من التفاعلات .

يوضح الشكل التالي طيف توزيع طاقة النيوترونات الصادرة من احد قنوات مفاعل ابحاث ونلاحظ ان الجزء الاول من المنحنى يمثل توزيع النيوترونات الحرارية (الخط المتصل) اما الجزء الثاني من المنحنى فيمثل توزيع النيوترونات البطيئة والمتوسطة (الخط المتقطع).



الشكل (2-2) يوضح طيف النيوترونات الحرارية (الخط المتصل) والبطيئة (الخط المتقطع).

(5-2) النيوترونات السريعة

تشمل هذه المجموعة النيوترونات التي تزيد طاقتها على 0.5 ميكا إلكترون فولت. وينتج هذا النوع من النيوترونات خلال بعض التفاعلات النووية من ضمنها الانشطار. ضمن هذا المدى من الطاقة فإن النوع السائد من التفاعلات بين النيوترونات و المادة هو الاستطارة المرنة التي ينتج عنها عادة ارتداد النواة ذرة المادة المعرضة للإشعاع وهذا يحدث غالبا في المواد الخفيفة وكلما زادت طاقة النيوترونات كلما قل احتمال تفاعلها مع المادة.

اما النيوترونات التي تتجاوز طاقتها 20 ميكا إلكترون فولت فهي نادرة جدا وتسمى احيانا بالنيوترونات النسبية لان سرعتها تقارب سرعة الضوء.

يعتمد وصول النيوترونات الى الطاقات الحرارية على مادة الوسط الممتص والتي ينبغي ان تكون ذات مقطع عرضي منخفض نسبيا مقارنة مع مقطع التبعثر ومن هذه المواد (الماء ، شمع البرافين ، الماء الثقيل ، البريليوم ، الجرافيت)

(6-2) مصادر النيوترونات

تنتج النيوترونات لغرض الابحاث او التطبيقات لهذا الجسم خلال التفاعلات النووية. يمكن تقسيم انتاج النيوترونات الى ثلاث محاور اولها عن طريق قذف بعض المواد الخفيفة بالاشعاعات الصادرة من النشاط الاشعاعي والثاني عن طريق معجلات الجسيمات المشحونة والثالث عن طريق الانشطار النووي للعناصر الثقيلة. تكون النيوترونات الناتجة سريعة دائما وعند الحاجة الى نيوترونات بطيئة

او حرارية يتم تهدئتها من خلال تعريضها لمواد مثل الماء و شمع البرافين التي تفقد طاقتها شيئاً فشيئاً اثناء اصطدامها بنوى ذراتها.

لا توجد في الطبيعة نظائر طبيعية مشعة للنيوترونات . و لكن تم إنتاج نظير الكاليفورنيوم $^{252}_{98}\text{Cf}$ الذي يعتبر النظير الصناعي الوحيد للنيوترونات بعمر نصف يبلغ 2.62 سنة. وقد استخدمت التفاعلات النووية المختلفة، خاصة تفاعل جسيم الفا نيوترون (α, n) على العناصر الخفيفة كمصدر للنيوترونات. وايضا تفاعلات الانشطار و الاندماج النووي ويمكن تصنيف المصادر كالآتي: المصادر المشعة ثم اصدار النيوترونات بالفوتونات ثم باستخدام المسرعات ثم المفاعلات النووية.

تصدر المصادر النيوترونية عادة نيوترونات طاقتها في رتبة الميكا الكترون فولت او اكثر وعند مرور النيوترونات في وسط ما قليل الامتصاص فانها تتباطأ وتفقد طاقتها بالتدرج بتفاعل تبعثر مرن مع نوى المادة وبعد عدد من التصادمات تصبح حرارية.

(7-2) انتاج النيوترونات عن طريق المصادر المشعة :

هناك عدة مصادر مشعة لانتاج النيوترونات وهي

أ- مصدر الكاليفورنيوم 252

يتم إنتاج الكاليفورنيوم 252 في الوقت الحالي في المفاعلات النووية . ويتفكك الكاليفورنيوم 252 تلقائياً مصدر جسيم الفا احيانا وقد يتفكك مصدرا نيوترونا طبقاً للمعادلة



ويبلغ معدل الانبعاث النيوتروني 2.3×10^6 نيوترونا في الثانية لكل 1 ميكرو جرام من الكاليفورنيوم 252 . و تنطلق النيوترونات بطاقة تتراوح بين 1-6 ميكا الكترون فولت.

ب-مصادر ألفا - نيوترون

يمكن انتاج النيوترونات بخلط عدة نظائر مع العنصر المناسب عند استخدام منابع تصدر جسيمات الفا يجب ان تخلط مع عناصر خفيفة (عادة يستخدم البريليوم)

إن المستحضرات الأكثر انتشاراً هي منابع ذات النشاط ألفا α مثل الراديوم، البولونيوم، البلوتونيوم وغيرها، أما كهدف فيستخدم نظير البيريليوم الوحيد ذو الارتباط الضعيف جداً ^9Be ، وكذلك يستخدم البورن والليثيوم كهدف ولكن بصورة أقل. تصنع عادة هذه المصادر النيوترونية بخلط مسحوق المادة المشعة والمادة الخفيفة للحصول على خليط متجانس لزيادة كفاءة التفاعل لان مدى جسيمان ألفا قصير.

وتجري على نوى هذه العناصر التفاعلات النووية الواردة في الجدول ادناه.

جدول (1-2) يوضح طاقة التفاعلات (α, n)

التفاعلات	Q(Mev)
$^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$	5,704

$^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$	0,158
$^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$	1,06

وهكذا يتألف كل منبع من مادتين أساسيتين:

1- مستحضر جسيمات ألفا.

2- مادة الهدف (Be, B).

وتوصف هذه المنابع بالرموز الكيميائية الموافقة لطرز المنبع كما يلي:

هذه المنابع يتم مزج منبع ألفا مع مادة الهدف بصورة جيدة ويغلق بصورة محكمة في وعاء، ومن أجل زيادة احتمال سقوط جسيمات ألفا في نواة البيريليوم فإنه يتم أخذ البيريليوم بكمية زائدة عن منبع ألفا عادة (5:1 بالكتلة).

في المنابع الصناعية على هذه الصورة فإن جسيمات ألفا تصيب نويات الهدف بصورة مستمرة بدءاً من لحظة التصنيع، ولهذا تطلق المنابع المذكورة النيوترونات من لحظة تصنيعها وبصورة مستمرة.

تتغير شدة مردود النيوترونات بتغير الزمن حسب قانون التفكك الإشعاعي للمادة النشطة بالنسبة إلى التفكك ألفا، وإذا كانت قيمة $T_{1/2}$ لمادة المنبع كبيرة جداً (مئات أو آلاف الأعوام)، عند ذلك بمرور أي زمن حتى عدة أعوام فإن نشاط العينة الأولية لا يتغير عملياً، غير أن شدة نيوترونات المنبع يمكن أن تزداد وذلك نتيجة لتجميع نواتج تفكك النظير المشع القادرة على إصدار أشعة ألفا، وكمثال يوجد عند الراديوم أربع شظايا ناتجة من التفكك نشطة بالنسبة إلى التفكك ألفا.

الجدول (2-2) يوضح نواتج تفكك الراديوم النشطة بالنسبة للتفكك ألفا

النكليدات النشطة	E_{α} (Mev)	$T_{1/2}$	المساهمة النسبية في شدة كنسبة مئوية Ra-Be منبع %
^{226}Ra	4,78	سنة 1620	5,2
^{222}Rn	5,49	يوم 3,825	11,1
^{218}Po	5,998	دقيقة 3,05	18,1
^{214}Po	7,680	ثانية $1,6 \cdot 10^{-4}$	56,5
^{210}Po	5,298	يوم 140	9,1

إذا تم صنع المنبع من الراديوم النقي فهذا يعني أنه في اللحظات الأولى ستكون شدته مساوية إلى حوالي 5% من شدته عند التوازن، ومن ثم يبدأ الرادون بالتجميع ومعه الناتجين قصيري الأمد ^{218}Po و ^{214}Po ، وتجري هذه العملية طبقاً لمعادلة تفاضلية حلها من الشكل:

$$N_B(t) = N_A^0 \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} [e^{-\lambda t} - e^{-\lambda_B t}] \quad (2 - 6)$$

والتي يمكن كتابتها بعد الأخذ بالحسبان أن: $\lambda_{Ra} \ll \lambda_{Rn}$ على الشكل:

$$A_{Rn} = A_{Ra} [1 - e^{-\lambda_{Rn} t}] \quad (2 - 7)$$

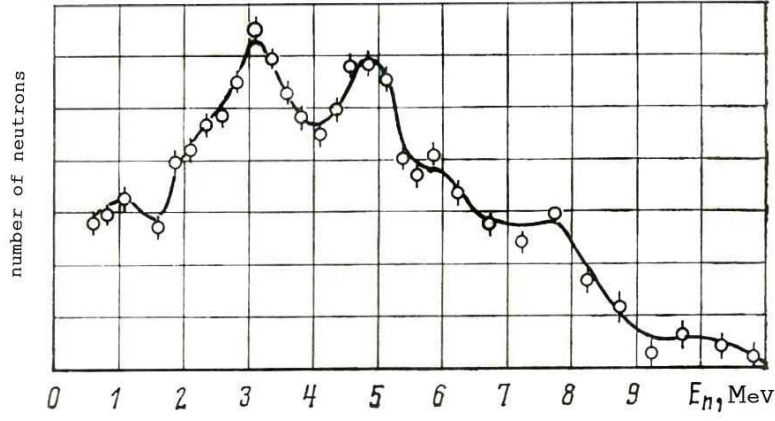
تصل النكليدات (النظائر) ^{222}Rn ، ^{218}Po ، و ^{214}Po إلى حالة التوازن مع الراديوم خلال 25 سنة تقريباً وتكون شدة المنبع مساوية إلى 90,9% من الشدة العظمى، ومن ثم تزداد شدة المنبع بقانون مشابه وإنما بدور نصف العمر لـ ^{210}Pb والذي يساوي 19,4 سنة، حيث أن التوازن التام سيحصل بعد مرور 100 سنة بدءاً من لحظة التصنيع للمنبع.

في تلك الحالات عند عدم وجود نوى فعالة بالنسبة إلى التفكك ألفا بين نواتج تفكك المادة الأساسية فإن مردود النيوترونات سيتناقص بمرور الزمن طبقاً لقانون تفكك المستحضر ألفا، وعند قيم قليلة لـ $T_{1/2}$ سيكون التناقص ملحوظاً، وكمثال في حالة منبع Po-Be فإن $T_{1/2}$ للبولونيوم ^{210}Po يساوي 140 يوم، لذلك بعد مرور عام واحد فإن شدة هذا المنبع ستتناقص عدة مرات.

من الضروري قياس تغير مردود النيوترونات الناتجة عن المصادر المذكورة وأخذها بالحسبان عند إجراء تجارب عملية كثيرة. إن القيمة المطلقة لمردود النيوترونات الناتجة عن المنبع تتعلق بـ:

- 1- طاقة جسيمات ألفا الساقطة.
- 2- نوعية مادة الهدف.
- 3- نسبة العنصر المشع إلى مادة الهدف.

وعند التركيز الأمثل لمنبع Ra-Be يعطي المنبع عندئذ 107 نيوترون في واحد ثانية لكل واحد غرام راديوم، وبما أنه في واحد غرام راديوم مع الأخذ بالحسبان جسيمات- α الناتجة عن شظاياها يحصل حوالي $1,8 \cdot 10^{11}$ تفككاً في الثانية، وهذا يعني أن المردود الوسطي للتفاعل (α, n) في مثل هذا المنبع يساوي $\gamma_n \approx 5 \cdot 10^{-5}$ وتمتلك المصادر الأخرى مردودات أقل بكثير. إن الأطياف الطاقية النيوترونات الناتجة عن مصادر ألفا تكون معقدة للغاية (انظر الشكل ادناه).



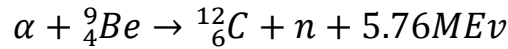
الشكل (2-3) يوضح الطيف الطاقي للنيوترونات الناتجة عن منبع Po-Be

يفسر التفاوت الكبير بقيم طاقات النيوترونات بالأسباب التالية:

1. في مثل هذه المنابع Ra-Be أو أي واحد آخر، يوجد أكثر من منبع لجسيمات ألفا والتي تصدر جسيمات بطاقات مختلفة.
2. إن أطيف جسيمات ألفا عند تفكك نوى كثيرة تمتلك بنية دقيقة (أكثر من عبور من سويات مختلفة) وهذا ما يعقد الطيف الكلي لجسيمات ألفا.
3. قبل سقوط جسيمات ألفا في النواة يمكنها أن تفقد جزءاً من طاقتها على إثارة ذرات الوسط وستكون هذه العملية مختلفة حسب الحالة.
4. عند حصول التفاعل: ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ يمكن أن تتشكل نواة ${}^{12}\text{C}$ في حالة مثارة إضافة إلى الحالة الأساسية، وإذا تشكلت نواة الكربون في حالة مثارة فإن النيوترونات ستصدر بطاقة أقل تقل عن طاقة النيوترونات في حالة نواة الكربون المتشكلة في حالة أساسية بمقدار يساوي طاقة الإثارة.
5. تتعلق طاقة النيوترونات أيضاً بالزاوية التي سيصدر بها النيوترونات وذلك بالنسبة لاتجاه حركة جسيم ألفا الساقط.

ج- مصدر الراديوم - بريليوم

يعتبر هذا المصدر من اخص مصادر النيوترونات . وتنتج النيوترونات في هذا المصدر عند قذف نواة البريليوم 9 بجسيم الفا فينتلق نيوترون وفق التفاعل الاتي:



ويستخدم نظير الراديوم 226 كمصدر لجسيمات الفا و احيانا يستخدم البولونيوم او الرادون بدلا منه . ويحضر المصدر بخلط كمية من الراديوم مع كمية اخرى من مسحوق البريليوم . فعند خلط جرام واحد من الراديوم مع عدة جرامات من مسحوق البريليوم يمكن الحصول على مصدر نيتروني يبلغ مردودة (اي عدد النيوترونات المنبعثة منه في الثانية الواحدة) حوالي 10^6 نيوترون سريع في الثانية . و يجب وضع خليط داخل الكبسولة محكمة الاغلاق وغير قابلة للكسر حتى لا يحدث تلوث بمصدر جسيمات الفا .

يصدر الراديوم 226 جسيمات الفا بطاقات محددة تقع بين 4.79-7.68 ميغا الكترون فولت . ونظرا لفقدان جسيمات الفا لطاقتها اثناء مرورها في مسحوق البريليوم , لذا تتراوح طاقات النيوترونات الصادرة عن هذا المصدر بين 12.1 ميغا الكترون فولت ولما كان العمر النصفى للراديوم 1600 سنة ,

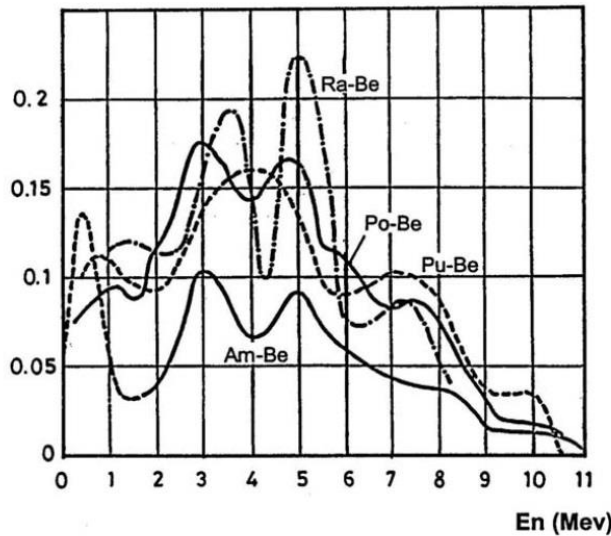
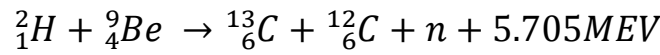
لذلك تظل شدة المصدر ثابتة لعدة مئات من السنين . و لهذا السبب , و كذلك للمشاكل المترتبة على مصدر الراديوم الذي يتفكك الى غاز الرادون مما قد يؤدي الى انفجار الكبسولة الحاوية وتسرب الراديوم المشع فقد توقف انتاج هذا المصدر حاليا .

د- مصدر البولونيوم - بريليوم

يستخدم في الوقت الحالي نظير البولونيوم 210 الذي يبلغ عمره النصفى 140 يوما ويعتبر مصدرا لجسيمات الفا بدلا من الراديوم 226 لتحضير مصادر النيوترونات مع البريليوم. الا انه نظرا للعمر النصفى القصير نسبيا لنظير البولونيوم 210 فقد حل مصدر الاميريثيوم 241 محل الراديوم 226 والبولونيوم 210. وباتت الان مصادر الاميريثيوم 241 بريليوم وهي المصادر المتداوله في معظم التطبيقات الصناعيه .

هـ مصدر الاميريثيوم _ بريليوم

يعد من اكثر المنابع استخداما عند قذف البريليوم بجسيمات الفا فينتطلق النيوترون طبقا للمعادلة

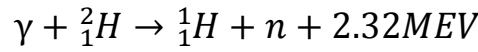
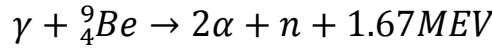


الشكل (2-4) اطياف النيوترونات الناتجة عن تفاعل جسيمات الفا والبريليوم

يوضح الشكل طيف النيوترونات الناتجة لمختلف المصادر النيوترونية حسب نوعية المادة المشعة مع البريليوم نلاحظ ان اعلى طاقة للنيوترونات المنتجة تتراوح بين 10 و 13 ميغا إلكترون فولت وهذه الطاقة القصوى هي طاقة النيوترونات المنتجة أثناء التصادم الامامي. يفضل عادة استخدام المواد المشعة التي لها نصف عمر طويل مثل الاميريثيوم و البلوتونيوم لانتاج هذه المصادر النيوترونية.

(8-2) اصدار النيوترونات بالفوتونات

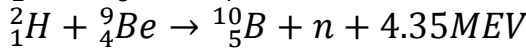
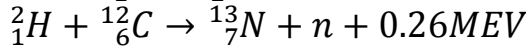
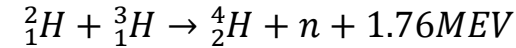
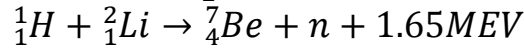
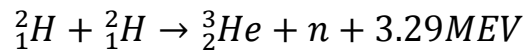
يمكن استعمال اشعة قاما لتصنيع مصادر نيوترونية من خلال التفاعل (γ, n) طاقة الفوتون اللازمة لذلك يجب ان تكون اكبر من معدل طاقة ربط النيوترون التي تتجاوز 6 ميغا الكترون فولت لكل العناصر ما عدا البريليوم والبورون التي تساوي 1.6 ميغا الكترون فولت للبريليوم و 2.23 ميغا الكترون فولت للبورون. وبما ان اشعة قاما الصادرة من المواد المشعة عادة تكون اقل من 6 ميغا الكترون فولت فلا تصلح الا مع العنصرين السابقين لانتاج مصادر نيوترونية. ورغم ان عدد النيوترونات المنتجة لهذه المصادر تكون قليلة حوالي $10^4 n/sec$ لكل واحد كوري الا ان هذه المصادر مفيدة للمعايرة لانها تنتج نيوترونات لها طاقة واحدة عكس المصادر الفا نيوترون التي تنتج طيف متصل يحتوي على كل الطاقات حتى الطاقة القصوى التي هي في حدود 13 ميغا الكترون فولت. وتعمل المصادر من هذا النوع باستخدام التفاعلين الآتيين:



(9-2) انتاج النيوترونات بالمسرعات

تستخدم المعجلات لإنتاج حزم النيوترونات اللازمة لاغراض البحث او اغراض طبية او غيرها إلا ان هذه النيوترونات تكون عالية التكلفة ، تنتج هذه النيوترونات عن طريق التفاعلات (γ, n) و (p, n) و (d, n) بالنسبة التفاعل الاول (γ, n) فان اشعة قاما الناتجة من معجلات الالكترونات تفوق العتبة (6 ميغا الكترون فولت) في هذه الحالة. كذلك يتم انتاج النيوترونات في المعجلات عن طريق قذف الجسيمات المشحونة المعجلة على اهداف معينة من العناصر وفق التفاعل (p, n) و (d, n) التفاعل الاول ماص للطاقة ولهذا يجب تعجيل البروتون لكسبه طاقة حركة تفوق عتبة التفاعل التي تتراوح بين حوالي 0.8 ميغا الكترون فولت و 4 ميغا الكترون فولت حسب الهدف. اما التفاعل الثاني فهو منتج للطاقة ولا يحتاج نظريا الى طاقة حركة الا انها لازمة لأغراض التحكم و تصويب الحزمة على الهدف.

يمكن الحصول على النيوترونات ذات الطاقة المحدودة بقذف بعض النوى الخفيفة بالجسيمات المشحونة (مثل الديوتريوم) والمعجلة في مسرعات حتى طاقة معينة مناسبة وفقا لبعض التفاعلات الآتية:



وهكذا فانه يمكن اختيار التفاعل المناسب للحصول على النيوترونات ذات الطاقة المحددة. وبتغيير طاقة الجسيمات المعجلة يمكن تغيير طاقة النيوترونات للقيمة المطلوبة .

يستخدم التفاعل الثالث في عمل مصادر النيوترونات المعروفة باسم مولدات النيوترونات . ولهذا الغرض يتم تعجيل الديوترونات لطاقة تصل الى 150 كيلو إلكترون فولت ويقذف بها هدف من التريتيوم فتبعث النيوترونات بطاقة 14.1 ميغا إلكترون فولت.

ان اهم مميزات حزم النيوترونات المنتجة عن طريق المعجلات ان لها فيض نيوتروني عال جدا يصل الى $10^{15} \text{ n/sec cm}^2$ مما يجعلها مفيدة جدا خاصة للابحاث والعلاج الطبي.

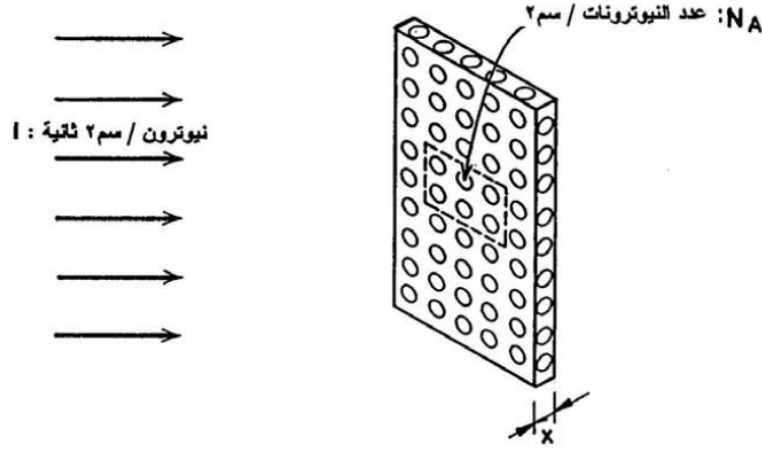
(10-2) انتاج النيوترونات عن طريق المفاعلات النووية

تعتبر المفاعلات النووية اقوى مصادر النيوترونات على الاطلاق حيث يمكن ان تتراوح كثافة النيوترونات داخل المفاعلات بين 10^{13} (10) - 10^{19} (10) نيوترون /ثانية. سم². وتنتج النيوترونات في المفاعلات عن انشطار نوي العناصر الثقيلة المستخدمة كوقود في مفاعلات الانشطار حيث تنشطر نواة اليورانيوم و البلوتونيوم والثوريوم نتيجة حدوث التفاعلات المتسلسلة داخل قلب المفاعل . وتجدر الاشارة الى ان طيف النيوترونات داخل المفاعل يتراوح ما بين النيوترونات الحرارية والسريعة .

(11-2) المقطع العرضي

ان احتمال حدوث التفاعل قد جرت العادة على ان يكتب بدلالة كمية تسمى مساحة المقطع أو المقطع العرضي، وهو مساحة النواة المعرضة عموديا لحزمة النيوترونات او الجسيمات المتفاعلة مع نوى الهدف، المقطع العرضي لا يساوي المقطع الهندسي للنواة بل هو اكبر من ذلك بكثير خاصة عندما تكون النيوترونات حرارية او بطيئة ثم يتناقص شيئاً فشيئاً ليقترب من المقطع الهندسي في حالة النيوترونات السريعة و لكل نوع من التفاعلات مقطع عرضي خاص به.

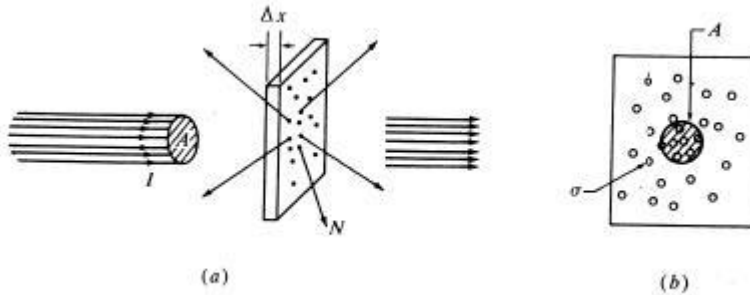
بما ان التفاعلات النووية مع الاهداف النووية تتم بصورة مستقلة الواحدة عن الاخرى فانه يتم دراسة احتمال تفاعل نواة واحدة، فإذا تم استهداف شريحة من مادة معينة كهدف يتم قذفه بحزمة مكونة من (I) من الجسيمات لكل وحدة زمن واحادية الطاقة بحيث تكون هذه الجسيمات موزعة بصورة متجانسة على مساحة معينة A فان التفاعل سوف ينتج عددا من النواتج الخفيفة في كل وحدة زمن عددها N ويمكننا القول ان نواة الهدف تحتل مساحة مواجهة للحزمة مقدارها σ (عمودية على اتجاه الحزمة الساقطة) بحيث اذا صادف ان ارتطم مركز الجسم الساقط داخل المساحة المحددة σ فان هذا الارتطام يحدث تفاعلا نوويا اما اذا اخطأ مركز الجسم المنطلق σ فانه لا يحدث تفاعل ان الكمية تسمى مساحة مقطع التفاعل ويمكن ان تعد مقياسا لاحتمال حدوث تفاعل مع نواة واحدة. ان هذه المساحة خيالية وليست بالضرورة مساحة مقطع النواة الهدف πR^2 كما يمكننا ان نحسب احتمال حدوث التفاعل بدلالة النسبة N/I ولكن هذه الكمية تعتمد على كثافة الهدف والسلك Δx في حين σ تكون لنواة واحدة.



الشكل (2-5) يوضح سقوط حزمة نيوترونات على هدف

ان احتمال تصادم اي جسيم من جسيمات الحزمة الساقطة مع نوى الهدف يساوي N/I وهو ايضا يساوي مسقط مساحات مقاطع كل النوى الموجودة في الهدف ضمن مساحة A كما تظهر باتجاه الحزمة الساقطة (كما بالشكل) مقسوما على المساحة A ، واذا كانت عدد النوى الموجودة في وحدة الحجم من مادة الهدف هو n فان كل جسيم في الحزمة يمكنه ان يتصادم مع عدد من النوى مقدارها $nA\Delta x$ ان كل نوى الهدف لها مساحة مقطع مقدارها σ وبهذا فان

$$\frac{N}{I} = \frac{nA\Delta x\sigma}{A} \quad (2-8)$$



الشكل (2-6) الترتيب العملي لتجربة حساب المقطع العرضي للتفاعل النووي

بإعادة ترتيب المعادلة تصبح

$$\sigma = \frac{N}{(I/A)(nA\Delta x)} \quad (2-9)$$

عدد الجسيمات الخفيفة الناتجة لكل وحدة زمن لكل وحدة حزمة ساقطة لكل نواة هدف، ان وحدة مساحة المقطع هي سنتيمتر مربع او بارون ($1b = 10^{-24} cm^2$) وفي الحسابات النظرية فانه يتم اختبار Δx بحيث تكون $nA\Delta x = 1$ وتكون كثافة الحزمة الساقطة

$$\frac{I}{A} = n_a v_a \quad (2 - 10)$$

حيث n_a عدد الجسيمات الموجودة في وحدة الحجم في الحزمة.
 v_a السرعة النسبية بين الجسيمات الساقطة والهدف.

لحساب نواتج التفاعل

$$N = nA\Delta x I \quad (2 - 11)$$

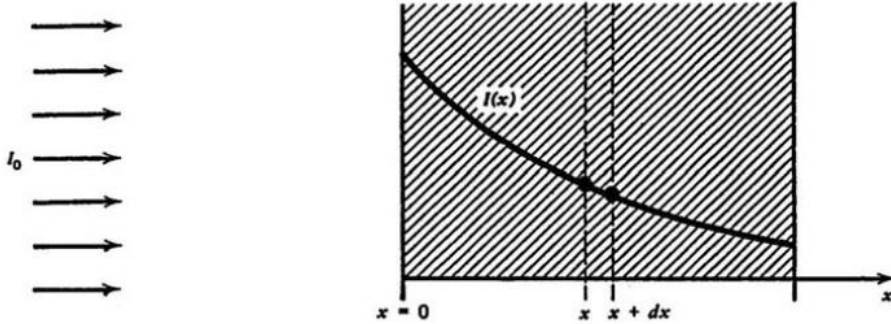
في هذه الحالة فانه قد تم افتراض ان الشريحة الهدف رقيقة بحيث لا يحدث امتصاص كبير في جسيمات الحزمة اثناء مرورها، وفي حالة كون الشريحة سميكة فان هذا الافتراض لا يصح وذلك لان كل تفاعلات يحدث سوف يقلل من عدد الجسيمات في الحزمة بمقدار جسيم واحد وبهذا فان (سمك مقداره dx) تكون

$$dN = -dI = n\sigma dx I \quad (2 - 12)$$

باجراء التكامل للسمك الكلي للشريحة نحصل على

$$I_t = I_0 e^{-n\sigma t} \quad (1 - 13)$$

ان $n\sigma$ عبارة عن معامل امتصاص الحزمة، و النسبة I_t/I_0 تسمى احيانا نفوذية الحزمة .



الشكل (7-2) تفاعل النيوترونات مع نوى هدف سميكة.

ان الجسم القاصف والنواة الهدف يتفاعلان عادة بعدة طرق منتجين عدد من النواتج الخفيفة $N_1 + N_2 + N_3$ في كل وحدة زمن تعرف مساحة المقطع الكلية ب

$$\sigma_{tot} = \frac{N_1 + N_2 + N_3 + \dots}{(I/A)(nA\Delta x)}$$

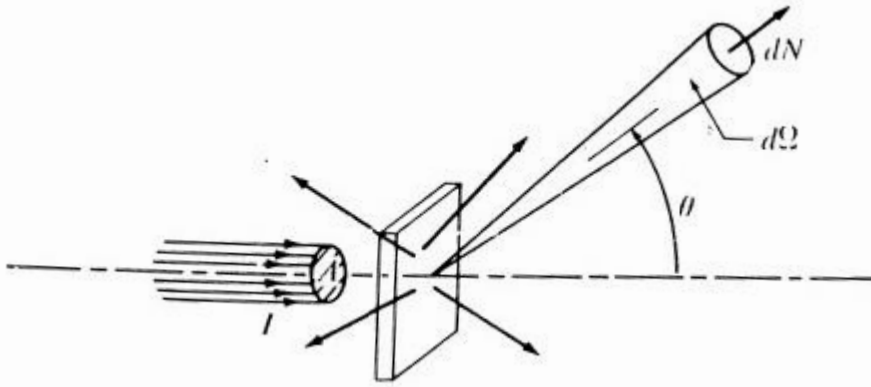
وبهذا يكون

$$\sigma_{tot} = \sum_i \sigma_i \quad (2 - 13)$$

إذا كانت مساحة المقطع الجزئية معروفة فإنه يمكن إعادة كتابة المعادلات لحساب سرعة تكون النواتج وعند استخدام شريحة سميكة يمكن كتابة

$$\frac{N}{I} = \frac{\sigma_i}{\sigma_{tot}} (1 - e^{-n\sigma_{tot}t}) \quad (2-14)$$

إن نواتج التفاعل لعدد كبير من التفاعلات النووية لا تخرج موزعة بصورة متساوية في جميع الاتجاهات بالنسبة للحزمة الساقطة ولهذا فإن من الملائم التعامل بمساحة المقطع التفاضلية $d\sigma/d\Omega$ بدلالة عدد النواتج الخفيفة dN الناتجة عن وحدة الزمن داخل زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ عند زاوية θ مقاسة بالنسبة للحزمة



الشكل (2-8) يوضح تصادم حزمة نيوترونات مع ذرات الهدف

الموضع التجريبي لإيجاد مساحة المقطع التفاضلية حيث جهاز كشف النواتج يعطي زاوية صلبة صغيرة مقدارها $d\Omega$

نحصل على

$$\frac{1}{I} \frac{dN}{d\Omega} = \frac{nA\Delta x}{A} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2-15)$$

مساحة المقطع التفاضلي لكل نواة

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dN/d\Omega}{(I/A)(nA\Delta x)} \quad (2-16)$$

لأجل التمييز بين σ عن $d\sigma/d\Omega$ فإن مساحة المقطع σ تسمى مساحة المقطع التكاملية

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (2-17)$$

تعتمد مساحة المقطع على الطاقة و على زاوية الانبعاث بدلالة بعض الكميات النووية.

تجدر الإشارة إلى أن المقطع المجهري σ يعتمد على طاقة النيوترون و نوع التفاعل و نوعية المادة المتفاعلة أما المقطع العرضي الإجمالي لمختلف التفاعلات فهو يساوي مجموع المقاطع المجهرية

وذلك لانه يعبر عن مجمع احتمالات التفاعل المختلفة ولهذا فان المقطع الاجمالي σ_t لعملية التشتت و امتصاص النيوترونات له العلاقة التالية:

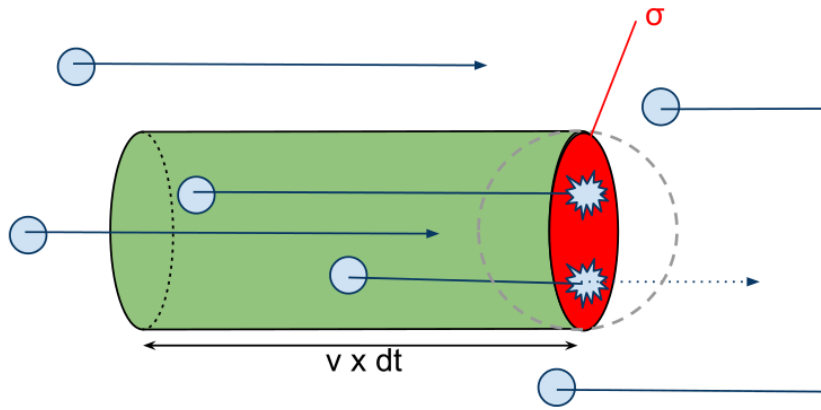
$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \quad (2 - 18)$$

حيث ان σ_s تمثل المقطع المجهري للتشتت و σ_a المقطع المجهري للامتصاص.

هذه المقاطع تحتوي احيانا على مقاطع جزئية اخرى فمثلا عندما يحتوي التشتت على نوعي التشتت المرن و التشتت الغير مرن يمكن تقسيمه الى مقطعين على النحو التالي:

$$\sigma_s = \sigma_{se} + \sigma_{si} \quad (2 - 19)$$

حيث ان σ_{se} تمثل المقطع المجهري للتشتت المرن و σ_{si} المقطع المجهري للتشتت غير المرن. طريقة اخرى لحساب المقطع العرضي



الشكل (9-2) يوضع المقطع العرضي للتفاعل

$$V = \sigma v dt \quad (2 - 20)$$

عدد التصادمات

$$r dt = n V \quad (2 - 21)$$

V الحجم ، n عدد النيوترونات في الحجم

$$r dt = n \sigma v dt \quad (2 - 22)$$

لكن الفيض يساوي

$$\phi = n v$$

$$r = \phi \sigma$$

$$R = N\phi\sigma$$

$$R = \int_E N\phi(E)\sigma(E)dE \quad (2 - 23)$$

$$\sigma = \frac{\int_E \phi(E)\sigma(E)dE}{\int_E \phi(E)dE}$$

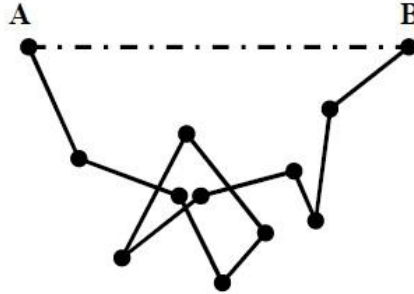
$$= \frac{\int_E \phi(E)\sigma(E)dE}{\phi}$$

$$\Sigma = N\sigma$$

$$R = \Sigma\phi \quad (2 - 24)$$

(12-2) المقطع العرضي والمسار الحر

متوسط المسار الحر هو متوسط المسافة المقطوعة بين التصادمات المتتالية التي تحدث للجسيم النووي ، مسار الجسيم نتيجة التصادم هو خط منكسر في الشكل التالي، والنقط على الخط تمثل أماكن التصادمات.



الشكل (10-2) يوضع مسار النيوترون وهو يتعرض للتصادم

المسافة الفعلية التي يقطعها الجسم بين البداية والنهاية اكبر من طول الخط الواصل بينهما

متوسط المسار الحر (λ) يساوي = (طول المسار الكلي الذي يقطعه الجسم) / (العدد الكلي للتصادمات)

$$\sigma = \frac{1}{\lambda\rho} \quad (2 - 25)$$

يتعلق متوسط المسار الحر بطاقة القذيفة حيث نلاحظ ان متوسط المسار الحر يزداد بزيادة طاقة القذيفة ويتناقص بزيادة كتلة القذيفة

إذا كان المقطع العرضي الفعال المجهري لنيوترون يخترق عمق من المادة الهدف يساوي

$$\Sigma = n\sigma \quad (2 - 26)$$

حيث σ المقطع العرضي لتفاعل نيوترون واحد مع احدى نوى الهدف، n تركيز النوى، Σ المقطع الجهري.

يمكن حساب معدل المسافة الحرة التي يقطعها النيوترون قبل التفاعل باستعمال المقطع المجهري الاجمالي وفق المعادلة التالية

$$\lambda = \int_0^{\infty} x \cdot p(x) dx = \Sigma_t \int_0^{\infty} x \exp(-\Sigma_t x) dx = \frac{1}{\Sigma_t}$$

حيث ان $p(x) dx$ يساوي احتمال حدوث اول تفاعل داخل الطبقة dx .

$$p(x) dx = \left[-\frac{dI(x)}{I(x)} \right] \left[-\frac{I(x)}{I_0} \right]$$

$$= \Sigma_t \cdot \exp(-\Sigma_t x) dx$$

إذا المسافة التي يقطعها النيوترون قبل التفاعل تساوي عكس المقطع المجهري الاجمالي Σ_t .

عدد النيوترونات المتغلغلة حتى عمق x داخل مادة الوسط (الهدف)

$$N(x) = N_0 e^{-n\sigma x} = N_0 e^{-\Sigma x} \quad (2 - 27)$$

N_0 العدد الابتدائي للنيوترونات

يقطع كل نيوترون داخل الوسط حتى لحظة تفاعله مع احدى النوى مسافة Λ

$$\Lambda = \frac{1}{\Sigma} \quad (2 - 28)$$

الطول المتوسط للمسار الحر للنيوترون عبارة عن المسافة المتوسطة التي يقطعها النيوترون وفق خط مستقيم بين تصادمين متعاقبين له مع نوى المادة.

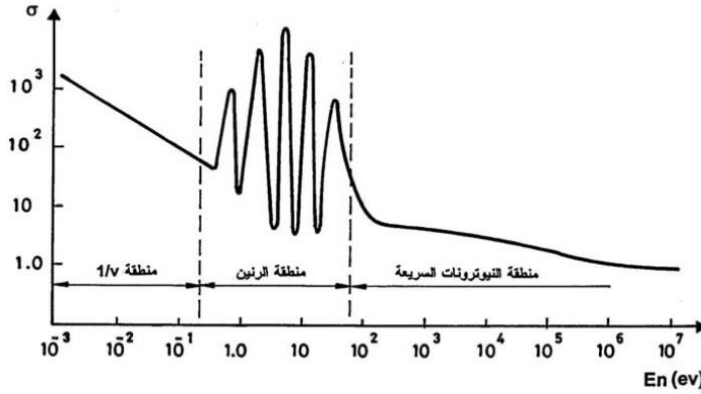
$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_s} + \frac{1}{\Lambda_a} \quad (2 - 29)$$

$$\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_a \quad (2 - 30)$$

(13-2) تغير المقطع المجهري

يظهر منحني تغير المقطع المجهري الاجمالي مع طاقة النيوترونات ثلاث مناطق هامة بشكل عام. تختص المنطقة الاولى بالنيوترونات الحرارية والبطيئة حيث تتغير σ_t عكس جذر الطاقة E_n اي عكس سرعة النيوترونات $\frac{1}{v_n}$ غالبا ما تكون σ_t كبيرة في هذه المنطقة. ولهذا فان جل المفاعلات النووية تعمل في هذه المنطقة. المنطقة الثانية تختص بالنيوترونات المتوسطة وتسمى هذه المنطقة

بمنطقة الرنين حيث تصبح تغيرات المقطع σ_t سريعة مع الطاقة وتظهر على شكل قمم كبيرة ومتعددة عند المستويات المنفصلة لطاقة إثارة النواة المركبة الناتجة عن اتحاد النيوترون ونواة الهدف. وبعد ذلك تأتي منطقة النيوترونات السريعة حيث يتناقص المقطع σ_t تدريجيا مع زيادة الطاقة حتى يقترب من المقطع الهندسي الحقيقي لنواة الهدف ويوضح الشكل التالي تغير المقطع المجهرى الاجمالي σ_t لمعظم العناصر بشكل عام حيث يظهر المناطق الثلاثة :



الشكل (11-2) يوضح تغير المقطع المجهرى σ_t مع طاقة النيوترونات

تجدد الإشارة الى وجود بعض الاختلافات التي تخرج عن هذا الشكل العام لمنحنى المقطع المجهرى الخاص ببعض العناصر الخفيفة مثل الهيدروجين وعناصر قليلة مثل الليثيوم والبورون وغيرها.

من الممكن تمثيل حزمة النيوترونات على انها موجة متحركة من النوع

$$\Psi = ae^{i(kx-\omega t)} + be^{-i(kx-\omega t)} \quad (2 - 31)$$

وبالاتجاه x الموجب فان هذه الموجة تكتب على الوجه

$$\Psi_{inc} = ae^{ikx} \quad (2 - 32)$$

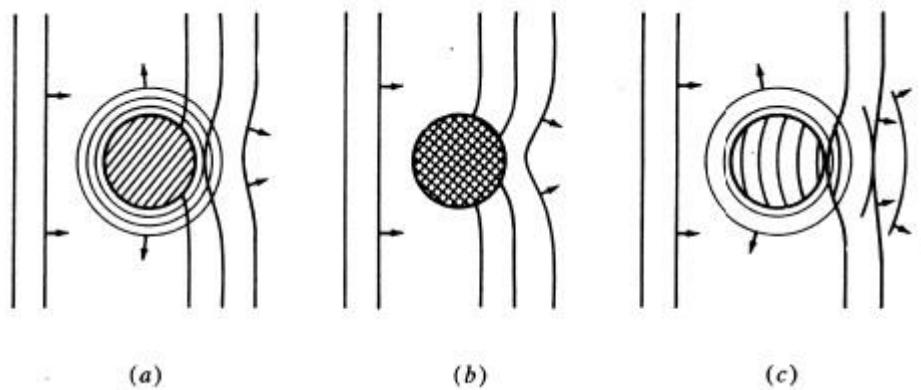
واهم خاصية تحملها هذه الموجة هي عددها الموجي k او طول موجة دي بروي المختزلة

$$\tilde{\lambda} = \lambda/2\pi = 1/k \quad (2 - 33)$$

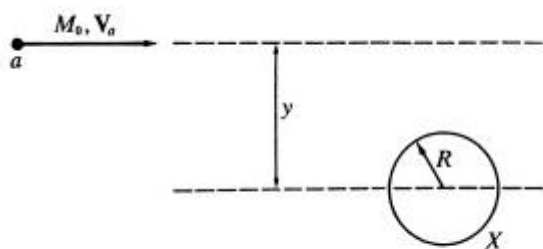
ان انصاف الاقطار النووية للنوى متوسطة الكتلة تتراوح بين 5F الى 8F ولهذا فان $\tilde{\lambda}$ تكون اكبر من R عندما تكون طاقة النيوترون اقل من 1MeV ولهذا فاننا نتوقع ان تكون الخواص الجسيمية للنيوترونات قليلة الاهمية للطاقات التي تقل عن 1MeV حيث ان الخواص الموجية هي التي ستكون الاكثر تأثيرا لهذا فان التفاعل المباشر بين النيوترونات الساقطة وأحد النيوكلونات يكون مهما فقط عند ما تكون طاقات النيوترونات تزيد عن 1MeV بمقدار كافي.

اذا اعتبرنا ان النيوترون يتصادم مع نواة عاكسة مثالية فاننا نتوقع للتصادم المرن فقط ان يحدث ولهذا فان موجة النيوترون سوف تنعكس وتبعد بتأثير تعرضها للنواة كما هو مبين بالشكل ادناه ان الموجة الساقطة موجة الحيود سوف تتداخلان مع بعضهما وقد وجد ان مساحة مقطع التصادم المرن للنيوترونات عند طاقات واطئة ($\tilde{\lambda} \gg R$) تصبح مساوية لـ $4\pi R^2$.

وإذا كانت النواة تعتبر جسيما ذا قابلية امتصاص مثالية للموجة فإنه سوف لا تكون في هذه الحالة موجة منعكسة وإنما فقط حيود للموجة الساقطة تكون مساحة المقطع عند الطاقات العالية للنيوترونات مساوية تقريبا للمقدار πR^2 وتكون مساحة المقطع الكلية مساوية تقريبا للمقدار $2\pi R^2$ أما إذا كانت النواة ذات نفوذية جزئية بالنسبة للنيوترونات الساقطة فإن الموجة الخارجية تتداخل مع موجة الانعكاس (كما بالشكل) وبهذا فإنه عند أطوال موجية معينة وطاقات معينة سيكون المتوقع حدوث تداخل بناء وعند قيم أخرى تحدث تداخلات هدامة ولهذا فإن قيم الرنين التي تظهر عند قيم مساحة المقطع تكون ناتجة عن هذه التداخلات. ومساحة المقطع عند هذه القيم هو $\pi\lambda^2$ تقريبا وليس $4\pi R^2$ حيث يمثل الأخير المناطق المحصورة بين القيم الرنينية ولهذا فإن مساحة مقطع النيوترونات البطيئة يمكن أن تكون أكبر بكثير من مساحة المقطع الهندسي للنواة.



الشكل (2-12) تخطيط تأثير النواة على موجة النيوترون (a) لنواة عاكسة مثالية حيث يحدث فيها انعكاس وحيود (b) نواة ممتصة مثالية حيث يحدث حيود فقط (c) نواة ممتصة جزئيا حيث يمكن للموجة النافذة أن تتداخل مع الموجة المنعكسة وموجة الحيود.



الشكل (2-13) العلاقة بين كمية حركة الجسيم ونصف قطر الهدف

توضيح الزخم الزاوي في التفاعلات النووية باعتبارات الميكانيكا التقليدية

$$M_0 = M_a M_x / (M_a + M_x) \quad (2 - 34)$$

الزخم الزاوي المداري للمجموعة (النيوترون و النواة الهدف) له علاقة بمساحة المقطع للتفاعل، حسب الميكانيكا التقليدية ينتج عن عملية التفاعل معامل التصادم y للنواة (الشكل السابق)، فإن الزخم الزاوي المداري في احداثيات مركز الثقل سوف يساوي $M_0 V_a y$ حيث V_a هي السرعة

النسبية بين الجسيمين عندما يكونان بعيدان عن بعضهما ، اما الزخم الزاوي فهو من المقادير الكمية حيث يجب ان يساوي $I_a \hbar$ ويمكن كتابته ب

$$I_a \hbar \approx M_0 V_a y \quad (2 - 35)$$

$$I_a \approx \frac{M_0 V_a y}{\hbar}$$

$$I_a \approx \frac{y}{\lambda} \quad (2 - 36)$$

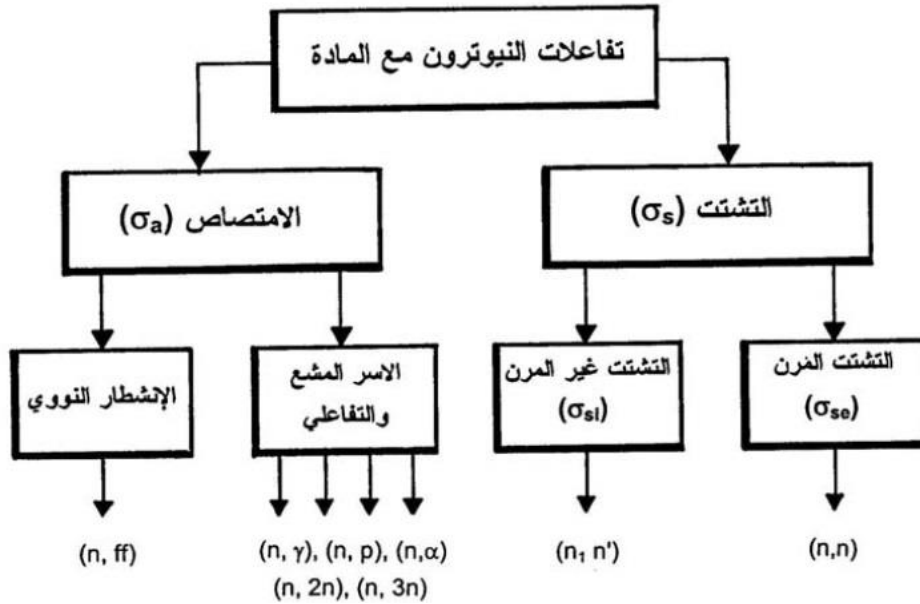
حيث ان λ يمثل طول موجة دي برولي المختزلة للنيوترون مقاسة في احداثيات مركز الثقل ، وفي حالة $y > R$ (الشكل السابق) فان الجسم القاصف سوف لا يكون له تأثير يذكر على النواة الهدف حيث سيكون خارج مجال تأثير القوى النووية ولهذا فاننا نتوقع حدوث اغلب التفاعلات النووية عندما يكون الزخم الزاوي المداري لها اقل من القيمة القصوى او مساوية لها

$$I_{a(max)} \approx \frac{R}{\lambda} \quad (2 - 37)$$

التفاعلات التي تتم بطاقات قذف اقل من $1MeV$ تكون غالبا من نوع الموجة s اي ان $I_a = 0$ (وبالنسبة لهدف مكون من نواة الهيدروجين فان هذا يحدث ايضا حتى عند طاقات قذف تصل الى $10MeV$ مقاسة في مركز الثقل) ونتيجة لذلك فان مساحة المقطع التفاضلي تكون غير معتمدة على مقدار زاوية مركز الثقل عند هذه الطاقات والطاقات الاوطأ من ذلك وهذا يتفق تماما مع ماهو ملاحظ عمليا. [3] [5] [16] [17] [43]

(14-2) تفاعلات النيوترون

تتفاعل النيوترونات مع المادة بطرق متعددة ومختلفة حسب طاقة النيوترونات ونوعية المادة. وبما ان النيوترون جسيم محايد لا يملك شحنة فله القدرة على اختراق الكثرونات الذرة والتفاعل مع النواة مباشرة. قليل من هذه التفاعلات يكون سطحي واكثرها يتم داخليا حيث يتفاعل النيوترون مع مكونات النواة مسببا فقدان اترانها وربما انشطارها احيانا. يمكن تنقسم تفاعلات النيوترونات الى جزئين هاميين:



الشكل (2-14) يوضح تفاعلات النيوترون

تتفاعل النيوترونات مع المادة بتأثير القوى النووية ذات المدى القصير جداً. لذا فإن احتمال تفاعل النيوترونات مع المادة غالباً ما تكون ضعيفة. تفقد النيوترونات طاقتها في المادة بشكل تدريجي حتى تصبح حرارية ويمكن أن تبقى فترة حتى تأسرها نواة ذرية ما (تؤسر النيوترونات البطيئة في المواد خلال زمن أقل من ثانية (10^{-1}) في الماء الثقيل أما في الجرافيت فتأخذ (10^{-2})). إلا أنها تختفي حتى في غياب الوسط المادي بسبب انحلالها الطبيعي



عمر النصف حوالي 12 دقيقة.

(2-15) تفاعلات التشتت (التبعثر)

يمكن تقسيم التفاعلات إلى قسمين أساسيين

- التشتت المرين التشتت هو التفاعل الذي تظل فيه نواة الهدف في نفس مستوى الطاقة التي كانت عليها قبل التفاعل ويظل النيوترون محتفظاً بطاقة الحركة الابتدائية في مركز الثقل ويحدث في العناصر الخفيفة والمتوسطة.

- التشتت الغير مرين عند قذف أي نواة بنيوترون يحمل طاقة تكافئ عدة مئات من الكيلو إلكترون فولت فإن هذا النيوترون يسبب إثارة لهذه النواة ثم يتركها ونتيجة لذلك تقل طاقته (يحدث تغير في الطاقة الداخلية للنواة) ، ويسمى هذا التفاعل بالتشتت الغير المرين ويحدث مع العناصر المتوسطة والثقيلة.

(2-16) التشتت المرين (n,n)

النيوترونات الناتجة عن الانشطار في المفاعلات ذات طاقة عالية تتباطأ هذه النيوترونات في المهدئ الموجود في المفاعلات أو في الوسط الذي تعبره باصطدامها بنوى ذرات الوسط ضمن مجالات الطاقة المعتبرة هنا تكون الاصطدامات المرنة هي الغالبة ودون أن يحدث تغيير في بنيتها الداخلية.

وعندما يصطدم نيوترون ذو سرعة عالية بنواة شبه ساكنة فإنه ينتقل إليها بفعل الاصطدام جزء من طاقته الحركية. تتعلق الطاقة التي يفقدها النيوترون في الصدمة الواحدة بكتلة النواة وبزاوية التبعثر التي ينتشتت وفقها النيوترون

في الحالة الحدية عندها تكون كتلة النواة المتفاعلة مساوية لكتلة النيوترون وزاوية التبعثر 180 درجة اي ان الاصطدام مركزي فان النيوترون يعطي كامل طاقته الحركية للنواة المتفاعلة ، نجد هذا التفاعل مع نواة الهيدروجين $H^1(n,n)X^*$ وهذه الحالة مهمة في كشف النيوترونات السريعة .

يمكن تقسيم التشتت المرن الى ثلاث اقسام اولها هو التشتت المرن الجهدي حيث يتفاعل النيوترون مع سطح النواة ولا يدخلها. يتم في هذا تشتت الموجة للنيوترون من طرف حقل النواة فيغير النيوترون اتجاهه بعد ان يفقد جزء من طاقته الحركية. الطاقة الحركية التي يفقدها النيوترون اثناء التصادم تعتمد على كتلة نواة الهدف وزاوية التصادم.

القسم الثاني هو التشتت المرن الرنيني حيث يدخل النيوترون النواة فيكونان معا النواة المركبة التي تتميز بمستويات طاقة الاثارة المنفصلة والمتعددة. يخرج النيوترون بعد ذلك من النواة تاركا جزء من طاقته الحركية ايضا في عملية التشتت هذه.

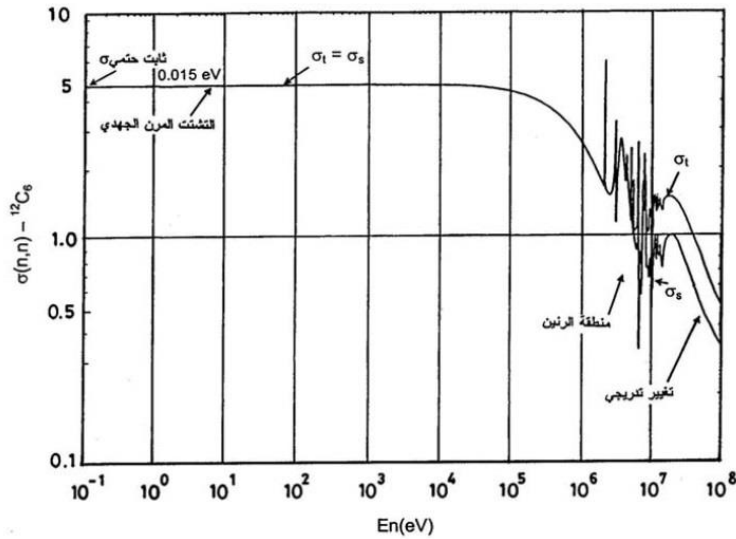
القسم الاخير هو التشتت المرن التداخلي حيث تتداخل مستويات طاقة النواة المركبة ويختفي الرنين الذي تميزه القمم المتعددة للمقطع المجهري و الخاص بالقسم الثاني للتشتت. في عملية التشتت المرن الداخلي يخرج النيوترون ايضا من النواة المركبة بعد ان يفقد جزء من طاقته الحركية.

يعتبر تغير المقطع المجهري للتشتت من اهم مميزات تفاعل النيوترون مع المادة يحصل التشتت المرن للنيوترونات البطيئة مع جل المواد لكنه يمتد ايضا الى انواع النيوترونات الاخرى عندما تكون نواة الهدف خفيفة خاصة. يتناسب عادة المقطع المجهري للتشتت المرن مع مساحة نواة الهدف حيث له العلاقة

$$\sigma(n, n) \cong 4\pi R_0^2 \quad (2 - 39)$$

حيث R تمثل نصف قطر نواة الهدف.

بعد ذلك يمر المقطع المجهري بمنطقة الرنين حيث تظهر عدة قمم تتخللها تغيرات سريعة ولهذا سمي بالرنيني. بعد منطقة الرنين يصبح تغير المقطع في تناقص تدريجي مع زيادة طاقة النيوترون. يوضح الشكل ادناه تغير المقطع المجهري لتشتت النيوترونات مع نواة الكربون حيث يظهر اقسام التشتت المرن الثلاثة بوضوح.



الشكل (2-15) المقطع المجهري لتشتت النيوترونات بالكربون

(2-17) التشتت غير المرن (n, n')

يتميز التشتت غير المرن بعدم حفظ الطاقة الحركية في التفاعل. يكتب هذه التفاعل في شكل $X(n,n)X^*$ وهو عبارة عن تصادم النواة الناتجة تكون في حالة اثاره وحتى تصل الى الاستقرار تصدر اشعة قاما



تكون طاقة النيوترونات الناتجة في هذا التفاعل اقل من طاقة النيوترونات في حالة التبعثر المرن.

اذا ما بدد نيوترون طاقته E_1 على نواة ساكنة فان طاقته بعد التبدد تبلغ قيمتها الصغرى E_{1min}

$$E_{1min} = \left(\frac{M - m_n}{M + m_n} \right)^2 E_1 \approx \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 E_1 \quad (2 - 40)$$

$$\alpha = \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 \quad (2 - 41)$$

(M هي كتلة النواة اما A فهو عددها الكتلي) عند التبدد نحو الخلف ($\theta = \pi$)

لا يحدث التشتت غير المرن الا عندما يحمل النيوترون طاقة حركية كافية تمكنه من رفع طاقة النواة المركبة الى ادنى مستوى اثاره لها على الاقل. بعد ذلك تتفكك النواة المركبة باصدار نيوترون جديد n' وتعود الى مستوى الاستقرار. الطاقة الحركية اللازمة للنيوترون لاتمام عملية التشتت الغير مرن تسمى بعتبة التفاعل. تتناقص العتبة كلما زادت كتلة النواة الهدف على سبيل المثال عتبة التشتت غير المرن للكربون تساوي 4.8 ميغا إلكترون فولت اما قيمة هذه العتبة بالنسبة لعناصر ثقيلة مثل اليورانيوم فهي 44 كيلو إلكترون فولت فقط.

عندما تكون طاقة النيوترون اقل من العتبة فان المقطع المجهري للتشتت غير المرن تساوي الصفر لكن عندما تزيد طاقته عن قيمة العتبة يمر المقطع المجهري بالنسبة للعناصر الخفيفة بمنطقة رنين حيث يصبح على النحو

$$\sigma(n, \acute{n}) = \pi \check{\lambda}_r^2 \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_{\acute{n}}}{(E - E_r)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (2 - 42)$$

حيث $\check{\lambda}_r$ تمثل الموجة المصاحبة للنيوترون عند طاقة الرنين E_r اما Γ_n و $\Gamma_{\acute{n}}$ فهما يمثلان عرض قمة الرنين للنيوترون الساقط n والنيوترون المنتج \acute{n} و Γ مجموع القيمتين حيث ان $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_{\acute{n}}$ ، بعد منطقة الرنين يقترب المقطع الجهري σ_{si} شيئا فشيئا من المقطع المجهري للتشتت المرن σ_{se} لكن عندما تكون العناصر المتفاعلة متوسطة و ثقيلة فلا يمكن مشاهدة قمم الرنين وذلك لقربها وتداخلها مع بعضها.

(18-2) تفاعل الامتصاص

في عملية الامتصاص يتحد النيوترون مع النواة مكونا نواة مركبة (كما في التشتت غير المرن) ثم تتفكك هذه النواة المثارة محاولة العودة للاستقرار. ليصبح النيوترون القادم احد مكونات النواة فتقوم باعادة الترتيب و اطلاق اشعة قاما او جسيمات مشحونة او نيوترونات او قد تؤدي الى انشطارها الى نواتين لهذا قسمت عملية الامتصاص الى ثلاث اقسام رئيسية

- تفاعل الأسر المشع (n, γ)

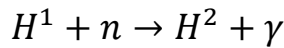
- تفاعل الأسر التفاعلي (n, p) (n, α) $(n, 2n)$

- تفاعل الانشطار (n, ff)

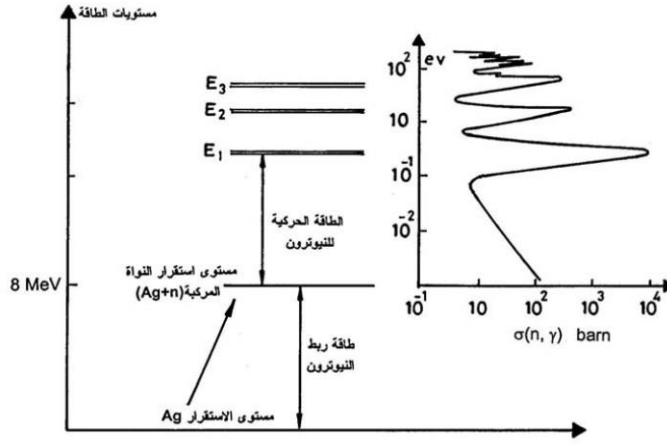
(19-2) تفاعل الأسر المشع

تمتص النواة المتفاعلة النيوترونات وبسبب طاقة الارتباط المتحررة تنتقل الى سوية إثارة عالية ثم تعود النواة المثارة الى حالتها المستقرة باصدار اشعة قاما.

تحدث هذه الحالة عند تفاعل النيوترونات الحرارية والبطيئة $(E < 1eV)$ النوى الخفيفة والمتوسطة.



بما ان مستويات طاقة النواة مكممة منفصلة فكلما كانت طاقة النيوترون الساقط تكفي لرفعها الى هذه المستويات المحددة ارتفع احتمال امتصاص النيوترون فجأة عند هذه المستويات وهذا ما يعبر عنه بالرنين. يوضح الشكل ادنا تغير المقطع المجهري للاسر المشع (n, γ) لعنصر الفضة.



الشكل (2-16) مستويات الطاقة وتغير المقطع المجهري (n, γ) للفضة

نلاحظ تغير المقطع المجهري للاسرع المشع $\sigma(n, \gamma)$ الذي يمكن تقسيمه الى ثلاث مناطق حسب طاقة النيوترون . عندما تكون النيوترونات بطيئة $(0.01\text{ev} - 100\text{ev})$ يتغير المقطع المجهري عكس سرعة النيوترونات $(1/v_n)$ التي ترتبط بطاقتها ايضا وفق $(1/E_n)$. بعد ذلك تاتي منطقة الرنين للنيوترونات المتوسطة التي تظهر في شكل قمم عالية كما هو الحال للثشتت والتي ترتفع عند مستويات محددة وفق ومعادلة برييت فانر

$$\sigma(n, \gamma) = \pi \check{\lambda}_r^2 \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (2 - 43)$$

حيث $\check{\lambda}_r$ تمثل الموجة المصاحبة للنيوترون عند طاقة الرنين E_r اما Γ_n و Γ_γ و Γ فهي عرض نصف قمم الرنين للنيوترون الساقط n واشعة قاما و مجموعهما على التوالي.

يمكن كتابة المعادلة السابقة بالصورة

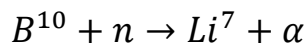
$$\sigma_c = C / [(E - E_r)^2 + b] \quad (2 - 44)$$

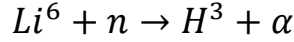
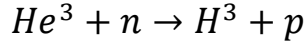
حيث C ، b ثوابت تعتمد على نوع النواة وحالتها المثارة

بعد منطقة الرنين التي تنتهي عند حوالي $(E_n = 1\text{keV})$ بالنسبة للعنصر الثقيل واكثر من ذلك بالنسبة للعناصر الخفيفة تاتي منطقة النيوترونات السريعة التي يتغير فيها المقطع الجهري تدريجيا بالنزول الى قيم صغيرة جدا.

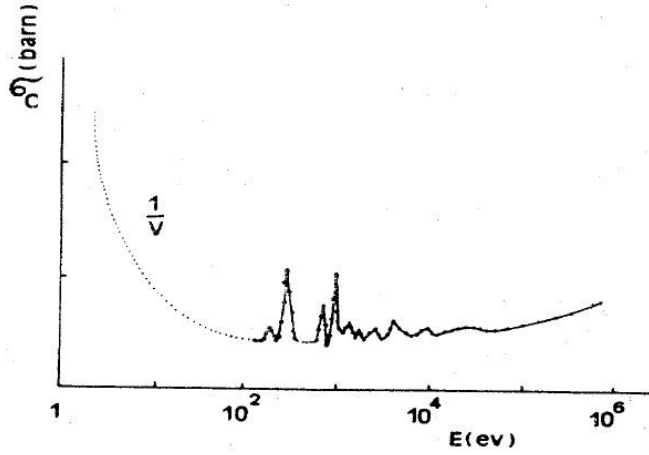
(20-2) تفاعل الأسر التفاعلي

ويمكن ان ينتج من تفاعل الاسرع جسيمات مشحونة فعندما يمتص النيوترون من قبل النواة تنتقل الى سوية إثارة عالية الطاقة ثم تتفكك باصدار جسيمات مشحونة مثل (α, β, p, n) قلما يحدث هذا النوع من التفاعل لان طاقة الارتباط المتحررة نتيجة اسر النيوترون لا تكون كافية في اغلب الحالات لجعل الجسيمات الناتجة عن التفاعل تخترق جدار الجهد الكولومي للنواة. يمكن ان يحدث مثل هذا التفاعل اذا كانت النواة ذات عدد ذري صغير وطاقة النيوترون المتحرر كافية مثل





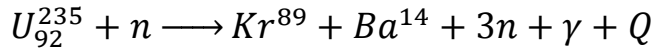
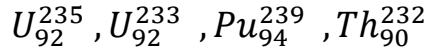
جل تفاعلات الاسر النيوتروني المنتجة للجسيمات المشحونة (n, p) (n, α) والنيوترونات $(n, 2n)$ $(n, 3n)$ هي تفاعلات ماصة للطاقة ولذلك لها عتبات مختلفة حسب نوع التفاعل. تتميز هذه التفاعلات بعدم وجود منطقة الرنين وبصغر المقطع المجهري لها حتى بعد العتبة التي تحتاج الى نيوترونات سريعة.



الشكل (2-17) تغير المقطع العرضي للامتصاص بزيادة طاقة النيوترون

(21-2) تفاعل الانشطار

في هذا التفاعل تنقسم النواة الثقيلة بعد امتصاصها للنيوترونات الى نواتين غير متناظرتين وينتج حوالي (2.5) نيوترون سريع ، الانوية القابلة للانشطار هي



الطاقة الناتجة بتفاعل الانشطار تعادل حوالي 200 ميغا إلكترون فولت، 75% منها تكون في شكل طاقة حركية لنواتج الانشطار يمكن الحصول على الانشطار بواسطة نواة أخرى إلا أن هذه التفاعلات لا تتم إلا إذا كانت طاقة القذيفة أعلى من حد معين .

ابسط نظرية لتفسير عملية الانشطار النووي هي نظرية القطرة السائلة. ويمكن حساب الكتلة وطاقة الترابط النووي. تنص هذه النظرية على المادة النووية داخل النواة شبيهة بالسائل داخل قطرة صغيرة كروية الشكل تماسك السائل تحكمه مجموعة من القوى وكذلك النواة وعندما تضاف كمية من السائل الى القطرة تمر باشكال متتالية في الكبر حتى الانقسام الى قطرتين.

استعملت نظرية القطرة السائلة لحساب الطاقة الحرجة فوجد انها تتناسب مع Z^2/A وعندما تصل هذه القيمة الى حدود 23 تصبح طاقة الترابط E_B/A اكبر من الطاقة الحرجة مما يؤدي الى انشطار النواة بسهولة تساهم الطاقة الحرجة في التغيرات الحاصلة للنواة وابعادها عن الشكل الكروي الذي يعتقد انه اكثر استقرارا. يوضح الجدول التالي اهم القيم المفيدة لفهم عملية الانشطار النووي

الجدول (3-2) يوضح طاقة الانشطار لاهم العناصر الانشطارية

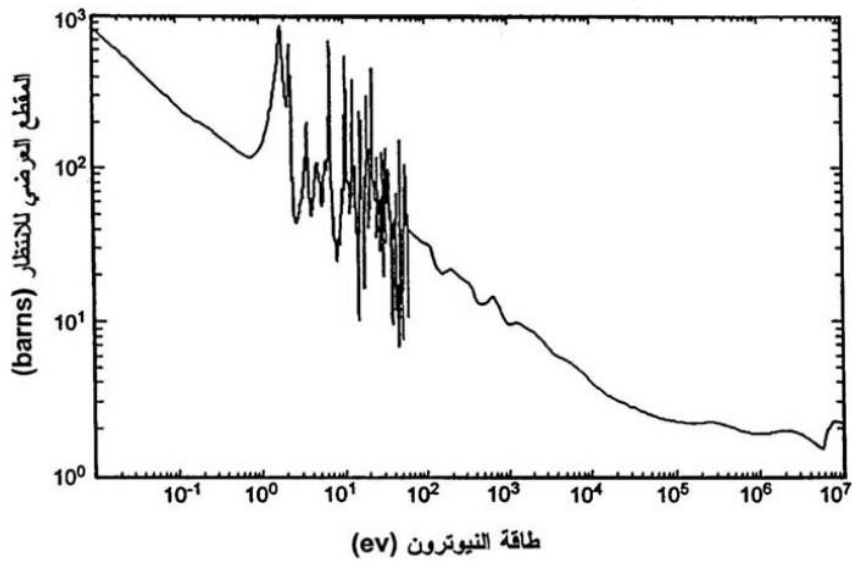
التفاعل	النواة المركبة		طاقة الترابط E_B/A (Mev)	الطاقة الحرجة (Mev)	Z^2/A	العناصر
	Z	A				
	زوجي	زوجي	5.4	7.5	34.9	التوريوم ^{232}Th
	زوجي	زوجي	5.5	7.0	35.5	اليورانيوم ^{238}U
انشطار	زوجي	فردى	6.8	6.5	36.0	اليورانيوم ^{235}U
انشطار	زوجي	فردى	7.0	6.0	36.4	اليورانيوم ^{233}U
انشطار	زوجي	فردى	6.6	5.0	37.0	البليتونيوم ^{239}Pu

نلاحظ ان الطاقة الحرجة لانشطار العناصر الثقيلة تتراوح بين 5 و 7.5 ميغا إلكترون فولت وإذا كانت طاقة ربط النيوترون في النواة اكبر من الطاقة الحرجة يمكن ان يحصل الانشطار بدون حاجة الى طاقة اضافية وهذا ما يحصل فعلا للعناصر الثلاثة الاخيرة في الجدول اليورانيوم 235 و اليورانيوم 233 والبليتونيوم 239 اذ ان الانشطار يتم باصطدام النيوترونات الحرارية التي طاقتها الحركية صغيرة جدا ($E_n = 0.025ev$) اما بقية العناصر فتحتاج الى طاقة حركية اضافية ياتي بها النيوترون لتصبح عملية الانشطار ممكنة .

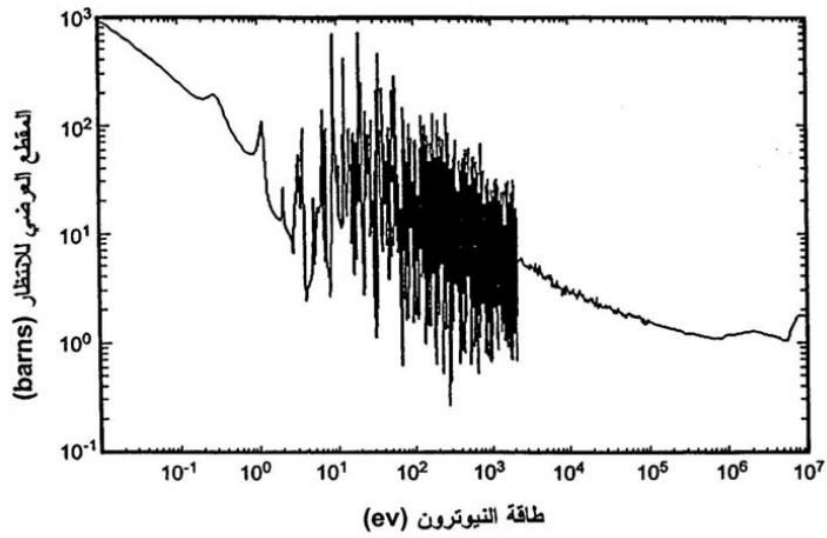
ان اختلاف طاقة ترابط النيوترونات لهذه العناصر الثقيلة المتقاربة الكتل يكمن في نوعية الاعداد الذرية والعدد الكتلي لها، فاذا كان العددين زوجي و فردي تكون النواة المركبة في حالة اثاره اعلى مما يسهل انشطارهما.

(22-2) المقطع المجهرى للانشطار (σ_f)

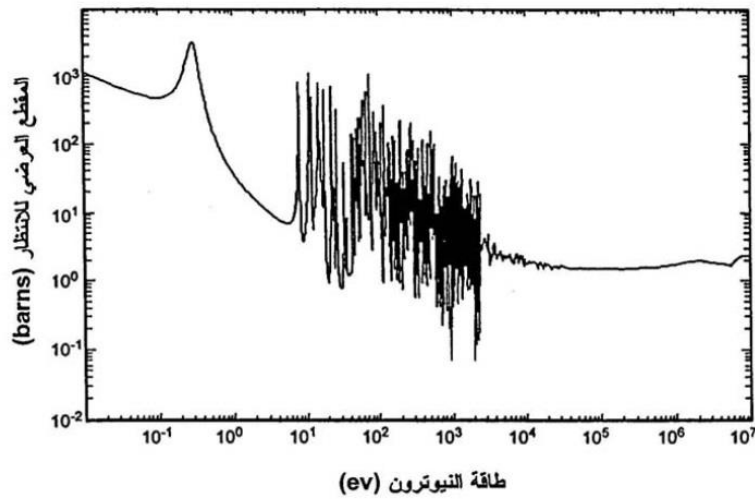
يتميز المقطع المجهرى للانشطار $\sigma(n, ff)$ لأهم المواد الانشطارية بثلاث مناطق كما هو الحال بالنسبة للمقطع المجهرى لأسر النيوترونات المشع. المنطقة الاولى تخص النيوترونات بطيئة ($E_n < 60ev$) التي يتغير فيها المقطع المجهرى للانشطار حسب قانون عكس السرعة ($1/v_n$) بعد ذلك تاتي منطقة الرنين حيث تصبح تغيرات المقطع المجهرى كبيرة وسريعة تتخللها قمم متعددة بعد ذلك تاتي منطقة النيوترونات السريعة حيث يصبح المقطع المجهرى للانشطار شبه ثابت ويغير ببطء. تظهر الاشكال التالية تغير المقطع العرضي لانشطار اهم العناصر الانشطارية اليورانيوم 235 و اليورانيوم 233 والبليتونيوم 239 حسب طاقة النيوترون.



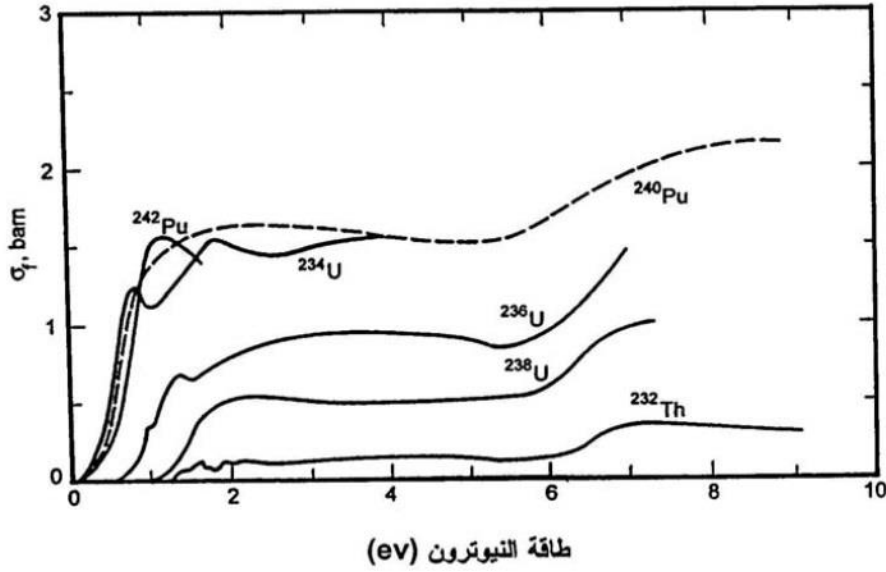
الشكل (18-2) المقطع المجهري لانشطار اليورانيوم 235



الشكل (19-2) المقطع المجهري لانشطار اليورانيوم 233



الشكل (20-2) المقطع المجهري لانشتار البلتيونيوم 239



الشكل (21-2) المقطع المجهري لانشتار الوقود النووي

اكبر قيم المقاطع المجهرية للانشتار موجودة في المنطقة الاولى عند النيوترونات الحرارية بالنسبة للثلاث عناصر، لهذا فان اكثر المفاعلات النووية تشتغل في هذه المنطقة.

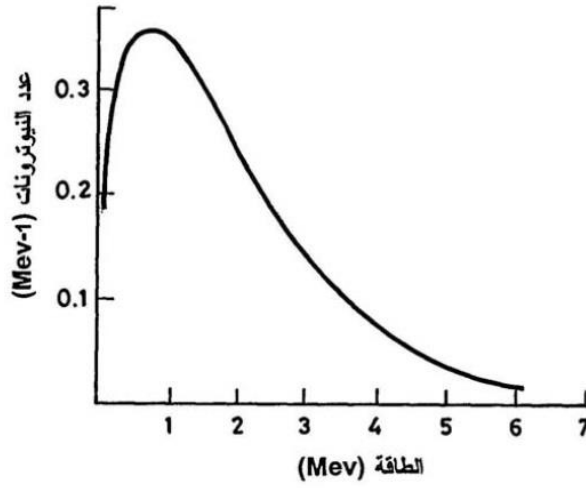
تفاعل اسر النيوترونات المشع (n, γ) يكون دائما في تنافس مع الانشتار (n, ff) وتحد من عدد الانشتارات و معامل نسبة الاسر الى الانشتار يعطى ب

$$\alpha = \frac{\sigma_{\gamma}}{\sigma_f} \quad (2 - 45)$$

حيث ان σ_{γ} تمثل المقطع المجهري لأسر النيوترون (n, γ) و σ_f تمثل المقطع المجهري للانشتار، هذا المعامل يتغير حسب طاقة النيوترون ونوع المادة الانشطارية ويتناقص بشكل عام بسرعة عندما تفوق طاقة النيوترون حوالي واحد من عشرة ميغا إلكترون فولت الا ان هذا المعامل مهم خاصة عند النيوترونات الحرارية.

(23-2) النيوترونات الانشطارية الفورية

تنقسم النيوترونات الانشطارية الى نيوترونات فورية تصدر في اقل من (10^{-14}) ثانية ونيوترونات متاخر تصدر في اقل من (55) ثانية على اقصى تقدير من عملية الانشتار معدل النيوترونات الانشطارية يختلف حسب المادة الانشطارية وطاقة النيوترون المسبب للانشتار وتختلف كذلك طاقة النيوترونات الانشطارية الفورية من انشتار لآخر لكن توزيعها حسب الطاقة يظهر على شكل طيف متصل كما هو موضح لانشتار اليورانيوم 235 بالنيوترونات الحرارية في الشكل التالي



الشكل (22-2) طيف النيوترونات الانشطارية الفورية لليورانيوم 235

هذا التوزيع يمكن تمثيله بالعلاقة التقريبية

$$f(E) = 0.453 \times e^{-1.036E_n} \times \sinh \sqrt{2.29E_n} \quad (2 - 46)$$

حيث E_n طاقة الانشطاري الفوري

يمكن حساب متوسط النيوترونات الفورية باستعمال المعادلة التالية

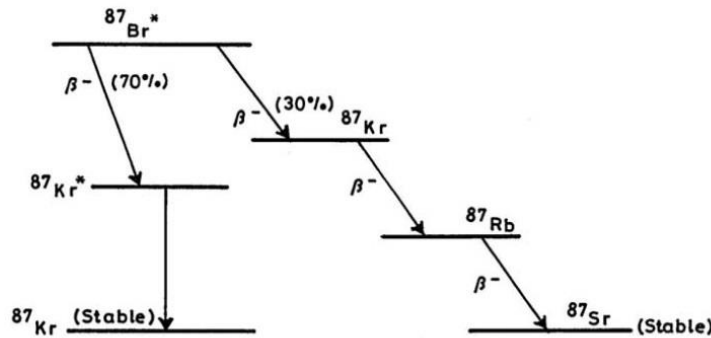
$$\bar{E}_n = \int_0^{\infty} f(E) dE = 1.98 \text{ Mev} \quad (2 - 47)$$

حيث ان الدالة $f(E)dE$ تمثل نسبة النيوترونات الانشطارية الفورية التي طاقتها بين E و $E + dE$

(24-2) النيوترونات الانشطارية المتاخرة

تنتج النيوترونات الانشطارية المتاخرة عن طريق تفكك شظايا الانشطار الغنية بالنيوترونات وهذه العملية تحكمها قوانين التفكك الاشعاعي العادي.

يوضح الشكل التالي عملية تفكك البروميوم 87 (احد شظايا الانشطار) الذي يتفكك عن طريق بيتا بنسبة 70% وعن طريق النيوترونات المتاخرة بنسبة 30%



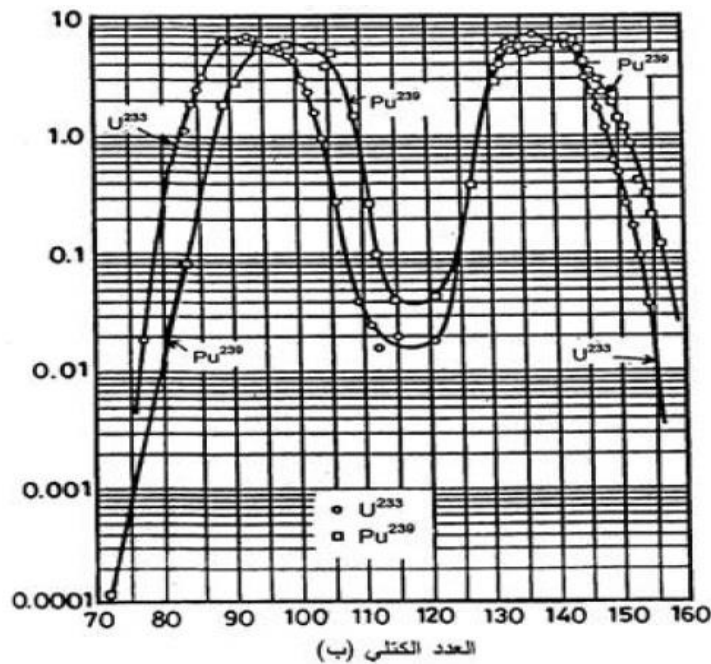
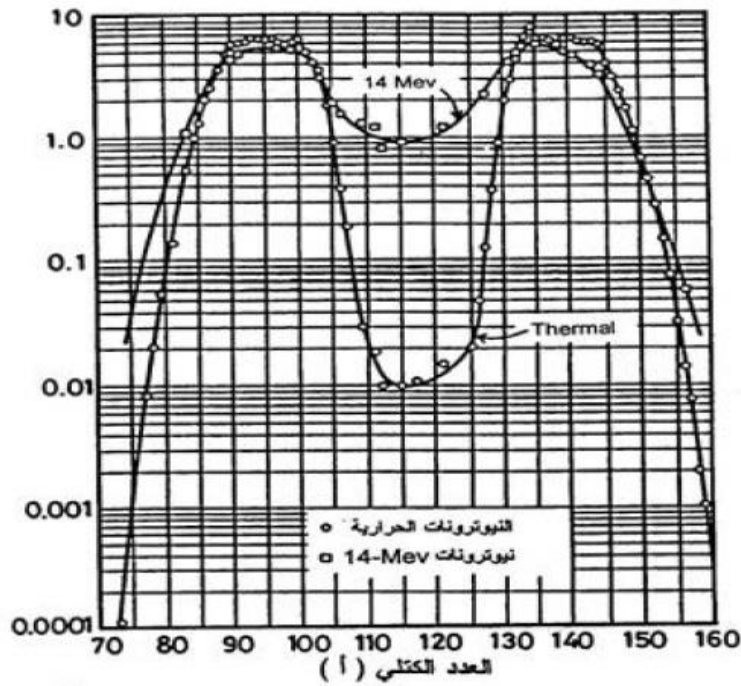
الشكل (2-23) تفكك نظير البروميوم 87 المنتج للنيوترونات المتاخرة

عدد الشظايا الانشطارية مثل البروميوم 87 المنتجة للنيوترونات المتاخرة حوالي عشرون نظير وعمر النصف لهذه النظائر يتراوح من 0.2 الى 55 ثانية.

(24-2) نواتج الانشطار

لا ينتج عن الانشطار انوية متمائلة في الكتلة الا نادرا والغالب عدم التماثل في وزن شظايا الانشطار.

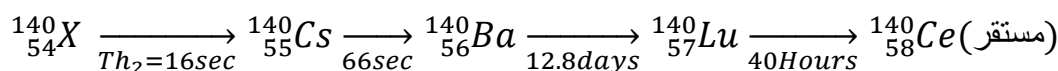
يوضح الشكل التالي نسبة وفرة شظايا انشطار اليورانيوم 235 بالنيوترونات الحرارية و السريعة حسب العدد الكتلي في كلتي الحالتين نلاحظ عدم التماثل في الوزن



الشكل (2-24) وفرة شظايا الانشطار للمواد الانشطارية : يورانيوم 233 و يورانيوم 235 و بلوتونيوم 239

يوضح الشكل ايضا نسبة وفرة شظايا الانشطار الناتجة عن انشطار اليورانيوم 233 و اليورانيوم 235 و البلوتونيوم 239 بالنيوترونات الحرارية حسب العدد الكتلي ونلاحظ تقريبا كبير في توزيع كتل الشظايا للعناصر الانشطارية الثلاثة.

تحتوي شظايا الانشطار على زيادة في عدد النيوترونات مقارنة بعدد البروتونات كما هو الحال بالنسبة للمواد الانشطارية هذه الزيادة في النيوترونات تجعل لشظايا الانشطار نشاط بيتا الاشعاعي المتتالية حتى الوصول الى الاستقرار على النحو التالي مثلا:



جل شظايا الانشطار نظائر مشعة والبعض منها لا يوجد في الطبيعة اصلا مثل البروميثيوم ${}_{61}^{147}Pr$ و التكنيسيوم ${}_{43}^{99}Te$ يعد النشاط الاشعاعي لشظايا الانشطار من معوقات الاستفادة من الطاقة النووية حيث انه يسبب مشاكل عديدة عويصة ويسبب تراكم المواد المشعة مع الزمن داخل الوقود النووي صعوبة التعامل مع مكونات المفاعل حتى عند توقيفه. كما انه يتحتم تبريد الوقود المستعمل لمدة طويلة قبل اعادة تركيبه .

(2-25) فقدان الطاقة للنيوترونات

نظرا لكون النيوترونات متعادلة كهربائيا فانها لا تستطيع ان تفقد طاقتها بواسطة عمليات احداث التاين خلال الوسط الذي تمر فيه . ان الاعتراضات النووية رغم كونها نادره الا انها تعتبر الطريق الوحيد الذي يمكن ان يؤدي الى فقدان الطاقة ان معظم التصادمات النووية التي تحصل هي تصادمات مرنة اي ان النواة التي يتصادم معها النيوترون سوف لا تنهيج داخليا ولكن في بعض الحالات قد تساهم التهيجات غير المرنة في فقدان الطاقة ايضا .

ان مقدار الزخم الكلي في اي تصادم هو كمية ثابتة واذا كان التصادم مرنا فان الطاقة الحركية ايضا هي كمية ثابتة.

ان من المناسب دراسة عمليات التصادم في كل من احداثيات المختبر واحداثيات مركز الكتلة كما مبينة في الشكل (2-34) .

ان الجسم 1 والذي كتلته M_1 يكون انطلاقة قبل التصادم v_1 في الاتجاه الذي يحاول الاقتراب من الجسم 2 الذي كتلته M_2 والذي هو في حالة سكون وبعد التصادم مباشرة فان هذين الجسمين سوف يكون لها الانطلاق v_1' , v_2' على التوالي و بالاتجاهين (θ_1, θ_2) في احداثيات المختبر كما هو مبين في الشكل (2-1a) ان التصادم سوف يكون في مستوى واحد وذلك لانه لا توجد مركبات ابتدائية للزخم في الاتجاه العمودي على السرعة v ان مركز كتلة المجموعة سيتحرك بانطلاق مقداره .

$$v_0(M_1 + M_2) = M_1 v_1 \quad (2 - 48)$$

$$v_0 = \frac{M_1 v_1}{(M_1 + M_2)} \quad (2 - 49)$$

وإذا قمنا بطرح المتجة v_0 من جميع السرعات فإن مركز الكتلة سيكون في حالة سكون و بهذا نستنتج بأنه يمكن الى احداثيات مركز الثقل بهذه الطريقة الشكل (2-12). ان كلا من الجسمين في هذه الاحداثيات سيكون لها زخوم متساوية في المقدار ولكن في اتجاهين متعاكسين قبل وبعد التصادم و لهذا اذا كانت V_1, V_2 هي انطلاقات الجسمين في احداثيات مركز الثقل قبل التصادم فإن

$$M_1 V_1 = M_2 V_2 \quad (2 - 50)$$

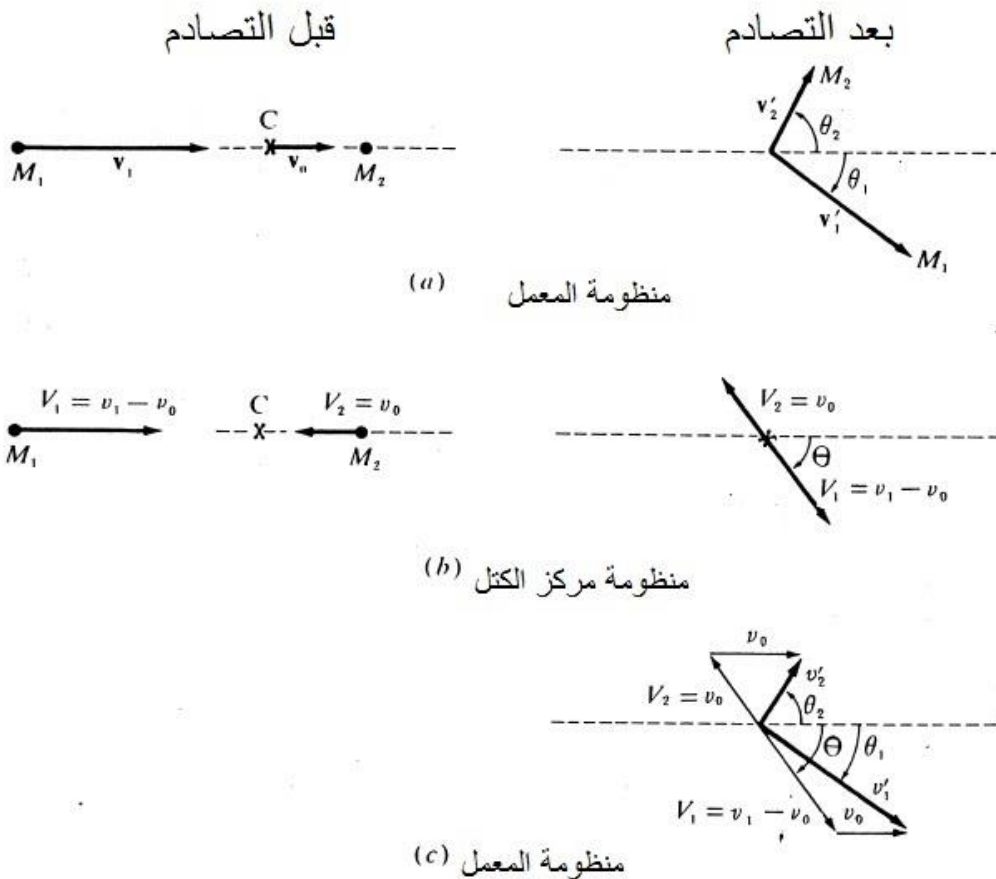
وتكون $\dot{V}_2 \dot{V}_1$ هي انطلاقات الجسمين بعد التصادم ايضا كما ان

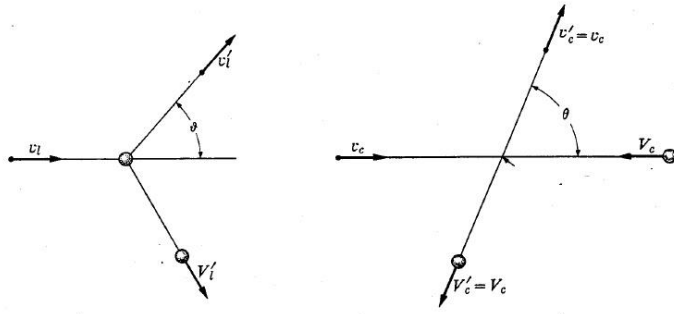
$$V_2 = v_0 \quad (2 - 51)$$

اذا كانت M_1 تمثل كتلة النيوترون و M_2 كتلة الذرة و v_1 سرعة النيوترون المبدئية في احداثيات المختبر

و عند اعتبار $\frac{1}{A} = \frac{M_1}{M_2}$ حيث A العدد الكتلي للذرة تصبح سرعة المنظومة بعد التصادم

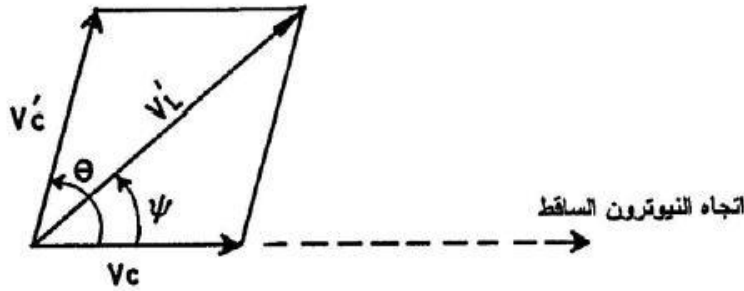
$$V_2 = \frac{v_1}{A + 1} \quad (2 - 52)$$





الشكل (25-2) التصادم المرن لجسيمين. a احداثيات المختبر. b احداثيات مركز الثقل. c احداثيات المختبر

وهذا الناتج من بناء احداثيات مركز الكتل. ان زاوية التصادم θ في احداثيات مركز الكتلة تعتمد على تفاصيل عملية التصادم نفسها وللعودة الى احداثيات المختبر فان السرعة v_0 يجب ان تضاف الى جميع السرع الموجودة في احداثيات مركز الكتلة (الشكل (2-34)) وبهذه الطريقة فانه يمكن مباشرة معرفة جميع المعادلات المتعلقة بالانطلاق والزوايا فمثلا تكون سرعة النيوترون بعد التصادم في محاور المختبر تساوي محصلة سرعة النيوترون قبل التصادم وسرعة مركز الكتلة كما هو موضح بالشكل :



الشكل (2-26) الرسم البياني لمتجهات السرعة بعد التصادم

$$\vec{V}_L = \vec{V}_c + \vec{V}_c' \quad (2 - 53)$$

وباستخدام قانون الجيب نحصل على المعادلة

$$(\dot{V}_L)^2 = (V_c)^2 + (\dot{V}_c')^2 + 2V_c \dot{V}_c' \cos\theta \quad (2 - 54)$$

$$= \frac{V_L^2}{(A + 1)^2} (A^2 + 2A \cos\theta + 1)$$

وهكذا يمكن حساب طاقة النيوترون بعد وقبل التصادم على النحو التالي

$$\frac{\dot{E}_L}{E_L} = \frac{\dot{V}_L}{V_L} = \frac{(A^2 + 2A \cos\theta + 1)}{(A + 1)^2} \quad (2 - 55)$$

وعند اعتبار معامل التصادم $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$ الذي يعتمد على كتلة الجسيمات المتصادمة فقط تصبح المعادلة السابقة كما يلي

$$\frac{\dot{E}_L}{E_L} = 1/2 [(1 + \alpha) + (1 - \alpha)\cos\theta] \quad (2 - 56)$$

تظهر هذه المعادلة ان اكبر طاقة يفقدها النيوترون هي عند التصادم الامامي وذلك عند الزاوية $\theta = 0$

$$(\dot{E}_L)_{max} = E_L$$

اما اقل طاقة يفقدها النيوترون فتكون عند الزاوية $\pi = \theta$

$$(\dot{E}_L)_{min} = 1/2 [\alpha]E_L = \alpha E_L \quad (2 - 57)$$

تجدر الاشارة الى ان تصادم النيوترون مع ذرات الهيدروجين تعتبر حالة خاصة وذلك لأن كتلة النيوترون والبروتون متقاربة جدا. في هذه الحالة لا يمكن لزاوية التصادم ان تكون اكبر من $90^\circ = \pi/2$ والتي عندها يفقد النيوترون اقل طاقة ممكنة $(\dot{E}_L)_{min} = 0$ وبمعنى اخر لا يوجد تصادم. هذه النتيجة يمكن الحصول عليها ايضا باستعمال العدد الكتلي للهيدروجين $A = 1$ في المعادلة السابقة حيث ان معامل التصادم يساوي صفر $(\alpha = \frac{A-1}{A+1} = 0)$.

(26-2) معدل الطاقة المفقودة في التصادم

تمثل الطاقة التي يفقدها النيوترون أثناء التصادم المرن الفرق بين طاقته قبل التصادم وبعده

$$\begin{aligned} \Delta E_L &= E_L - \dot{E}_L \\ &= E_L \left(1 - \frac{\dot{E}_L}{E_L}\right) \end{aligned} \quad (2 - 58)$$

تعتمد حدود هذه الطاقة المفقودة على زاوية التصادم θ حيث أنها تساوي الصفر عندما تكون $\theta = 0$ و $1 = \frac{\dot{E}_L}{E_L}$ وتساوي $E_L(1 - \alpha)$ عندما تكون $\pi = \theta$ و $\alpha = \frac{\dot{E}_L}{E_L}$ ويمكن تلخيص حدود الطاقة المفقودة في المعادلة :

$$0 \leq \Delta E_L \leq E_L(1 - \alpha)$$

(27-2) توزيع الطاقة على النيوترونات بعد التصادم

في حالة النيوترونات التي تصل طاقتها الى عدة ميكا الكترون فولت فانه يكون من الصحيح تقريبا ان نتصور بانه وفي حالة تصادمها مع النواة معينة فان توزيع النيوترونات في احداثيات مركز الثقل سيكون متجانسا وفي هذه الحالة سيكون عدد النيوترونات المستطارة خلال زاوية صلبة مقدارها $d\Omega$ وبذلك فان احتمال الاستطارة خلال $d\Omega$ هو :

$$p(d\Omega) = \frac{d\Omega}{4\pi}$$

$$= \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi} \quad (2 - 59)$$

$$= \frac{1}{2} \sin \theta d\theta \quad (2 - 60)$$

ان كل نيوترون مستطار خلال فترة الزوايا المحصورة بين θ و $\theta + d\theta$ سوف تتغير طاقتها من E_1 الى المجال المحصور بين $E_1' + dE_1'$ حيث ان :

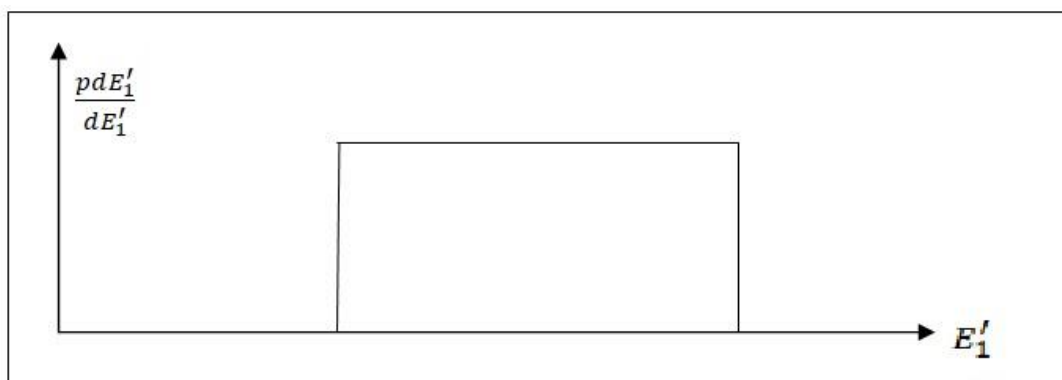
$$dE_1' = -M_1 V_1 v_0 \sin \theta d\theta \quad (2 - 61)$$

وبهذا فان احتمال الاستطارة داخل هذه الفترة من الطاقة هو :

$$p(dE_1') = p(d\Omega)$$

$$= \frac{dE_1'}{2M_1 V_1 v_0} \quad (2 - 62)$$

ان الشكل (2-2) يوضح احتمال التوزيع $\frac{pdE_1'}{dE_1'}$ و الذي هو عبارة عن كيفية توزيع الطاقة على النيوترونات بعد التصادم واحد .



الشكل (27-2) توزيع الطاقة على النيوترونات بعد التصادم

وإذا استخدمنا ذرات الهيدروجين لاستطارة النيوترونات فان $E_{1\text{Min}}' = 0$ في (المعادلة (2-8)) وبهذا يكون معدل الطاقة بعد التصادم هو:

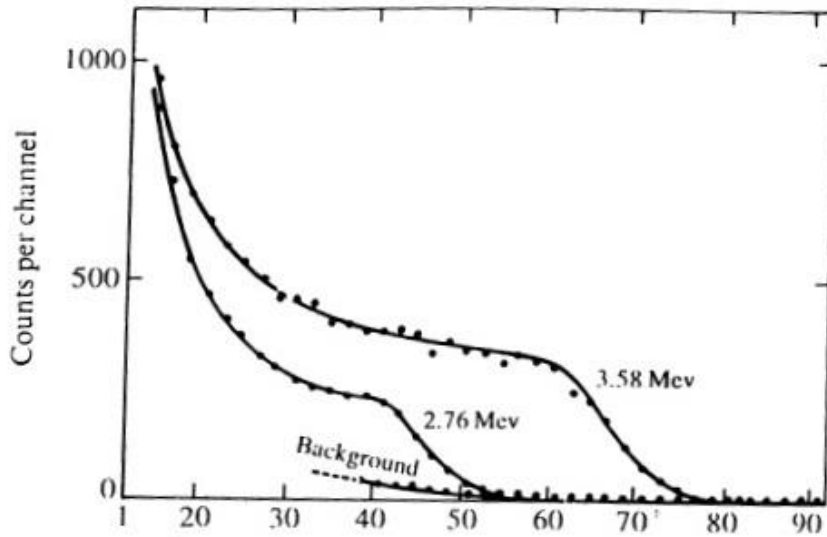
$$E'_{1ave} = \frac{1}{2} E_1$$

(2 - 63)

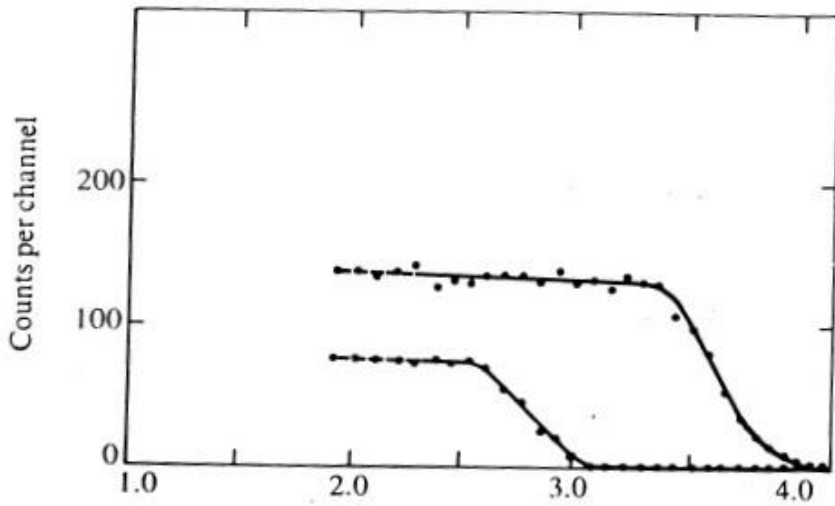
ويمكن حساب الطاقة بعد n من التصادمات حيث انه من المتوقع ان يكون معدل الطاقة بعد n من تصادمات تقريبا هو :

$$E'_{1ave} = \left(\frac{1}{2}\right)^n E_1$$

وإذا استطارت النيوترونات عن ذرة الهيدروجين فان البروتونات المرتدة سوف يكون لها نفس توزيع الطاقة الذي للنيوترونات المستطارة. ان الشكل (2-37) يبين التوزيع الحقيقي لطاقات البروتونات المرتدة في مادة عضوية وميضية وكما هو معروف فانه في حالة فقدان طاقة البروتونات بواسطة عمليات التأين والتهيج فان عدد الفوتونات المنبعثه يتناسب تقريبا مع فقدان الطاقه واذا تم السماح للضوء المنبعث من مادة وميضية بالسقوط على مضاعف ضوئي فان مقدار الفقدان في الطاقة سيكون من الممكن قياسه بطرق الكترونية .



الشكل (2-28) - (أ) طيف ارتفاع النبضات للبروتونات المرتدة داخل مادة وميضية عضوية هي الستالين والناجح عن نيوترونات احادية الطاقة في التفاعل $H_2(d, n)\alpha$ الاطياف العملية



الشكل (28-2)- (ب) هي توزيع طاقة النيوترونات والمستنتج من الشكل بعد طرح الخلفية واجراء التصحيح الناتج عن التجاوب اللا خطي للوامض

ان الانحناء الموجود من طيف توزيع الطاقة في الشكل (2-15) بالمقارنة مع التوزيع المثالي في الشكل (2-14) ناتج عن التأثيرات الإحصائية من المضاعف الضوئي. واذ تم تدريج قياس الوامض باستخدام نيوترونات معلومة الطاقة فانه بعد ذلك يمكن ان يستخدم لقياس طاقات النيوترونات الأخرى.

ان هذه الطريقة تكون مفيدة عادة اذا لم يكن هناك اكثر من بضع مجموعات من النيوترونات احادية الطاقة ومنفصلة عن بعضها في الطاقة بدرجة كبيرة ان قياس طاقات النيوترونات بدقة يمكن إجراؤه بقياس زمن الطيران للنيوترونات لمسافة معينة باستخدام اجهزة توقيت الكترونية ذات دقة تصل الى (10^{-9}) ثانية ومسارات قد يبلغ طولها بضعة امتار. ان حيود النيوترونات بواسطة البلورات يستخدم ايضا في قياس الطاقات التي لا تتجاوز بضعة ev حين يكون طول موجة دي بروي للنيوترونات مقاربا للمسافات بين ذرات البلورات ($10^{-8}Cm = 10^5F$)

(28-2) تفاعل النيوترونات السريعة مع المادة

اذا تم توجيه حزمة ضيقة من النيوترونات على صفيحة من مادة ماصة ذات سمك مناسب وقمنا بقياس شدة الحزمة النافذة عبر الصفيحة نجد ان شدة الحزمة سوف تتناقص بشكل اسي وبصورة مشابهة لتناقص حزمة لاشعة قاما ويمكن التعبير عن ذلك رياضيا بالعلاقة التالية:

$$I = I_0 e^{-\sigma.N.t} \quad (2 - 64)$$

حيث ان σ هو المقطع العرضي لامتصاص النيوترونات من قبل ذرت المادة الماصة , N عدد ذرات المادة في السنتمتر المكعب و t هو سمك المادة الماصة .

تتفاعل النيوترونات السريعة مع المادة عن طريق التصادم المرن مع نوى الذرات الى ان تفقد معظم طاقتها وتتحول الى نيوترونات حرارية مما يسبب امتصاصها من قبل نوى الذرات وبذلك يتحقق قانون الامتصاص الأسي الموضح في المعادلة (26 - 2) ان كمية الطاقة التي يفقدها النيوترون في التصادم الواحد مع النواة يمكن حسابها بعدة طرق. يمكن ان تحدث بعض التصادمات غير المرنة بين

النيوترونات ونوى الذرات في المادة في هذه الحالة فان النواة سوف تحصل على بعض الطاقة فنتهيج ثم تتخلص من طاقة التهيج لاطلاق فوتونات اشعة جاما . ان المقطع العرضي للاستطارة غير المرنة صغيرة جدا مقارنة مع المقطع العرضي للاستطارة المرنة , لذلك فانه يمكن اعتبار الاستطارة المرنة لنيوترونات السريعة بواسطة نوى العناصر الخفيفة هي الطريقة الاكثر تأثيراً في امتصاص طاقة النيوترونات . نظراً لان الاستطارة المرنة فأنه من تحقيق مبدأ حفظ الزخم يمكن اشتقاق العلاقة الآتية لحساب طاقة النيوترون المستطار

$$E = E_0 \frac{M - m}{M + m} \quad (2 - 65)$$

E_0 طاقة النيوترون قبل التصادم، m كتلة النيوترون، M كتلة النواة الهدف .

أما الطاقة المنتقلة (E_{tr}) الى النوى المستطيرة فهي الفرق بين طاقة النيوترون الاصلية و طاقة النيوترون المستطار أي :

$$E_{tr} = E_0 - E = E_0 \left[1 - \left(\frac{M - m}{M + m} \right)^2 \right] \quad (2 - 66)$$

ان هذه المعادلة تصلح فقط في حالة التصادمات الرأسية و يتضح من هذه المعادلة انه كلما كانت كتلة النواة المستطيرة مقاربة لكتلة النيوترون فأن كمية الطاقة المنتقلة في التصادم الواحد سوف تزداد فنواة الهيدروجين مثلا ستكون قادرة على انتزاع كل طاقة النيوترون في تصادم رأسي واحد في حين ان نواة الاوكسجين لن تأخذ سوى 22.2% ونظرا لان معظم التصادمات بين النيوترون و النوى هي ليست رأسية فان الطاقة المنتقلة هي اقل منها تعطيه العلاقة السابقة لذلك يتم استخدام ما يعرف باسم متوسط الطاقة المنتقلة خلال التصادم المرن بين النيوترون والنواة حيث تعطى هذه الطاقة بالعلاقة التقريبية الآتية

$$E_{tr} = \frac{2MmE_0}{(M + m)^2} \quad (2 - 67)$$

ونجد من العلاقة ان E_{tr} للهيدروجين هي $(\frac{E_0}{2})$. وبالنسبة لبقية العناصر الخفيفة الداخلة في تركيب النسيج فان E_{tr} للكربون هي 0.142E وللنيوتروجين 0.142E وللأوكسجين 0.083E .

يجري استخدام متوسط التناقص في لوغاريتم طاقة النيوترون في كل تصادم ويسمى (متوسط التناقص اللوغارتمي للطاقة) لحساب معدل ما يفقده النيوترون من طاقة ويعرف التناقص اللوغارتمي ξ كما يأتي :

$$\xi = \ln E_0 - \ln E = \ln \frac{E}{E_0} = -\ln \frac{E}{E_0} \quad (2 - 68)$$

وتعطى Z بدلالة النسبة $A = M/m$ كما يأتي :

$$\xi = 1 - \frac{\frac{(A - 1)^2}{2A} \ln(A + 1)}{A - 1} \quad (2 - 69)$$

ويمكن تبسيط هذه العلاقة بالنسبة للنوى التي تكون كتلتها اكثر من عشرة اضعاف كتلة النيوترون أي ان $A > 10$ الى الشكل التالي :

$$\xi = \frac{2}{A + 2/3} \quad (2 - 70)$$

اذا كانت المادة المعرضة لنيوترونات تحوي خليطا من عناصر عددها n وكان المقطع العرضي للاستطارة لكل نوع من هذه العناصر هو σ_s فان متوسط قيمه ξ للمركب هو

$$\xi = \frac{\sum_i^n \sigma_{si} N_i n_i}{\sum_i^n \sigma_{si} N_i} \quad (2 - 71)$$

ويمكننا استخدام متوسط التناقص اللوغارثمي ξ في حساب قيمة متوسط الكسر الذي يخسره النيوترون من طاقته الى النوة كما ياتي :

$$f = 1 - \frac{E}{E_0} = 1 - e^{-z} \quad (2 - 72)$$

عندما تكون قيمة ξ للمادة المعرضة معروفة فانه سيكون بالامكان حساب عدد التصادمات اللازمة لتقليل طاقة النيوترونات الى قيمة معينة بسهولة . فمثلا اذا كانت الطاقة الابتدائية لنيوترونات هي $2mv$ وأريد تهدئتها الى الطاقة الحرارية $0.025mev$ فان مقدار النقص الكلي في اللوغاريتم الطاقة هو $\ln\left(\frac{2*10^6}{0.025}\right)$ وفي حين ان معدل خسارة في كل التصادم هو η فان متوسط عدد التصادمات اللازمة لتحقيق التهدئة المطلوبة هو :

$$n = \frac{\ln\left[\frac{2 * 10^6}{0.025}\right]}{\xi} = \frac{1.82}{\xi} \quad (2 - 73)$$

وعلى الرغم من ان كمية ξ تقيس قدرة المادة على تهدئة النيوترونات , الا ان هذا القياس لا يعد حقيقيا , لأنه لا يأخذ اعتماد التصادم بين النيوترونات السريعة ونوى الذرات المهدئة بعين الاعتبار , فمثلا الهيدروجين يعد مادة مهدئة ولكن احتمال التصادم بين النيوترون ونواة الهيدروجين في الغاز قليل جدا بسبب انخفاض كثافة الغاز , لذلك فلا بد من اخذ عدد ذرات المادة المهدئة في وحدة الحجم بعين الاعتبار , وكذلك المقطع العرضي للاستطارة , ان اعتبار هذه العناصر دفع الى تعريف كمية جديدة هي قدرة الابطاء للمادة وتعطى بالعلاقة :

$$s = \xi \cdot N \sigma_s = N_A \rho \frac{\xi \sigma_s}{A} \quad (2 - 74)$$

حيث N هو الكثافة الذرية للمادة N_A عدد افكادرو ρ كثافة المادة σ_s المقطع العرضي للاستطارة وحدات قدرة الابطاء هي cm^{-1} .

هناك كمية اخرى تعرف باسم كمية الابطاء وهي تقيس قابلية المادة على تهدئة النيوترونات دون امتصاصها وتعطى بالعلاقة التالية :

$$\frac{\xi\sigma_s}{\sigma_a} = \text{نسبة الإبطاء}$$

(2 - 75)

حيث σ_a المقطع العرضي لامتنصاص النيوتونات المهدئة من قبل النوى .

يقطع النيوترون السريع من نقطة دخول الى المادة المهدئة ونقطة تحوله النيوترون حراري مسافة تعتمد على عدد التصادمات التي يجريها , والمسافة الفاصلة بين التصادمات . وعلى الرغم من ان المسار الحقيقي للنيوترون هو كثير التعرجات , الا ان متوسط المسافة المستقيمة التي يقطعها النيوترون يمكن تحديدها , وتعرف باسم طول التهدئة . اما المسافة التي يقطعها النيوترون الحراري قبل ان يتم امتصاصه فتسمى طول الانتشار الحراري L بأنه سمك المادة المهدئة الذي يقلل شدة حزمة النيوتونات الحرارية بمعدل قدرة e وهكذا فان تضعيف حزمة من النيوتونات بواسطة مهدئ سمكة t وطول الانتشار الحراري له L يعطى بالعلاقة :

$$n = n_0 e^{-x/L} \quad (2 - 76)$$

حيث تمثل n_0 عدد نيوتونات الحزمة الأصلية ولا بد من التأكيد هنا على ان هذه العلاقة تصح لتلك المواد التي يكون مقطعها العرضي لامتنصاص النيوتونات الحرارية صغير جدا .

اما بالنسبة للمواد التي تملك مقطع امتصاص كبير مثل الكاديوم والبرون فان تضعيف حزمة النيوتونات يتم بصورة اسية كما في العلاقة (2 - 64).

اذا كان لدينا مصدر نقطي لنيوتونات محاط بمادة مهدئة على شكل سطح كروي نصف قطرة R وطول انتشاره الحراري L فان تدفق النيوتونات التي تستطيع الهروب من السطح هو :

$$\Phi = \frac{n_0}{4\pi RL \sinh\left(\frac{R}{L}\right)} \quad (2 - 77)$$

عندما تكون $L < R$

$$\Phi = \frac{n_0}{2\pi RL} e^{RL} \quad (2 - 78)$$

(29-2) تفاعل النيوتونات الحرارية مع المادة

نتيجة لعمليات الإبطاء المستمرة التي تتعرض لها النيوتونات خلال التصادمات المرنة مع نوى ذرات المادة المهدئة فانها تصل المرحلة تتوازن فيها طاقتها مع طاقة الذرات و جزيئات المادة المهدئة التي تتحرك ضمنها هذه النيوتونات وعندما يصل النيوترون الحالة التوازن فانه يكسب او يخسر كمية قليلة من الطاقة في كل تصادم ولما كان عدد التصادمات التي يخوضها النيوترون كبيرا فان مقدار التغير الصافي في طاقة النيوترون يصبح شبة معدوم تشبه النيوتونات في هذه المرحلة بذرات الغاز في سلوكها .

عندما تصل النيوتونات الى الطاقة الحرارية او القريبة منها فان احتمال امتصاص النيوتونات من قبل المادة المهدئة سيزداد , لقد وجد ان المقطع العرضي للامتصاص النيوتونات الحرارية بالنسبة لكثير من النوى يتناسب عكسيا مع مقلوب السرعة v . ويعبر عن ذلك رياضيا بالعلاقة الاتية :

$$\frac{1}{\sqrt{E}} \propto \frac{1}{v}$$

(2 - 79)

وتسمى هذه العلاقة بقانون مقلوب السرعة $\left(\frac{1}{v}\right)$

يتم عادة حساب المقطع العرضي للامتصاص النيوترونات من قبل النوى عند الطاقة الحرارية (0.025ev) ولكن يمكن استخدامها لحساب مقطع الامتصاص عند الطرقات الاخرى بشرط ان تتحقق قانون مقلوب السرعة فمثلا اذا كان المقطع العرضي للامتصاص σ_a عند الطاقة E_0 فان المقطع العرضي للامتصاص σ عند أي طاقة اخرى تحقق قانون مقلوب السرعة يعطى بالعلاقة :

$$\frac{\sigma_a}{\sigma} = \sqrt{\frac{E_0}{E}} \quad (2 - 80)$$

تتمتع عملية امتصاص النيوترونات الحرارية بأهمية خاصة لانها تسبب كثيرا من التفاعلات النووية وفي كثير من هذه التفاعلات يكون احد نواتج هذا التفاعل هو جسيم مشحون او اشعاع قاما الذي يحرر طاقته في المادة قريبا من مكان امتصاص النيوترون باستثناء اشعة قاما التي يمكن ان تحرر طاقتها بعيدا . لذلك فان بعض تفاعلات الامتصاص لها اهمية استثنائية في الفيزياء الحيوية واهم هذه التفاعلات التفاعلات التي ${}^1_0\text{H}(n, \gamma){}^2_0\text{H}$, ${}^{14}_0\text{N}(n, p){}^{14}_6\text{C}$ وتأتي اهمية هذه التفاعلات من كون الهيدروجين و الكربون هما مكونان رئيسيان من مكونات الجسم . يتم في التفاعل الاول اطلاق اشعة قاما بطاقة مقدارها 2.2Mev , ونظرا للعدد الكبير من ذرات الهيدروجين في النسيج فانه مقدار ما ينتقل من طاقة النسيج على شكل اشعة قاما هو $7.13 \times 10^{-16} \text{ J/KG}$ لكل نيوترون يمتص . اما في التفاعل الثاني فان طاقة البروتونات المرندة هي 0.58Mev وهذه الطاقة تتحرر جميعها ضمن النسيج وقريبا من نقطة الامتصاص.

من ناحية اخرى يتم الاعتماد على بعض التفاعلات النووية التي تمتص فيها النيوترونات في تصميم الدروع الواقية من الاشعاع والكشف عن النيوترونات مثال ذلك التفاعل $({}^{10}\text{B}(n, \gamma). {}^7\text{Li})$, حيث يجري استخدام هذا التفاعل في تشغيل عداد التناسب النيوتروني ومن التفاعلات المستخدمة في تصميم الدروع الواقية من النيوترونات , التفاعل $({}^{113}\text{cd}(n, \gamma){}^{114}\text{cd})$, حيث يؤدي هذا التفاعل الى امتصاص النيوترون من قبل الدرع الحاوي على الكاديوم 113 وتنطلق اشعة قاما بطاقة 0.48Mev وهي سهلة الحجز بوساطة طبقة من الرصاص .

(30-2) تبطنة النيوترونات

يفقد النيوترون جزء من طاقته عند كل تصادم مع نوى الوسط يعبر عنه بمقدار ضياع طاقة النيوترون بالعامل ξ المسمى بالضياع اللوغريسي المتوسط لطاقة النيوترون في تصادم واحد

$$\xi = \{ \ln E_L - \ln \bar{E}_L \} = - \ln \left(\frac{\bar{E}_L}{E_L} \right) \quad (2 - 81)$$

$$= \frac{\int_{\alpha E_L}^{E_L} \ln \left(\frac{\bar{E}_L}{E_L} \right) \cdot p(\bar{E}_L) d\bar{E}_L}{\int_{\alpha E_L}^{E_L} p(\bar{E}_L) d\bar{E}_L}$$

$$p(\dot{E}_L)d\dot{E}_L = \frac{d\dot{E}_L}{E_L(1-\alpha)} \quad (2-82)$$

حيث ان $p(\dot{E}_L)d\dot{E}_L$ تمثل احتمال وجود طاقة النيوترون بعد التصادم بين E_L و $E_L + dE_L$ والكمية $E_L(1-\alpha)$ تمثل المدى الكلي لقيم الطاقة التي يمكن للنيوترون ان يفقدها وفق زاوية التشتت.

$$\xi = \frac{1}{E_L(1-\alpha)} \int_{\alpha E_L}^{E_L} \ln\left(\frac{\dot{E}_L}{E_L}\right) \cdot d\dot{E}_L \quad (2-83)$$

$$\xi = \ln \frac{E_L}{\dot{E}_L} \approx 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha \leq 1$$

عدد التصادمات اللازمة لتحويل نيوترون الانشطار السريع الى نيوترون حراري

$$N = \frac{1}{\xi} = \ln \frac{E_f}{E_{th}} \quad (2-84)$$

$$\xi = \frac{1}{E_L(1-\alpha)} \int_{\alpha E_L}^{E_L} \ln\left(\frac{\dot{E}_L}{E_L}\right) \cdot d\dot{E}_L \quad (2-85)$$

لحساب هذا التفاضل نستعمل المتغير

$$x = \left(\frac{\dot{E}_L}{E_L}\right)$$

$$dx = \frac{\dot{E}_L}{E_L} \cdot d\dot{E}_L$$

$$\xi = \frac{1}{1-\alpha} \int_1^\alpha \ln(x) dx$$

$$= 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln(\alpha) \quad (2-86)$$

وباستعمال العدد الكتلي لذرة التصادم A نحصل على المعادلة

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{4A} \cdot \ln\left(\frac{A-1}{A+1}\right) \quad (2-87)$$

اذا كانت قيمة $A \geq 10$ يمكن تقريب هذه المعادلة على النحو التالي:

$$\xi = \frac{2}{A + 2/3} \quad (2-88)$$

$$\xi_c = \frac{\sum_{i=1}^n (m \xi \Sigma_s) i}{\sum_{i=1}^n (\Sigma_s) i} \quad (2 - 89)$$

حيث Σ_s المقطع العرضي المجهري للعنصر i و m نسبة ذرات العنصر في المركب c .

يدخل مفهوم طول التباطؤ r_r المساوي للمسافة المتوسطة بين نقطة بروز نيوترون الانشطار والنقطة التي يغدو فيها حراريا مقاسه وفق خط مستقيم ويعبر عنها كالاتي

$$r_r = \sqrt{6\tau} \quad (2 - 90)$$

حيث τ عبارة عما يسمى بمساحة التباطؤ.

تعطى المسافة المتوسطة بين نقطة ظهور النيوترون الحراري والنقطة التي يمتص فيها مقاسة وفق خط مستقيم

$$r_d = \sqrt{6L} \quad (2 - 91)$$

L هو طول الانتشار

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (2 - 92)$$

حيث ان

$$D = \frac{1}{3\Sigma_d} = \frac{\Lambda_d}{3} \quad (2 - 93)$$

يدعى المقدار L^2 بمساحة الانتشار

يقطع نيوترون الانشطار من نقطة بروزه حتى النقطة التي يمتص فيها من لدن احدى نوى الوسط مسافة وفق خط مستقيم مقداره

$$r = \sqrt{r_r^2 + r_d^2} = \sqrt{6\sqrt{\tau + L^2}} = \sqrt{6M} \quad (2 - 94)$$

يدعى المقدار M بطول النزوح اما مربعه فمسافة النزوح.

(2-31) معدل المسار الحر الانتقالي

يعرف معدل الانتقال بالمسافة التي يقطعها النيوترون قبل التصادم وتساوي عكس المقطع الجهري للتشتت وفق المعادلة

$$\lambda_s = \frac{1}{\Sigma_s} \quad (2 - 95)$$

لكن معدل المسار الحر الانتقالي λ_{tr} ياخذ بعين الاعتبار افضلية التصادم الى الامام الناتجة عن اتجاه النيوترون قبل التحكم في محاور المختبر وبما ان توزيع التشتت غير متمائل في هذه المحاور عكس

ما يحصل في محاور مركز الكتلة فان لزواية التشتت تاثير على معدل المسار الحر الانتقالي الذي تكون له العلاقة التالية

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \overline{\cos\psi}} \quad (2 - 96)$$

حيث ان $\overline{\cos\psi}$ متوسط زاوية توزيع التشتت في محاور المختبر.

يمكن كتابة العلاقة بين مركبة سرعة النيوترون قبل وبعد التصادم

$$(\dot{V}_L)^2 = (V_C)^2 + (\dot{V}_C)^2 + 2V_C\dot{V}_C\cos\theta \quad (2 - 97)$$

$$\dot{V}_L \cos\psi = \dot{V}_C \cos\theta + V_C \quad (2 - 98)$$

$$\cos\psi = \frac{1}{\dot{V}_L} (\dot{V}_C \cos\theta + V_C) \quad (2 - 99)$$

وعند تعويض السرعات المختلفة بدلالة العدد الكتلي A نحصل على قيمة زاوية التشتت للنيوترونات على النحو التالي

$$\cos\psi = \frac{1 + A \cos\theta}{\sqrt{A^2 + 2A \cos\theta + 1}} \quad (2 - 100)$$

لحساب معدل زاوية التشتت ψ يجب تكامل المعادلة السابقة على عناصر الزاوية الصلبة $2\pi \sin\theta d\theta$ الخاصة بمحاور مركز الكتلة حيث يكون التوزيع متمائل في كل الاتجاهات.

$$\overline{\cos\psi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi (\cos\psi) 2\pi \sin\theta d\theta$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{1 + \cos\theta}{(A^2 + 2A \cos\theta + 1)^{1/2}} \sin\theta d\theta \quad (2 - 101)$$

ولحل هذا التفاضل نضع $x = \cos\theta$ و $dx = -\sin\theta d\theta$ ليصبح التفاضل كما يلي

$$\overline{\cos\psi} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \frac{1 + Ax}{(A^2 + 2Ax + 1)} dx = \frac{2}{3A} \quad (2 - 102)$$

تؤكد هذه النتيجة عملية الافضلية الى الامام خاصة عندما تكون نواة التصادم صغيرة الكتلة اما في حالة اصطدام النيوترون بالنواة الثقيلة يصبح معدل المركبة الامامية $\overline{\cos\psi}$ صغيرا ويقترب التشتت من التوزيع المتمائل.

وبعد الحصول على معدل زاوية التشتت يمكن ايجاد العلاقة بين المسار الحر الانتقالي وكتلة نواة التشتت

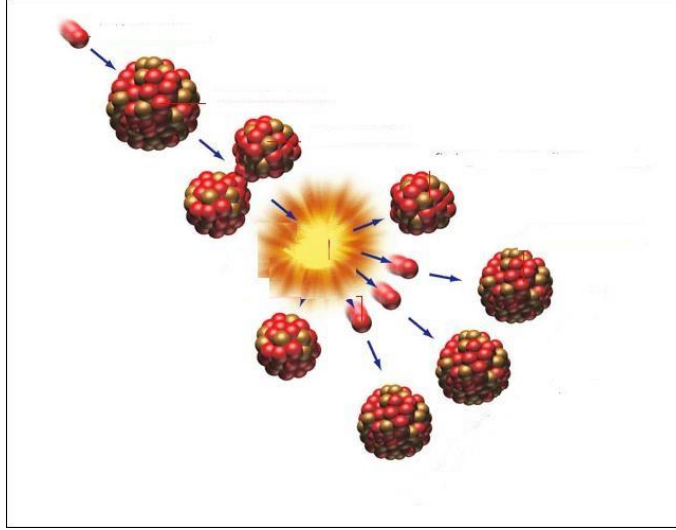
$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_s}{1 - \overline{\cos\psi}} \quad (2 - 103)$$

$$= \frac{\lambda_s}{1 - 2/3A}$$

(2 - 104)

(32-2) التفاعل المتسلسل للنيوترونات

ينتج كل انشطار نووي من اثنين الى ثلاثة نيوترونات وبالامكان المحافظة على واحدة منها على الأقل لإحداث انشطار جديد وبتكرار هذه العملية نحصل على ما يسمى بالانشطار المتسلسل



الشكل (29-2) تفاعل الانشطار النووي المتسلسل

تعتمد إمكانية حدوث تفاعل متسلسل الذي يشترط وجود نيوترونات ووقود نووي كاليورانيوم مثلا على عدد النيوترونات الناتجة عن كل امتصاص نيوتروني n . ان قيمة n يجب ان تكون اكثر من الواحد لكي يستمر التفاعل المتسلسل لأنه لا يمكن تجنب فقدان النيوترونات ومع ذلك ولتحقيق تفاعل متسلسل ذاتي المداومة وهو التفاعل الذي لا توجد حاجة لتزويد بالنيوترونات يتوجب جمع كمية معينة من اليورانيوم تعرف بالكتلة الحرجة . ولكي نفهم هذا الشرط يمكننا ان نتصور تجربة نستطيع فيها جميع كميات عديدة من اليورانيوم 235 وفي الواقع نكون قد بنينا مفاعلا نوويا ولكن بدون الاخذ بنظر الاعتبار بقية المواد والاجزاء الاخرى أي اننا اهملنا الاجزاء التي يجب ان تكون موجودة في المفاعل اللازمة لدعمه واسناد تراكيبه المختلفة . وكذلك لتوفير السيطرة والتحكم فيه . وتلك التي تعمل على استخراج الطاقة . او التي توفر الوقاية من الاشعاع . ولكي يبدأ التفاعل نحتاج فقط الى وقود نووي ونيوترون واحد على الاقل .

(1-32-2) التفاعل المتسلسل ذاتي المداومة

اذا كانت لدينا نواة واحدة فقط من اليورانيوم 235 وقذفت بنيوترون لكي يحدث انشطار فان النيوترونات الناتجة عن الانشطار ستكون غير قادرة على عمل أي شيء وذلك لعدم وجود وقود اضافي . واذا اخذنا بدلا من ذلك كرة صغيرة من اليورانيوم حجمها 1cm^3 فانها تضم حوالي 19 جرام فان عدد النوى الموجودة فيها ستكون ملائمة لحدوث سلسلة طويلة جدا من الانشطارات . لكن عند دخول نيوترون واحد فان سلسلة التفاعلات سوف تنتهي في الحال وذلك بسبب فقدان النيوترونات من على سطح الكرة. واذا كان في الامكان تجهيز النيوترونات بصورة مستمرة لتغلب على التسرب عندئذ فقط سيكون في الاماكن المحافظة على سير التفاعل ومنظومة كهذه تسمى منظومة دون الحالة الحرجة و هكذا اذا جمعنا سووية حوالي 50 كيلو جرام من فلز اليورانيوم 235 على شكل كرة فان

معدل انتاج النيوترونات سيكون كافيا لموازنة فقدان النيوترونات بالتسرب . فسوف لا تكون هناك حاجة لتجهيز النيوترونات من الخارج . وبلغة النيوترونات , فان هذه المنظومة ستكون ذاتية المداومة او منظومة حرجة . و تسمى كمية الوقود المستعملة في الكتلة الحرجة وحجمها بالحجم الحرج .

وإذا ما استمرينا باضافة يورانيوم فوق 50 كيلو جرام اللازمة للحصول على الحالة الحرجة , فان عدد النيوترونات الناتجة سيكون اكثر من عدد النيوترونات المستعملة , وبهذا سيزداد عدد النيوترونات وسيصبح المفاعل فوق الحالة الحرجة . في السابق كانت الاسلحة النووية مكونة من قطعتين نصف كرويتين من اليورانيوم كتلة كل منهما اقل من الكتلة الحرجة وتكون كل منهما غير قادرة لوحدها على استمرار التفاعل المتسلسل . وعندما يجلبان سويا فانهما يشكلان كتلة اكبر بكثير من الكتلة الحرجة . فيحدث فيها نمو سريع في عدد النيوترونات مما يؤدي الحدوث الانشطاري والطاقة المتولدة تحدث انفجار عنيفا .

(2-32-2) قدرة المفاعل

تعتمد قدرة المفاعل النووي على عدد الإنشطارات الحادثة في كل لحظة داخله. لحساب هذه القدرة يجب معرفة عدد الإنشطارات الذي تحكمه كمية المواد الانشطارية وعدد النيوترونات في كل جيل، تكتب العلاقة بين قدرة المفاعل و عدد الإنشطارات على النحو التالي

$$P = \frac{N_f V}{C} = \frac{N \sigma_f \bar{\phi} V}{C} \quad (2 - 105)$$

حيث ان N_f يمثل عدد الإنشطارات في وحدة الحجم، N الكثافة الذرية للمادة الانشطارية، σ_f المقطع المجهرى للانشتار، $\bar{\phi}$ فيض النيوترونات ، V حجم المفاعل و $C = 3.1 \times 10^{10}$ ثابت يساوي الإنشطارات المنتجة لواحد جول من الطاقة.

(3-32-2) مهديء المفاعل

المقطع العرضي للانشتار بالنسبة للنيوترونات الحرارية يساوي اضعاف المقطع العرضي الانشطاري للنيوترونات السريعة وذلك لجل العناصر الثقيلة لذلك فجل المفاعلات النووية حول العالم هي مفاعلات حرارية.

متوسط طاقة النيوترونات الانشطارية حوالي 2 ميكا الكترون فولت مما يجعلها من النيوترونات السريعة ويجب تهدئتها قبل استعمالها في عملية الانشتار وذلك بتعرضها للمواد الخفيفة المهدئة مثل الماء العادي والماء الثقيل او الجرافيت او البريليوم.

اهم الشروط التي يجب ان تتوفر في المهديء هي وجود مقطع عرضي مجهاري للتشتت Σ_s كبير بينما المقطع المجهاري للامتصاص Σ_a صغير .

يساعد المقطع المجهاري Σ_s على تخفيف سرعة النيوترونات الانشطارية من خلال التصادم المرن مع ذرات المهديء. بينما صغر المقطع المجهاري Σ_a يساهم في عدم فقدان النيوترونات بالامتصاص في المهديء وتوفيرها لانشتار ذرات الوقود النووي.

(4-32-2) القدرة على التهدئة

هي حاصل ضرب المتوسط اللوغريسي في عدد ذرات المادة المهدئة في وحدة الحجم في مقطع التشتت العرضي لهذه المادة

$$SDP = \xi n \sigma_s \quad (2 - 106)$$

$$= \xi \sigma_s (N_a \rho / A)$$

$$= \xi \Sigma_s$$

حيث N_a عدد افوجادرو، ρ كثافة المادة، A العدد الكتلي.

اما نسبة التهدئة فهي عبارة عن حاصل قسمة القدرة على التهدئة على المقطع العرضي الجهري للامتصاص:

$$MR = \xi \frac{n \sigma_s}{n \sigma_a} \quad (2 - 107)$$

$$= \xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a}$$

$$= \xi \frac{\sigma_s}{\sigma_a}$$

اي نسبة النيوترونات المهدة الى نسبة النيوترونات الممتصة.

يوضح الجدول خصائص بعض المواد لتهدئة النيوترونات الانشطارية بمعدل طاقة $E_0 = 2Mev$ الى $E_n = 0.025ev$

الجدول (4-2) خصائص مجموعة من المواد لتهدئة النيوترونات

العناصر	A	ξ	n	$SDP (\xi \Sigma_s)$	$mr \left(\xi \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a} \right)$
H	1	1.00	18	0.002	118
H ₂ O	18	0.956	19	3.298	150
D ₂ O	20	0.509	36	0.229	6925
Be	9	0.207	88	0.182	146
C	12	0.158	115	0.061	190
Na	22	0.088	206	0.009	0.659
Fe	56	0.035	516	0.033	0.147
U	238	0.008	2172	0.003	0.009

المواد المهدة للنيوترونات المقبولة والتي تمتلك نسبة تهدئة عالية هي الماء و الجرافيت والبريليوم وافضلها الماء الثقيل.

(5-23-2) عامل التضاعف

لدراسة الاجيال المتلاحقة من النيوترونات والحصول على علاقة عامل التضاعف الذي يميز عملية الانشطار المتسلسل لتتبع مصير النيوترونات داخل المفاعل النووي يولد النيوترون أثناء عملية الانشطار ثم يتعرض الى التشتت المتتالي الى ان يمتص من احد مكونات المفاعل او الوقود النووي

مما يؤدي الى مزيد من الانشطارات والبعض يتسرب خارج المفاعل، الانشطارات التالي يؤدي الى جيل جديد من النيوترونات وهكذا نحصل على جيل ثاني وثالث ورابع الى اخره. يصبح في هذه الحالة من الممكن حساب عامل التضاعف k المميز لعملية الانشطارات المتسلسل على النحو التالي

$$\text{عامل التضاعف} = (\text{عدد النيوترونات لجيل معين}) / (\text{عدد النيوترونات للجيل التالي})$$

معامل المضاعفة الفعال k او k_{ffe} هو العدد الصافي من النيوترونات الناتجة (بعد الاخذ بالحسبان جميع الخسارات المحتملة في النيوترونات) من كل نيوترون اولي. فاذا كان k اقل من 1. يكون النظام تحت الحالة الحرجة. واذا كان k يساوي 1 يكون النظام حرجا واذا كان k اكبر من 1. يكون فوق الحالة الحرجة. تصميم وتشغيل جميع المفاعلات يتركز على معامل المضاعفة k او على كميات متعلقة به، ويتم اختيار المواد وكمياتها بحيث تضمن الموازنة بين عدد النيوترونات الناتجة من الانشطارات وعدد النيوترونات المفقودة نتيجة الاسر من قبل المواد الاخرى او التسرب خارج حدود المفاعل. في العملية التي يتم فيها تجميع الاجزاء سوية وهي ما تسمى بتجربة الحالة الحرجة تجري القياسات لتقدير قيمة k واثناء تشغيل المفاعل يجري تغيير قيم k كلما دعت الحاجة لذلك وذلك بتنظيم قضبان امتصاص النيوترونات او باضافة مواد كيميائية تسبب زيادة او نقصا في عدد النيوترونات. وعند تشغيل المفاعل لفترة طويلة. فان كميات معينة من الوقود ستستهلك بحيث تصبح k اقل من واحد بغض النظر عن تنظيم قضبان السيطرة. عندئذ يجب ايقاف تشغيل المفاعل لاعادة تحميل بالوقود.

يمكننا ان نركز انتباهنا على نيوترون معين بدا حياته عند الانشطار وله فرص عديدة للخروج من دورة النيوترونات بواسطة التسرب والامتصاص من قبل مواد اخرى بالاضافة الى الوقود النووي. او يمكننا لفترة زمنية معينة من تكوين فكرة عن مجموع معدلات التفاعلات بالنسبة لعمليات مثل امتصاص النيوترونات والانشطارات مع خروج نيوترونات. وتسرب النيوترونات وذلك لكي نجد ما اذا كان عدد النيوترونات في ازدياد او انه ثابت او في نقصان.

يتطلب الاسلوب الاحصائي مراقبة مسيرة عدد من النيوترونات ومن ثم ايجاد معدلاتها. لنراقب السلوك المحتمل لعدد من النيوترونات الانشطارات.

(2-32-6) موازنات النيوترون

المفاعل الحرج هو الذي يكون في توازن بين العمليات التالية:

$$\text{الانتاج} = \text{الامتصاص} + \text{التسرب}$$

وتربط هذه المعادلة بين معدلات توليد النيوترونات بالانشطار. وازالتها من المنظومة نتيجة الامتصاص وفقدانها من خلال حدود المنظومة. ان تعبير التوازن يمكن ان يوضع بالشكل الذي يعبر عن العلاقة بين محتويات المواد وحجم وشكل المفاعل. وحسب المنطق التالي. افرض ان المفاعل يمكن تصوره على انه منطقة منعزلة ذات حجم V لا تحيط به أية مادة. ويمكن توقع ان يكون الفيض النيوتروني في المركز كبيرا وعند الحافات قليلا بسبب انسياب النيوترونات نحو الخارج بصورة عامة. فاذا كان معدل الفيض عند قلب المفاعل هو Φ والمقطع العرضي العيني للامتصاص هو Σ_0 عندئذ يكون معدل الامتصاص مساويا الى $\Sigma_0 \Phi V$ وبفس الطريقة يمكن ايجاد معدل الانتاج فاذا كان المقطع العرضي للانشطار هو Σ_1 . فان معدل الانشطار عند قلب المفاعل هو $\Sigma_1 \Phi V$ ، واذا ما نتج عن كل انشطار ν من النيوترونات. فان معدل الانتاج يساوي $\Sigma_1 \nu \Phi V$. وقد وجد ان معدل تسرب

يساوي $\Phi DB^2 V$, حيث D هو معامل الانتشار، اما الكمية الجديدة B^2 والمسماة بالتحذب فتعتمد على المواصفات الهندسية لقلب المفاعل .فبالنسبة لكرة نصف قطرها R فان التحذب يساوي $B^2 = (\pi/R)^2$ وهناك علاقات اخرى بالنسبة لعدد من الاشكال الهندسية .
وباستعمال هذه المعلومات في معادلة التوازن وبعد تبسيطها نجد ان :

$$\Sigma_1 v = \Sigma_0 + DB^2 \quad (2 - 108)$$

وتمثل هذه العلاقة شرط الحالة الحرجة , التي تربط بين محتويات المواد و المواصفات الهندسية التي يجب ان تكون متناسبة اذا ما اريد للمفاعل ان يكون ذاتي المداومة .

(2-32-7) مضاعفة النيوترونات في المفاعل الحراري

ان وجود كميات كبيرة من مادة مهدئة للنيوترونات كالماء مثلا في تغير الى درجة كبيرة في توزيع النيوترونات حسب طاقتها . فالنيوترونات السريعة سوف تتباطئ بواسطة التصادمات بنوى خفيفة ونتيجة لذلك فان معظم الانشطارات تحدث بواسطة النيوترونات ذات الطاقة الواطئة (الحرارية) . ونظام كهذا يسمى بالمفاعل الحراري على العكس من مفاعل بدون مهدئ أي المفاعل السريع . الذي يعمل بصورة اساسية بالنيوترونات السريعة . المقاطع العرضية لهذين النطاقين من الطاقة تختلف جدا عن بعضها . فالنيوترونات هي عرضة للانتزاع من دورة المضاعفة اثناء عملية التباطؤ نتيجة للامتصاص الرنيني القوي مثل U_{238} . توجد منافسة بالنسبة لامتصاص النيوترونات من قبل الوقود النووي ومادة التبريد والمواد الإنشائية ونواتج الانشطار و مواد الامتصاص المستخدمة في السيطرة على المفاعل .

ان وصف دورة المضاعفة للمفاعل الحراري هي نوعا ما اكثر تعقيدا من دورة المفاعل المعدني السريع هناك مجموعة من المقادير المتغيرة او المعاملات بالنسبة للمفاعل وهي :

- أ- معامل الانشطار الذي يمثل الزيادة الأنية في عدد النيوترونات نتيجة انشطار بالنيوترونات ذات الطاقات العالية بصورة رئيسة في U_{238}
- ب- احتمالية عدم تسرب النيوترونات السريعة وهو الجزء المتبقي في قلب المفاعلات اثناء تبطئ النيوترونات .
- ت- احتمال الهروب الرنيني P وهي جزء النيوترونات التي لم تؤسر اثناء عملية التباطئ
- ث- احتمالية عدم تسرب النيوترونات الحرارية وهي جزء نيوترونات المتبقية في قلب المفاعل اثناء الانتشار عند الطاقة الحرارية
- ج- الانتفاع الحراري وهو جزء النيوترونات الحرارية الممتصة من قبل الوقود
- ح- معامل التكاثر وهو عدد نيوترونات الجديدة للانشطار الناتج عن كل امتصاص من قبل الوقود

وفي نهاية الصورة التي بدأت بنيوترون انشطاري واحد . يكون عدد النيوترونات السريعة الناتجة $\epsilon p f \xi \phi_1 \phi_2$. الذي يرمز له بالرمز k وهو معامل المضاعفة الفعال ولسهولة الاستعمال يؤخذ اربعة معاملات لتشكل العلاقة $k_{\infty} = \epsilon p f \xi$ وهي ماتسمى بعامل المضاعفة النهائي . الذي سيكون مساويا الى k اذا كان الوسط لانهائي الابعاد أي بدون تسرب النيوترونات فاذا كانت احتمالية عدم التسرب للمركبة هي $\phi = \phi_1 \phi_2$ عندئذ يمكن كتابة العلاقة كما يلي:

$$k = k_{\infty}^{\varphi}$$

ولكي يكون المفاعل حرجا يجب ان تكون قيم $k=1$ [1] [3] [4] [5] [9] [43] [100]

الباب الثالث

نظرية التشتت

(1-3) مقدمة

يستخدم تشتت النيوترونات بفعل المادة للتعرف على خواصها وخواص لبناتها المكونة لها. لذا سيهتم هذا البحث بنظريات التشتت المختلفة.

(2-3) نظرية الاستطارة (التشتت)

التصادم (الاستطارة): هو انحراف جسم من مسار حركته الاصيلي وذلك بسبب تفاعله مع جسم اخر. وحيث ان الاستطارة تحدث بواسطة التفاعل بين جسمين فان نظرية الاستطارة تعرف ايضا بنظرية التصادم

ويتركز سير عملية الاستطارة مع الزمن في ان جسمين بداية بعيدين بعد لا نهائيا عن بعضهما ويتحركان تجاه بعضهما البعض و الخطوة التالية بسبب اقترابهما فإنهما يتفاعلا مع بعضهما وفي النهاية يبتعدان عن بعضهما في اتجاهات مختلفة نغرض انه يوجد فيض متصل من الجسيمات القادمة من ما لا نهاية والتي بسبب تفاعلها مع مركز الاستطارة تتحول الى فيض من الجسيمات المشتتة مبتعدة عن مركز الاستطارة في اتجاهات مختلفة .

يجب ان تكون كثافة الجسيمات في الفيض الساقط منخفضة انخفاض كافي لاهمال التفاعل بينها

تجارب الاستطارة هي الوسيلة الاساسية لدراسة النظم الميكانيكية الكمية اذا اردنا معلومات مفصلة تخص جسيما او نظاما ذريا نقوم بدراسة جسيمات اخرى مشتتة عنها.

(3-3) نظرية الاستطارة في ميكانيكا الكم

في اي تجربة معمل للتشتت يكون هناك جسم ساقط كتلته m_0 وسرعته الابتدائية v_i قادم من بعيد $Z \equiv -\infty$ ويتحرك في الاتجاه الموجب للمحور Z بحركة ابتدائية

$$E_i = \frac{P_i^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m} \quad (3-1)$$

و يوصف بالدالة الموجية

$$\Psi_{inc} = e^{ik_i z} \equiv e^{ip_i \cdot \vec{r} / \hbar} \equiv e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \equiv e^{i\vec{k}_i \cdot \hat{r} r} \quad (3-2)$$

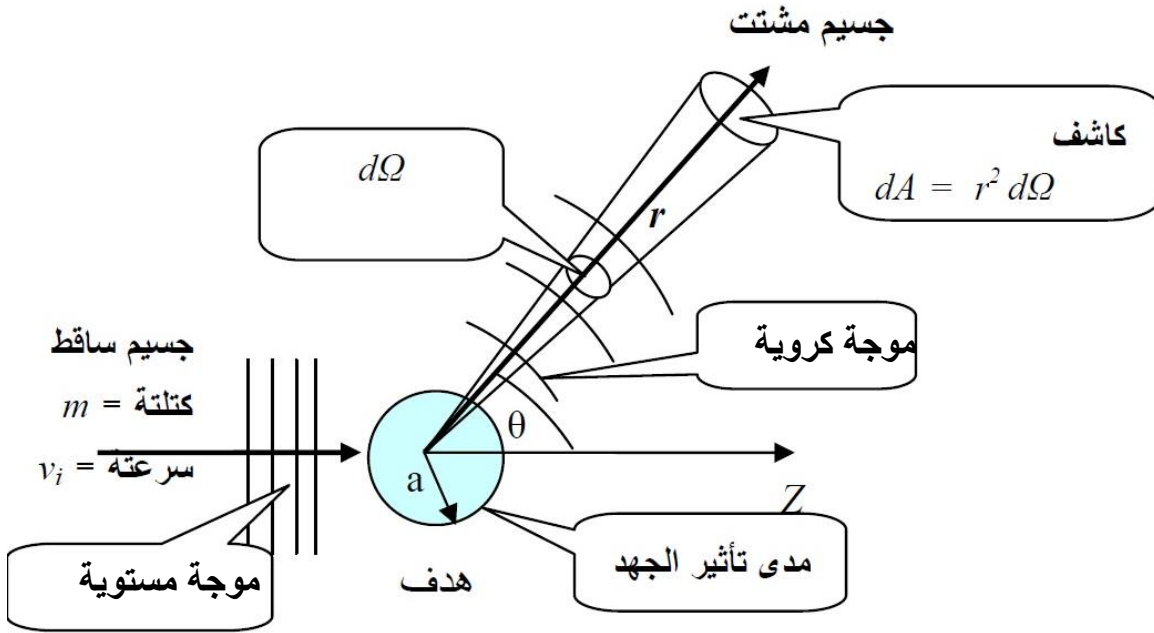
حيث k_i هو العدد الموجي ويتشتت الجسم بواسطة هدف (كتلته M) يمثل رياضيا بواسطة جهد قصير المدى $U(r)$ (مثل القوى النووية) بمعنى انه يضمحل بسرعة بعد مدى قصير من الهدف a و تمثل رياضيا بالمعادلة

$$\left| \int_0^{\infty} r^2 U(r) dr \right| < \infty$$

وليس شرطاً هنا ان يكون المجال متماثل كروياً ونتيجة لتأثير الجهد على الجسم الساقط سوف نحصل على موجة كروية مشتتة

$$\Psi_{\text{scat}} = A(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r} \equiv A(\hat{r}) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3-3)$$

وتعرف الدالة $A(\hat{r})$ بسعة التشتت ولها وحدة الطول اما مربعها فيدل على احتمالية ان الجسم الساقط سوف يظهر لنا بعد التشتت في الاتجاه \hat{r} نتيجة للتصادم.



الشكل (3-1) يوضح موجة النيوترون الساقط وموجة النيوترون المتشتت

(4-3) المقطع المستعرض التفاضلي $\sigma(\theta, \varphi)$

في المعالجة تتركز مشكلة الاستطارة في حساب فيض الجسيمات المشتتة كدالة في فيض الجسيمات الساقطة عندما نعلم مجال قوة التشتت.

تتميز عملية الاستطارة بالمقطع المستعرض التفاضلي للاستطارة

$$d\sigma(\theta, \varphi) = \frac{dN_{\text{scat}}(\theta, \varphi)}{J_{\text{inc}}} \quad (3-4)$$

حيث σ والذي يسمى المقطع المستعرض الفعال للاستطارة (والذي يدل على احتمالية حدوث تشتت)

ويقاس عدد الجسيمات عملياً بواسطة كاشف يوضع على مسافة r حيث $r \gg a$ (انظر الشكل اعلاه) من الهدف وله مساحة مقطع dA بزاوية (θ, φ) للزاوية المجسمة $d\Omega = dA/r^2$.

(dN_{scat}) عدد الجسيمات المتشتتة في وحدة الزمن خلال الزاوية المجسمة ($d\Omega$) المأخوذة في الاتجاه $((\theta, \varphi))$ ، J_{inc} تمثل كثافة فيض الجسيمات الساقطة، $J_{scat}(r, \theta, \varphi)$ تمثل كثافة فيض الجسيمات المتشتتة على مسافة بعيدة (r) من مركز الاستطارة لذلك يمكن ان نكتب

$$dN_{scat}(\theta, \varphi) = J_{scat}(r, \theta, \varphi)r^2 d\Omega \quad (3 - 5)$$

و بالتعويض في المعادلة السابقة

$$d\sigma(\theta, \varphi) = \frac{J_{scat}(r, \theta, \varphi)r^2}{J_{inc}} d\Omega \quad (3 - 6)$$

في ميكانيكا الكم J_{scat} و J_{inc} يفهمان على انهما كثافات احتمالية الفيض:

$$J = \frac{\hbar}{2mi} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) \quad (3 - 7)$$

باجراء التكامل على المعادلة على جميع الزوايا نحصل على

$$\sigma = \frac{1}{J_{inc}} \oint J_{scat}(r, \theta, \varphi) dA = \frac{\Phi_{scat}}{J_{inc}} \quad (3 - 8)$$

حيث dA مساحة سطح على بعد (r) من مركز الاستطارة والمناظر للزاوية المجسمة $d\Omega$.

Φ_{scat} فيض الجسيمات المتشتتة خلال السطح المغلق.

والسطح الذي يؤخذ عليه التكامل يفترض ان يكون على مسافة كبيرة جدا من مركز التشتت. ولذلك نعتبر أنه عند كل نقطة من هذا السطح تنشتت الجسيمات متطابرة في اتجاه قطري

وفقا للمعادلة السابقة فان:

المقطع المستعرض الكلي للاستطارة = الاحتمال الكلي لتشتت جسيم (في وحدة الزمن) / كثافة احتمالية الفيض في الشعاع الساقط

بينما المقطع المستعرض التفاضلي = عدد الجسيمات المتشتتة التي تمر بالمساحة dA في وحدة الزمن / عدد الجسيمات القادمة والمارة بوحدة المساحات في وحدة الزمن.

(5-3) سعة الاستطارة

تفاعل الجسم الساقط مع مركز التشتت يمكن ان يوصف بواسطة دالة الجهد ($U(r)$)، نفرض ان هذه الدالة ليست صفرية في جزء محدود من الفراغ (r) والتي سوف نطلق عليها مدى القوة ، خلالها تخضع حركة الجسم لمعادلة شرودنجر

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + U(r) \right] \Psi(r) = E\Psi(r) \quad (3 - 9)$$

حيث m_0 كتلة الجسم المشتت

بادخال

$$k^2 = \frac{2m_0 E}{\hbar^2} = \frac{p^2}{\hbar^2} \quad (3 - 10)$$

يمكن كتابة معادلة شرودنجر في الشكل

$$[\nabla^2 + k^2]\Psi(r) = \frac{2m_0}{\hbar^2} U(r)\Psi(r) \quad (3 - 11)$$

بعيدا عن مدى القوة فان الجسم يتحرك بحرية وتوصف حالته بموجة مستوية (حيث ان

$$[\nabla^2 + k^2]\Psi(r) = 0 \quad (3 - 12)$$

ويضبط اتجاه الحركة بحيث يكون اتجاه حركة الجسم الساقط في اتجاه محور z فاننا نحصل على التعبير التالي للدالة الموجية التي توصف حالة الجسيم قبل تفاعله مع مركز الاستطارة

$$\Psi_{inc} = e^{ikz} \quad (3 - 13)$$

وهذه احدى الحلول للمعادلة السابقة عندما يختفى الطرف الايمن.

وبعد المرور خلال مدى القوة تتحرك الجسيمات مرة اخرى مثل الجسيمات الحرة وعند مسافة بعيدة من هذه المنطقة فإن الجسيمات المشتتة تتحرك في اتجاهات قطرية من مركز الاستطارة وبالتالي توصف حركة الجسيمات المشتتة بموجة كروية متباعدة

$$\Psi_{scat} = A(\theta, \varphi) \frac{e^{ikz}}{r} \quad (3 - 14)$$

حيث (θ, φ, r) هي الاحداثيات الكروية

تسمى الدالة $(A(\theta, \varphi))$ بسعة الاستطارة .

عند المسافة البعيدة عن مركز الاستطارة $(r \gg a)$ يصبح حل الدالة مجموع المعادلتين

$$\Psi_{scat} = e^{ikz} + A(\theta, \varphi) \frac{e^{ikz}}{r} \quad (3 - 15)$$

الحد الاول يعبر عن الاحداثيات الكارتيزية والحد الثاني يعبر عن الاحداثيات الكروية.

اما كثافة الفيض الساقط والمشتت للجسيمات (اي كثافات احتمال الفيض المناظر للدالة)

$$J_{inc} = \frac{\hbar}{2m_0 i} (\Psi_{inc}^* \nabla \Psi_{inc} - \Psi_{inc} \nabla \Psi_{inc}^*)$$

$$J_{inc} = \frac{\hbar}{2m_0 i} (\Psi_{inc}^* \frac{\partial \Psi_{inc}}{\partial z} - \Psi_{inc} \frac{\partial \Psi_{inc}^*}{\partial z}) \quad (3-16)$$

حيث ان (Ψ_{inc}) تعتمد فقط على (z)

$$\therefore J_{inc} = \frac{\hbar k}{m_0} = \frac{p}{m_0} = v$$

حيث (v) هي سرعة الجسيم الساقط.

الانحدار في الاحداثيات الكروية يحدد بالعلاقة

$$\nabla \Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial r} e_r + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} e_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} e_\varphi \quad (3-17)$$

حيث ان $(e_r, e_\theta, e_\varphi)$ هي متجهات الوحدة في الاتجاهات (φ, θ, r) على الترتيب

بالنسبة للدالة القطرية

$$J_r = \frac{\hbar}{2m_0 i} (\Psi_{scat}^* \frac{\partial \Psi_{scat}}{\partial r} - \Psi_{scat} \frac{\partial \Psi_{scat}^*}{\partial r})$$

$$J_r = \frac{\hbar k}{m_0 r^2} |A(\theta, \varphi)|^2 \quad (3-18)$$

$$d\sigma(\theta, \varphi) = \frac{J_{scat}(r, \theta, \varphi)}{J_{inc}} = r^2 d\Omega$$

$$d\sigma(\theta, \varphi) = |A(\theta, \varphi)|^2 d\Omega$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |A(\theta, \varphi)|^2 \quad (3-19)$$

في حالة التشتت المرن تكون السرعة الابتدائية تساوي السرعة النهائية ويعرف لمقطع المستعرض الكلي بالمعادلة

$$\sigma_{total} = \int \sigma(\theta, \varphi) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 |A(\theta, \varphi)|^2 d \cos \theta \quad (3-20)$$

بتحديد المقطع المستعرض يمكن ايجاد سعة الاستطارة

(6-3) تقريب بورون

يتم حساب سعة الاستطارة بتمثيل مجال الاستطارة (التشتت) كاضطراب .

يمكن كتابة الدالة الموجية بالعلاقة

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \Psi^{(1)}$$

حيث $(\Psi^{(0)})$ الدالة الموجية للمشكلة غير المضطربة وهي تصف سلوك الجسيم قبل تفاعله مع مركز الاستطارة

$$\Psi^{(0)} = e^{ikr}$$

$$k_0 = \frac{P_0}{\hbar}$$

له اتجاه الشعاع الساقط

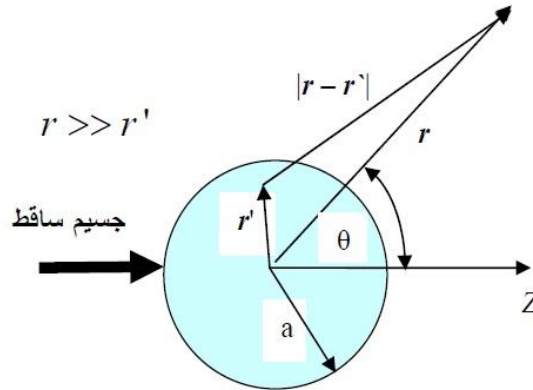
$\Delta\Psi^{(1)}$ نتيجة مجال الاستطارة $U(r)$ تعطى بالعلاقة

$$\Delta\Psi^{(1)}(r) = -\frac{m_0}{2\pi\hbar^2} \int \frac{1}{R} U(r) e^{i(k_0 r + k_0 R)} dV \quad (3-21)$$

حيث ان R قيمة المتجه : $R = r - r'$

عند $(r \gg r')$ نحصل على

$$R^2 = (r - r')^2 = r^2 - 2r r' + r'^2 \quad (3-22)$$



الشكل (3-2) يوضح العلاقة الهندسية التي تربط المتجهات التي تستخدم لحساب سعة التشتت بواسطة تقريب بورون

$$= r^2 \left(1 - \frac{2r r'}{r^2} + \frac{r'^2}{r^2} \right)$$

$$\approx r^2 \left(1 - \frac{2r r'}{r^2} \right) \quad (3-23)$$

وفقا لصغر $\frac{r'}{r}$

$$R = r \left(1 - \frac{2r r'}{r^2} \right)^{1/2}$$

$$R \approx r \left(1 - \frac{2r\bar{r}}{r^2} \right) \approx r - \frac{\bar{r}}{r} \bar{r} \approx r - \frac{\bar{k}}{k} \bar{r} \quad (3-24)$$

$$\approx (r - \bar{r}\bar{r})$$

حيث

$$\frac{\bar{r}}{r} = \frac{\bar{k}}{k}$$

ايضا

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r} \left(1 - \frac{2r\bar{r}}{r^2} + \frac{\bar{r}^2}{r^2} \right)^{-1/2} \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{r} \left(1 - \frac{2r\bar{r}}{r^2} \right) \approx \frac{1}{r} \quad (3-25)$$

من السابق

$$\frac{e^{ikR}}{R} \approx \frac{e^{ik(r - \bar{r}\bar{r})}}{r} = \frac{e^{ikr} e^{-ik(\bar{r}\bar{r})}}{r} = \frac{e^{ikr}}{r} e^{-ik_0 \bar{r}} \quad (3-26)$$

سنضع $(k = k_0)$ تصبح معادلة الموجة

$$\Psi(r) \approx \Psi_i(r) + \left\{ -\frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{-ik_0 \bar{r}}}{r} U(\bar{r}) \Psi_i(\bar{r}) d^3 \bar{r} \right\} \frac{e^{ikr}}{r}$$

$$\Delta \Psi^{(1)}(r) = -\frac{m_0}{2\pi \hbar^2 r} e^{ikr} \int U(\bar{r}) e^{i(\bar{k}_0 - \bar{k})\bar{r}} d\bar{v} \quad (3-27)$$

$$\therefore \Psi = \Psi^{(0)} + \Psi^{(1)}$$

$$\Delta \Psi^{(1)}(r) = e^{ik_0 r} - \frac{m_0}{2\pi \hbar^2} \frac{e^{ikr}}{r} \int U(\bar{r}) e^{i(\bar{k}_0 - \bar{k})\bar{r}} d\bar{v} \quad (3-28)$$

وبالمقارنة بالمعادلة

$$\Psi = e^{ikz} + A(\theta, \varphi) \frac{e^{ikz}}{r}$$

نستنتج ان سعة الاستطارة في تقريب بورن تحدد بالعلاقة

$$A(\theta, \varphi) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{-ik_0 \bar{r}}}{r} U(\bar{r}) \Psi_i(\bar{r}) d^3 \bar{r} = -\frac{1}{4\pi} \langle \varphi_i | U | \varphi_f \rangle \quad (3-29)$$

تدل على ان سعة التشتت ماهو الا مصفوفة الانتقال من المستوى الابتدائي $\langle \varphi_i |$ الى المستوى النهائي $\langle \varphi_f |$ باستخدام الدالة $\varphi_i(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_0 \vec{r}}$ فان سعة التشتت تاخذ الشكل التقريبي النهائي :

$$A(\theta, \varphi) = -\frac{m_0}{2\pi\hbar^2} \int U(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} d^3v \quad (3-30)$$

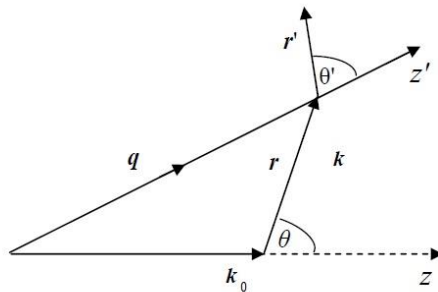
$$\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}$$

$q\hbar$ تسمى كمية الحركة المنقولة في حالة التشتت المرن ($\vec{k}_0 = \vec{k}$)

$$|q|^2 = (k_0 - k)^2 = k_0^2 + k^2 - 2k_0k \cos \theta \quad (3-31)$$

$$= 2k^2(1 - \cos \theta)$$

$$= 4k^2 \sin^2(\theta/2)$$



الشكل (3-3) يوضح العلاقة بين k_0 للجسم الساقط و k للجسم المشتت

اذا كانت الدالة $U(\vec{r})$ متماثلة كرويا اي ان $U(\vec{r}) = U(\hat{r})$ في المعادلة السابقة فاننا نجري التكامل على θ, φ

$$dv = r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi$$

في هذه الحالة اذا اعتبرنا ان سعة الاستطارة لا تعتمد على φ

$$A(\theta) = -\frac{m_0}{2\pi\hbar^2} \int_0^\infty U(\hat{r}) \hat{r}^2 d\hat{r} \int_0^\pi e^{i\hat{q}\hat{r} \cos \theta} \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \quad (3-32)$$

$$= -\frac{m_0}{2\pi\hbar^2} \int_0^\infty U(\hat{r}) \frac{\sin q\hat{r}}{q\hat{r}} \hat{r}^2 d\hat{r}$$

كمية حركة الجسيمات المشتتة وزاوية التشتت θ موجودتان في هذه المعادلة بدلالة q

باحلال هذا التعبير بالمعادلات السابقة 8 و 10 نحصل على القيمة التالية للمقطع المستعرض التفاضلي للاستطارة :

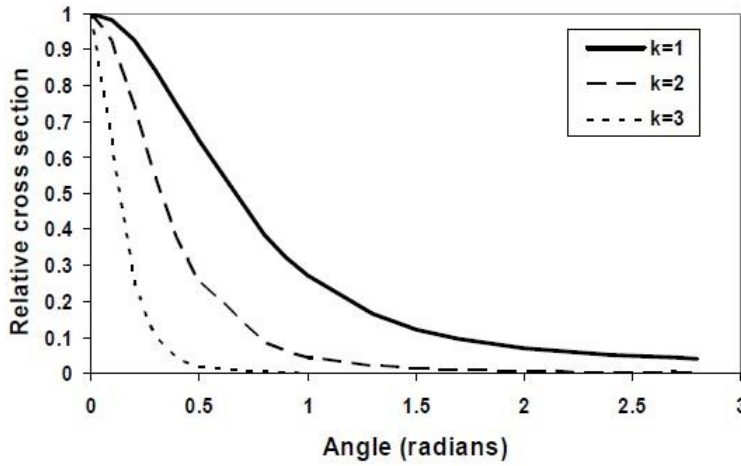
$$d\sigma = \frac{4m_0^2}{\hbar^4} \left| \int_0^\infty U(\hat{r}) \frac{\sin qr}{qr} r^2 dr \right|^2 d\Omega \quad (3-33)$$

هذه المعادلة تعرف بمعادلة بورن.

تقريب بورن يكون صحيح تحت شرط $|\langle U \rangle| \ll \frac{k\hbar^4}{m_0^2}$ حيث $\langle U \rangle$ هي قيمة متوسط طاقة الوضع و التي تم اخذ المتوسط لها في منطقة نصف قطرها a (k لها قيمة عالية)

عند رسم مساحة المقطع النسبي

$$\text{مع } \theta(\text{rad}) \text{ لقيم مختلفة للمتغير } k \text{ ومع ثبوت } a \text{ نجد ان } \frac{\sigma(\theta)}{\sigma(\theta=0, a=1)} = \frac{1}{\left[1 + \left(2k \sin \frac{\theta}{2}\right)^2\right]^2}$$

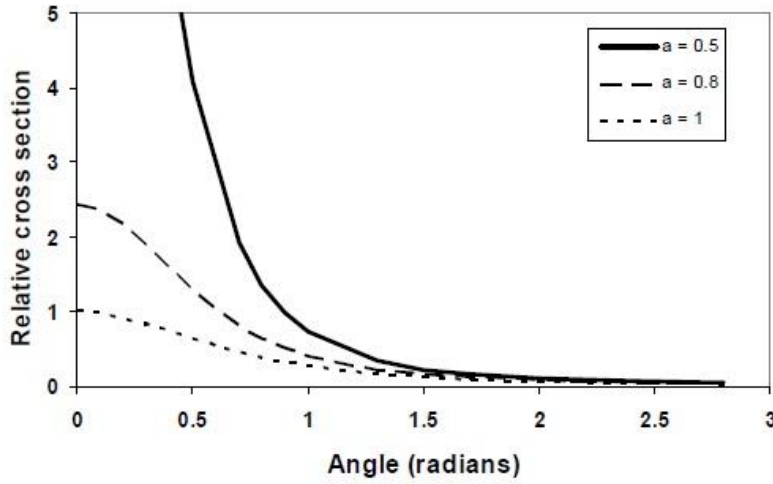


الشكل (3-4) يوضح العلاقة بين زاوية التشتت والمقطع العرضي

عند الطاقات العالية $k < 1$ نجد ان التشتت في الاتجاه الامامي بمعنى ان $(\theta = 0)$ يكون هو المفضل، حيث ان تأثير الجهد يقل مع زيادة طاقة الجسم الساقط وبالتالي فان الجسم ذا السرعة العالية ينحرف قليلا عندما يمر خلال منطقة الجهد.

عند الطاقة المنخفضة $k > 1$ نجد ان تأثير الجهد يكون واضحا من تشتت الجسيمات في جميع الاتجاهات.

اما عند رسم مساحة المقطع النسبي مع $\theta(\text{rad})$ لقيم مختلفة للمتغير a ومع ثبوت k نجد الاتي :



الشكل (3-5) يوضح العلاقة بين زاوية التشتت والمقطع العرضي

إنه عندما تقل قيمة a فإن شدة تشتت الجسيمات في الاتجاه الأمامي تزداد زيادة كبيرة مع ملاحظة ان قيمة تعطي الجهد الكولومي وهو جهد بعيد المدى ونلاحظ أيضا ان تأثير الجهد بعيدا عن منطقة التشتت تزداد كثيرا بحيث تزداد معه مساحة المقطع التفاضلي مما يؤدي الى ازدياد مساحة المقطع الكلي.

ليس من السهل دراسة تحقيق التقريب الاول لبورن ولهذا فسوف نتعامل معه بفرض ان الجهد المسئول عن التشتت $U(r)$ ماهو الا اضطراب صغير بالتالي سنفرض ان

جهد التشتت $U(r)$ يجب ان يكون اصغر من طاقة الجسم الساقط $U(r) \ll E_i$ هذا يعني ان طاقة الجسم الساقط يجب ان تكون كبيرة مقارنة بجهد التشتت بحيث ان دالة الجسم المشتت لا تتأثر كثيرا بجهد التشتت ونتعامل معها كموجة مشتتة مستوية .

سعة الموجة الكروية المشتتة يجب ان تكون اصغر بكثير من سعة الموجة المستوية والناجئة عن جهد التشتت يجب ان يكون صغيرا بالمقارنة بالدالة الساقطة.

(3-7) طريقة الموجات الجزئية

بالرغم من سهولة تطبيق تقريب بورن فانه لا يزال قاصرا وخصوصا عندما يكون الجهد المركزي كبير و مؤثر، اما طريقة الموجات الجزئية فهي اكثر دقة ، عندما يكون المجال المسبب للتشتت متماثل كرويا تكون كمية الحركة الزاوية (l) هي احد ثوابت الحركة ولهذا يظهر تأثير كل قيمة من القيم المختلفة لكمية الحركة الزاوية بصورة مستقلة في التشتت ولذلك نتعامل مع الموجات القادمة و المشتتة كتراكب لامواج جزئية وسنخذ المحور (z) منطبقا على اتجاه الموجات القادمة ولهذا فان الموجة القادمة لعدد موجي ($k_i = k$) سوق تكتب بالصورة

$$e^{ikz} = e^{ikz \cos \theta} = \sum_i i^l (2l + 1) j_l(kr) P_l(\cos \theta) \quad (3 - 34)$$

$$r \rightarrow \infty \sim \frac{1}{kr} \sum_l i^l (2l + 1) \sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) P_l(\cos \theta)$$

حيث $P_l(\cos\theta)$ هي دالة لجندر و باستخدام الدالة التقريبية ل بيسيل الكروية

$$j_l(\rho) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{\rho} \sin\left(\rho - \frac{l\pi}{2}\right) \quad (3 - 35)$$

وهنا يضاف شرح حدي اخر بالنسبة لمجال الجهد $V(r)$ وهو ان يكون المجال متماثل كرويا بمعنى انه يعتمد على r فقط ولا يعتمد على زاوية السم (φ) .

عند مسافات بعيدة من مركز الاستطارة فان الدالة الموجية للجسم المشتمت تكتب

$$\Psi = e^{ikz} + A(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

وحيث ان مجال الاستطارة متماثل كرويا فان سعة الاستطارة لا تعتمد على (φ) وبالتالي

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = \sum_{l,m} A_{l,m} R_l(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) \quad (3 - 36)$$

حيث $A_{l,m} =$ ثوابت تحدد بالشروط الحدية و العيارية.

$$Y_{l,0} = \sqrt{\frac{(2l+1)}{4\pi}} P_l(\cos\theta) \quad (3 - 37)$$

حيث P_l كثيرة حدود ليجندر والتي تحدد بالعلاقة

$$P_l(x) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l}{dx^l} [(x^2 - 1)^l] \quad (3 - 38)$$

ولهذا تصبح المعادلة السابقة في الشكل

$$\Psi(r, \theta) = \sum_{l,m} A_l R_l(r) P_l(\cos\theta)$$

نحصل على شكل تقاربي للدالة عندما $r \rightarrow \infty$ بادخال التعبير التقاربي ل R_l في المعادلة الذي يعطى ب

$$R_l(r) = \frac{a_l \sin\left(kr + \eta_l - \frac{l\pi}{2}\right)}{r} \quad (3 - 39)$$

حيث η_l الازاحة الطورية ، وبذلك تصبح المعادلة

$$\Psi_{r \rightarrow \infty} = \sum_{l,m} A_l P_l(\cos\theta) \frac{a_l \sin\left(kr + \eta_l - \frac{l\pi}{2}\right)}{r} \quad (3 - 40)$$

بادخال $A_l a_l = \frac{C_l}{k}$ تصبح المعادلة

$$\Psi_{r \rightarrow \infty} = \sum_{l,m}^{\infty} C_l P_l(\cos \theta) \frac{\sin\left(kr + \eta_l - \frac{l\pi}{2}\right)}{kr} \quad (3-41)$$

نستطيع ان نمثل الحل التقاربي لاي مشكلة خاصة بحركة جسيم في مجال مركزي متماثل ، لايجاد تعبير سعة الاستطارة $A(\theta)$ بدلالة المعاملات C_l والازاحات الطورية η_l ولفك التعبير كثير حدود ليجندر التي تكون نظاما كاملا.

التعبير النهائي لسعة الاستطارة سوف يشتمل قيمة المعاملات C_l محققة الشروط الحدية بالنسبة للحد الاول

$$e^{ikz} = e^{ikr \cos \theta} = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(r) P_l(\cos \theta) \quad (3-42)$$

حيث معاملات الفك $f_l(r)$ هي دوال في r لتبسيط المعادلة

$$e^{ikrx} = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(r) P_l(x)$$

لايجاد المعاملات $f_l(r)$ نضرب المعادلة في $P_l(x)$ و اجراء التكامل من $-x$ الى $+x$

$$\int_{-1}^{+1} e^{ikrx} P_l(x) dx = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(r) \int_{-1}^{+1} P_l(x) P_l(x) dx \quad (3-43)$$

ومن خواص دالة لجندر

$$\int_{-1}^{+1} P_l(x) P_{l'}(x) dx = \frac{2\delta_{l,l'}}{2l+1}$$

حيث

$$\delta_{l,l'} = \begin{cases} 1, & l = l' \\ 0, & l \neq l' \end{cases}$$

$$\therefore \int_{-1}^{+1} e^{ikrx} P_l(x) P_{l'}(x) dx = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(r) \frac{2\delta_{l,l'}}{2l+1}$$

$$= f_l(r) \frac{2}{2l+1} \quad (3-44)$$

ويحذف الشروط من على l

$$\therefore f_l(r) = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^{+1} e^{ikrx} P_l(x) dx \quad (3-45)$$

وليجاد شكل $f_l(r)$ لقيم كبيرة من r نقوم بإجراء التكامل بالتجزئة على الجانب الايمن

$$\left[u: P_l(x), dv = e^{ikrx} dx \Rightarrow v = \frac{e^{ikrx}}{ikr} \right]$$

من خصائص لجندر $P_l(-x) = (-1)^l P_l(x)$

التكامل بالتجزئة ياخذ الصورة

$$\left(\int_{-1}^{+1} u dv = uv \Big|_{-1}^{+1} - \int_{-1}^{+1} v du \right)$$

$$\begin{aligned} \therefore f(r) &= \frac{2l-1}{2} \left\{ \frac{e^{ikrx}}{ikr} P_l(x) \Big|_{x=-1}^{x=+1} - \int_{-1}^{+1} \frac{e^{ikrx}}{ikr} P_l(x) dx \right\} \\ &= \frac{2l-1}{2} \left\{ \frac{e^{ikrx} - (1)^l e^{-ikr}}{ikr} - \frac{1}{ikr} \int_{-1}^{+1} e^{ikrx} P_l(x) dx \right\} \quad (3-46) \end{aligned}$$

حيث اخذنا في الاعتبار حسب كثيرة حدود لجندر

$$P_l(1) = 1 \quad \text{و} \quad P_l(-1) = (-1)^l$$

$$\therefore f_l(r) = \frac{2l+1}{2} \frac{[e^{ikrx} - (1)^l e^{-ikr}]}{ikr} \quad (r \rightarrow \infty)$$

$$(-1)^l = (e^{i\pi})^l = e^{il\pi/2} \cdot e^{il\pi/2}$$

$$f_l(r) = \frac{2l+1}{2} e^{il\pi/2} \frac{[e^{i(kr-\frac{l\pi}{2})} - e^{-i(kr-\frac{l\pi}{2})}]}{ikr}$$

$$(e^{i\pi})^l = i^l$$

$$\sin x = \frac{e^{ix} - e^{-ix}}{2i}$$

$$f_l(r) = i^l(2l + 1) \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2})}{kr} \quad (3 - 47)$$

الآن يمكن كتابة الحل التقاربي للحد الاول بالشكل

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l(2l + 1) P_l(\cos \theta) \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2})}{kr} \quad (3 - 48)$$

في الحد الثاني لفك المعامل $A(\theta)$ الى متسلسلة لجندر

$$A(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} g_l P_l(\cos \theta)$$

حيث g_l هي اعداد

الدالة الموجية للجسيمات المشتتة تصبح

$$\Psi_{r \rightarrow \infty} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l(2l + 1) P_l(\cos \theta) \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2})}{kr} + \sum_{l=0}^{\infty} g_l P_l(\cos \theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

$$\sum_{l=0}^{\infty} \frac{C_l}{2ikr} \left\{ e^{i(kr + \eta_l - \frac{l\pi}{2})} - e^{-i(kr + \eta_l - \frac{l\pi}{2})} \right\} P_l(\cos \theta)$$

$$\sum_{l=0}^{\infty} \frac{1}{r} \left\{ e^{i\frac{\pi}{2}} \frac{2l + 1}{2ik} \left[e^{i(kr + \eta_l - \frac{l\pi}{2})} - e^{-i(kr + \eta_l - \frac{l\pi}{2})} \right] + g_l e^{ikr} \right\} P_l(\cos \theta) \quad (3 - 49)$$

هذه المتسلسلة لتكون صحيحة عند اي قيم من θ فمن الضروري ان تكون المعاملات على اليمين واليسار لكل P_l هي نفسها

$$\begin{aligned} & \frac{C_l}{2ik} \left[e^{ikr} e^{i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} - e^{-ikr} e^{-i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} \right] \\ &= \frac{2l + 1}{2ik} [e^{ikr} - e^{-ikr} \cdot e^{i\pi}] + g_l e^{ikr} \end{aligned}$$

منها

$$\begin{aligned} \frac{C_l}{2ik} e^{i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} &= \frac{2l + 1}{2ik} + g_l \\ -\frac{C_l}{2ik} e^{-i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} &= -\frac{2l + 1}{2ik} e^{ikr} \end{aligned}$$

نجد من العلاقة

$$C_l = (2l + 1)e^{i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})}$$

منها

$$\begin{aligned} g_l &= \frac{1}{2ik} C_l e^{i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} - \frac{2l + 1}{2ik} \\ &= \frac{1}{2ik} (2l + 1) e^{i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} e^{i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} - \frac{2l + 1}{2ik} \\ &= \frac{(2l + 1)}{2ik} e^{2i\eta_l} - \frac{2l + 1}{2ik} \\ g_l &= \frac{(2l + 1)}{2ik} (e^{2i\eta_l} - 1) \end{aligned}$$

اما معادلة سعة الاستطارة

$$A(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(2l + 1)}{2ik} (e^{2i\eta_l} - 1) P_l(\cos \theta) \quad (3 - 50)$$

$$d\sigma(\theta) = |A(\theta)|^2 d\Omega$$

$$d\sigma(\theta) = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) (e^{2i\eta_l} - 1) P_l(\cos \theta) \right|^2 d\Omega \quad (3 - 51)$$

هذه المعادلة توضح ان المقطع المستعرض التفاضلي للاستطارة يتحدد بواسطة مجموعة من الازاحات الطورية (η_l) .

ونحصل على المقطع المستعرض الكلي للاستطارة بتكامل المعادلة على الزاوية المجسمة الكلية (4π) .

عنصر الزاوية المجسمة $(d\Omega)$ في الحالة المعطاة يمكن ان يؤخذ

$$d\Omega = 2\pi \sin(\theta) d\theta = -2\pi d(\cos(\theta))$$

$$\begin{aligned}
\therefore \sigma &= \int d\sigma(\theta) \\
&= \frac{1}{4k^2} \int \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\eta_l} - 1) P_l(\cos \theta) \right\}^2 \\
&\quad \times \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\eta_l} - 1) P_l(\cos \theta) \right\} \\
&\quad \times 2\pi [-d(\cos(\theta))] \quad (3-52)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{4k^2} \sum_{l,l'}^{\infty} (2l+1)(2l'+1)(e^{2i\eta_l} - 1)(e^{2i\eta_{l'}} - 1) (2\pi) \int_{+1}^{-1} P_l(x)P_{l'}(x)dx \quad (3-53)
\end{aligned}$$

التكامل على $(\cos \theta = x)$ من $(+1)$ الى (-1) يناظر التكامل على (θ) من (0) الى (π) يمكن كتابة المعادلة

$$\begin{aligned}
\sigma &= \frac{1}{4k^2} \sum_{l,l'}^{\infty} (2l+1)(2l'+1)(e^{2i\eta_l} - 1)(e^{2i\eta_{l'}} - 1) (2\pi) \times \frac{2\delta_{l,l'}}{(2l+1)} \\
&= \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\eta_l} - 1)(e^{-2i\eta_l} - 1) \quad (3-54) \\
&= \frac{(2i)^2}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{e^{i\eta_l}(e^{i\eta_l} - e^{-i\eta_l})e^{-i\eta_l}(e^{-i\eta_l} - e^{i\eta_l})}{(2i)^2}
\end{aligned}$$

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \eta_l \quad (3-55)$$

يمكن كتابة المقطع المستعرض الكلي كمجموعة المقاطع المستعرضة الجزئية (σ_l)

$$\sigma = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l$$

حيث

$$\sigma_l = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \sin^2 \eta_l \quad (3 - 56)$$

كل من المقاطع المستعرضة الجزئية يناظر تشتت جسم بكمية حركة زاوية محددة (تحدد بعدد الكم l)

اقصى قيمة للمقطع المستعرض لتشتت جسم ذي كمية حركة زاوية l تساوي

$$(\sigma_l)_{max} = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1)$$

نحصل على الشكل التقاربي عند $(r \rightarrow \infty)$ للدالة الموجية كالتالي

$$\Psi = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) e^{i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} P_l(\cos \theta) \frac{\sin\left(kr + \eta_l - \frac{l\pi}{2}\right)}{kr} \quad (3 - 57)$$

بالتعبير عن دالة الجيب بالدالة الاسية

يمكن ان نحصل على التعبير

$$\Psi = \frac{1}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) e^{i(\eta_l - \frac{l\pi}{2})} P_l(\cos \theta) \left[(-1)^l \frac{e^{-ikr}}{r} - S_l \frac{e^{ikr}}{r} \right] \quad (3 - 58)$$

حيث

$$S_l = e^{2i\eta_l}$$

الحد الاول في اقواس المعادلة عبارة عن موجة كروية تقاربية ذات سعة $(-1)^l$ والحد الثاني هو موجة كروية متباعدة ذات سعة S_l .

والقيمة المطلقة لكلتا السعتين هي الوحدة.

بالتالي الدالة الموجية التي تصف استطارة مرنة لها شكل موجة موقوفة تكون بواسطة تراكب موجات كروية متقاربة ومتباعدة.

$$J = \frac{\hbar}{2m_0 i} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*)$$

حساب كثافة فيض الاحتمالية للموجة المتقاربة

$$J_{conv} = \frac{\hbar}{2m_0 i} |(-1)^l|^2 \left(\frac{e^{ikr}}{r} \nabla \left(\frac{e^{-ikr}}{r} \right) - \frac{e^{-ikr}}{r} \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right)$$

$$J_{conv} = \frac{\hbar k}{m_0 r^2} e_r \quad (3 - 59)$$

حيث e_r متجه الوحدة في اتجاه \bar{r}

حساب كثافة الفيض المناظر للموجة المتباعدة

$$J_{div} = |S_l|^2 \frac{\hbar k}{m_0 r^2} e_r \quad (3 - 60)$$

حيث $|S_l|^2 = 1$

المتجهات السابقة تختلف فقط في اتجاهاتها ، لذلك فان فيض الاحتمالية خلال اي سطح يشمل كره نصف قطرها R والمناظرة للدالة 25 هو صفر

وهذا يتفق مع انه في الاستطارة المرنة عدد الجسيمات المتباعدة من مركز الاستطارة يساوي عدد الجسيمات التي تتجه الى مركز الاستطارة.

(8-3) الاستطارة غير المرنة

وهي التي يحدث فيها تغير للحالة الداخلية للجسيمات (نوع الجسيمات قد يتغير) وذلك مثل تايين الذرات واثارتها او انحلالها او تكون انوية جديدة.

كل عملية من العمليات تاخذ مكانها في التفاعل تسمى قناة تفاعل ، وتلك الجسيمات التي لا تتغير حالتها الداخلية كنتيجة للتصادم تعتبر باقية في قناة الدخول وهذا يناظر الاستطارة المرنة.

واذا كنت العملية متوافقة مع قوانين الحفظ فان القناة المناظرة تدعى قناة مفتوحة ، اما اذا كانت هناك عدة قنوات تفاعل فان التعبير التقاربي للدالة الموجية للجسيمات المتصادمة هو مجموع حدود مناظرة لكل قناة تفاعل

$$\Psi = \frac{1}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) P_l(\cos \theta) \left[(-1)^l \frac{e^{-ikr}}{r} - S_l \frac{e^{ikr}}{r} \right] \quad (3 - 61)$$

S_l تحدد بكميات مركبة ذات قيمة مطلقة اقل من الواحد. و فيض الجسيمات في قناة الدخول المتباعدة عن مركز الاستطارة يكون اقل من فيض الجسيمات الساقطة على مركز الاستطارة .

سعة الاستطارة تعطى ب

$$A(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1)(S_l - 1) P_l(\cos \theta) \quad (3 - 62)$$

الكمية S_l قيمتها المطلقة اقل من الوحدة بدلا من e^{2in_l} .

اما المقطع المستعرض التفاضلي للاستطارة المرنة

$$d\sigma_{el} = |A(\theta)|^2 d\Omega$$

$$= \frac{1}{4k^2} \sum_{l,l'} (2l+1)(2l'+1)(S_l^* - 1)(S_{l'} - 1) P_l P_{l'} d\Omega \quad (3-63)$$

وبتكامل هذا التعبير على الزوايا يؤدي إلى القيمة التالية للمقطع المستعرض الكلي للاستطارة المرنة

$$\begin{aligned} \sigma_{el} &= \frac{1}{4k^2} \sum_{l,l'} (2l+1)(2l'+1)(S_l^* - 1)(S_{l'} - 1) 2\pi \frac{2}{(2l+1)} \delta_{l,l'} \\ &= -\frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |S_l - 1|^2 \end{aligned}$$

$$= \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |S_l - 1|^2 \quad (3-64)$$

المقطع المستعرض الجزئي للاستطارة المرنة

$$\sigma_{l,el} = \frac{\pi}{k^2} (2l+1) |S_l - 1|^2 \quad (3-65)$$

ولايجاد المقطع المستعرض للاستطارة لدينا سطح كروي تخيلي نصف قطره R ونحسب فيض الجسيمات Φ خلال هذا السطح

$$\Phi = \oint_A J dA$$

$$= \frac{\hbar}{2m_0 i} \oint \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial r} \right) R^2 d\Omega \quad (3-66)$$

باخذ المركبة القطرية لانحدار الدالة عند المسافة R من المركز واهمال الحدود ذات الرتبة $\frac{1}{r^2}$ بالمقارنة بالحدود ذات الرتبة $\frac{1}{r}$ (R كبيرة) نحصل على التعبير التالي لمشتقة الدالة

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = \frac{1}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) [-ik(-1)^l e^{-ikr} - ikS_l e^{ikr}] \quad (3-67)$$

والمشتقة $\frac{\partial \Psi^*}{\partial r}$ تختلف عن السابقة فقط في الاشارة امام i .

ثم نقوم بتعويض التعبير في معادلة فيض الجسيمات

$$\Phi = \frac{\hbar}{2m_0 i} \frac{1}{4k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 (-2ik)(1 - |S_l|^2) \oint P_l^2 d\Omega \quad (3-68)$$

$$= \frac{\hbar}{4m_0k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 (1 - |S_l|^2) 2\pi \frac{2}{(2l+1)}$$

$$= \frac{\pi\hbar}{m_0k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 (1 - |S_l|^2) \quad (3-69)$$

الفيض السالب لان $|S_l| < 1$ نرى ان عددا من الجسيمات يعاني من استطارة غير مرنة أو امتصاص فان فيض الاستطارة المرنة للجسيمات يكون يكون اقل من فيض الجسيمات الساقطة على مركز الاستطارة.

فيض الجسيمات تعاني من استطارة غير مرنة يساوي

$$\sigma_{inel} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 (1 - |S_l|^2)$$

المقطع المستعرض الجزئي للاستطارة غير المرنة

$$\sigma_{l,inel} = \frac{\pi}{k^2} (2l+1)^2 (1 - |S_l|^2) \quad (3-70)$$

عند $S_l = 1$ فان التعبير عن المقطع المستعرض الجزئي يختفي اي ان الاستطارة غير المرنة للجسيمات التي لها (l) معينة تكون غائبة

الحالة $S_l = 0$ تناظر امتصاص كامل للجسيمات التي لها (l) معينة في هذه الحالة يكون لدينا

$$\sigma_{l,e} = \sigma_{l,inel} = \frac{\pi}{k^2} (2l+1)$$

وعندما يكون المقطع المستعرض الجزئي للاستطارة الغير مرنة لا يساوي صفرا فان المقطع المستعرض الجزئي للاستطارة المرنة ايضا لا يساوي صفرا ، لذا تواجد قنوات التفاعل غير المرنة دائما يؤدي الى الاستطارة المرنة.

(9-3) نظرية الاستطارة والنظرية البصرية

المقطع المستعرض الكلي للاستطارة المرنة يعطى بالمعادلة

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \eta_l \quad (3-71)$$

المقطع المستعرض الكلي يمكن ربطه ب $A(0)$ (سعة الاستطارة الامامية) حيث الاستطارة الامامية عندما $\theta = 0^\circ$

$$A(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\eta_l} - 1) P_l(\cos \theta)$$

$$\theta = 0^\circ \rightarrow P_l(\cos \theta) = P_l(1) = 1$$

وذلك لجميع قيم l

$$A(0) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\eta_l} - 1)$$

$$A^*(0) = \frac{-1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{-2i\eta_l} - 1)$$

باجراء الطرح

$$A(0) - A^*(0) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \{ (e^{2i\eta_l} - 1) + (e^{-2i\eta_l} - 1) \} \quad (3-72)$$

بضرب المعادلة في

$$\frac{2\pi}{ik}$$

نحصل على

$$\left(\frac{2\pi}{ik}\right) [A(0) - A^*(0)] = \frac{2\pi}{ik} \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \{ (e^{2i\eta_l} - 1) + (e^{-2i\eta_l} - 1) \}$$

$$\frac{-\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \{ e^{2i\eta_l} + e^{-2i\eta_l} - 2 \}$$

$$= \frac{(-4)(-\pi)}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left\{ \frac{e^{2i\eta_l} + e^{-2i\eta_l} - 2}{(2i)^2} \right\}$$

$$= \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \eta_l \quad (3-73)$$

حيث

$$\sin^2 \eta_l = \sin \eta_l \sin \eta_l$$

$$= \left(\frac{e^{i\eta_l} + e^{-i\eta_l} - 2}{2i} \right) \left(\frac{e^{i\eta_l} + e^{-i\eta_l} - 2}{2i} \right)$$

$$= \frac{e^{2i\eta_l} - 1 - 1 + e^{-2i\eta_l}}{4i^2} = \frac{e^{2i\eta_l} + e^{-2i\eta_l} - 2}{-4} \quad (3 - 74)$$

اما $A(0)$ يمكن اعادة كتابتها على الصورة

$$\begin{aligned} A(0) &= \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [\cos 2\eta_l + i \sin 2\eta_l - 1] \\ &= \frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left[\frac{1}{i} \cos 2\eta_l + \sin 2\eta_l - \frac{1}{i} \right] \\ &= \frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [-i \cos 2\eta_l + \sin 2\eta_l + i] \end{aligned} \quad (3 - 75)$$

باخذ الجزء التخيلي

$$\begin{aligned} I_m A(0) &= \frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - \cos 2\eta_l] \\ &= \frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - (\cos^2 \eta_l - \sin^2 \eta_l)] \end{aligned} \quad (3 - 74)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [(\sin^2 \eta_l + \sin^2 \eta_l)] \\ &= \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \eta_l \end{aligned} \quad (3 - 76)$$

$$\frac{4\pi}{k} I_m A(0) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \eta_l$$

من المعادلات السابقة يمكن كتابة المقطع المستعرض للاستطارة

$$\sigma = \frac{4\pi}{ik} [A(0) - A^*(0)] = \frac{4\pi}{k} I_m A(0) \quad (3 - 77)$$

وهذه هي النظرية البصرية : التفسير الفيزيائي لكي تاخذ الاستطارة مكانها يجب أن تتراح الجسيمات بمقدار يتناسب مع σ من الشعاع الساقطة بحيث تكون شدتها بجوار منطقة الاستطارة ($\theta \approx 0^\circ$) اصغر من امامها.

وهذا يمكن ان يحدث فقط بواسطة التداخل بين الحدين الموجودين في التعبير التقاربي.

وحيث إن حد التداخل يجب أن يكون دالة خطية في سعة الاستطارة الامامية ($\theta = 0^\circ$) فتتوقع علاقة لها شكل عام (المعادلة السابقة)

و الحسابات الفعلية لحد التداخل هذا توضح ان المعادلة تصبح اكثر عمومية عندما A تعتمد على φ وايضا على θ وعندما تشمل الاستطارة غير المرنة و الامتصاص و ايضا الاستطارة المرنة بمعنى ان

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{abs}} = \frac{4\pi}{k} I_m [A(\underline{k}_r, \underline{k})] \quad (3 - 78)$$

حيث الموجة المستوية الساقطة تكون في اتجاه \underline{k} والسعة $A(\underline{k}_r, \underline{k})$ تناظر الاستطارة من \underline{k} الى \underline{k}_r حيث \underline{k}_r متجه قيمته k واتجاهه في اتجاه r .

الجهد المستخدم في النظرية البصرية هو الجهد الحقيقي.

$$\Psi_r(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ikz} + A(\underline{k}_r, \underline{k}) \frac{e^{ikz}}{r}$$

وحل آخر يناظر الاتجاه الابتدائي $-\underline{k}$

$$\Psi_{-\underline{k}}(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \exp(-\underline{k}, r) + A(\underline{k}_r, \underline{k}) \frac{e^{ikz}}{r} \quad (3 - 79)$$

(10-3) دالة دلتا ديراك

لمعايرة الدالة الموجية المنتمية الى طيف متصل ادخل ديراك دالة دلتا (δ دالة δ) والتي تحدد كالتالي

الدالة $\delta(x - a)$ تساوي صفر لكل قيم $x \neq a$ وتصبح مساوية لما لا نهائية عندما $x = a$.

عندما $x = a$ فان دالة دلتا تساوي ما لا نهاية لذلك

$$\int_{x_1}^{x_2} \delta(x - a) dx = 1 \quad (3 - 80)$$

بشرط أن نطاق التكامل يشمل النقطة $x = a$ أي أن $x_1 < a < x_2$ اذا كانت النقطة $x = a$ خارج نطاق التكامل فانه يختفي.

يمكن استخدام دالة ديرك

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x - a) dx = f(a) \quad (3 - 81)$$

ودالة ديرك ثلاثية الابعاد تعرف ب

$$\delta(\underline{r}) = \delta(x) \cdot \delta(y) \cdot \delta(z)$$

ولها الخاصية التالية

$$\int f(r)\delta(r - r_0) dv = f(r_0)$$

بعض خواص دالة ديرك

$$\delta(-x) = \delta(x), x\delta(x) = 0, \delta(ax) = \frac{1}{|a|}\delta(x) \quad (3 - 82)$$

حيث

$$\delta(x) = \delta(x - 0)$$

اما تحويل فوريير

$$\delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikx} dk \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\xi) e^{ik\xi} d\xi \quad (3 - 83)$$

التكامل على $d\xi = e^0 = 1$:

وذلك لان

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\xi - 0) e^{ik\xi} d\xi = e^0$$
$$\therefore \delta(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ikx} dk$$

وباخذ في الحسبان

$$\delta(x) = \delta(-x) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx} dk \quad (3 - 84)$$

نحصل على

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{ikx} dk = 2\pi\delta(x)$$

احادية الابعاد

نحصل من المعادلات السابقة على

$$\delta(\underline{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_x x} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_y y} dk_y \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik_z z} dk_z$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} dV_k \quad (3 - 85)$$

حيث dV_k عنصر الحجم في الفراغ k (فراغ كمية الحركة)
ثلاثية الابعاد

$$\therefore \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} dV_k = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{r}) \quad (3 - 86)$$

(11-3) طريقة دالة جرين

طريقة دوال جرين هي واحدة من طرق حل المعادلات التفاضلية في المشتقات الجزئية.

نفرض ان معادلة تفاضلية لها الشكل

$$\hat{Q}\Phi(r) = f(r) \quad (3 - 87)$$

حيث \hat{Q} مؤثر تفاضلي خطي

$f(r)$ دالة مجموعة

$\Phi(r)$ الدالة المطلوبة

لكل دالة $f(r)$ يوجد حلها الخاص المناظر لها $\Phi(r)$ مثل هذا التناظر يكون تمثيلة في شكل علاقة مؤثرة

$$\Phi(r) = \hat{L}f(r) \quad (3 - 88)$$

والتي فيها \hat{L} هو مؤثر يحدد بواسطة شكل المؤثر \hat{Q}

في مثل هذا التمثيل فان الدالة $f(r)$ يمكن ان تعالج كفعل او تأثير و $\Phi(r)$ كنتيجة لهذا الفعل او استجابة لهذا الفعل

تدخل الدالة $G(r, r')$ والتي هي حل للمعادلة

$$\hat{Q}G(r, r') = \delta(r - r') \quad (3 - 89)$$

الدالة $G(r, r')$ (دالة جرين) المناظرة للمشكلة الأخوذة في الاعتبار (اي المشكلة المميزة بالمعادلة)

و كل مشكلة لها دالة جرين الخاصة بها ولا يوجد تعبير مفرد لدالة جرين ، وهي تعتبر الاستجابة للفعل الموصوف بواسطة دالة دلتا ذات الغرابة عند النقطة r' .

$$G(r, r') = \hat{L}\delta(r - r')$$

باستخدام دالة جرين نستطيع ان نمثل حل المعادلة في الشكل

$$\Phi(r) = \int G(r, \hat{r}) f(\hat{r}) d\hat{v} \quad (3 - 90)$$

$$\begin{aligned} G(r, \hat{r}) &= \int \hat{L} \delta(r - \hat{r}) f(\hat{r}) d\hat{v} = \hat{L} \int f(\hat{r}) \delta(r - \hat{r}) d\hat{v} \\ &= \hat{L} f(\hat{r}) = \Phi(r) \end{aligned}$$

عندما نؤثر على العلاقة السابقة بالمؤثر \hat{Q}

$$\begin{aligned} \hat{Q}\Phi(r) &= \int G(r, \hat{r}) f(\hat{r}) d\hat{v} \\ &= \int \delta(r - \hat{r}) f(\hat{r}) d\hat{v} = f(r) \end{aligned} \quad (3 - 91)$$

وبهذا وصلنا عند المعادلة الابتدائية ولذلك اثبتنا ان الدالة تحقق هذه المعادلة.

اما اذا اعتبرنا معادلة تختلف عن السابقة لاحتوائها على في الطرف الايمن بدلا من $f(r)$ هذه المعادلة تسمى معادلة متجانسة مناظرة لمعادلة غير متجانسة نفترض ان الحل العام للمعادلة هو الدالة $\Phi_0(r)$ اي ان

$$\hat{Q}\Phi_0(r) = 0$$

الان الحل العام للمعادلة

$$\Phi(r) = \Phi_0(r) + \int G(r, \hat{r}) f(\hat{r}) d\hat{v}$$

و وفقا للخاصية الخطية للمؤثر \hat{Q} نجد ان

$$\begin{aligned} \hat{Q}\Phi &= \hat{Q}\left(\Phi_0 + \int \dots\right) = \hat{Q}\Phi_0 + \hat{Q} \int \dots \\ &= 0 + f(r) = f(r) \end{aligned}$$

ان ادخال دالة جرين جعل من الممكن ان نختزل حل المعادلة الى حل معادلتين بسيطتين.

(12-3) حل المعادلة الأساسية لنظرية الاستطارة بطريقة دوال جرين

في نظرية الاستطارة يكون من الضروري حل المعادلة

$$[\nabla^2 + k^2]\Psi(\underline{r}) = \frac{2m_0}{\hbar^2} U(\underline{r})\Psi(\underline{r})$$

حيث

$$k^2 = \frac{2m_0 E}{\hbar^2} = \frac{p^2}{\hbar^2}$$

= ثابت

و $U(\underline{r})$ دالة غير صفرية في الجزء المحدد من الفراغ

حيث $r \leq a$

بفرض ان

$$[\nabla^2 + k^2] = \hat{Q}$$

$$\frac{2m_0}{\hbar^2} U(\underline{r})\Psi(\underline{r}) = f(\underline{r})$$

اما بالنسبة ل $\Psi(\underline{r})$

$$\Psi(\underline{r}) = \Psi_0(\underline{r}) + \int G(r, \underline{r}') \left[\frac{2m_0}{\hbar^2} U(\underline{r}')\Psi(\underline{r}') \right] dV' \quad (3 - 92)$$

حيث

$$[\nabla^2 + k^2]\Psi_0(\underline{r}) = 0$$

لكي نحقق الشروط الحدودية

$$\Psi_0(\underline{r}) = e^{ik_{inc} \cdot \underline{r}} = e^{ikz}$$

حيث k_{inc} متجه يحدد اتجاه حركة الجسيمات الساقطة

محور z هو الاتجاه و قيمة المتجهات ذات الاتجاهات المختلفة هي متماثلة و مساوية ل k .

حل المعادلة بدالة جرين

$$[\nabla^2 + k^2]G(r, \underline{r}') = \delta(r - \underline{r}')$$

بالتاثير على الطرفين ب $(\nabla^2 + k^2)^{-1}$ نحصل على

$$G(r, \underline{r}') = (\nabla^2 + k^2)^{-1} \delta(r - \underline{r}')$$

$$\delta(\underline{r} - \underline{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} dV_q \quad (3 - 93)$$

حيث dV_q عنصر الحجم في الفراغ q

قيمة المتجه q تاخذ كل القيم من 0 الى ∞ على التكامل

$$G(\underline{r}, \underline{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int (\nabla^2 + k^2)^{-1} e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} dV_q$$

ولكي نحسب ما تحت التكامل

$$(\nabla^2 + k^2)e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} = \nabla^2 e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} + k^2 e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')}$$

$$= -q^2 e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} + k^2 e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')}$$

$$= (k^2 - q^2)e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} \quad (3 - 94)$$

بالتاثير على الطرفين ب $(\nabla^2 + k^2)^{-1}$ نحصل على

$$e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} = (k^2 - q^2)(\nabla^2 + k^2)^{-1} e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')}$$

$$\frac{1}{(k^2 - q^2)} e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} = (\nabla^2 + k^2)^{-1} e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')}$$

$$G(\underline{r}, \underline{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{1}{(k^2 - q^2)} e^{i\underline{q}(\underline{r}-\underline{r}')} dV_q \quad (3 - 94)$$

بالنسبة للاحداثيات الكروية φ و θ و q سوف نقيس الزاوية من اتجاه θ والذي سوف نشير الى قيمته بالحرف α

$$G(\underline{r}, \underline{r}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{1}{(k^2 - q^2)} e^{i\underline{q}\alpha \cos \theta} q^2 dq d \sin \theta d\theta d\varphi$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \frac{q^2 dq}{(k^2 - q^2)} \int_0^\pi e^{i\underline{q}\alpha \cos \theta} d \sin \theta d\theta$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \frac{q^2 dq}{(k^2 - q^2)} \frac{e^{i\underline{q}\alpha} - e^{-i\underline{q}\alpha}}{i\underline{q}\alpha} dq$$

$$= \frac{1}{4\pi^2 i\underline{q}\alpha} \left\{ \int_0^\infty \frac{q e^{i\underline{q}\alpha} dq}{(k^2 - q^2)} - \int_0^\infty \frac{q e^{-i\underline{q}\alpha} dq}{(k^2 - q^2)} \right\} \quad (3 - 95)$$

باستبدال q ب $-q$ في التكامل الثاني

$$\begin{aligned}
G(\underline{r}, \underline{r}') &= \frac{1}{4\pi^2 i q \alpha} \left\{ \int_0^\infty \frac{q e^{iq\alpha} dq}{(k^2 - q^2)} - \int_0^{-\infty} \frac{q e^{iq\alpha} dq}{(k^2 - q^2)} \right\} \\
&= \frac{1}{4\pi^2 i q \alpha} \left\{ + \int_{-\infty}^0 \frac{q e^{iq\alpha} dq}{(k^2 - q^2)} + \int_0^\infty \frac{q e^{iq\alpha} dq}{(k^2 - q^2)} \right\} \\
&= \frac{1}{4\pi^2 i q \alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q e^{iq\alpha} dq}{(k^2 - q^2)} \quad (3 - 96)
\end{aligned}$$

$$G(\underline{r}, \underline{r}') = G(\alpha) = G(|\underline{r}, \underline{r}'|)$$

باستخدام قاعدة جوردون لحساب التكامل

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x e^{iax}}{(k^2 - x^2)} dx$$

نجد ان

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x e^{iax}}{(k^2 - x^2)} dx = -\pi i e^{iax}$$

وبادخال قيمة التكامل السابق في المعادلة

$$G(\underline{r}, \underline{r}') = \frac{-1}{4\pi |\underline{r}, \underline{r}'|} e^{ik|\underline{r}, \underline{r}'|}$$

حيث $(\alpha) = |\underline{r}, \underline{r}'|$

اما بالنسبة ل $\Psi(\underline{r})$ كتعبير ب $G(\underline{r}, \underline{r}')$ فان المعادلة تصبح

$$\Psi(\underline{r}) = e^{ikz} - \frac{m_0}{2\pi \hbar^2 |\underline{r}, \underline{r}'|} \int \frac{1}{|\underline{r}, \underline{r}'|} e^{ik|\underline{r}, \underline{r}'|} U(\underline{r}') \Psi(\underline{r}') dV' \quad (3 - 97)$$

الدالة $U(\underline{r}')$ هي ليست صفرية فقط في منطقة صغيرة والتي لها $\underline{r}' \leq a$ ولذلك بالنسبة ل $r \gg a$ نستطيع ان نفرض ان $|\underline{r}, \underline{r}'| = r$ في المقام وننفذ في الاس التعبير التالي

$$|\underline{r}, \underline{r}'| = \sqrt{(\underline{r}, \underline{r}')^2} \approx \sqrt{r^2 - 2\underline{r} \cdot \underline{r}'} \approx r - \underline{r} \cdot \underline{e}_r$$

حيث \underline{e}_r متجه الوحدة للمتجه \underline{r}

والنتيجة :

$$\Psi(\underline{r}) = e^{ikz} - \frac{m_0}{2\pi\hbar^2 r} e^{ikr} \int e^{-ik\hat{r}} U(\underline{r}') \Psi(\underline{r}') dV'$$

$$\Psi(\underline{r}) = e^{ikz} + A(\theta, \varphi) \frac{e^{ikr}}{r}$$

$$A(\theta, \varphi) = A(\underline{e}_r)$$

$$= \frac{m_0}{2\pi\hbar^2} \int e^{-ik\underline{e}_r \hat{r}} U(\underline{r}') \Psi(\underline{r}') dV' \quad (3-98)$$

الزاوية (θ, φ) هي زوايا تحدد اتجاه المتجه (\underline{r}) أي اتجاه النقطة البعيدة من مركز الاستطارة والتي لها تحسب $\Psi(\underline{r})$.

$$\Psi_{\underline{p}_r}(\underline{r}) = e^{i\underline{p}_r \hat{r} / \hbar} = e^{ike_r \hat{r}}$$

الدالة $e^{ike_r \hat{r}}$ هي الدالة الموجية لجسم يتحرك بحرية في اتجاه المتجه (\underline{r}) ولنشير الى ذلك نستخدم الدالة r على p أي \underline{p}_r

(13-3) مصفوفة التفاعل (K) ومصفوفة الاستطارة (S) و مصفوفة الانتقال (T)

سعة الاستطارة يمكن كتابتها

$$A(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\eta_l} - 1) P_l(\cos \theta)$$

$$= \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{e^{i\eta_l}(e^{i\eta_l} - e^{-i\eta_l})}{(2i)} P_l(\cos \theta)$$

$$\therefore A(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\eta_l} \sin \eta_l P_l(\cos \theta) \quad (3-99)$$

المعادلات التقريبية للدالة الموجية للجسيمات المشتتة يمكن كتابتها كالآتي

$$\Psi(\underline{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i(\eta_l + l\pi/2)} P_l(\cos \theta) \frac{\sin(kr - l\pi/2 + \eta_l)}{kr}$$

$$= \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\eta_l} i^l P_l(\cos \theta) \frac{\sin(kr - l\pi/2 + \eta_l)}{kr} \quad (3-100)$$

$$\therefore \Psi(\underline{r}) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) e^{in_l} u_l(r) P_l(\cos \theta)$$

حيث

$$u_l(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{in_l} \sin(kr - l\pi/2 + \eta_l)$$

و $u_l(r)$ هي الحل للمعادلة القطرية

$$\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + \left[k^2 - U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l(r) = 0 \quad (3-101)$$

معادلة شرودنجر لجسم حر

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] W_l(kr) = 0$$

الدوال $W_l(kr)$ ترتبط بدوال بيزل الكروية ، اي انها عبارة عن حاصل جمع خطي للحلول المنتظمة وغير منتظمة التالية:

$$F_l(kr) = kr J_l(kr) = \left(\frac{1}{2} \pi kr \right)^2 J_{l+\frac{1}{2}}(kr)$$

$$G_l(kr) = -kr n_l(kr) = \left(\frac{1}{2} \pi kr \right)^{1/2} (-1)^l J_{-l-\frac{1}{2}}(kr) \quad (3-102)$$

حيث J_ν تشير الى دالة بيزل العادية ذات الرتبة ν وهي حل للمعادلة التفاضلية التالية التي تسمى معادلة بيزل

$$\frac{d^2 \Psi}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d\Psi}{dz} + \left(1 - \frac{\nu^2}{z^2} \right) \Psi = 0 \quad (3-103)$$

منتظمة عند نقطة الاصل

$$J_l(kr) = \left(\frac{\pi}{2kr} \right)^{1/2} J_{l+\frac{1}{2}}(kr)$$

دالة بيزل الكروية المميزه

حلول غير منتظمة

$$n_l(kr) = (-1)^l \left(\frac{\pi}{2kr} \right)^{1/2} J_{-l-\frac{1}{2}}(kr) \quad (3-104)$$

دوال نيومان

اما دوال هانكل من النوع الاول والثاني

$$h_l^{(\pm)}(kr) = n_l(kr) \pm i j_l(kr)$$

تسمى n_l و j_l و h_l دوال بيزل الكروية

الشكل الصريح

$$J_l = R_l \frac{\sin kr}{kr} + Q_l \frac{\cos kr}{kr} \quad (3 - 105)$$

$$n_l = R_l \frac{\cos kr}{kr} - Q_l \frac{\sin kr}{kr} \quad (3 - 106)$$

$$h_l^{(\pm)} = (R_l \pm Q_l) \frac{e^{\pm ikr}}{kr} \quad (3 - 107)$$

حيث R_l كثيرة حدود في $\frac{1}{kr}$ ذات معاملات حقيقية من الدرجة l والنودية $(-1)^l$

Q_l كثيرة حدود في $\frac{1}{kr}$ ذات معاملات حقيقية من الدرجة $(l - 1)$ والنودية $(-1)^{l-1}$

$$R_l + iQ_l = \sum_{s=0}^l \frac{i^{s-1}(l+s)!}{s(l-s)!} e^{-s} \quad (3 - 108)$$

$$J_0 = \frac{\sin(kr)}{(kr)}, \quad n_0 = \frac{\cos(kr)}{(kr)}, \quad h_0^{(\pm)} = \frac{e^{\pm ikr}}{(kr)}$$

$$J_1 = \frac{\sin(kr)}{(kr)^2} - \frac{\cos(kr)}{(kr)},$$

$$n_0 = \frac{\cos(kr)}{(kr)^2} - \frac{\sin(kr)}{(kr)}$$

$$h_1^{(\pm)} = \left(\frac{1}{(kr)^2} \pm \frac{1}{(kr)} \right) e^{\pm ikr} \quad (3 - 109)$$

الشكل التقريبي $(kr) \rightarrow \infty$

$$[kr \gg l(l+1)]$$

$$J_l \xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} \frac{1}{kr} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) \rightarrow F_l(kr) \xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) \quad (3 - 110)$$

$$n_l \xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} \frac{1}{kr} \cos\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) \rightarrow G_l(kr) \xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} \cos\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) \quad (3 - 111)$$

$$h_l^{(\pm)} \xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} \frac{1}{kr} e^{\pm i(kr - l\pi/2)} \left[1 \pm i \frac{l(l+1)}{2kr} \right] \quad (3-112)$$

السلوك عند نقطة الاصل $(kr) \rightarrow 0$

$$J_l \xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} \frac{(kr)^l}{(2l+1)!!} \left[1 - \frac{(kr)^2}{2(2l+3)} + \dots \right] \quad (3-113)$$

$$n_l \xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} \frac{(2l+1)!!}{(2l+1)} \left(\frac{1}{kr} \right)^{l+1} \left[1 - \frac{(kr)^2}{2(2l+3)} + \dots \right] \quad (3-114)$$

حيث

$$(2l+1)!! = 1, 3, 5, \dots, (2l+1)$$

اذا بالنسبة ل $r > a$ فان $u_l(r)$ هي اتحاد خطي للدوال الحرة $F_l(kr)$ و $G_l(kr)$

$$u_l(r) = AF_l(kr) + BG_l(kr)$$

بالرغم من ان A و B قد تكونان كميات مركبة فان نسبة (A/B) يجب ان تكون حقيقية اذا كان الجهد $U(r)$ حقيقيا

عند مسافات بعيدة فان الدالة الموجية القطرية حينئذ تاخذ الشكل

$$\begin{aligned} u_l(r) &\xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} A \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) + B \cos\left(kr - \frac{l\pi}{2}\right) \\ &= (A^2 + B^2)^{1/2} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l\right) \quad (3-115) \end{aligned}$$

الازاحة الطورية

$$\eta_l = \tan^{-1}\left(\frac{B}{A}\right)$$

$$\Rightarrow u_l(r) \xrightarrow{(kr) \rightarrow \infty} e^{i\eta_l} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l\right)$$

$$u_l(r) = e^{i\eta_l} \{\cos \eta_l F_l(kr) + \sin \eta_l G_l(kr)\} \quad (3-116)$$

اذا كانت $\eta_l = 0$ فان $u_l(r)$ تختزل الى $F_l(kr)$ وتختزل المعادلة الى امتداد موجة مستوية

يمكن توضيح العلاقة بين الزاحة الطورية وعملية الاستطارة ويكون السلوك القاربي للدالة الموجية هو

$$u_l(r) = e^{i\eta_l} \{\cos \eta_l F_l(kr) + \sin \eta_l G_l(kr)\}$$

$$\begin{aligned} &\xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\eta_l} \left[\cos \eta_l \sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) + \sin \eta_l \cos \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right] \\ &= e^{i\eta_l} \left[\sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \cos \eta_l + \sin \eta_l \cos \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\therefore \sin(\alpha \pm \beta) = \sin \alpha \cos \beta \pm \sin \beta \cos \alpha \quad (3 - 117)$$

$$\therefore u_l(r) = e^{i\eta_l} \left[\sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l \right) \right]$$

ان وجود الجهد يدخل على الدالة الموجية فيما وراء مدى القوة مساهمة من الحل المنتظم للجسم الحر $G_l(kr)$ والمقدار (السعة) النسبي لهذه المساهمة يشار اليه بالاتفاق بواسطة

$$k_l = \tan \eta_l$$

بالتناوب يمكن التعبير عن الدالة الموجية كالآتي

$$u_l(r) \xrightarrow{r > a} F_l(kr) + e^{i\eta_l} \sin \eta_l \{G_l(kr) + iF_l(kr)\}$$

$$\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) + e^{i(kr - l\pi/2)} e^{i\eta_l} \sin \eta_l \quad (3 - 118)$$

عملية الاستطارة تضيف الى الدالة الموجية المنتظمة للجسم الحر موجة خارجية سعتها يشار اليها بالاتفاق بواسطة

$$T_l = e^{i\eta_l} \sin \eta_l$$

والشكل الثالث ل $u_l(r)$ والذي نرى فيه حفظ التيار، باستخدام الموجات القادمة والخارجة وذلك فيما وراء مدى القوة هو كالتالي

$$u_l(r) \xrightarrow{r > a} \frac{1}{2} i \{ [G_l(kr) - iF_l(kr)] - e^{2i\eta_l} [G_l(kr) + iF_l(kr)] \}$$

$$\xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{1}{2} i \{ e^{-i(kr - l\pi/2)} - e^{i\eta_l} e^{i(kr - l\pi/2)} \} \quad (3 - 119)$$

نستطيع هنا ان نرى ان الموجة الكروية القادمة لم تتاثر بعملية الاستطارة بينما الموجة الخارجية مضروبة في الكمية:

$$S_l = e^{2i\eta_l}$$

في الصياغة العامة للاستطارة نجد ان الاشكال الثلاثة التي تم استخدامها ومشتمة على الكميات S_l, T_l, K_l هي مناظرة ل مصفوفة التفاعل K مصفوفة الانتقال T ومصفوفة الاستطارة S

بمعنى اذا كان لدينا اكثر من قناة مفتوحة في عملية الاستطارة فانه يكون لدينا مصفوفات التفاعل K والانتقال T محتوية على اكثر من عنصر وتكون العلاقة بينهم كالآتي

عناصر مصفوفة التفاعل K_{ij} :

$$K_{ij} = \{B/A\}_{ij}$$

عناصر مصفوفة الانتقال T_{ij} :

$$T_{ij} = K(I - \tilde{K})^{-1}$$

حيث مصفوفة الوحدة I ، $\tilde{K} = \sqrt{-1}$ ، i, j ، i, j تاخذ قيما تساوي عدد القنوات المفتوحة فاذا كان لدينا قناتان مفتوحتان فان : $i, j = 1, 2$ ، واذا كان لدينا ثلاث قنوات مفتوحة فان $i, j = 1, 2, 3$.

$$\therefore T_{ij} = \{K(I - \tilde{K})^{-1}\}_{ij}$$

ويمكن التعبير عن المقطع المستعرض الجزئي σ_{ij}^l كالآتي:

$$\sigma_{ij}^l = \frac{4\pi(2l+1)}{K_i^2} |T_{ij}|^2 \quad (3-120)$$

اما المقطع المستعرض الكلي σ_{ij} هو

$$\sigma_{ij} = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_{ij}^l$$

(14-3) المعادلة التكاملية للاستطارة الجهدية

يمكن حل المعادلة التفاضلية ذات الشكل

$$(E - H_0(r))\Psi(r) = f(r)$$

في الحالة ذات الاهمية العظمى ، مؤثر هاملتون هو

$$H_0(r) \equiv \frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U_0(r)$$

$$f(r) = U_1(r)\Psi(r)$$

يمكن حل المعادلة بمساعدة الحل الخاص بدالة دلتا:

$$(E - H_0(r))G(r, \hat{r}) = \delta(r - \hat{r}) \quad (3-121)$$

وهذه بالطبع هي المعادلة الخاصة بدالة جرين المناسبة للمعادلة التفاضلية ، بمساعدة دالة جرين يمكن كتابة حل المعادلة كالتالي

$$\Psi(r) = \int G(r, \hat{r}) f(\hat{r}) d\hat{V}$$

ولهذا الحل قد نضيف اي حل للمعادلة المتجانسة

$$(E - H_0(r))\chi(r) = 0$$

الحل العام للمعادلة

$$\Psi(r) = \chi(r) + \int G(r, \hat{r}) U_1(\hat{r}) \Psi(\hat{r}) d\hat{V} \quad (3 - 122)$$

الشروط الحدودية محتواة في المعادلة بمعنى ان اختيار معين لدالة جرين وللدالة $\chi(r)$ يعني شرطة حدى محدد على $\Psi(r)$.

حيث $\Psi(r)$ حل معادلة شرودنجر للجهد $U(r)$

$\chi(r)$ الحل بالنسبة للجهد الوسيط $U_0(r)$

تحت شروط حدية مناسبة لمشكلة الاستطارة فان الدالة الموجية يجب ان يكون لها شكل موجة جسيم حر ساقط وموجة كروية مشتتة خارجة لقيم كبيرة من r .

نختار دالة جرين ليكون لها الشرط الحدي للموجة الخارجة ونشير الى ذلك بالدليل (+).

وللجسيمات الحرة فان دالة جرين للموجة الخارجة هي

$$G^{(+)}(r, \hat{r}) = - \left(\frac{2m}{4\pi\hbar^2} \right) \frac{e^{ik|r, \hat{r}|}}{|r, \hat{r}|} \quad (3 - 123)$$

ويمكن كتابة الدليل (+) على $\Psi_k^{(+)}(r)$ لكي تشير الى نفس الشرط الحدي وتكتب اي

$$\Psi_k^{(+)}(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{ik \cdot r} + A(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}$$

قناة الانتقال تتناسب مع سعة الستطارة كالآتي:

$$T(\hat{k}, k) = - \left(\frac{4\pi\hbar^2}{2m} \right) A(\theta)$$

$$= \int e^{-ikr} U_1(\hat{r}) \Psi_k^{(+)}(\hat{r}) d\hat{V} \quad (3 - 124)$$

تسمى $T(\hat{k}, k)$ المصفوفة T او سعة الانتقال.

(3-15) الطريقة المعتمدة على الزمن في نظرية الاستطارة

المعادلات التكاملية للدالة الموجية السابقة غير معتمدة على الزمن ولها شكل خاص عند المسافات البعيدة عن مركز الاستطارة وهذا الشكل كان متطلبا بدوره شرط ان الحل غير معتمد على الزمن لمشكلة الاستطارة (تراكب دوال حالة ثابتة) يجب ان لا يحوي موجة مشتتة في الازمنة المبكرة.

اما المعادلة التكاملية للدالة الموجية غير المعتمدة على الزمن مباشر باستخدام طريقة جريد المعتمدة على الزمن ، هذا سيوضح بطريقة مختلفة نوعا ما كيف يؤدي شرط السببية على الدالة المعتمدة على الزمن الى الشرط الحدي للموجة الخارجة الموضوع على الحل الثابت.

(3-16) دوال جرين المعتمدة على الزمن

معادلة شرودنجر المعتمدة على الزمن والتي حلها يجب ان يكون موجود هي

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right] \Psi(r, t) = V(r)\Psi(r, t)$$

ولكي نحل هذه المعادلة نستخدم دالة جرين للجسم الحر المحققة للمعادلة التفاضلية التالية :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right] G(r, t, r', t') = -i\hbar \delta(r - r') \delta(t - t') \quad (3 - 125)$$

وكما في الحالة غير المعتمدة على الزمن $G(r, t, r', t')$ تعتمد فقط على فروق الاحداثيات $|\underline{r} - \underline{r}'|$ و $(t - t')$ لذلك فان دالة جرين $G(r, t, r', t')$ ايضا تحقق المعادلة التفاضلية التالية

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right] G(r, t, r', t') = -i\hbar \delta(r - r') \delta(t - t') \quad (3 - 126)$$

في حالة دالة جرين سوف تحقق شرط حد التأخير

$$G(r, t, r', t') = 0 \text{ for } t \leq t'$$

وهذا هو شرط السببية والذي ينص على انه : يمكن الشعور بحدوث الاضطراب فقط بعد حدوث الاضطراب. وباتباع طريقتنا القياسية يمكن الحصول على تعبير لدالة جرين هذه بواسطة فكها بدلالة حلول المعادلة المتجانسة المناظرة .

دوال الاساس $\Phi_k(r, t)$ تحقق المعادلة التفاضلية المتجانسة التالية

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 - i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right] \Phi_k(r, t) = 0$$

ويمكن اخذها موجات مستوية ، وبهذا الاختبار تكون الدالة المميزة المعيارية هي:

$$\Phi(r, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} e^{-i(\hbar k/2m)t} \quad (3 - 127)$$

ولذلك يمكن التعبير عن دالة جرين المعتمدة على الزمن كالتالي

$$G(r, t, \hat{r}, \hat{t}) = \begin{cases} (2\pi)^{-3} \int d^3k g(\underline{k}) e^{i\underline{k} \cdot |r-\hat{r}|} e^{-i(\hbar k/2m)(t-\hat{t})} & , t > \hat{t} \\ 0, & , t \geq \hat{t} \end{cases}$$

هذا الحل يحقق تلقائيا المعادلة التفاضلية عندما $t \neq \hat{t}$ ويعرف بالاتفاق مع شرط السببية ، الشرط الباقي المحقق بواسطة هذه الدالة ينتج من المعادلة التفاضلية والذي يتطلب عدم اتصال في المشتقة الزمنية لدالة جرين.

نجري التكامل على المعادلة 2 على الزمن من $t = \hat{t} - \eta$ الى $t = \hat{t} + \eta$ ونسمح ل η ان تذهب الى الصفر. بفرض ان G متصلة وان التكامل على $\nabla^2 G$ يختفي عند $\eta \rightarrow 0$ فيكون لدينا

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \int_{\hat{t}-\eta}^{\hat{t}+\eta} dt \frac{\partial}{\partial t} G(r, t, \hat{r}, \hat{t}) = \lim_{\eta \rightarrow 0} G(r, \hat{t} + \eta, \hat{r}, \hat{t}) = \delta(r - \hat{r}) \quad (3 - 128)$$

من هذه النتيجة و من العلاقة التالية

$$\delta(r - \hat{r}) = (2\pi)^{-3} \int d^3k e^{i\underline{k} \cdot (r-\hat{r})}$$

نعرف ان المعامل $g(\underline{k})$ في المعادلة 7 يجب ان يكون الوحدة لجميع \underline{k} واذا عرفنا دالة العتبة كالتالي

$$u(t - \hat{t}) \equiv \begin{cases} 1, & t > \hat{t} \\ 0, & t \leq \hat{t} \end{cases}$$

حيث يمكن التعبير عن دالة جرين كالتالي

وباستخدام مفكوك فوريير لدالة العتبة

$$G(r, t, \hat{r}, \hat{t}) = u(t - \hat{t}) (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-iw(t-\hat{t})}}{w + i\xi} dw \quad (3 - 129)$$

يمكن اعادة كتابة الدالة بالشكل

$$G(r, t, \hat{r}, \hat{t}) = -(2\pi)^{-3} (2\pi)^{-1} \int d^3k \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\underline{k} \cdot (r-\hat{r})} iw(t - \hat{t})}{[w - (\hbar k^2/2m) + i\xi]} dw$$

التكامل في المعادلة 11 او بالتساوي في المعادلة 13 قد ينفذ تحليليا والنتيجة تؤدي الى دالة جرين المعتمد على الزمن في الشكل مغلق كالتالي [2] [28] [31] [75] [102].

$$G(r, t, \hat{r}, \hat{t}) = u(t - \hat{t}) \left[\frac{-im}{2\pi\hbar(t - \hat{t})} \right]^{3/2} e^{im(r-\hat{r})^2/2\hbar(t-\hat{t})} \quad (3 - 130)$$

الباب الرابع

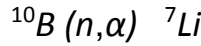
الكشف عن النيوترونات

(1-4) مقدمة :

نظرا لأن النيوترون متعادل الشحنة فهو لا يؤين الوسط المار فيه ، ولذلك يكون قياس النيوترونات بطريقة غير مباشرة وذلك عن طريق تشتته على انوية الذرات المكونة للوسط أو عن طريق تفاعلهم النووي حيث ينتج عن التشتت وكذلك عن التفاعل أيونات أو جسيمات مشحونة يمكن التعرف منها عن النيوترونات الداخلة في التفاعل. وهذا الباب يهتم بطرق الكشف عن النيوترونات.

(2-4) الكشف عن النيوترونات السريعة

يمكن الكشف عن النيوترونات السريعة عن طريق كبح سرعة النيوترونات في وسط مهدئ وقياسهم . ثم يتم قياس النيوترونات التي أصبحت بطيئة عن طريق إشراكها في تفاعل نووي مثل مع البورون ، طبقا للتفاعل :



عداد البورون للنيوترونات البطيئة هو عداد غازي تغطي جدرانه الداخلية بالبورون او يملأ بغاز ثالث فلوريد البورون BF_3 ويفضل ان تزداد فيه نسبة البورون .

يمكن استخدام عداد ثالث فلوريد البورون لحساب النيوترونات السريعة باحاطته بشمع البارفين الذي يبطئ النيوترونات السريعة بواسطة التصادمات المرنة فتدخل هذه النيوترونات العداد بعد ان تصبح نيوترونات حرارية ولجعل العداد يعد النيوترونات السريعة فقط يمكن احاطته بحاجز من الكاديوم لامتصاص البطيئ منها.

وتتميز كاشفات البورون بحساسية مرتفعة . إلا أن لها بعض العيوب:

- أ- تحتاج إلى كمية كبيرة من المهدئ ، تمنع من إجراء التجارب الدقيقة الصغير.
- ب- لا تمكن من معرفة طاقة النيوترونات ، مثل العدادات الطويلة الذي يستخدم لأغراض الوقاية من الإشعاع.

ويمكن الكشف عن النيوترونات ذات طاقة أكبر من 50 كيلو إلكترون فولت عن طريق تشتت النيوترونات على انوية الهيدروجين وقياس مانتج عن الاصطدام من بروتونات (الاصطدام بين النيوترون والبروتون يعطي النيوترون طاقته الحركته إلى البروتون) ، ويسهل قياس البروتون المرتد لأنه من الاشعاعات المؤينة .

ويمكن الكشف عن النيوترونات ذات طاقة أكبر من 50 كيلو إلكترون فولت عن طريق تشتت النيوترونات على انوية الهيدروجين وقياس مانتج عن الاصطدام من بروتونات التي تحدث نبضة كهربية في غرفة التأين أو عداد تناسي أو عداد وميضي . بواسطة فهي تؤين البروتون المرتد لأنه من الأشعاعات المؤينة . في هذه الحالة يمكن الحصول على معلومات عن طاقة النيوترون عن طريق قياس طاقة البروتونات المصدومة . وتسمى تلك الأنواع من العدادات التي تقيس طاقة البروتونات المصدومة عداد البروتون المصدوم ، وهي في إمكانها قياس اشعة قاما أيضا والتي تكون عادة

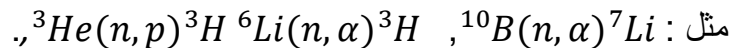
مصاحبة لفيض النيوترونات السريعة . كما يمكن استخدام سوائل عضوية وميضية لقياس النيوترونات وفي وسعها الفصل بين النيوترونات و أشعة قاما بواسطة التفريق بين شكل نبضة البروتون عن شكل نبضة أشعة قاما .

كذلك يمكن الكشف عن النيوترونات بواسطة ألواح فوتوغرافية مغطاة بطبقة هلامية نووية . وهنا ترسم البروتونات المصدومة من النيوترونات مسارات ، يمكن إظهارها بعد تحميض الفيلم . وتستخدم اللوحات الفوتوغرافية النووية في نطاق الوقاية من الإشعاعات النووية للعاملين .

عد النيوترونات عن طريق قياس كمية النشاط الإشعاعي لعينات مواد وضعت في فيض النيوترونات . تدخل تلك العينات المختارة في تفاعل نووي مع البروتونات وتكتسب بذلك خاصية النشاط الإشعاعي ، وبقياس نشاطها الإشعاعي يمكن معرفة عدد النيوترونات التي تسببت في هذا النشاط الإشعاعي. وتسمى هذه الطريقة التنشيط بواسطة النيوترونات .

(3-4) الكشف عن النيوترونات البطيئة

تُعد النيوترونات البطيئة وبصفة خاصة المسماة النيوترونات الحرارية بواسطة تفاعل نووي مناسب بحيث تكون له مقطع التفاعل كبير ،



يمكن أن تكون العينة المتفاعلة مع النيوترون غازا أو طبقة داخلية على مدخل غرفة التاين أو بلورة عداد وميضي مناسبة ، مثل عداد ثالث فلوريد البورون أو غرفة التاين بالبورون أو بلورة مادة وميضية تحتوي على يوديد الليثيوم LiI .

وتستخدم في المفاعلات النووية أيضا غرفة انشطارية ، وعي عبارة عن غرفة التاين تحتوي على قليل من اليورانيوم $U235$ على سطحها الداخلي. وتستطيع تلك العدادات العمل لمدة بين 3 - 4 سنوات . ولذلك تستخدم العدادات الحديثة مخلوطا من $U234$ و $U235$ ، وبذلك تُعوض الكمية المستهلكة من اليورانيوم-235 عن طريق توليده من اليورانيوم-234 عند امتصاصه نيوترونا. بذلك يمكن أن يستخدم العداد لمدة 10 سنوات بدون تغيير كبير في حساسيته .

كما تطبق أيضا طريقة تنشيط بواسطة النيوترونات لمواد مناسبة لعد النيوترونات البطيئة.

(4-5) استخدام الكواشف الوميضية للكشف عن النيوترونات

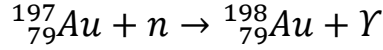
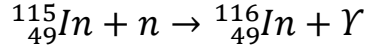
يوجد في الوقت الحالي عدة مواد وميضية للكشف عن النيوترونات . ويتم الكشف عنها باستخدام المواد المشحونة الناتجة عن تفاعل النيوترونات مع المادة الوميضية . وبالنسبة للنيوترونات الحرارية مع أي من هاتين مادتي الليثيوم Li أو البور B ، حيث تتفاعل النيوترونات الحرارية مع أي من هاتين المادتين مع انبعاث اشعاعات الفا بطاقة كبيرة . كما ان المقطع العرضي لهذه التفاعلات يعتبر كبيرا ، مما يؤدي الى زيادة كفاءة الكاشف .

لذلك ، تستخدم عادة بلورة يوديد الليثيوم المنشطة بالثيوم $LiI(T_1)$ للكشف عن النيوترونات الحرارية . وتتميز هذه البلورة بخواص مشابهة لخص بلورة يوديد الصوديوم . وفي بع الكواشف النيوترونية الاخرى تستخدم بلورة مكونة من خليط من بلورات الليثيوم او البور مع كبريتيد الخارصين .

اما بالنسبة للنيوترونات السريعة فانه يفضل الكشف عنها باستخدام البروتونات المرتردة عنها باستخدام البروتونات المرتردة عند تشتت هذه النيوترونات على الهيدروجين . ولهذا الغرض تجهز البلورة في

شكل خليط من حبيبات كبريتيد الخارصين ZNS والشوائب لاحتوائه على نسبة عالية من الهيدروجين . وتعتبر هذه البلورة من انسب البلورات للكشف عن النيوترونات السريعة.

وتوجد عدة انواع من كواشف نيوترونات السريعة التي تعتمد اساسا في عملها على تفاعل (n, γ) ويستخدم لهذا الغرض عدة مواد ذات مقاطع عرضية عالية لهذا النوع من التفاعل مثل الانديوم والذهب حيث تحدث بينها وبين النيوترونات السريعة التفاعلات التالية :



وتعتبر المواد الناتجة عن التفاعل وهي الانديوم ${}^{116}In$ والذهب ${}^{198}Au$ مصادر مشعة لجسيمات بيتا . وبقياس النشاط الاشعاعي لهذه المصادر يمكن الكشف عن النيوترونات السريعة وتحديد عددها.

النيوترونات هي جسيمات متعادلة كهربائياً تم الكشف عنها بعد العديد من التجارب والظواهر التي حيرت العلماء إن السبب الرئيسي لتأخر الكشف عنها لأنها عديمة الشحنة . تصنف النيوترونات من حيث الطاقة الى ثلاثة أصناف رئيسية وهي النيوترونات الحرارية والنيوترونات المتوسطة الطاقة والنيوترونات السريعة . لا توجد في الطبيعة نظائر طبيعية مشعة للنيوترونات . و لكن أمكن في السنوات الأخيرة إنتاج نظير الكاليفورينوم $({}^{252}_{98}Cf)$ الذي يعتبر الآن النظير الصناعي الوحيد للنيوترونات بعمر نصف يبلغ 2.62 سنة. وقد استخدمت التفاعلات النووية المختلفة خاصة تفاعل جسيم ألفا نيوترون (α, n) على العناصر الخفيفة كمصدر للنيوترونات منذ الثلاثينيات. وحتى الآن تعتبر هذه التفاعلات من تفاعلات الانشطار و الاندماج النووي هي المصادر الوحيدة للنيوترونات .

يدخل النيوترونات في كثير من التفاعلات التي تعتمد نوعيتها على طاقة النيوترون . كما ويدخل النيوترون في التفاعل المتسلسل ذاتي المداومة . عدم وجود شحنة للنيوترون ادت الى الاستدلال على طريقة تفاعلات اخرى حيث لا يتم الكشف عنه بصورة مباشرة، يمكن الكشف عن النيوترونات السريعة عن طريق كبح سرعة النيوترونات في وسط مهدي ثم يتم قياس النيوترونات التي أصبحت بطيئة عن طريق إشراكها في تفاعل نووي مثل مع البورون ، طبقا للتفاعل : ${}^{10}B (n, \alpha) {}^7Li$ وقياسهم . ويمكن الكشف عن النيوترونات ذات طاقة أكبر من 50 كيلو إلكترون فولت عن طريق تشتت النيوترونات على انوية الهيدروجين وقياس مانتج عن الاصطدام من بروتونات التي تحدث نبضة كهربية في غرفة التاين أو عداد تناسيباً وعداد وميضي . [1] [4] [5] [7] [9] [11]

الباب الخامس

الدراسات السابقة

(1-5) مقدمة :

يمثل تشتت النيوترونات دوراً مهماً في التعرف على الخواص المغناطيسية للمادة وكذلك طبيعة الجسيمات الأولية لذا سيهتم هذا الباب باستعراض بعض الدراسات التي تمت في هذا الخصوص.

(2-5) بعض الصفات العامة للشظايا المنبعثة في تفاعلات السيلكون مع المستحلب النووي عند طاقة شعاع 4.5 فيفا الكترون فولت لكل نيوكلون :

أجريت دراسة لمعرفة بعض مميزات انتاج الشظايا النووية في التصادمات النووية عالية الطاقة وذلك بدراسة خصائص الانبعاث مثل المقطع العرضي للتفاعل النووي والانذفاعات العيارية للجسيمات النسبية ودراسة اعتماد هذه الخواص على كتلة القذيفة والهدف وطاقة القذيفة في تفاعل Si^{28} عند كمية حركة شعاع قدرها 4.5 فيفا الكترون فولت لكل نيوكلون. النتائج التي تم الحصول عليها تتفق مع نتائج باحثين آخرين، حيث لوحظ الاتفاق الجيد مع هذه النتائج كما تم أيضاً في هذا العمل حساب كثافة الطاقة الناتجة من التصادمات المركزية لنوى السيلكون مع نوى المستحلب النووي. البيانات المستخدمة هي لمعجل في روسيا، وذلك باستخدام تقنية المستحلب النووي حيث تم تعريف كومة من المستحلب النووي من نوع $NIKFI - BR_2$ ذات أبعاد 16.9×9.6 cm^2 (0.06)، لشعاع من أيونات السيلكون ذات كمية حركة شعاع قدرها $4.5 AGeV/c$ وباستخدام مجهر دقيق متحرك بقوة تكبير $40 \times Objectives$ و $15 \times Eye - pieces$ التقطت الآثار الابتدائية على مسافة $3mm$ من حافة الدخول إلى الكومة وجرى تتبعها للخلف للتأكد من أنها لم تأت من تفاعل سابق.

وبهذه الطريقة، جرى تتبع جميع الآثار الابتدائية من دخولها إلى الكومة حتى تفاعلت مع الكومة أو غادرتها، كما تم تعيين مختلف متغيرات التفاعل لكل نجم (n_s, n_g, n_b زاوية الإنبعاث لكل جسيم) تحت عدسات ذات قوة تكبير $15 \times Eye - pieces$ و $95 \times Oil Immersion Objectives$ هذه البيانات وزعت على عدة مراكز للطاقة العالية لتحليلها ومن هذه المراكز الجيرا بالهند، ومن هذا المركز تم الحصول على هذه البيانات كما تم تحليل هذه البيانات التي تم الحصول عليها في قسم الفيزياء في جامعة مصراتة بليبيا، حيث شملت البيانات في هذه الدراسة على 548 تفاعلاً قابلاً للتحليل من السيلكون مع المستحلب النووي. ويوضح الجدول (1-5) الكثافة التي تقابل كل عنصر من مكونات المستحلب بوحدة ذرة لكل سنتيمتر مكعب. يتكون المستحلب النووي من مادة عجينية تتألف من بلورات دقيقة من هاليد الفضة يكون معظمها من البروم مع مخلوط صغير من اليود، هذه البلورات تكون مغمورة في الجيلاتين وهو عبارة عن مادة عضوية معقدة قادرة على امتصاص كميات كبيرة من الماء. إن الوظيفة الأساسية للجيلاتين هي التزويد بشبكة ثلاثية الأبعاد تعمل أساساً على تحديد مكان البلورات الصغيرة ومنعها من الهروب أثناء الإظهار والتثبيت لذلك فالجيلاتين يعتبر مادة مليئة تخفف من هشاشة المستحلب. كذلك يحتوي المستحلب النووي على ماء بحيث يبقى رطباً ويمنعه من التقشير.

الجدول (5-1): التركيب الكيميائي للمستحلب النووي من نوع " NIKFI – BR2 "

Element	H^1	C^{12}	N^{14}	O^{16}	B_r^{80}	A_g^{108}
$atoms/cm^3 \times 10^{22}$	3.15	1.41	0.395	0.956	1.028	1.028

يمكن تقسيم التفاعلات النووية مع نوى المستحلب النووي كما يلي:

- التفاعلات النووية مع النوى الثقيلة تكون عند: $n_h > 8$.
- التفاعلات النووية مع النوى الخفيفة تكون عند: $2 \leq n_h \leq 8$.
- التفاعلات النووية مع نوى الهيدروجين تكون عند $n_h \leq 1$:

على أساس هذه التقسيمات تحصل على:

115 تفاعلاً مع نوى H ، 210 تفاعلات مع النوى الخفيفة CON ، و 223 تفاعلاً مع النوى الثقيلة $AgBr$ في عينة فيها 548 تفاعلاً في حالة تصادمات Si عند كمية حركة شعاع قدرها $AGeV/c$ 4.5 ، وكل تفاعل من هذه التفاعلات ينتج عنه $AGeV/c$ انبعاث شظايا.

يوضح الجدول (5-2) نسبة تصادم المقذوف مع مختلف مجموعات النوى في المستحلب النووي. ونلاحظ أن التفاعلات مع H تتزايد بزيادة كتلة الشعاع ، بينما التفاعلات مع $AgBr$ تتناقص بزيادة كتلة الشعاع

الجدول (5-2) نسبة تصادم المقذوف مع مجموعات النوى المختلفة في المستحلب النووي

Projectile	Energy (AGeV/c)	H ($\langle A \rangle = 1$)	CNO ($\langle A \rangle = 14$)	Ag Br ($\langle A \rangle = 94$)
N^{14}	2.1	12.7	32.9	54
O^{16}	2	10.8	37.9	51.3
M_g^{24}	4.5	11.06	34.45	54.49
S_t^{28}	4.5	20.99	38.74	40.69
A_r^{40}	1.8	17.8	34.6	47.5
Γ_g^{56}	1.8	16.6	35.6	47.8

في تجارب المستحلب النووي، وعند حدوث تصادم وإنتاج الشظايا النووية، فإن انبعاث الجسيمات في تصادمات نواة – نواة عالية تمتلك خصائص مختلفة. فصنفت آثار هذه الجسيمات الناتجة على أساس السرعة النسبية $\beta = \hbar/c$ والمدى المتبقي R لها في المستحلب وكثافة حبيبية الأثر المتكون في المستحلب (التأين النوعي I^*).

1- شظايا القذيفة وهي شظايا نواة القذيفة غير المتفاعلة الناشئة من استمرار الجسيم هابطاً في مساره بعد الاصطدام بالنوى الساقطة. هذه الجسيمات تمتلك تقريباً سرعة النوى الساقطة نفسها بمعنى أن سرعتها النسبية ($\beta < 1$)، وهي ذات تأين ثابت وتتميز بمدى طويل وزوايا انبعاث صغيرة.

- 1- الجسيمات الرذاذية n_g تنتج هذه الجسيمات بشكل سريع ومباشرة بعد حدوث التصادم مما يجعل النوى المتبقية في حالة إثارة. هذه الجسيمات مشحونة مفردة نسبية، وتتميز آثار هذه الجسيمات بمداهما الطويل نسبياً، وأغلب هذه الجسيمات هي باريونات، وفوتونات سريعة، وبروتونات بالإضافة إلى مساهمة صغيرة من شظايا القذيفة المشحونة المفردة. تمتلك الجسيمات الرذاذية تأيناً حيث نوعياً $(I^* \leq 1.4)$ ، حيث $I^* = I/I_0$ يمثل I التآين لأثر الجسيم الثانوي، I_0 يمثل الحد الأدنى التجريبي للتآين بزوايا انبعث $\theta \leq 3^\circ$ وسرعة نسبية $\beta \geq 0.7$ مثل هذه الجسيمات تخضع لاستطارة متعددة شديدة. وبناءً على ذلك تنفصل الباريونات الناتجة عن شظايا القذيفة المشحونة المفردة.
- 3- شظايا الهدف وهي عبارة عن شلال من الجسيمات أو النيوكليونات المرتدة التي تنبعث من تبخر النواة المتبقية، هذا الصنف قسم إلى:

- الجسيمات الرمادية n_g وتمتلك تايماً نوعياً $1.4 \leq I^* \leq 10$ ومدى $R \geq 3mm$ وسرعة نسبية $0.3 < \beta < 0.7$ وطاقتها تتراوح بين $26 - 375MeV$ أغلب هذه الجسيمات عبارة عن بروتونات مالهده المرتدة وبعض الديوترونات والترائيتونات وجدير بالذكر ان شظايا القذيفة المشحونة الثنائية مع زوايا انبعث $\theta \leq 3^\circ$ تنتج التآين نفسه للمسارات الرمادية ولكن لم تدرج ضمن حسابات المسارات الرمادية.
- الجسيمات السوداء n_b وتمتلك تايماً نوعياً $I^* > 10$ ومدى $R < 3mm$ وسرعة نسبية $\beta \leq 0.3$ وطاقتها $E < 30MeV$ هذه الاثار السوداء تنتج عن شظايا جسيمات الفا وديوترونات وهي تبدو كجسيمات ثانوية وهي تبدو كجسيمات ثانوية بطيئة ذات تآين عال.

من ثم فإن الجسيمات المنبعثة تكون: شظايا قذيفة التي قسمت ثانية إلى مفردة الشحنة، وثنائية الشحنة (ومتعددة الشحنة)، والجسيمات الرذاذية، وشظايا الهدف (الجسيمات الرمادية، والجسيمات السوداء). وتحمل آثار هذه الجسيمات وصفاً متكاملاً لسلوك المادة النووية.

(1-2-5) النتائج والمناقشة

تعد دراسة المقطع العرضي للتفاعل من المفاهيم الهامة عند دراسة تصادم الجسيمات عالية الطاقة، حيث يعبر عن عند قذف جسيم مفرد احتمالية حدوث الحدث عمودياً على هدف يتكون من جسيم واحد لوحدة المساحة. فكرة المقطع العرضي أنه يعطي مساحة تخيلية لكل جسيم، ويتم اختيار المساحة بحيث إذا مر خلالها جسيم ساقط يحدث التفاعل، وإذا مر خارجها لا يحدث التفاعل. ويمكن تصور جسيم الهدف بأنه يشكل مساحة معينة بالنسبة للجسيم الساقط. وعند توجه الجسيم الساقط إلى الهدف فإنه يتفاعل معه ضمن هذه المساحة، وكلما زادت مساحة الهدف زادت احتمالية التفاعل بين الجسيم الساقط والهدف. وتسمى هذه المساحة مساحة مقطع التفاعل، وتتباين مساحة مقطع التفاعل للهدف تبعاً لطبيعة التفاعل وطاقة الجسيم الساقط.

المقطع العرضي التجريبي لتفاعلات كل مجموعات الهدف $\sigma_H, \sigma_{CNO}, \sigma_{AgBr}$ من العلاقة:

$$\sigma = \frac{1}{\lambda\rho} \quad (5 - 1)$$

λ تمثل متوسط المسار الحر بينما ρ تمثل كثافة النوى الهدف. يبين الجدول (3-5) علاقة متوسط المسار الحر بطاقة القذيفة، حيث نلاحظ أن متوسط المسار الحر يزداد بزيادة طاقة القذيفة، كما نلاحظ من الشكل (1-5) أن متوسط المسار الحر يتناقص بزيادة كتلة القذيفة.

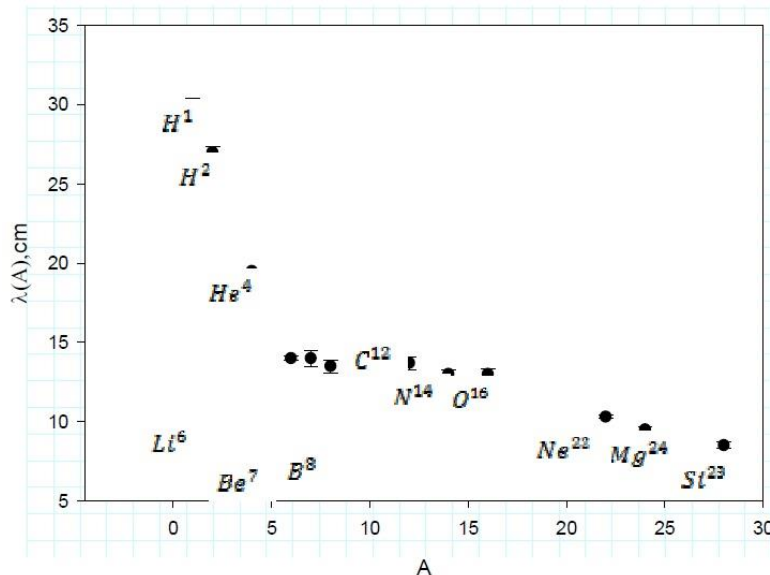
ρ الكثافة (جرام لكل سنتيمتر مكعب) لمجموعة باستخدام التركيب النوى المعطاة في الجدول (1-5)، الكيمياء للمستحلب النووي وباستخدام المعادلة حيث $\lambda = 1.56\text{cm}$ في حالة تصادمات السيلكون مع المستحلب النووي، وجدنا أن:

$$\sigma_H = 284.9\text{mb}, \sigma_{CNO} = 371.47\text{mb}, \sigma_{AgBr} = 2575.33\text{mb}, \sigma_{Em} = 804.6\text{mb}$$

القيم التجريبية

الجدول (3-5) يوضح العلاقة التجريبية المتحصل عليها لمتوسط المسار الحر للنيوترون داخل اوساط المستحلب النووي لعناصر السلكون والحديد المرجع [24].

العنصر	الطاقة (قيفا الكترون فولت)	متوسط المسار الحر $cm(\lambda)$
Si^{28}	4.5	1.56
Si^{28}	14.6	12.65
Fe^{28}	1	7.53
Fe^{28}	1.7	8.4



الشكل (1-5) يوضح العلاقة التجريبية بين المسار الحر و رقم الكتلة للقذيفة في حالة تصادم قذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية حركة 4.5 قيفا الكترون فولت.

كذلك يمكن حساب المقطع العرضي للتفاعل باستخدام علاقة برات و بيتر وهي تعبير هندسي مفيد لحساب المقطع العرضي لتفاعل الايون الثقيل في حدود منطقة الطاقة وتعطى بالعلاقة

$$\sigma = \pi \left[r^o \left(A_p^{\frac{1}{2}} + A_t^{\frac{1}{2}} + b \right) \right]^2 \quad (5 - 2)$$

حيث A_t كتلة الهدف و A_p كتلة المقذوف اما b معامل التصادم يمكن الحصول عليه بالمعادلة

$$b = \left[1.3 \left(A_p^{\frac{1}{3}} + A_t^{\frac{1}{3}} \right) + 0.4 \right] fm \quad (5 - 3)$$

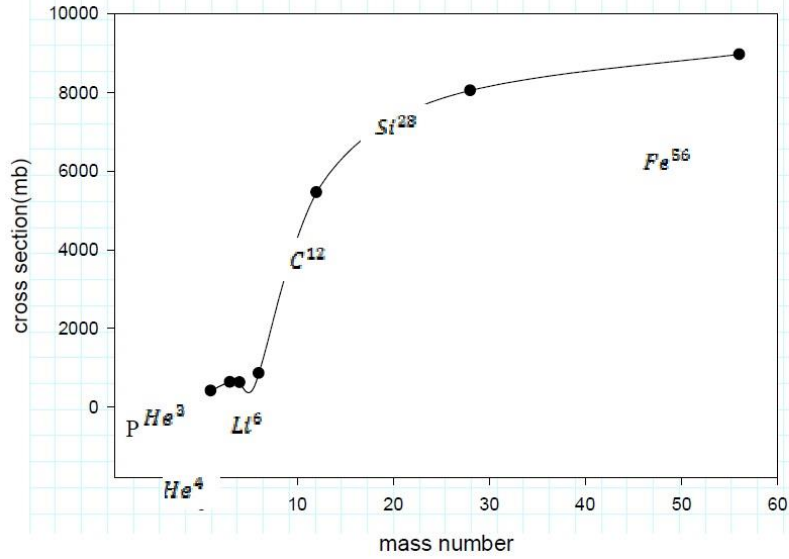
حيث $r^o = 1.25 fm$ وبتطبيق المعادلتين نجد ان

$$\begin{aligned} \sigma_H &= 182.75 mb, \sigma_{CNO} = 445.7 mb, \sigma_{AgBr} = 2227.05 mb, \sigma_{Em} \\ &= 1521.39 mb \end{aligned}$$

نلاحظ أن القيم المحسوبة للمقاطع العرضية باستخدام علاقة برات و بيتر على اتفاق جيد مع القيم التجريبية ويوضح الجدول (4-5) القيم التجريبية للمقطع العرضي لتفاعل قذائف مختلفة مع أهداف المستحلب النووي عند 4.5 ومقارنتها بالقيم $AGeV/c$ كمية حركة شعاع . المحسوبة باستخدام علاقة برات و بيتر كما نبين في الشكل (5-2) علاقة المقطع العرضي للتفاعل بكتلة القذيفة في حالة تصادم قذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية اشعاع $AGeV/c$ 4.5 ، حيث نلاحظ أن المقطع العرضي للتفاعل النووي يزداد بزيادة كتلة القذيفة.

الجدول (4 -5) القيم التجريبية للمقطع العرضي للتفاعل النووي غير المرن ومقارنتها بالقيم التي تم الحصول عليها بواسطة صيغة برات و بيتر لقذائف مختلفة مع أهداف المستحلب النووي، عند كمية حركة $AGeV/c$ 4.5

Projectile	σ_H mb	σ_{CNO} mb	σ_{Em} mb	σ_{AgBr} mb
P	37.70 (32.3)	291.36 (249.79)	415.52 (357.03)	1161.37 (998.67)
H_e^3	89.72 (84.10)	527.05 (489.77)	635.70 (591.76)	1618.57 (1506.62)
H_e^4	100.67 (103.42)	533.89 (546.64)	629.64 (644.54)	1568.97 (1605.15)
L_i^6	162.53 (138.42)	755.74 (641.52)	861.26 (732.51)	2074.12 (1765.00)
S_i^{28}	284.900 (182.753)	371.474 (445.710)	804.6 (1521.394)	2575.327 (2227.045)



الشكل (5-2) يوضح علاقة المقطع العرضي للتفاعل النووي بكتلة القذيفة وذلك في حالة تصادمات قذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية حركة شعاع 4.5 AGeV/c .

يوضح الجدول (5-5) مقارنة نتائج الدراسة مع دراسات آخرين

Interaction	Particles Multiplicity	Momentum AGeV/c	Energy Density(ϵ)	$dn/d\eta$
$N_e^{22} - A_g$	$n_p = 35, n_n = 37$	4.1	$2.5\epsilon_c$	14
$M_D^{24} - pb$	$n_p = 51, n_n = 77$	4.5	$2.25\epsilon_c$	21
$S_i^{28} - Em$	$n_p = 53, n_n = 23$	4.5	$2.4\epsilon_c$	21.67

(1-2-5) الاندفاعات العيارية

الاندفاعات العيارية للتوزيعات التعددية للجسيمات المشحونة النسبية الناتجة في تصادمات نواة - هادرون عالية الطاقة درست من كاشنود وآخرين في مدى طاقة (50-400) AGeV. في هذا العمل تمت دراسة الاندفاعات العيارية للتوزيعات التعددية للجسيمات المشحونة النسبية الناتجة في تفاعلات نواة-نواة، واعتمادها على كتلة القذيفة وطاقتها. تعطى الاندفاعات العيارية للتوزيعات التعددية للجسيمات المشحونة النسبية بالمعادلة:

$$C_k = \langle n_s^k \rangle / \langle n_s \rangle^k \quad (5 - 4)$$

حيث k ثابت ويأخذ قيماً مختلفة: 2,3,4,5, ... وهكذا. لدراسة اعتماد C_k على حجم نواة الهدف، تم حساب قيم C_2, C_3, C_4 لمجموعات مختلفة لنوى المستحلب في تفاعلات $Si - N$ عند طاقة 4.5 AGeV/c ، وقيم C_k التي تم الحصول عليها في هذه التفاعلات موضحة في الجدول (6-5) مع نتائج تم الحصول عليها سابقاً في تفاعلات $C^{12} - N$ عند طاقة القذيفة نفسها.

الجدول (5-6) قيم الاندفاعات العيارية C_2, C_3, C_4 في تصادمات نواة - نواة عند كمية اشعاع 4.5 AGeV/c لكل نيوكلون .

Type of Interaction	C_2	C_3	C_4
$C^{12} - CNO$	1.41 ± 0.10	2.42 ± 0.23	4.73 ± 0.58
$Si^{28} - CNO$	1.41 ± 0.01	2.44 ± 0.007	4.41 ± 0.003
$S_i^{28} - CNO$	1.45 ± 0.02	2.62 ± 0.005	5.48 ± 0.001
$C^{12} - Em$	1.43 ± 0.05	2.51 ± 0.12	5.15 ± 0.33
$C^{12} - Em$	1.58 ± 0.07	2.67 ± 0.13	-
$Si^{28} - Em$	1.53 ± 0.01	3.06 ± 0.013	7.19 ± 0.01
$S_i^{28} - Em$	1.6 ± 0.04	3.32 ± 0.02	7.9 ± 0.03
$C^{12} - A_g B_r$	1.27 ± 0.06	2.20 ± 0.13	3.09 ± 0.24
$C^{12} - A_g B_r$	1.29 ± 0.26	2.48 ± 0.08	-
$Si^{28} - AgBr$	1.31 ± 0.007	4.56 ± 0.004	3.55 ± 0.35
$S_i^{28} - A_g B_r$	1.25 ± 0.002	1.82 ± 0.001	2.9 ± 0.5
$Si^{28} - H$	1.45 ± 0.03	3.11 ± 0.02	10.04 ± 0.01

من الملاحظ أن قيم C_k في تصادمات $Si - N$ وتفاعلات $C^{12} - N$ عند طاقة 4.5GeV/c ثابتة تقريباً مع ثبات الحدود الإحصائية، وهذا واضح بشكل كبير في الجدول (5-6) ، حيث نلاحظ أن البارامترات C_k تزداد بزيادة قيمة k بمقارنة نتائج العمل الحالي مع النتائج التي تم الحصول عليها في تصادمات نواة - هادرون عند طاقات (400-50)AGeV. ، نلاحظ أن قيمة C_k متماثلة جداً في أنواع التفاعلات كلها.

لتوضيح عدم اعتماد الاندفاعات العيارية على الطاقة، حسب الاندفاعات العيارية لإنتاج شظايا الهيليوم n_g في تفاعل $Si^{28} - Em$ عند طاقة 4.5GeV/c ومقارنتها مع نتائج تفاعلات نوى (C, Ne, O, Mg, Si, S) مع المستحلب عند طاقات مختلفة.

يوضح الجدول (5-7) الاندفاعات العيارية $C_2 \rightarrow C_6$ لنوى (C, Ne, O, Mg, Si, S) ويتضمن اندفاع مولر الثاني الذي يعطى بالمعادلة

$$F_z = (C - 1)(\langle n_\alpha \rangle^2 - \langle n_\alpha \rangle) \quad (5 - 5)$$

يتضح من الجدول أن C_2, C_3 غير معتمدة تقريباً على الطاقة ورقم الكتلة، بينما تزداد قيم الزخوم الأعلى بزيادة رقم الكتلة.

كما نلاحظ أن قيمة زخم مولر الثاني لا يعتمد على الطاقة بينما يختلف باختلاف رقم الكتلة.

(2-2-5) الاستنتاجات

توضح نتائج الدراسة انه عند تصادمات نوى السيلكون مع نوى المستحلب النووي، نجد أن نسبة كبيرة من التفاعلات تحدث مع النوى الثقيلة للمستحلب (Ag, Br) وباقي التفاعلات تحدث مع النوى الخفيفة (C, N, O) ونواة الهيدروجين (H). و يزداد متوسط المسار الحر λ لتفاعلات القذيفة مع كل مجموعات الهدف بزيادة طاقة القذيفة ويتناقص بزيادة كتلة القذيفة كما ان القيم التجريبية للمقطع العرضي النووي لقذائف مختلفة مع أهداف المستحلب النووي عند طاقة 4.5GeV/c على اتفاق جيد مع القيم المحسوبة باستخدام علاقة برين و بيتر كما أن المقطع العرضي النووي يزداد بزيادة كتلة

القذيفة. المقطع العرضي النووي لإنتاج جسيمات ألفا المنبعثة من مصادر مختلفة مستقل عن طاقة القذيفة في مدى طاقة 200GeV – 3.7 لقذائف تمتلك الكتلة نفسها.

تم تقدير كثافة الطاقة (g) الناتجة من التصادمات المركزية لنوى السيلكون مع المستحلب النووي باستخدام نموذج بجوركن ووجد انها تساوي $g = 2.4g$ ، وهذه القيمة لا يمكن اعتبارها كثافة كافية لحدوث الانتقال من الطور الهادروني إلى حالة QGP . قيم الاندفاعات العيارية C_k تبقى تقريباً ثابتة مع ثبات الحدود الإحصائية لقذائف مختلفة أي أنها لا تعتمد على كتلة القذيفة، وإنما تعتمد على كتلة الهدف. كما أن قيمة هذا البارامتر تزداد بزيادة قيمة الثابت k . بمقارنة النتائج التي تم الحصول عليها عند إيجاد الاندفاعات العيارية في تفاعلات نواة - نواة مع النتائج المتحصل عليها في تصادمات نواة - هادرون عالية الطاقة، نستنتج أن النتائج في تفاعلات نواة - نواة وتفاعلات نواة - هادرون متماثلة تقريباً، وأن آلية للمرحلة النهائية للجسيمات المشحونة تكون نفسها [24].

الجدول (5-7): القيم المتوسطة لجسيمات الفا المنتجة، والاندفاعات العيارية ، واندفاع مولر الثاني لنوى مختلفة وطاقات مختلفة

Energy (GeV)	C^{12}	C^{16}			$N_{g^{22}}$	$M_{g^{24}}$	$S_{g^{20}}$			$S_{g^{22}}$
	3.7	14.6	60	200	3.7	3.7	3.7	4.5	14.6	200
$\langle N_a \rangle$	1.5 ± 0.1^d	1.7 ± 0.1^b	1.7 ± 0.1^b 1.6 ± 0.1^c	1.7 ± 0.1^b 1.6 ± 0.2^c	1.6 ± 0.1^d	1.8 ± 0.1^e	1.8 ± 0.1^a 1.9 ± 0.1^d	$1.8 \pm 0.2^*$	1.7 ± 0.1^f 1.8 ± 0.1^a 1.9 ± 0.1^c	1.8 ± 0.1^a 1.7 ± 0.1^c
C_2	1.2 ± 0.1^d	1.2 ± 0.1^b	1.2 ± 0.1^b 1.2 ± 0.1^c	1.2 ± 0.1^b 1.2 ± 0.1^c	1.3 ± 0.1^d	1.3 ± 0.1^e	1.3 ± 0.1^a 1.3 ± 0.1^d	$1.3 \pm 0.2^*$	1.3 ± 0.1^f 1.3 ± 0.1^a 1.3 ± 0.1^c	1.3 ± 0.1^a 1.3 ± 0.1^c
C_3	1.7 ± 0.2^d	1.7 ± 0.1^b	1.7 ± 0.1^b 1.8 ± 0.1^c	1.7 ± 0.1^b 1.7 ± 0.1^c	2.1 ± 0.1^d	2.1 ± 0.1^e	2.1 ± 0.1^a 2.2 ± 0.1^d	$1.9 \pm 0.2^*$	2.3 ± 0.1^f 2.1 ± 0.1^a 2.3 ± 0.1^c	2.4 ± 0.1^f 2.3 ± 0.1^c
C_4	2.7 ± 0.2^d	2.6 ± 0.2^b	2.8 ± 0.1^b 2.9 ± 0.2^c	2.6 ± 0.1^b 2.8 ± 0.5^c	4.0 ± 0.1^d	3.9 ± 0.2^e	4.2 ± 0.1^a 4.4 ± 0.2^d	$3.8 \pm 0.2^*$	4.6 ± 0.2^f 4.7 ± 0.2^a 4.0 ± 0.2^c	5.0 ± 0.3^a 4.7 ± 0.2^c
C_5	4.7 ± 0.4^d	4.3 ± 0.1^b	4.7 ± 0.2^b 4.9 ± 0.3^c	4.3 ± 0.2^b 4.6 ± 0.4^c	8.5 ± 0.2^d	7.9 ± 0.5^e	9.3 ± 0.3^a 8.9 ± 0.3^d	$8.5 \pm 0.6^*$	10.6 ± 0.5^f 10.6 ± 0.5^a 8.2 ± 0.4^c	11.9 ± 0.6^a 11.0 ± 0.4^c
F_2	1.0 ± 0.1^d	1.1 ± 0.1^b	1.1 ± 0.1^b 1.0 ± 0.1^c	1.1 ± 0.1^b 1.0 ± 0.1^c	0.9 ± 0.1^d	0.8 ± 0.1^e	0.8 ± 0.1^a 0.8 ± 0.1^d	$0.8 \pm 0.1^*$	0.8 ± 0.1^f 0.8 ± 0.1^a 0.8 ± 0.1^c	0.7 ± 0.1^a 0.7 ± 0.1^c

(3-5) اعتماد التصادمات القريبة والبعيدة في حساب قدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة

اجرت الباحثة رؤى و راشد دراسة نظرية لحساب قدرة الايقاف الالكترونية باستعمال معادلة بور و بيبث واعتماد التصادمات القريبة و التصادمات البعيدة والمعادلة الناتجة من جمع التصادمات القريبة والتصادمات البعيدة للجسيمات المشحونة الثقيلة (البروتونات) الساقطة على الاهداف الذرية Si, O, C, H وقورنت النتائج المتحصلة لقدرة الايقاف الالكترونية مع نتائج برنامج SRIM 2003 فأظهرت توافق جيد معها. وقد تم اجراء الحسابات النظرية لقدرة الايقاف للبروتونات المارة في الاهداف الذرية اجرئت في مدى طاقة 0.01 – 1000MeV واستخدمت الطرق الرياضية في حساب وبرمجة جميع المعادلات على وفق برنامج كتب بلغة Matlab للحصول على النتائج النظرية المطلوبة والتي تم توضيحها كرسوم بيانية.

حسب نظرية التشتت التقليدية تعطى قدرة الايقاف بالصيغ الاتية

$$L_{nuc} = \ln\left(\frac{2a}{b_n}\right) \quad (5-6)$$

$$L_{elec} = \ln\left(\frac{mv^3}{2|Z_1|e^3\bar{\omega}}\right) \quad (5-7)$$

$$b_n = \frac{2Z_1Z_2e^2}{M_0v^2} \quad (5-8)$$

اذ ان

M_0 الكتلة المختزلة للقذيفة والهدف ، a انصاف اقطار ذرات الهدف ، N كثافة الذرات ، Z_1 ، Z_2 الاعداد الذرية للقذيفة والهدف على التوالي ، m كتلة الالكترن ، e شحنة الالكترن ، v سرعة الجسم الساقط. $\bar{\omega} = (\omega_1 \cdot \omega_2 \dots \omega_{Z_2})^{\frac{1}{Z_2}}$ التردد المقيد بعدد الالكترونات في ذرة الهدف وتلك الترددات المقيدة تأتي بافتراض بان القوة التي قيده الالكترونات بالنوى هي قوى توافقية ان النظرية الكلاسيكية تعطى بالعلاقة الاتية:

$$s = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega} \quad (5-9)$$

حيث ان $c = 1.1229$

حيث ان $\ln \frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega}$ يسمى عدد ايقاف بوهر ويرمز له بالرمز L_{Bohr}

ان نتيجة بوهر تظهر ضمن الشرط $k = \frac{2Z_1 v_0}{v} > 1$

ثم جاء بعد ذلك العالم بيث الذي وضع صيغة كمية نسبية لقدرة الايقاف للجسيمات المشحونة اعتمادا على ميكانيكا الكم حيث ان نظرية بيث للايقاف تكون صحيحة عند سرعة الجسم الساقط اعلى من سرعة بوهر ان الاختلاف بين تعبير قدرة الايقاف ل بوهر وقدرة الايقاف لبيث هو بعدد الايقاف حيث ان نظرية بيث تعطي بالعلاقة

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} NZ_2 \ln \frac{2mv^2}{I} \quad (5-10)$$

حيث $\ln \frac{2mv^2}{I}$ يسمى عدد ايقاف ببيث ويرمز له بالرمز L_{Bethe}

$\beta = \frac{v}{c}$ وهي السرعة النسبية بين سرعة الجسم الساقط و سرعة الضوء

ويمكن كتابة قدرة الايقاف ل بيث بالشكل الاتي

$$s = k \frac{Z_1^2 Z_2}{A\beta} L_{Bethe} \quad (5 - 11)$$

ثم ظهرت بعد ذلك نظرية بيث وبلوخ والتي حلت التناقض الموجود بين نظرية بور الكلاسيكية لايقاف الجسيمات المشحونة ونظرية الاضطراب الكمية ل بيث حيث انها اعتمدت على قيمة المؤثر η الذي يعطى بالمعادلة $\eta = \frac{Z_1 e^4}{hZ}$ حيث ان خسار الطاقة توصف كلاسيكيا اذا كانت قيمة $\eta \gg 1$ بينما تطبق نظرية الاضطراب في الحالة العكسية اي عند η صغيرة هذه النتيجة قدمت كتصحيح لتحديد المقطع العرضي لايقاف الرتبة الاولى لنظرية الاضطراب والتي يعبر عنها بالمعادلة

$$s = \frac{4\pi N Z_1^2 Z_2}{m v^2} k^2 e^4 \left[\ln \frac{2mv^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (5 - 12)$$

حيث ان

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$$

وان نموذج بلوخ و بيث لا يمكن تطبيقه على الطاقات المنخفضة التي تقل من 0.01 MeV لان التفاعلات النووية هي التي تكون سائدة.

وبالاعتماد على مبدأ التصادمات القريبة والتي تم الافتراض انها تخضع لقانون استطرارة كولوم الحرة وان حساب فقدان الطاقة يتم من خلال استطرارة الالكترونات الذرية بواسطة الجسيم الساقط وبما ان الجسيم المشحون الساقط سوف يفقد طاقته خلال هذه العملية لذلك فان الطاقة المنتقلة الى الذرة الهدف كدالة لمعامل التصادم p تعطى بالعلاقة

$$T_{close} = \frac{2Z_1^2 e^4}{m v^2 p^2} \frac{1}{b/(2p)^2} \quad (5 - 13)$$

حيث T_{close} تمثل الطاقة المنتقلة الى الذرة الهدف كدالة لمعامل التصادم

b هو قطر التصادم ويساوي

$$b = \frac{2Z_1 e^2}{m v^2} \quad (5 - 14)$$

ان مشتقة مباشرة من قانون رذرفورد $\tan \theta/2 = b/2p$ و $T = 2mv^2 \sin^2 \theta/2$ حيث θ زاوية استطرارة مركز الكتل اما التصادمات البعيدة فتكون فيها الالكترونات الذرية غير الحرة اي انها ناتجة من ترابط الكترونات الهدف من خلال التردد الكلاسيكي (ω) وان الطاقة المنتقلة الى الكترون ذرة الهدف كدالة لمعامل التصادم p تعطى بالعلاقة

$$T_{dis} = \frac{2Z_1^2 e^4}{m v^2 p^2} \left\{ \left[k_0 \left(\frac{\omega p_0}{v} \right) \right]^2 + \left[k_1 \left(\frac{\omega p_0}{v} \right) \right]^2 \right\} \quad (5 - 15)$$

حيث p_o معامل التصادم الحرج

k_1 و k_o تمثل دول بيسال المعدلة وبما ان قدرة الايقاف تعرف بدلالة الطاقة المنتقلة ومعامل التصادم p وفق المعادلة

$$S_{tot} = \int_0^{\infty} 2\pi T(p) p dp \quad (5 - 16)$$

فعند الاخذ بنظر الاعتبار التصادمات القريبة والبعيدة بالمعادلات (5 - 13) و (5 - 15) لذلك تصبح المعادلة بالشكل الاتي

$$S_{tot} = \int_0^{\infty} 2\pi p dp (T_{close} + T_{dis}) \quad (5 - 17)$$

$$= \int_0^{p_o} 2\pi p dp T_{close}(p) + \int_{p_o}^{\infty} 2\pi p dp T_{dis}(p) \quad (5 - 18)$$

حيث ان الحد الاول من المعادلة (5 - 18) يمثل التصادمات القريبة والحد الثاني يمثل التصادمات البعيدة حيث ان p_o هو الذي يحدد التصادمات القريبة م البعيدة اي عند القيم p_o تكون الطاقة المنتقلة للتصادمات القريبة T_{close} مساوية للطاقة المنتقلة للتصادمات البعيدة T_{dis} اي ان:

$$T_{close}(p_o) = T_{dis}(p_o) \quad (5 - 19)$$

وبتعويض المعادلتين (5 - 13) و (5 - 15) في المعادلة (5 - 18)

$$S_{close}(p) = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \left[1 + \left(\frac{2p_o}{b} \right)^2 \right] \quad (5 - 20)$$

$$L_{close} = \ln \left[1 + \left(\frac{2p_o}{b} \right)^2 \right] \quad (5 - 21)$$

$$S_{dis} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) k_o \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) k_1 \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) \quad (5 - 22)$$

$$L_{dis} = \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) k_o \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) k_1 \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) \quad (5 - 23)$$

تصبح المعادلة في الشكل

$$S_{close} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} L_{close} \quad (5 - 24)$$

$$S_{dis} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} L_{dis} \quad (5 - 25)$$

وبجمع المعادلتين (5 - 21) و (5 - 23) نحصل على الصيغة العامة لعدد الايقاف الكلي L_{tot} :

$$L_{tot} = \ln \left[1 + \left(\frac{2p_o}{b} \right)^2 \right] + \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) k_o \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) k_1 \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) \quad (5 - 26)$$

ان حساب بوهر استند الى تمييز ذلك عند السرعة العالية اي عندما تكون $\frac{v}{\omega} \ll b$ حيث ان القيمة p_o يمكن ايجاد اعتمادا على الفترة $\frac{v}{\omega} \ll p_o \ll b$ وان دوال بيسال من الممكن تمثيلها بمفوكها الخاص ولقيم x حيث

$$xk_o(x)k_1(x) = \ln \frac{2}{x} - \gamma + o(x^2) \quad (5 - 27)$$

حيث ان x يمثل متغير γ ، يمثل ثابت اويلر وقيمه تساوي 0.5772 ومن الممكن اعادة كتابة المعادلتين (5 - 20) و (5 - 21) بالشكل الاتي :

$$S_{close} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \left(\frac{2p_o}{b} \right) \quad (5 - 28)$$

$$L_{close} = \ln \left[1 + \left(\frac{2p_o}{b} \right)^2 \right] \quad (5 - 29)$$

وعند $1 \ll 2p_o/b$ فان المعادلات (5 - 22) و (5 - 23) تكتب بالصيغة

$$S_{dis} = \frac{2\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{Cv}{\omega p_o} \quad (5 - 30)$$

$$L_{dis} = \ln \frac{Cv}{\omega p_o} \quad (5 - 31)$$

حيث ان C ثابت يعطى بالعلاقة $C = 2e^{-\gamma}$

$$S_{tot} = S_{close} + S_{dis} \quad (5 - 32)$$

وبتعويض المعادلات (5 - 27) و (5 - 29) في المعادلة (5 - 31) نحصل على الصيغة العامة لحساب المقطع العرضي للايقاف لنظرية بوهر

$$S_{tot} = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2 e^4}{mv^2} \ln \left(\frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega} \right) \quad (5 - 33)$$

$$L_{tot} = \ln \left(\frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega} \right) \quad (5 - 34)$$

وهو يساوي L_{Bohr} ونلاحظ ان معامل بوهر ξ هو المعامل الثاني الذي في حساب المقطع العرضي للايقاف فضلا عن معامل التصادم الحرج p_o اما عن كيفية الحصول على الصيغة الكلاسيكية لحساب قدرة الايقاف فتتم من خلال حل التكاملات رياضيا في المعادلتين (5 - 20) و (5 - 22)

فقط بدون الاعتماد على التقريب الرياضي معادلة (26 - 5) لتجنب حصول توقف في اللوغريتم والمتمثل في المعادلة (32 - 5) فبالتعويض عن قيم m و e كتلة وشحنة الالكترون والعلاقة $\beta = v/c$ في معادلة (20 - 5) و (22 - 5) نحصل على المعادلتين التاليتين بوحدة $(MeV.cm^2/mg)$

$$S_{close} = 0.30707 \left(\frac{Z_1^2}{\beta^2} \right) \left(\frac{Z_2}{a_2} \right) \times \frac{1}{2} \ln \left(1 + \left(\frac{2p_o}{b} \right)^2 \right) \quad (5 - 35)$$

$$S = 0.30707 \left(\frac{Z_1^2}{\beta^2} \right) \left(\frac{Z_2}{a_2} \right) \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) k_o \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) k_1 \left(\frac{\omega p_o}{v} \right) \quad (5 - 36)$$

ومن جمع هاتين المعادلتين نحصل على المعادلة الكلاسيكية العامة لحساب المقطع العرضي للايقاف التي تم الاعتماد عليها في حساباتنا النظرية:

$$S_{close} = 0.30707 \left(\frac{Z_1^2}{\beta^2} \right) \left(\frac{Z_2}{a_2} \right) L_{tot} \quad (5 - 37)$$

عدد الايقاف الكلي للمعادلة (36 - 5) يعطى بالعلاقة الاتية:

$$L_{tot} = \frac{1}{2} \ln \left(1 + \left(\frac{2p_o}{b} \right)^2 \right) + x k_o(x) k_1(x) \quad (5 - 38)$$

(1-3-5) المعاملات المؤثرة في حساب المقطع العرضي للايقاف

من المعادلتين (20 - 5) و (22 - 5) والناجمة منها معادلة بوهر (32 - 5) نلاحظ ان هناك معاملات اساسية تؤثر في حساب المقطع العرضي للايقاف الجسيمات الثقيلة وهي معامل التصادم الحرج p_o ومعامل بوهر ξ .

ان المعامل p_o يفصل ما بين التصادمات القريبة والتصادمات البعيدة في حساب المقاطع العرضية للايقاف S_{dis}, S_{close} في المعادلة (28 - 5)

يمكن ايجاد معامل بوهر الذي يمثل دالة للسرعة في حساباتنا النظرية من المعادلة الاتية:

$$\xi = \frac{mv^3}{Z_1 e^2 \omega} \quad (5 - 39)$$

ان التصادمات القريبة والتصادمات البعيدة تكون متساوية عند معامل التصادم p_o او ان:

$$S_{close} = S_{dis}$$

فمن مساواة المعادلة (27 - 5) و (29 - 5) نحصل على:

$$\ln \left(\frac{Cv}{\omega p_o} \right) = \ln \left(\frac{2p_o}{b} \right) \quad (5 - 40)$$

$$p_o = \left(\frac{Cvb}{2\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5 - 41)$$

وبالتعويض عن $\omega = I/\hbar$ نحصل على:

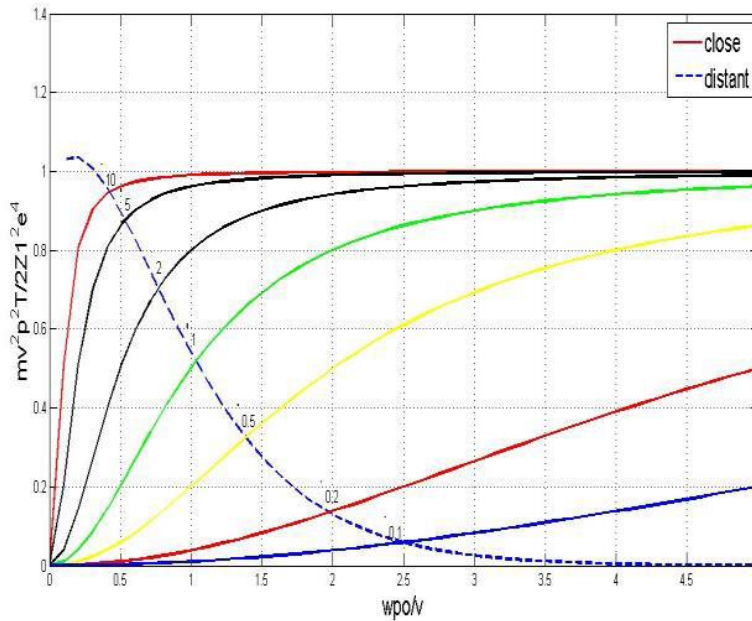
$$p_o = \left(\frac{CZ_1 e^4}{mvv_o I} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5 - 42)$$

ان اهمية معامل بوهر ξ ومعامل التصادم الحرج p_o وكذلك يمكن الملاحظة ان معامل بوهر ξ واضح خلال الشكل والذي يوضح العلاقة بين التصادمات القريبة والتصادمات البعيدة

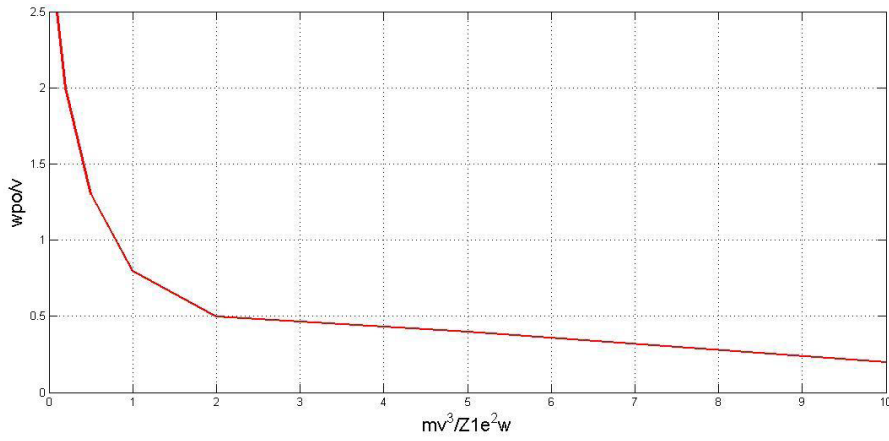
$$Y_{dis} = \frac{mv^2 p^2}{2Z_1^2 e^4} T_{dis} \quad (5 - 43)$$

مع معامل التصادم الحرج p_o وكذلك يمكن الملاحظة ان معامل بوهر ξ يأخذ قيم متعددة والتمثلة بأعلى قيمة لها $\xi = 10$ إلى أقل قيمة $\xi = 0.1$ حيث نلاحظ من هذا الشكل ان p_o تمثل دائما نقطة تقاطع عندما تكون $Y_{close} = Y_{dis}$

ان الشكل يوضح العلاقة العكسية بين معامل التصادم الحرج p_o ومعامل بوهر ξ حيث عند السرعات العالية (أعلى قيمة ξ) فان معامل التصادم p_o يأخذ أقل قيمة وبالعكس.



الشكل (3-5) العلاقة بين التصادمات القريبة T_{close} والتصادمات البعيدة T_{dis} مقابل معامل التصادم الحرج p_o ، ويوضح الشكل أيضا اعتماد T_{close} على سرعة الجسيم الساقط من خلال معامل بوهر ξ الذي يأخذ قيم متعددة $0.1 < \xi < 10$



الشكل (4-5) التباين بين سرعة الجسيم الساقط (بوهرج) المتمثلة بمعامل ومعامل التصادم الحرج p_0

$$L_{Bohr} = L_{close} + L_{dis}$$

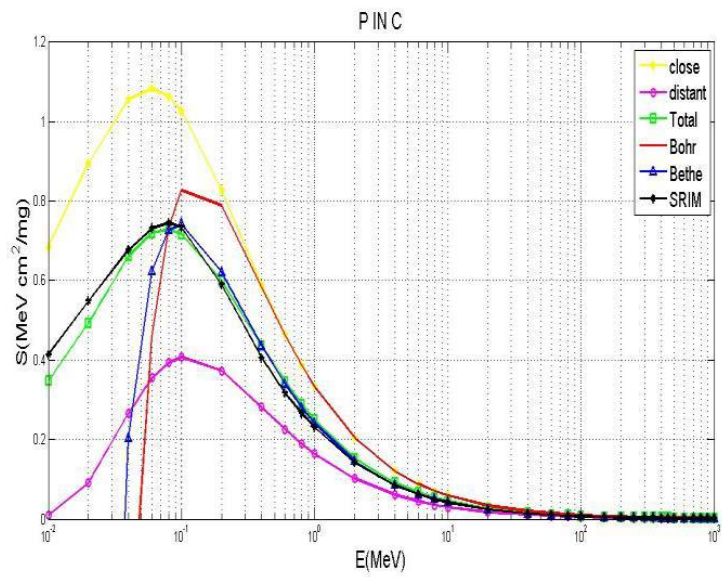
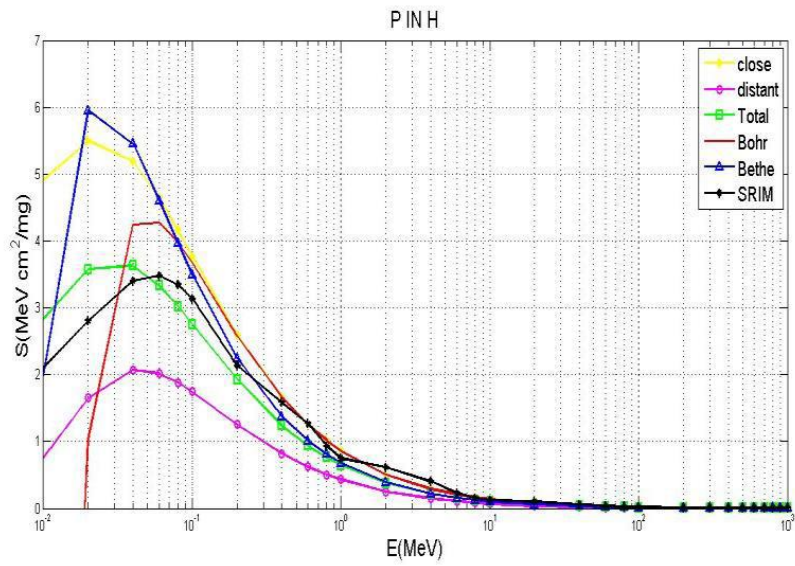
عند النقطة p_0 يكون:

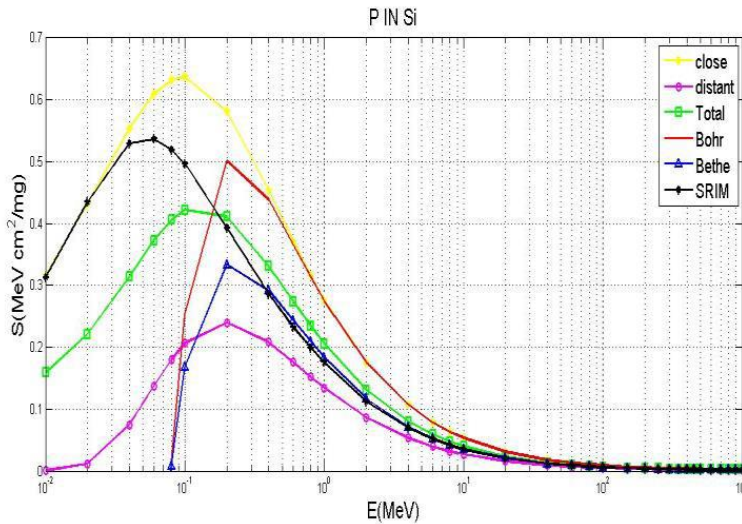
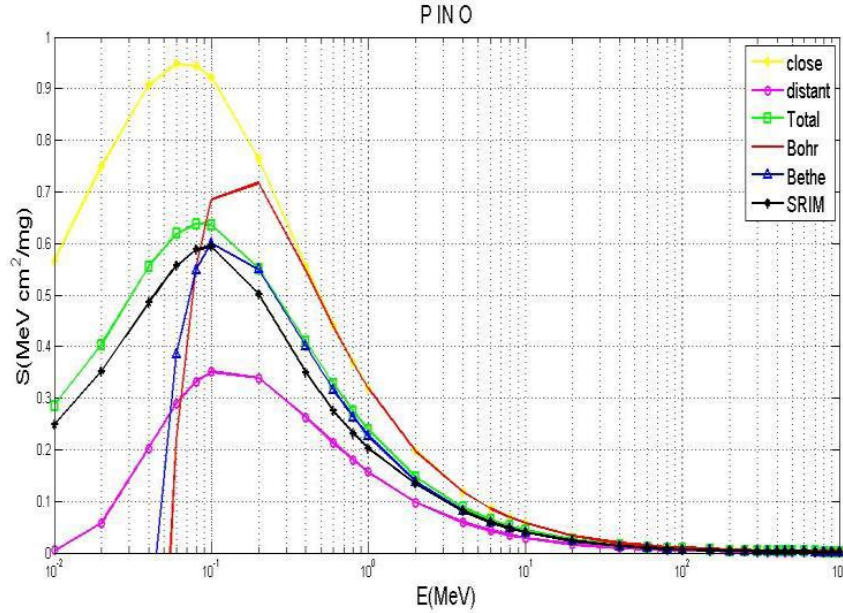
$$L_{Bohr} = 2L_{close} + 2L_{dis}$$

(2-3-5) الحسابات والنتائج

تم حساب قدرة الايقاف الالكترونية للبروتونات المارة خلال اهداف (الهيدروجين والكربون والاكسجين والسلكون) في حدود طاقة $0.01 - 1000 \text{ MeV}$ باستعمال المعادلات السابقة في برنامج بلغة الماتلاب الشكل (5-5) يوضح المقارنة بين النتائج النظرية المتمثلة بالمعادلات لبوهر وبيث والنتيجة من التصادمات القريبة والبعيدة. حيث نلاحظ من الشكل (5-5) ان اعظم قيمة لقدرة الايقاف الالكترونية الناتجة من المعادلات تكون ضمن الطاقة $0.01 < E(\text{MeV}) < 0.05$ وبزيادة الطاقة تبدأ قدرة الايقاف بالتناقص اما عند ملاحظة الاشكال (b,c,d) فنلاحظ ان اعظم قيمة لقدرة الايقاف الالكترونية الناتجة من المعادلات تكون ضمن الطاقة $0.01 < E(\text{MeV}) < 0.2$ وبزيادة الطاقة تبدأ قدرة الايقاف بالتناقص.

اما بالنسبة الى معادلتى بيث و بوهر المتمثلتين بالمعادلتين (11 - 5) و (32 - 5) والموضحة بالشكل (5-5) a, b, c, d عند الطاقات المنخفضة صيغة بوهر و صيغة بيث تصل الى حد الانقطاع او التوقف حيث يوجد تباعد كبير بين صيغة بوهر وصيغة بيث عند الطاقات المنخفضة حيث تم حساب قدرة الايقاف الالكترونية لجسيم مشحون واحد في اهداف مختلفة وبينت النتائج انه كلما قل العدد الذري للهدف كلما زاد التباعد بين صيغة بوهر وصيغة بيث كما موضح في الشكل اما عند الطاقات العالية فان هذا التباعد يقل ونحصل على توافق جيد بين النتائج النظرية والعملية كذلك عند ملاحظة الشكل نجد ان قدرة الايقاف تتناسب تناسباً عكسياً مع العدد الذري لمادة الهدف حيث ان اعلى قيمة لقدرة الايقاف حصلنا عليها عندما كان الهدف الهيدروجين واقل قيمة عندما كان الهدف سيلكون.





الشكل (5-5) يوضح العلاقة بين قدرة الايقاف الالكترونية للبروتونات الساقطة على اهدف الهيدروجين H والكاربون C والاكسجين O والسليكون Si

(3-3-5) الاستنتاجات

توضح دراسة قدرة الايقاف ان صيغة بيت الممتثلة بالمعادلة (11 - 5) وصيغة بوهر الممتثلة في المعادلة (32 - 5) هي صيغ مهمة في حساب المقطع العرضي لقدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة وتعتمد على سرعة وشحنة الجسيم الساقط وهاتين الصيغتين متشابهتين تقريبا باستثناء اللوغارتم الذي يعتبر اسال الاختلاف بين هاتين المعادلتين. حيث يمكن استعمال المعادلة (36 - 5) في حساب قدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة في او هدف عند السرعات العالية وعند السرعات المنخفضة ولاي قيمة لشحنة وسرعة الجسيم الساقط ويتضح عند حساب

قدرة الايقاف للبروتونات الساقطة على الاهداف الذرية H, C, O, Si ان قدرة الايقاف تزداد بزيادة طاقة الجسيم الثقيل الساقط عند منطقة الى ان تصل الى قيمة محددة ثم تبدأ بالنقصان الى ان تكون قريبة من الصفر عند الطاقات العالية.

وعند ملاحظة الشكل (5 – 5) يلاحظ تباعد بين معادلة بوهر ومعادلة بيت عند الطاقة المنخفضة وبزيادة الطاقة فان هذا التباعد يقل وتبد بالتقارب الى ان تصل الى حد التوافق عند نقطة معينة بسبب التأثير اللوغارتمي. [48]

(4-5) حساب كثافة الفوتونات والنترونات الناتجة عن تفاعل البريليوم والبورون في مسرع السيكلترون السوري باستخدام الشفرات MCNP5C و MCNPX

وفي بحث اجراه توفيق واخرون استخدمت الشفرات MCNP5C و MCNPX لنمذجة التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ في مسرع السيكلترون السوري لحساب كثافة النترونات والفوتونات الناتجة عن هذا التفاعل كتابع لسماكة هدف البريليوم استخدمت بروتونات مسرعة لطاقة 15MeV وتيار شدته $200\mu\text{A}$ ودرس أيضاً التوزيع الزاوي للنترونات الصادرة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ كتابع لسماكة الهدف اذ لوحظ أن القيمة العظمى للكثافة النترونية والفوتونية تقع عند الزاوية صفر. قورنت القيم الحسابية بالنسبة إلى التفاعلين ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ و ${}^{207}\text{Pb}(p,n)$ بالقيم التجريبية بالنسبة إلى الطيف النترونات الصادر عن هذين التفاعلين، ووجد تطابق و جيد بين القيم الحسابية والتجريبية.

الجدول (5-8) المواصفات العامة لمسرع السلكترون السوري

(15 – 30) MeV	مجال طاقة البروتونات
200 μA	شدة تيار البروتونات
1.7 Tesla	الحقل المغناطيسي الأعظمى
0.12 Tesla	الحقل المغناطيسي الأدنى
65 MHz	التردد (ثابت)
5 mA	تيار الحقن للمسرّع (H)
70/110 kW	استطاعة التشغيل عند بروتونات بطاقة (MeV) 30
50 tons	الوزن الكلي

التفاعلات المعتمدة في المسرعات لإنتاج النترونات إن مبدأ إنتاج النترونات في المسرعات يعتمد على تسريع نوى مشحونة خفيفة أو ثقيلة ومن ثم صدمها بهدف مناسب للحصول على كثافة نترونية محددة، وهناك كثير من التفاعلات المستخدمة لهذا الغرض نذكر منها:

التفاعلات (p,n):

${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$, ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(p,n){}^{12}\text{N}$, ${}^{15}\text{N}(p,n){}^{15}\text{O}$, ...etc.

التفاعلات (d,n):

${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$, ${}^{15}\text{N}(d,n){}^{16}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}(d,n){}^{19}\text{F}$, ${}^{20}\text{Ne}(d,n){}^{21}\text{Na}$, ...etc

ويعتمد اختيار التفاعل على شدة الكثافة النeutronية المطلوبة والغرض منها. مثلاً في مجال علاج الأورام الدماغية السرطانية باستخدام طريقة أسر النوترون في نواة البورون عادة يستخدم التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ وهذا مرتبط بعدة شروط مثل :
 - درجة الانصهار لمادة الهدف عالية.
 -الموصلية الحرارية جيدة.
 -التماسك العالي للبنية الميكانيكية لمادة الهدف.

يبين الجدول (5-9) خصائص بعض التفاعلات المستخدمة في مجال العلاج الإشعاعي

الموصلية الحرارية لمادة الهدف W/m-K	درجة انصهار مادة الهدف C°	الطاقة العظمى للنوترونات MeV	الطاقة الوسطى للنوترونات عند الزاوية 0° MeV	معدل إنتاج النوترونات n/(min-mA)	طاقة القذيفة MeV	التفاعل
85	181	0.786	0.55	5.34×10^{13}	2.5	${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$
201	1287	2.12	1.06	6.00×10^{13}	4.0	${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$
201	1287	5.81	2.01	1.30×10^{13}	1.5	${}^9\text{Be}(d,n)$
230	3550	6.77	1.08	1.09×10^{13}	1.5	${}^{13}\text{C}(d,n){}^{14}\text{N}$

ترتبط الشدة النيوترونية الناتجة عن التفاعل مع تيار الخرج للمسرّع (حزمة الجسيمات المسرّعة) بالعلاقة التالية:

$$\varphi_n (\text{n/sec}) = N + V \times \sigma(p, n) \times \frac{I_p}{q \times A} \quad (5 - 44)$$

اذ ان $\varphi_n \left(\frac{\text{n}}{\text{sec}} \right)$ شدة النيوترونات الناتجة. V حجم الهدف، q شحنة البروتون، N كثافة نوى مادة الهدف في وحدة الحجم، I_p شدة تيار البروتونات الخارج من المسرّع، A ابعاد حزمة النيوترونات، $\sigma(p, n)$ المقطع العرضي للتفاعل

(1-4-5) نمذجة تفاعل البريليوم بورون باستخدام الشفرة MCNP5C و MCNPX

يعد التفاعلان الآتيان ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ و ${}^9\text{Li}(p,n)$ الاكثر استخداماً في المسرّعات لتصميم حزمة نوترون فوق حرارية لاستخدامها في مجال معالجة الأورام السرطانية الدماغية، وقد اعتمد في هذا البحث التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ لتوليد كثافة نوترونية عالية باستخدام حزمة بروتونات طاقتها 15MeV صادرة عن المسرّع السوري، واختير البريليوم كهدف لتمييزه بدرجة انصهار مرتفعة مقارنة بالليثيوم، وكذلك لموصليته الحرارية العالية والثبات مقابل البروتونات العالية الطاقة. ولنمذجة هذا التفاعل أخذ قرص دائري قطره 1.0cm من البريليوم النقي متعدد السماكات مع الأخذ بالحسبان مواصفات السيكلترون مثل:

$$I = 200.0 \mu\text{A} \text{ تيار الخرج}$$

$$15.0 \text{MeV} \text{ طاقة البروتونات}$$

من علاقة التيار الكهربائي يمكن حساب شدة البروتونات $\varphi_n \left(\frac{\text{n}}{\text{sec}} \right)$ الموافقة لتيار الخرج للمسرّع

$$I = 200.0 \mu\text{A}$$

$$\varphi_p = N_p/t = I/e = 200 \times 10^{-6} / 1.6 \times 10^{-19}$$

$$= 1.2483 \times 10^{15} [\text{proton}/\text{sec}]$$

حيث N_p عدد البروتونات الموافق لتيار الخرج المعطى

$$\phi_p = \left(\frac{\text{proton}}{\text{sec}} \right) - \text{شدة البروتونات الصادرة عن المسرع الموافقة لتيار الخرج واحدة الزمن}$$

(C) شحنة البروتون .

وتستخدم القيمة السابقة للشدة البروتونية في ملف الدخل الشفرة MCNPX عند تعريف مصدر الجسيمات.

(5-4-2) دراسة تغير الكثافة النترونية والفوتونية الناتجة عن تفاعل البريليوم بورون

كتابع لسماكة الهدف المستخدم من البريليوم باستخدام الشفرة MCNPX

وصف التفاعل المدروس ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ من خلال كتابة ملف الدخل لهذا التفاعل باستخدام الكود MCNPX واستخدمت بروتونات طاقتها $E_p = 15.0 \text{ MeV}$ الموافقة لطاقة الخرج لمسرع السيكلترون السوري، وجرت محاكاة المصدر على شكل مصدر قرصي بقطر 1.0 cm قطر حزمة البروتونات الصادرة عن قناة الخرج للمسرع عند سماكات مختلفة هذا المصدر متوضع في مركز كرة من الهواء ذات نصف قطر 100 cm وحسبت كثافة الجسيمات الواردة إلى سطح هذه الكرة والناتجة عن المصدر السابق. ولحساب الكثافة النترونية و الفوتونية الناتجة عن هذا التفاعل استخدم الأمر أو العداد F_2 ضمن بطاقة الحساب لملف الدخل للبرنامج الذي يعطي كثافة تدفق الجسيمات من خلال سطح معين ويعبر عنه رياضياً بالعلاقة

$$F_2 = \frac{1}{A} \int_A dA \int_E dE \int dt \int_{4\pi} d\Omega. \Phi(r_s, t, E, \Omega) \left[\frac{\text{particle}}{\text{cm}^2} \right] \quad (5 - 45)$$

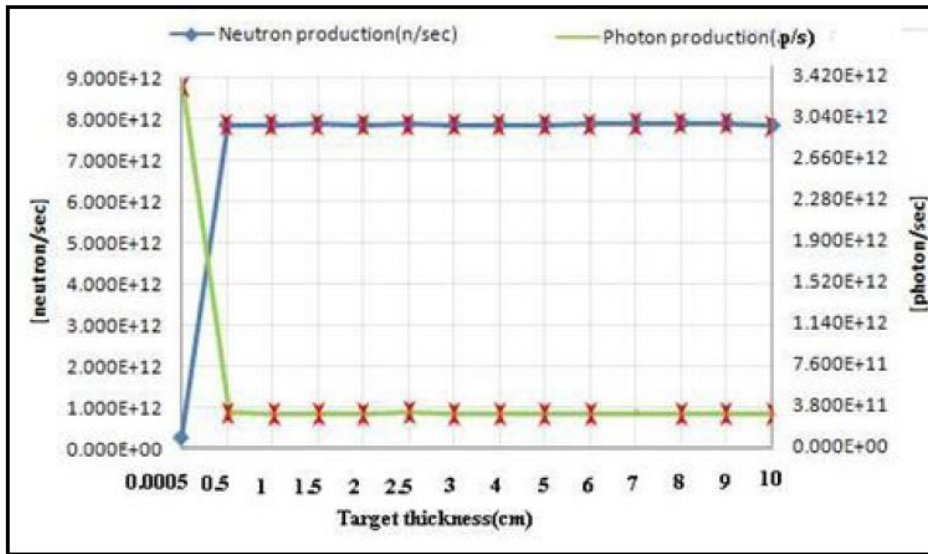
حيث $\Phi(r_s, t, E, \Omega)$ التوزيع الزاوي لتدفق الجسيمات كتابع لموضع الجسيم الممثل بالشعاع $r(\text{cm})$ وطاقة الجسيم الوارد $E(\text{MeV})$ واتجاه الجسيم Ω الزاوية المجسمة والزمن t مساحة السطح الذي يحدث من خلاله تدفق الجسيمات.

وتجدر الإشارة إلى أنه عند طاقة بروتونات أقل من 5 MeV فإن المركبة الفوتونية المرافقة للإصدار النتروني عن هدف البريليوم تأتي من مصدرين: المصدر الأول نتيجة التفاعل ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}^*$ فعند عودة الليثيوم إلى الحالة المستقرة تصدر أشعة غاما بطاقة 3.56 MeV أما المصدر الثاني فهو أسر البروتونات ضمن نوى البريليوم وفق التفاعل ${}^9\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{Be}$ تعطى القيم المحسوبة للكثافة النترونية والفوتونية الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعة تغير سماكة الهدف وباستخدام بروتونات طاقتها $E_p = 15.0 \text{ MeV}$

الجدول (5-10) القيم المحسوبة للكثافة النيوترونية والفوتونية الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعة تغير سماكة الهدف من اجل بروتونات طاقتها $E_p = 15.0 \text{ MeV}$

طاقة البروتونات $E_p=15\text{ MeV}$					
نتاج الفوتونات/نتاج النيوترونات (photon/neutron)	Error %	الكثافة الفوتونية (photon/sec)	Error %	الكثافة النيوترونية (neutron/sec)	سماعة الهدف cm
12.7235	0.48%	3.315×10^{12}	1.67%	2.606×10^{11}	0.0005
0.0390	2.59%	3.071×10^{11}	0.51%	7.864×10^{12}	0.5
0.0390	2.58%	3.066×10^{11}	0.51%	7.869×10^{12}	1.0
0.0389	2.56%	3.064×10^{11}	0.50%	7.884×10^{12}	1.50
0.0388	2.57%	3.060×10^{11}	0.50%	7.881×10^{12}	2.0
0.0390	2.55%	3.076×10^{11}	0.50%	7.887×10^{12}	2.50
0.0389	2.58%	3.065×10^{11}	0.51%	7.877×10^{12}	3.0
0.0389	2.58%	3.063×10^{11}	0.51%	7.878×10^{12}	4.0
0.0388	2.57%	3.058×10^{11}	0.51%	7.879×10^{12}	5.0
0.0387	2.57%	3.056×10^{11}	0.50%	7.889×10^{12}	6.0
0.0387	1.83%	3.059×10^{11}	0.36%	7.897×10^{12}	7.0
0.0388	2.55%	3.063×10^{11}	0.50%	7.903×10^{12}	8.0
0.0388	2.57%	3.063×10^{11}	0.51%	7.900×10^{12}	9.0
0.0390	2.57%	3.07×10^{11}	0.51%	7.852×10^{12}	10.0

يوضح الشكل (5-10) التمثيل البياني لكثافة النيوترونات (معدل إنتاج النيوترونات) والفوتونات (معدل إنتاج الفوتونات) الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعة تغير سماكة الهدف من أجل بروتونات طاقتها $E_p = 15.0\text{MeV}$



الشكل (5-6) يوضح الشكل التمثيل البياني لمعدل إنتاج النيوترونات والفوتونات ومجال الخطأ المطلق المسجل الناتج عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعة سماكة الهدف من أجل بروتونات طاقتها $E_p = 15.0\text{MeV}$

(3-4-5) دراسة التوزيع الزاوي للنيوترونات الصادرة عن التفاعل البريليوم بورون

باستخدام بروتونات طاقتها $E_p = 15.0\text{MeV}$ باستخدام الشفرة MCNPX

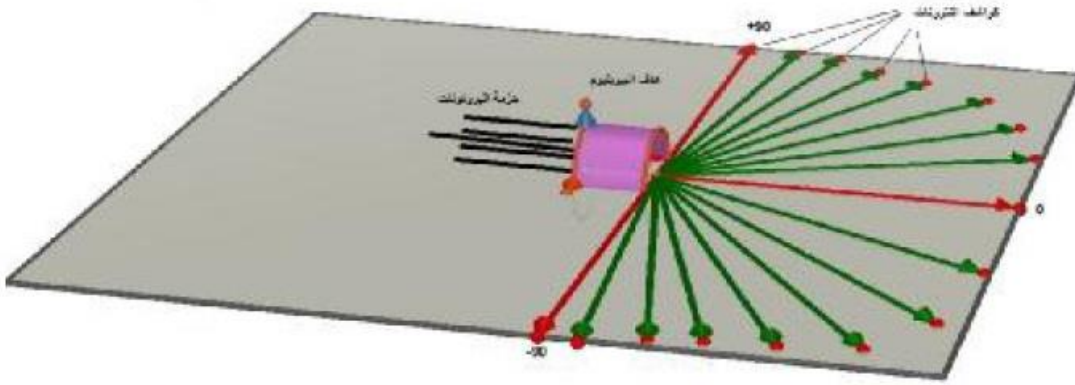
لتعيين التدفق الزاوي للنيوترونات الصادرة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ باستخدام حزمة بروتونات طاقتها 15 ميغا إلكترون فولت واستخدام العداد النقطي F_5 الذي وضع عند زوايا مختلفة تتغير ضمن المجال الزاوي من 90° إلى 90° درجة حول المصدر كما هو موضح بالشكل (5-7) ويعبر عن العداد F_5 رياضياً بالمعادلة

$$\delta\Phi = \frac{W}{2\pi r^2} e^{-r\mu(E)} \left[\frac{\text{particle}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right] \quad (5 - 46)$$

W عدد الجسيمات (particle/s)

r المسافة بين موقع تفاعل الجسم وموضع الكاشف النقطي تعرف هذه المسافة بالمسار الحر الاوسط للجسم.

μ معامل الامتصاص الخطي و هو تابع لطاقة الجسم.



الشكل (5-7) يوضح اماكن وضع العداد عند زوايا مختلفة بالنسبة للسطح الامامي لمصدر النيوترونات الصادر من تفاعل ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$ باستخدام حزمة بروتونات طاقتها 15 ميغا إلكترون فولت باستخدام الشفرة MCNPX.

يبين الجدول (5-11) التوزيع الزاوي لتدفق النيوترونات الصادرة عن هدف البريليوم نصف قطره 0.50cm من أجل بروتونات طاقتها $E_p = 15.0\text{MeV}$ كتابع لسماكة.

الجدول (5-11) التوزيع الزاوي لتدفق النيوترونات الصادرة عند المسافة 100cm عن هدف البريليوم نصف قطره 0.50cm من أجل بروتونات طاقتها $E_p = 15.0\text{MeV}$ كتابع لسماكة مادة الهدف.

سماعة الهدف								
10.0cm		8.0cm		5.0cm		2.50cm		الزاوية θ°
error	$\varphi(\theta)$ ($n/cm^2 \text{ sec}$)	error	$\varphi(\theta)$ ($n/cm^2 \text{ sec}$)	error	$\varphi(\theta)$ ($n/cm^2 \text{ sec}$)	error	$\varphi(\theta)$ ($n/cm^2 \text{ sec}$)	
1.82%	9.7532×10^6	1.84%	9.760×10^6	1.94%	9.6961×10^6	2.01%	9.560×10^6	90
1.77%	9.8680×10^6	1.73%	9.910×10^6	1.75%	9.9131×10^6	1.74%	9.837×10^6	80
2.00%	1.0066×10^7	1.97%	1.019×10^7	1.97%	1.0293×10^7	1.91%	1.028×10^7	70
1.89%	1.0066×10^7	1.89%	1.028×10^7	1.97%	1.0524×10^7	2.04%	1.063×10^7	60
2.00%	1.0010×10^7	2.01%	1.029×10^7	2.10%	1.0641×10^7	2.16%	1.080×10^7	50
1.85%	9.7052×10^6	1.87%	1.005×10^7	1.94%	1.0467×10^7	1.98%	1.067×10^7	40
1.81%	9.1638×10^6	4.08%	9.862×10^6	1.81%	9.9843×10^6	1.79%	1.021×10^7	30
1.93%	8.0851×10^6	1.95%	8.460×10^6	1.93%	8.9389×10^6	1.91%	9.272×10^6	20
2.18%	5.5773×10^6	2.16%	5.855×10^6	2.18%	6.3613×10^6	2.02%	7.680×10^6	10
4.24%	1.2107×10^6	3.51%	1.705×10^6	2.70%	3.4539×10^6	2.07%	6.957×10^6	0
2.26%	5.5210×10^6	2.25%	5.798×10^6	2.30%	6.3183×10^6	2.13%	7.687×10^6	-10
2.08%	8.0894×10^6	2.08%	8.446×10^6	2.14%	8.9701×10^6	2.13%	9.312×10^6	-20
1.95%	9.1982×10^6	1.94%	9.553×10^6	1.98%	1.0047×10^7	1.94%	1.025×10^7	-30
2.01%	9.7485×10^6	2.04%	1.009×10^7	2.19%	1.0543×10^7	2.29%	1.073×10^7	-40
3.00%	1.0103×10^7	3.30%	1.041×10^7	3.48%	1.0775×10^7	3.00%	1.083×10^7	-50
1.81%	9.9213×10^6	1.78%	1.012×10^7	1.78%	1.0348×10^7	1.76%	1.040×10^7	-60
1.74%	9.8431×10^6	1.73%	9.980×10^6	1.75%	1.0111×10^7	1.74%	1.009×10^7	-70
1.76%	9.7546×10^6	1.76%	9.823×10^6	1.82%	9.8594×10^6	1.88%	9.774×10^6	-80
6.38%	1.0182×10^7	11.41%	1.075×10^7	19.75%	1.1770×10^7	11.79%	1.049×10^7	-90

(5-4-4) مقارنة طيف النيوترونات الناتج عن التفاعلين البريليوم بورون وانبعث

النيوترون من الرصاص والمحسوب بالشفرة MCNPX بقم تجريبية مرجعية

للتحقق من صحة النتائج التي جرى الحصول عليها فيما يخص حساب الكثافة النترونية والفوتونية الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ باستخدام حزمة بروتونات طاقتها $E_p = 15.0\text{MeV}$ قورن الطيف النتروني الناتج عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بقم تجريبية مرجعية، ولزيادة التأكد من صحة النتائج حسب طيف النيوترونات الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Pb}(p,n)$ باستخدام الشفرة MCNPX وقورنت النتائج الحسابية مع قيم تجريبية للتفاعل نفسه.

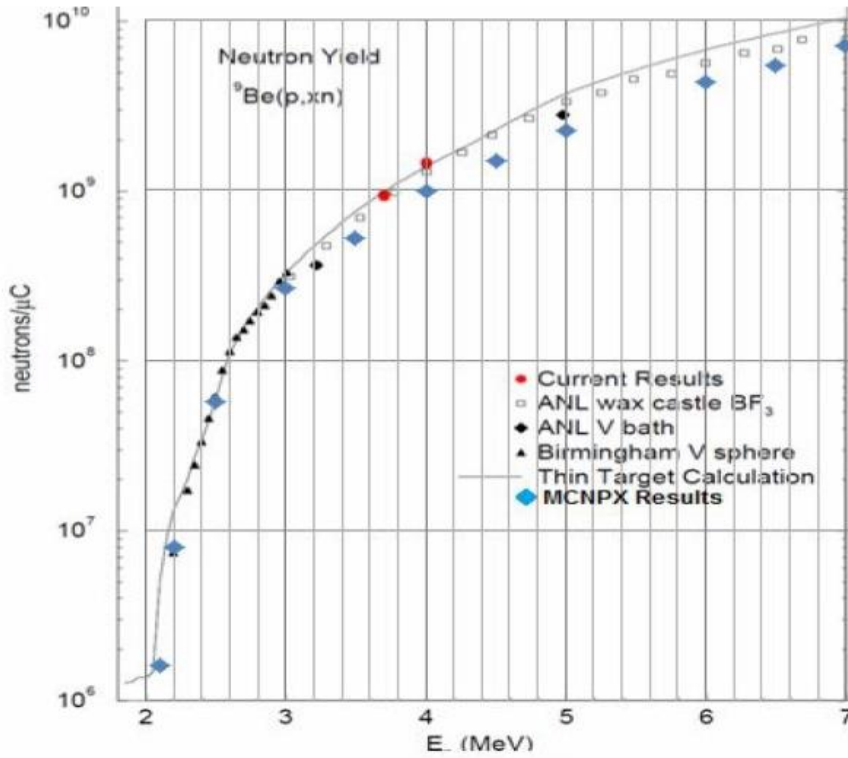
(5-4-5) حساب طيف النيوترونات الناتجة عن التفاعل البريليوم بورون باستخدام

الشفرة MCNPX

أخذ هدف من البريليوم النقي مساحة مقطعه 2.50cm^2 وسماعته 0.50mm متوضع ضمن مركز كرة من الهواء بحيث تسقط عليه حزمة من البروتونات تقع طاقتها في المجال $E_p = 2.0 - 7.0\text{MeV}$ ومن ثم حسب الناتج النيوتوني الكلي على سطح الكرة لكل بروتون باستخدام الشفرة MCNPX وفي هذه الحالة لم نأخذ بالحسبان شدة البروتونات المحسوب وفق المعادلة (44 - 5) عند تعريف مصدر البروتونات ضمن ملف الداخل للشفرة MCNPX اي ان خرج البرنامج تلقائيا يكون منسوباً الى كل بروتون في الثانية الواحدة (($partical/(proton/sec) = 1/1.602 \times 10^{-19}$)) يوضح الجدول (12-5) قيم الناتج النيوتوني الكلي كتابع لطاقة حزمة البروتونات ويبين الشكل (8-5) الناتج النتروني الكلي المحسوب مقارنة بنتائج البحوث الاخرى .

الجدول (12-5) القيم الحسابية للناتج النيوتوني الكلي الناتج عن هدف من البريليوم سماعته 0.50mm وقطره 1.78cm كتابع لطاقة البروتونات الواردة على استخدام الشفرة MCNPX

Error	الناتج النيوتروني [neutron/ μ C]	الناتج النيوتروني [neutron/proton]	طاقة البروتونات [MeV]
0.00	0.00	0.00	2.0
44.72%	$1.61 \times 10^{+6}$	2.58×10^{-7}	2.10
20.00%	$8.06 \times 10^{+6}$	1.29×10^{-6}	2.20
8.36%	$5.71 \times 10^{+7}$	9.13×10^{-6}	2.50
5.04%	$2.65 \times 10^{+8}$	4.23×10^{-5}	3.0
3.84%	$5.19 \times 10^{+8}$	8.30×10^{-5}	3.50
3.06%	$9.82 \times 10^{+8}$	1.57×10^{-4}	4.0
7.57%	$1.49 \times 10^{+9}$	2.38×10^{-4}	4.50
6.33%	$2.25 \times 10^{+9}$	3.60×10^{-4}	5.0
4.81%	$4.34 \times 10^{+9}$	6.95×10^{-4}	6.0
4.35%	$5.43 \times 10^{+9}$	8.69×10^{-4}	6.50
3.91%	$7.11 \times 10^{+9}$	1.14×10^{-3}	7.0



الشكل (5-8) مقارنة بين الناتج النيوتروني الكلي الناتج من هدف من البريليوم المحسوب باستخدام الشفرة MCNPX بنتائج البحوث الأخرى لمواصفات الهدف نفسه .

(5-4-6) حساب طيف النيوترونات الناتجة عن التفاعل بروتون رصاص باستخدام

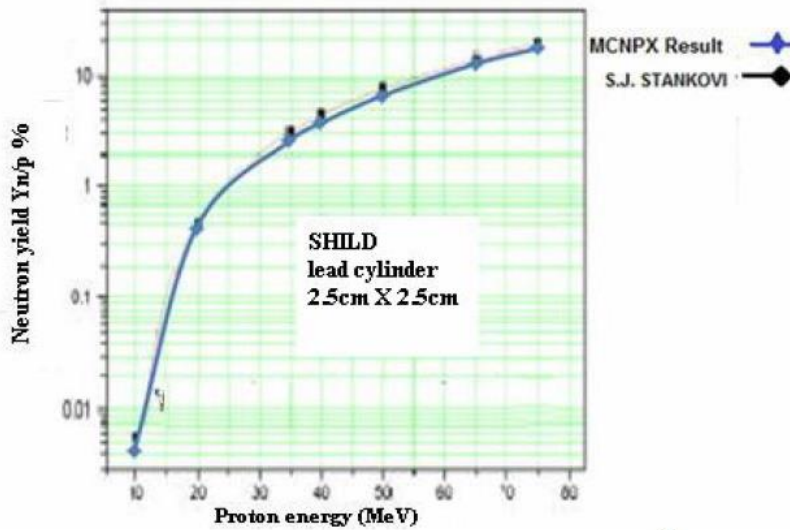
الشفرة MCNPX

وللتحقيق أيضا من صحة حساب الكثافة النيوترونية المحسوبة في الجدول (5-10) والتوزيع الزاوي في الجدول (5-12) باستخدام الشفرة MCNPX لحساب الناتج النيوتروني الكلي عن هدف من الرصاص سماكته 2.25cm وقطره 2.50cm وذلك باستخدام حزمة بروتونات طاقتها تتراوح بين $E_p = 10.0 - 75.0\text{MeV}$ وجرت المقارنة بقيم مرجعية منشورة في بحوث أخرى.

تعطى القيم المحسوبة للنتائج النيوتروني الكلي الناتج عن التفاعل ${}^9\text{Pb}(p,n)$ بالجدول (5-13) وجرت مقارنة هذه القيم بقيم تجريبية كما هو مبين بالشكل (5-9)

الجدول (5-13) النتائج النيوتروني الكلي الناتج عن هدف من الرصاص سماكته 2.25cm وقطره 2.50cm كتابع لطاقة البروتونات

Error%	النتائج النيوتروني Y [n/p] %	النتائج النيوتروني Y [n/p]	طاقة البروتونات Ep [MeV]
16.01%	0.0039%	3.90×10^{-3}	10.0
2.12%	0.4237%	4.24×10^{-3}	20.0
1.02%	2.6537%	2.65×10^{-2}	35.0
0.88%	3.8295%	3.83×10^{-2}	40.0
0.90%	6.8789%	6.88×10^{-2}	50.0
0.54%	13.4108%	1.34×10^{-1}	65.0
0.48%	18.5905%	1.86×10^{-1}	75.0



الشكل (5-9) مقارنة بين النتائج النيوتروني الكلي الناتج من هدف من الرصاص المحسوب باستخدام الشفرة MCNPX بالنتائج التجريبية لمواصفات الهدف نفسه

(7-4-5) النتائج والمناقشة

المقارنة بين القيم الحسابية والقيم التجريبية (كما بالشكل (5-9)) بالنسبة الى النتائج النيوتروني الكلي الناتج عن التفاعلين ${}^9\text{Be}(p,n)$ و ${}^9\text{Pb}(p,n)$ بان هناك توافقا جيدا بين القيم الحسابية والتجريبية وخصوصا فيما يخص التفاعل ${}^9\text{Pb}(p,n)$ اذ الفرق لا يتجاوز 2.0% وهذا ناتج عن توفر المعطيات جميعها فيما يخص المقاطع العرضية العائدة للتفاعل ${}^9\text{Pb}(p,n)$ بالمجالات الطاقية كلها لحزم البروتونات المستخدمة في مكتبة الشفرة MCNPX اما فيما يخص التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n)$ فهناك نقص في معطيات مكتبة المقاطع العرضية في مكتبة الشفرة MCNPX خصوصا عند الطاقات العالية اذ يلاحظ ان الفرق يصل الى 10.0% بين القيم الحسابية والتجريبية في هذه الحالة تستخدم الشفرة الطريقة الملائمة للحصول على النتائج وفيها يعتمد البرنامج في الحساب نماذج فيزيائية منا *Molel CEM* الذي يستخدم في حالة تفاعل الجسيمات عالية الطاقة مع اهداف رقيقة فضلا عن *Bertini Model* و *ISABEL Model* اما في حالة الطاقات المنخفضة فيلاحظ ان هناك توافقا

جيدا بين القيم الحسابية والتجريبية اذ لا يتجاوز الفرق 1.0% وهذا عائد الى توفر المعطيات بالنسبة الى المقاطع العرضية في مكتبة الشفرة MCNPX في حالة الطاقات النخفضة اي ما دون $3.0MeV$

يمكن استخدام هذا التوافق بين القيم التجريبية والحسابية كقيم مرجعية لاثبات صحة النتائج التي تم الحصول عليها في الجدول (5-9) و(5-8) بالنسبة الى حساب الكثافة الفوتونية والنيوترونية الناتجة عن تفاعل ${}^9Be(p,n){}^9B$ والتوزيع الزاوي للنيوترونات الناتجة عن التفاعل.

من الجدول (5-10) والشكل (5-6) نلاحظ ان القيم المحسوبة للكثافة النيوترونية الناتجة عن التفاعل ${}^9Be(p,n){}^9B$ بتابعة تغير سماكة الهدف من اجل بروتونات طاقتها $E = 15.0MeV$ تزداد بشكل طردي مع زيادة سماكة الهدف من $0.0005cm$ الى $0.5cm$ ومن ثم تصل الى حد الاشباع ضمن المجال $0.5cm$ الى $10cm$ بالنسبة الى سماكة الهدف كما يلاحظ ايضا من الجدول (5-10) والشكل (5-6) ان القيم الحسابية بالنسبة الى الكثافة الفوتونية تتناقص بشكل كبير مع زيادة سماكة الهدف من $0.0005cm$ الى $0.5cm$ ومن ثم تبقى شبه ثابتة ضمن مجال الخطأ عندما تزداد السماكة من $0.5cm$ الى $10cm$ ويلاحظ ان معدل انتاج النيوترونات يفوق عشر مرات وسطيا معدل انتاج الفوتونات بالنسبة الى السماكات الاكبر من $0.5cm$ يمكن تعديل ذلك انه عند سماكة منخفضة لمادة الهدف فان نسبة قليلة فقط من البروتونات ذات الطاقة $15MeV$ سوف يتم ايقافها ضمن الهدف ومع زيادة سماكة الهدف تزداد نسبة النيوترونات التي يتم ايقافها من قبل السماكة المحددة لمادة الهدف مما يؤدي الى زيادة في الناتج النيوتروني الكلي يفوق الزيادة في ناتج اشعة غاما التي يتعرض جزء منها للامتصاص ضمن مادة الهدف.

(5-5) استخدام تقنيتي مطيافية UV-Visible ومطيافية FTIR في قياس تأثير النيوترونات السريعة على كاشف ال CR-39

ولمعرفة تاثير النيوترونات السريعة على الكاشف CR_39 قام الباحث حسين واخرون بتعريض كاشف الاثر النووي الى النيوترونات السريعة باستخدام مصدر امريشيوم بريليوم بواقع فيض نيوتروني مقداره $5 \times 10^5 n/cm^2 sec$ وقيم تدفق نيوتروني $4.3, 8.64, 21.6 \times 10^{10} n/cm^2$ وتم التعرف على تاثير النيوترونات السريعة على الكاشف CR_39 باستخدام مطيافية الضوء المرئي وفوق البنفسجي واستخدام تقنية مطيافية تحول فورير تحت الحمراء FTIR من خلال قياس الامتصاصية الضوئية A والنفاذية النسبية %T على التوالي واتضح ان تعريض كواشف ال CR_39 للنيوترونات السريعة يؤدي الى زيادة في قيمة الامتصاصية الضوئية A وهبوط في قيمة النفاذية النسبية %T عند مدى الطول الموجي $250 - 290nm$ ومدى العدد الموجي $2000 - 2600cm^{-1}$ بالترتيب.

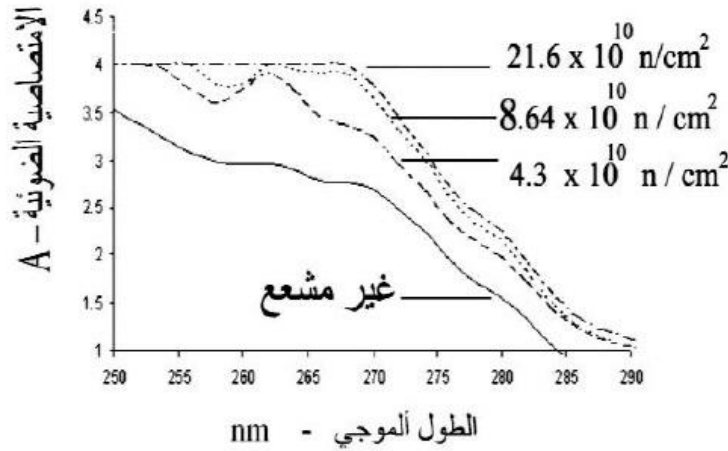
ويعزى التأثير الحادث على كاشف CR_39 بالنيوترونات السريعة والذي ظهر من قياس قيمة الامتصاصية الضوئية A عند الاطوال الموجية $275nm - 280nm$ والنفاذية النسبية %T عند العدد الموجي $2360cm^{-1}$ الى تكسير الاواصر في تركيب الكاشف والى تكون الاواصر المزدوجة الثلاثية $C = C = C$ او ظهور الاواصر الثنائية $C = C$ والتي تظهر بحدود العدد الموجي $2360cm^{-1}$ بينت الدراسة امكانية استخدام كواشف CR_39 في قياس التأثير للنيوترونات السريعة عند قيمة التدفق النيوتروني الذي اكبر من $5 \times 10^5 n/cm^2$.

(1-5-5) المواد وطريقة العمل

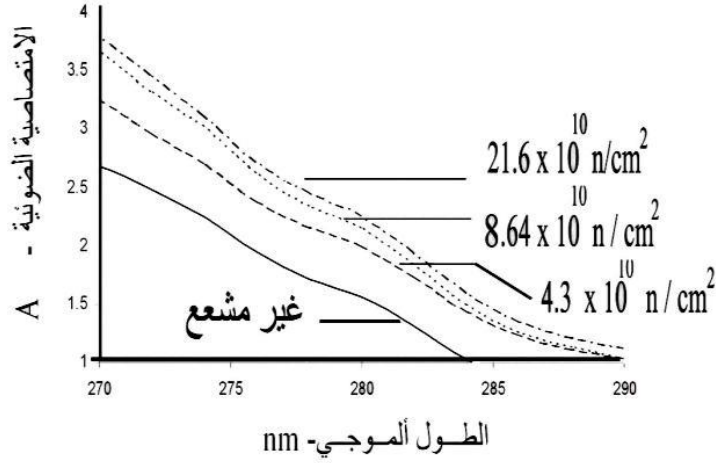
تم استخدام كاشف الاثر النووي CR_39 بقياس $5 \times 10 \text{ cm}$ و بسمك $1200 \mu\text{m}$ تم تعريض نماذج كواشف CR_39 بالنيوترونات السريعة باستخدام مصدر امريشيوم بريليوم $10^5 \text{ n/m}^2 \cdot \text{sec}$ وتم تعريض نماذج كواشف الاثر النووي CR_39 بقيم تدفق نيوتروني $4.3, 8.64, 21.6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ مع ترك نموذج غير معرض كنموذج سيطرة . تم التحليل بمطيافية الضوء المرئي وفوق البنفسجي لنماذج كواشف ال CR_39 المعرضة للنيوترونات السريعة مع نموذج السيطرة غير المعرض باستخدام جهاز مطيافية الضوء المرئي والاشعة فوق البنفسجية موديل $UV - 210A$ وبمدى طول موجي من $250 - 290 \text{ nm}$ كما تم التحليل الطيفي للاشعة تحت الحمراء لنماذج كواشف ال CR_39 المعرضة للنيوترونات السريعة مع نموذج السيطرة غير المعرض باستخدام جهاز مطيافية تحول فورير تحت الحمراء موديل $BRUKER TENSOR - 27$ ضمن تقنية مطيافية تحول فورير تحت الحمراء كان مدى العدد الموجي لتحليل النماذج كافة عند المدى $2000 - 2600 \text{ cm}^{-1}$ مع النفاذية النسبية والتي تم رسمها منفردة مع العدد الموجي 2360 cm^{-1}

(2-5-5) النتائج والمناقشة

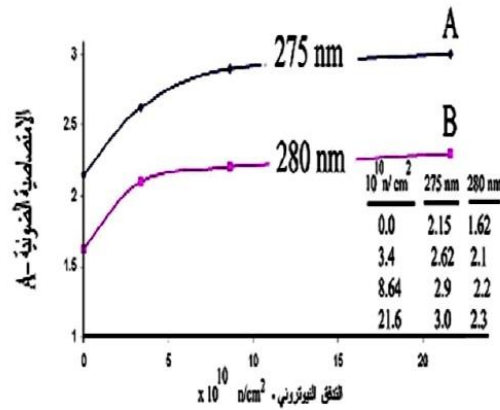
يبين الشكل (5-10) طيف تقنية الضوء المرئي وفوق البنفسجي عند مدى الطول الموجي $250 - 290 \text{ nm}$ كواشف الاثر النووي CR_39 المعرضة للنيوترونات السريعة بقيم تدفق نيوتروني $4.3, 8.64, 21.6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ حيث يلاحظ هناك زيادة في الامتصاصية الضوئية A لكافة نماذج كاشف CR_39 المشعة مقارنة بنموذج السيطرة غير المشع



الشكل (5-10) طيف تقنية الضوء المرئي والاشعة فوق البنفسجية عند مدى الاطوال الموجية $(250 - 290 \text{ nm})$ لكاشف الاثر النووي (CR-39) المعرض لنيوترونات الحرارة عند قيم التدفق النيوتروني $4.3, 8.64, 21.6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ مقارنة بالنموذج غير المشع. ويمكن ملاحظ التغير في الامتصاصية الضوئية A بوضوح لكافة نماذج ال CR_39 عند اخذ قياس الطيف عند مدى الطول الموجي $290 - 270 \text{ nm}$ كما موضح في الشكل (5-11)



الشكل (5-11) طيف تقنية الضوء المرئي والاشعة فوق البنفسجية عند مدى الأطوال الموجية (270 – 290 nm) لكاشف الاثر النووي CR_39 المعرض لنيوترونات حرارية عند قيم التدفق النيوتروني $4.3, 8.64, 21.6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ مقارنة بالنموذج غير المشع. وعند رسم التغير في الامتصاصية الضوئية لكواشف ال CR_39 عند مدى الطول الموجي – 280 275nm تبين بان سلوكها طرديا مع زيادة التدفق النيوتروني لغاية القيمة $8.64 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ ثم يبدأ بالاستقرار بعد تلك القيمة لغاية التدفق النيوترونات $21.6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ كما موضح في الشكل (11-5) A, B عند القمة 275nm والقمة 280nm على التوالي.



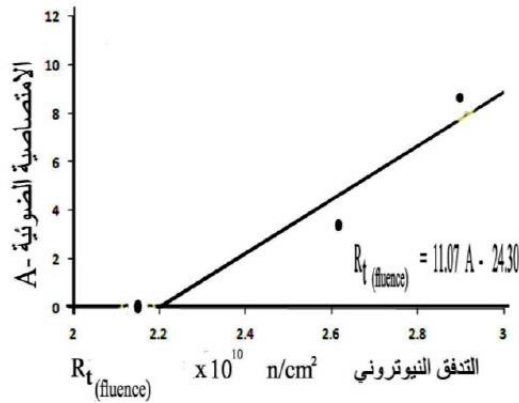
الشكل (5-12) التغير في الامتصاصية A لكاشف الاثر النووي CR_39 المعرض لنيوترونات حرارية عند قيم التدفق النيوتروني $4.3, 8.64, 21.6 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$ مقارنة بالنموذج غير المشع عند قمم الامتصاص 275nm

وتبين ان سلوك التغير في الامتصاصية الضوئية A مع زيادة قيم التدفق النيوتروني للكاشف CR_39 ($R_{t(flucence)}$) يكون حسب المعادلات الاتية عند الطول الموجي 275nm والطول الموجي 280nm :

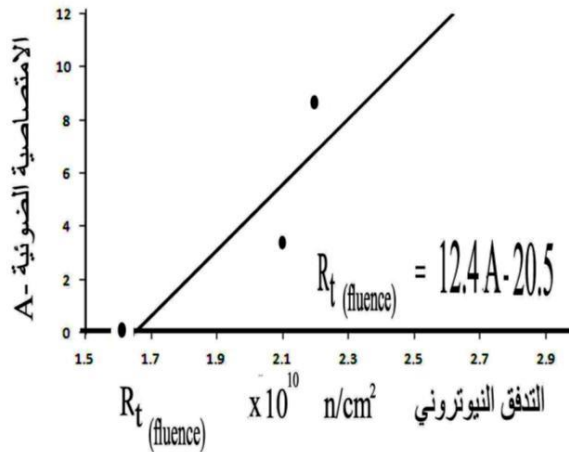
$$R_{t(flucence)} = 11.07A - 24.3 \quad (5 - 47)$$

$$R_{t(flucence)} = 12.4A - 20.5 \quad (5 - 48)$$

كما موضح في الشكل (5-13) والشكل (5-14)



الشكل (5-13) الامتصاصية الضوئية A بتقنية الاشعة المرئية و فوق البنفسجية لكاشف الاثر النووي CR_39 المعرض للنيوترونات السريعة بعلاقة خطية لغاية التدفق النيوتروني $R_{flur} = (3 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2)$ عند قمة الامتصاص (275 nm)



الشكل (5-14) الامتصاصية الضوئية A بتقنية الاشعة المرئية و فوق البنفسجية لكاشف الاثر النووي CR_39 المعرض للنيوترونات السريعة بعلاقة خطية لغاية التدفق النيوتروني $R_{flur} = (3 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2)$ عند قمة الامتصاص (280 nm) المرجع [22]

(5-6) دراسة مقارنة لقياس الفراغ للحالة المستقرة باستخدام توهين أشعة قاما والنيوترونات السريعة

لدراسة ظاهرة وجود فقاعات في موانع تبريد المفاعلات قام الباحثان صلاح وحازم بمقارنة قياس نسبة الفراغ باستخدام طريقة توهين النيوترونات وإيجاد الخطأ النسبي المئوي لقياس نسبة الفراغ للحالة المستقرة وكذلك استخدام توهين أشعة قاما وإيجاد الخطأ النسبي المئوي والمقارنة بينهما ووجد

انخفاض في قيمة الخطأ النسبي المئوي في حالة توهين النيوترونات منها في أشعة قاما. لذلك يفضل استخدام توهين النيوترونات للقياس.

تعد نسبة الفراغ إحدى أهم الدلائل في دراسات الجريان الثنائي الطور. وتعرف بأنها نسبة الحجم المشغول من الغاز أو البخار إلى الحجم الكلي لخليط الغاز والسائل أو السائل وبخاره. إن أهمية دراسة التغير في الطور المستخدم في منظومة تبريد المفاعل تأتي من حقيقة أن التغير في الطور للسوائل التي تستخدم بوصفها مهدئات للنيوترونات تؤدي إلى تكوين فقاعات من غاز السائل وان ظهور الفقاعات يسبب تغيراً في كثافة الخليط (السائل أو بخاره) وبالتالي يؤدي إلى انخفاض القدرة والتي تعد من الأمور المهمة على تهدئة النيوترونات والذي يؤدي بدوره إلى تقليل التفاعلية جداً في تشغيل المفاعلات

تعد نسبة الفراغ أحد الدلائل في دراسات الجريان الثنائي الطور ويمثل نسبة الحجم المشغول من الغاز إلى الحجم الكلي.

وقد استخدمت الطرق الآتية لقياس نسبة الفراغ :

(5-6-1) طريقة توهين أشعة قاما

إن مبدأ عمل هذه الطريقة هو توهين أشعة قاما أو الأشعة السينية خلال مرورها بالمواد نتيجة لتفاعلاتها معها. وأهم هذه التفاعلات هي استطارة كومبتون وتوليد زوج إلكترون بوزترون والتأثير الكهروضوئي تعتمد مساهمة كل من التفاعلات السابقة على نوع المادة وطاقة الفوتونات.

إن توهين حزمة مسددة من الإشعاع شدتها I_0 يوصف بالعلاقة التالية.

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (5 - 49)$$

حيث تمثل I شدة الفوتونات بعد مرورها بالمادة التي معامل توهينها الخطي μ وسمكها x .

وبتطبيق أسلوب توهين الإشعاع في قياس نسبة الفراغ فإن الإشعاع يمر من جدار أنبوب القياس إلى الجدار الأخير لأنبوب القياس ليقاس العداد شدة (I_L, I_G) عندما يكون أنبوب القياس مملوءاً بالغاز والسائل على التوالي. عند سقوط الأشعة عمودياً على السطح الفاصل بين الأطوار كما موضح في الشكل (5-15) و (5-16) فإن نسبة الفراغ (α) تحسب كالآتي

$$\alpha = \frac{\ln I - \ln I_L}{\ln I_G - \ln I_L} \quad (5 - 50)$$

I_L تمثل الشدة عندما يكون أنبوب القياس مملوء بالسائل

I_G تمثل الشدة عندما يكون أنبوب القياس مملوء بالغاز

أما في حالة سقوط الأشعة بشكل مواز للسطح الفاصل بين الأطوار كما في الشكل (5-16) فإن (α) تساوي

$$\alpha = \frac{I - I_L}{I_G - I_L} \quad (5 - 51)$$

(5-6-2) طريقة توهين النيوترونات السريعة

يتم توهين النيوترونات في المادة عن طريق تفاعلها بطرق مختلفة تعتمد على طاقتها وعلى طبيعة المادة وبصورة عامة فإن النيوترونات النافذة من المادة تكون وفق العلاقة التالية.

$$I = I_0 e^{-\sigma_t x} \quad (5 - 52)$$

حيث تمثل I_0 شدة النيوترونات قبل مرورها بالمادة التي مقطعها العرضي الكلي للتفاعل σ_t وسمكها x .

إن أكثر التفاعلات احتمالاً للنيوترونات السريعة مع المادة هو الاستطارة التي تعتمد على كمية المادة الهيدروجينية داخل أنبوب القياس فإن الماء يسبب استطارة للنيوترونات السريعة بكفاءة عالية مما يجعل قياس نسبة الفراغ دقيقاً جداً خاصة وأن احتمالية استطارة النيوترونات السريعة في الماء أكبر من احتمالية استطارتها بمادة جدار أنبوب القياس حيث تبلغ الطاقة المستخدمة 0.025 MeV

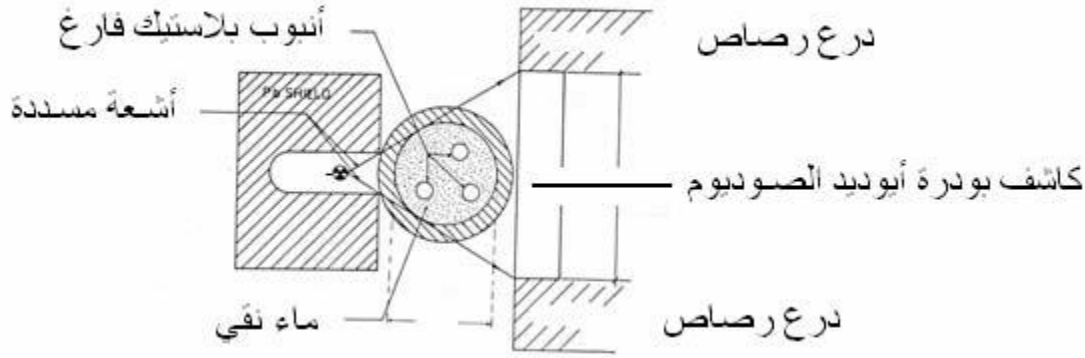
الاستطارة في هذه الحالة هي أكثر من أسر النيوترون وذلك لأن الفراغ والسائل المستخدم قليل. (α_{actual}) تحسب نسبة الفراغ للتجربة بأخذ قطر أنبوبة ماصة ذات قطر معلوم ويحسب حجم الفراغ

(5-6-3) الجزء العملي

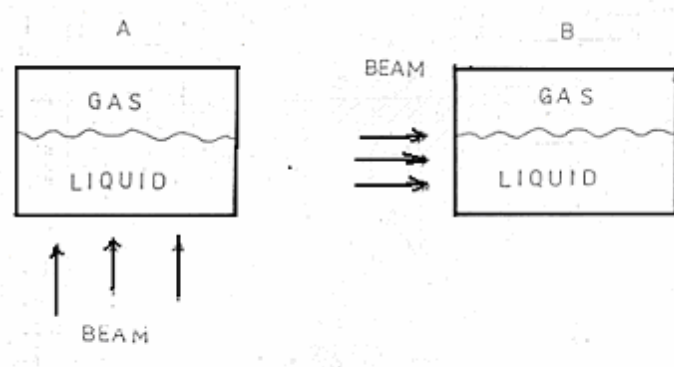
استخدم أنبوب من مادة البيروسيكس وبالحجم الحقيقي المستعمل في منظومة دراسة أنماط الجريان الثنائي الطور وبقطر داخلي 3.8cm وبسمك 0.6cm واستخدمت أنابيب بلاستيكية كلها للفراغ وبقطر 0.6cm وقد تم إدخالها في أنبوب القياس من فتحة موجودة في أعلى الأنبوب.

اجري لهذه الأنابيب البلاستيكية تحليل كيميائي باستخدام جهاز C.H. N وهو جهاز لقياس نسبة الكربون والهيدروجين والنتروجين وقد وجد أنها تحوي على 85% كربون و15% هيدروجين وضع العداد المستخدم في منظومة القياس قريباً من أنبوب القياس ووضع المصدر والمسدد والمسدد يكون على شكل بلوك من الرصاص على شكل متوازي أضلاع بطريقة بحيث يكون انتشار الإشعاع كافياً لتغطية المقطع العرضي لأنبوب القياس وبصورة تضمن وصول الأشعة أو النيوترونات للمسار خلال الخليط إلى العداد.

وقد استخدمت العدادات التالية: العداد ألوميضي 3×3cm والعداد لقياس النيوترونات هو عداد BF_3 وقد أجريت هذه الدراسة في قاعة اعتيادية ويمكن على ضوء النتائج المستخرجة وضعها على أنابيب تبريد المفاعل مستقبلاً. وقد تمت تهدئة النيوترونات باستخدام الكرافيت وتم توهينها بالماء علمًا أنه في هذه الدراسة لا تدخل طاقة النيوترونات في الحسابات.



الشكل (5-15) يمثل موقع أنبوب القياس من العداد والمصدر المشع في قياس نسبة الفراغ.



الشكل (5-16) يمثل موقع الأشعة بالنسبة للخليط .

استخدم مصدر السيزيوم-137 مصدرا مشعا بنشاط إشعاعي يبعث أشعة قامة بطاقة أحادية مقدارها 0.662MeV لقياس نسبة الفراغ بطريقة توهين أشعة قامة. واستخدم مصدر الامرشيوم بريليوم وبنشاط إشعاعي 330 mCi لقياس نسبة الفراغ بطريقة توهين النيوترونات السريعة .

(5-6-4) النتائج والناقشة

تم حساب نسبة الفراغ α_{actual} والتي تمثل نسبة حجم الهواء إلى الحجم الكلي للمزيج للمنطقة المقابلة للمقطع العرضي للعداد كما تم حساب نسبة الفراغ عمليا وبطريقة توهين أشعة قامة باستخدام العلاقة (50 - 5) وتم حساب الخطأ النسبي المئوي $\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \%$ ولكل قيمة من قيم نسبة الفراغ باستخدام العلاقة الآتية :

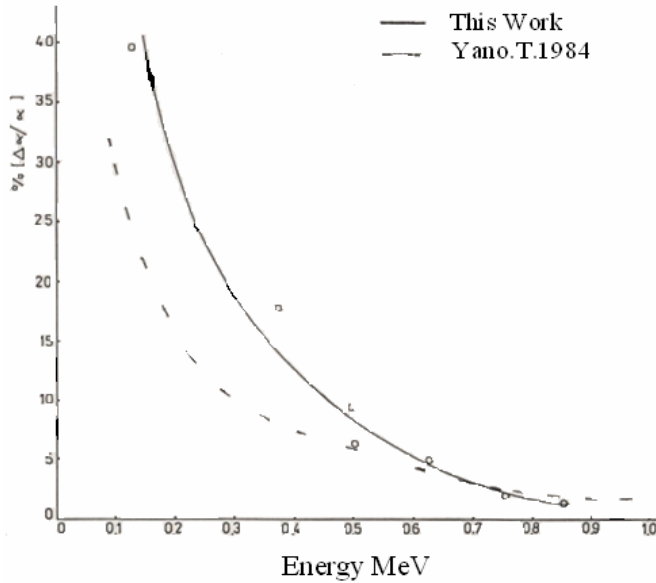
$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \% = \frac{\alpha_{exp} - \alpha_{act}}{\alpha_{act}} \times 100 \quad (5 - 53)$$

الجدول (5-14) يمثل قيم نسب الفراغ الحقيقية والعملية والخطأ النسبي المئوي لكل من قيم ونسبة الفراغ.

α_{act}	α_{exp}	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \%$
0.124	0.174	39.6
0.373	0.439	17.5
0.498	0.545	9.3
0.626	0.657	5
0.750	0.766	2.04
0.850	0.862	1.4

الشكل (17-5) فإنه يمثل نسبة الخطأ النسبي المئوي دالة لنسبة الفراغ حيث تقترب قيمته من الصفر عند القيم العالية وتزداد قيمة نسبة الخطأ النسبي كلما صغرت قيمه α_{act} ويعزى هذا الخطأ إلى الطبيعة العشوائية للأشعة.

- زيادة α_{act} تعني زيادة حجم الهواء ونقصان حجم السائل.
- زيادة حجم الهواء يعني زيادة I_G ونقصان حجم السائل يعني تأثير السائل على الامتصاصية يقل كذلك اقتراب قيم I مع I_G .
- حسب المعادلة (51 - 5) فإن α تقترب من الواحد لان $I > I_L$ و $I_G > I_L$ و $I \approx I_G$



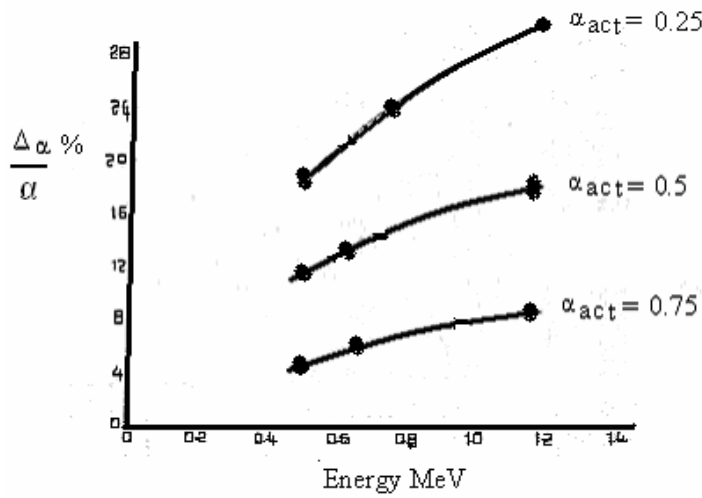
الشكل (17-5) يمثل الخطأ النسبي المئوي في قياس نسب الفراغ كدالة لقيمها الحقيقية

يمثل الجدول (15-5) قيم الفراغ الحقيقية التجريبية باستخدام مصادر باعثة لأشعة قاما وبطاقات مختلفة.

α_{act}	α_{exp}	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \%$	الطاقة (MeV)	المصدر المشع
0.25	0.297	19	0.511	Na^{22}
0.25	0.305	22.5	0.662	Cs^{137}
0.25	0.324	30	1.17	Co^{60}
0.5	0.558	11.8	0.511	Na^{22}

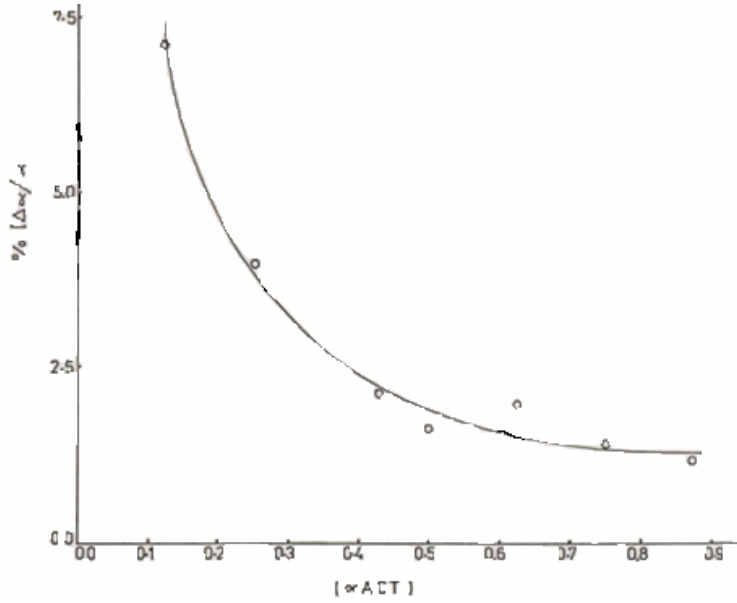
0.5	0.569	14.1	0.662	Cs^{137}
0.5	0.599	18.2	1.17	Co^{60}
0.75	0.787	4.8	0.511	Na^{22}
0.75	0.797	6.2	0.662	Cs^{137}
0.75	0.816	8.7	1.17	Co^{60}

الشكل (5-18) الخطأ النسبي المئوي دالة لطاقة أشعة قاما عند نسب فراغ مختلفة حيث يلاحظ انخفاض في قيمة الخطأ النسبي المئوي عند الطاقات الواطنة لأشعة قاما ويعزى السبب إلى انخفاض قيمة التوهين للمادة مع زيادة طاقة أشعة قاما



الشكل (5-18) يمثل الخطأ النسبي المئوي كدالة لطاقة اشعة قاما.

يمثل الشكل (5-19) الخطأ النسبي المئوي دالة لنسبة الفراغ باستخدام توهين النيوترونات السريعة حيث يلاحظ انخفاض قيمة الخطأ النسبي عند القيم العالية وتزداد قيمته مع انخفاض القيم ويعزى السبب إلى أن معامل توهين النيوترونات السريعة للماء أكبر من الهواء



الشكل (5-19) يمثل الخطأ النسبي المئوي كدالة لنسبة الفراغ باستخدام توهين النيوترونات السريعة

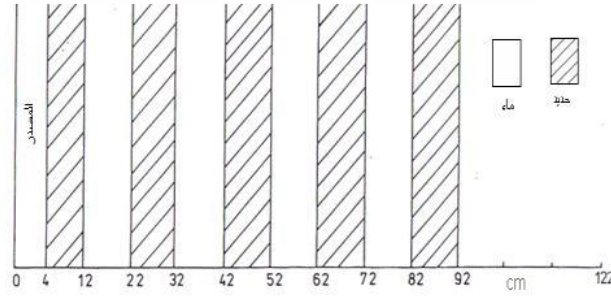
يلاحظ من الجدول (5-14) بأن نسبه الخطأ النسبي المئوي تقل كلما زادت نسبة الفراغ التجريبية الحقيقية. ويلاحظ من الجدول (5-15) ازدياد نسبة الخطأ النسبي مع زيادة أشعة طاقة أشعة قاما. إن الخطأ النسبي المئوي لتوهين النيوترونات أقل من الخطأ النسبي المئوي لتوهين أشعة قاما. وفي الحالات التي تتطلب إجراء قياسات سريعة نسبيا فإن طريقة توهين النيوترونات هي الأفضل بسبب حساسيتها العالية.

(5-7) تصميم واختبار درع واقى لكل من النيوترونات واشعة قاما متعدد الطبقات باستخدام مجموعات مختلفة من المقاطع العرضية

لتصميم درع واقى لكل من النيوترونات واشعة قاما قام الباحث خالد باستخدام نظرية المقاطع العرضية واستخدام مادتي الماء والحديد بشكل متعاقب وبالابعاد المثبتة لدراسة امكانية توهين كل من النيوترونات واشعة قاما واستخدام البحث برنامج ANISN لحساب الدروع الواقية باعتماد حسابات الجرعة الاشعاعية وتم استخدام مجموعتين من المقاطع العرضية لكل من النيوترونات واشعة قاما التي تعتمد على معادلة الانتقال في بعد واحد وبطريقة المحاور المحددة ومن خلال اجراء تحويل المقاطع العرضية الى قيم لا تعتمد على عدد المجموعات ، تم تقليل حجم الذاكرة للبرنامج المستخدم اذ كانت النتائج المتحصل عليها متطابقة بشكل كبير مع نماذج معتمدة للمقاطع العرضية مما يعزز امكانية استخدام هذا البرنامج في حساب الدروع الواقية واعتماد الدرع الواقى المصمم في هذا البحث للحماية من المصادر المشعة للنيوترونات واشعة قاما.

(5-7-1) وصف الحالة

تم اعتماد نموذج الدرع الواقى من الماء والحديد والمقسم الى مناطق ماء حديد بالتبادل ووضع المصدر المشع في المنطقة الاولى وهو الماء كما في الشكل (5-20) . المصدر ذو طيف انشطار نيوتروني U^{235} ويبلغ طول الدرع الواقى من المصدر 122cm . وقد تم استخدام مجموعات المقاطع العرضية المتوفرة والتي هيئت بحسب ما سيتم توضيحه في الحسابات

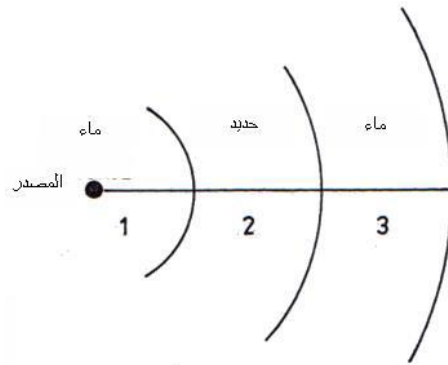


الشكل (20-5) تصميم نموذج الدرع الواقي

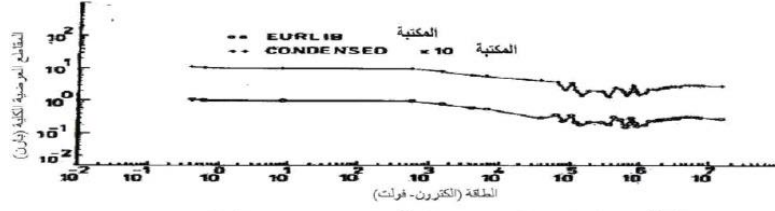
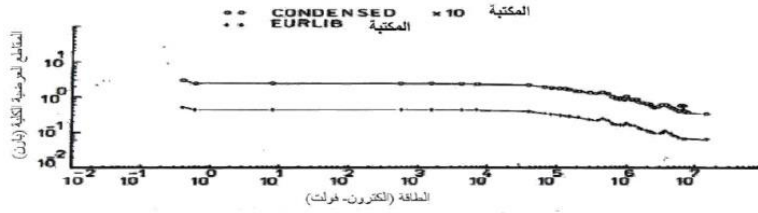
(2-7-5) حساب المقاطع العرضية المستخدمة

تم استخدام مجموعتين من المقاطع العرضية والمتوفرة لمواد الدرع المستخدمة اذ ان المكتبة الاولى تتكون من 61 مجموعة طاقة (45 مجموعة طاقة نيوترونية و 16 مجموعة طاقة لاشعة قاما) بينما المكتبة الثانية تتكون من 120 مجموعة طاقة (100 مجموعة طاقة للنيوترونات و 20 مجموعة طاقة لاشعة قاما).

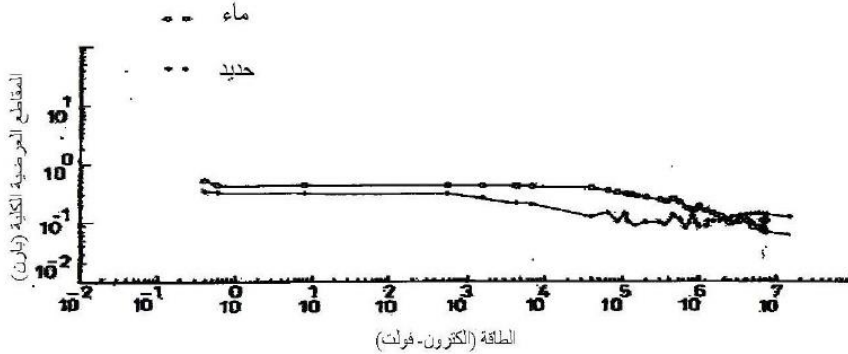
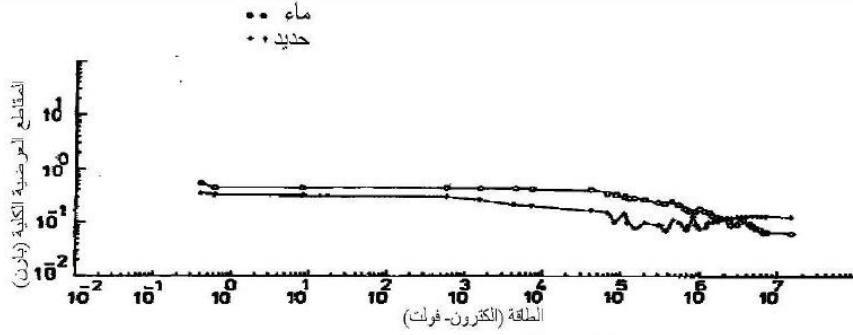
تم تقليص المجموعة الثانية من خلال اجراء حسابات لاعدادها من خلال تحويل هيكلية المقاطع العرضية وتحويلها الى شريط كامل لا يعتمد على عدد المجموعات وبذلك يمكن الحصول الحصول على شريط واحد من المقاطع العرضية لكل المواد الداخلة في الحسابات (الماء والحديد) ولكل انواع المقاطع وتم عمل الشريط لكل مجموعة طاقة مما يعد الحل للمشكلة التي تواجه البرنامج وامكن من خلال هذا التحويل تقليل حجم الذاكرة اللازم لحسابات البرنامج *ANISN* وتطويعه وتهيئته لمثل هذه الحسابات للدروع الواقية وتم وصف الحالة الهندسية للدروع الواقي بحسب الشكل (21-5) اجريت الحسابات على 120 مجموعة طاقة ومنها تم الحصول على الفيض الطاقى لكل منطقة ومن خلال استخدام هذا الطيف الطاقى يتم داخل البرنامج تقليص المجموعات الطاقية الى العدد المطلوب نفسها الذي حدد عدد المجاميع والحدود الطاقية في المجموعة الاولى من المقاطع العرضية اذ تمثل الشكل(5-22) المقاطع العرضية الكلية بوصفها دالة للطاقة الماخوذة من كلتا المجموعتين لكل من الماء والحديد



الشكل (21-5) التصميم الهندسي للحسابات التكنيفية



الشكل (5-22-أ) المقاطع العرضية الكلية المكثفة للماء (اعلى) والحديد (اسفل)



الشكل (5-22-ب) المقاطع العرضية الكلية المكثفة للمجموعة الطاقية نيوترون - قاما (اعلى) وللمجموعة الطاقية باستخدام المصدر الانشطاري (اسفل)

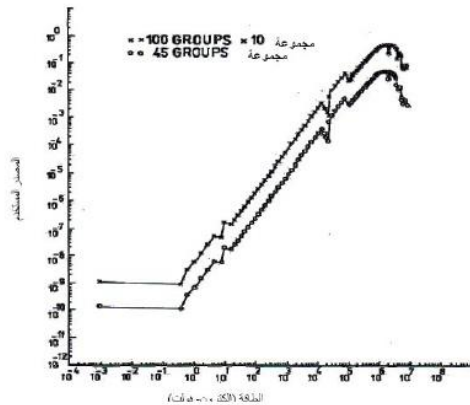
(3-7-5) حساب المصدر النيوتروني المستخدمة

لحساب المصدر النيوتروني (التوزيع النيوتروني) الذي هو عبارة عن الطيف الانشطاري لليورانيوم U^{235} والذي يحسب من المعادلة

$$N(E) = 0.484 \sinh(2E)^{\frac{1}{2}} e^{-E} \quad (5 - 54)$$

تمت تهيئة البرنامج المكتوب بلغة فورترن بحيث يتم اعطاؤه حدود الطاقات المعينة ثم الحصول على المصدر النيوتروني لهذه المجاميع الطاقية بالصيغة التي يقبلها البرنامج *ANISN*.

من خلال هذه الطريقة حصلنا كما بالشكل (5-23) على التوزيع الطاقى للمصدر النيوتروني بالنسبة 100 مجموعة طاقة نيوترونية (المجموعة الاولى) و 45 مجموعة طاقة نيوترونية (المجموعة الثانية) اذ يظهر السلوك المتناظر لهما مما يدل على تطابق الحسابات والاجراءات العملية لتكثيف المجاميع الطاقية وتوحيدها وملائمتها مع عمل البرنامج.



الشكل (5-23) التوزيع الطاقى للمصدر ل 100 و 45 مجموعة طاقة نيوترونية

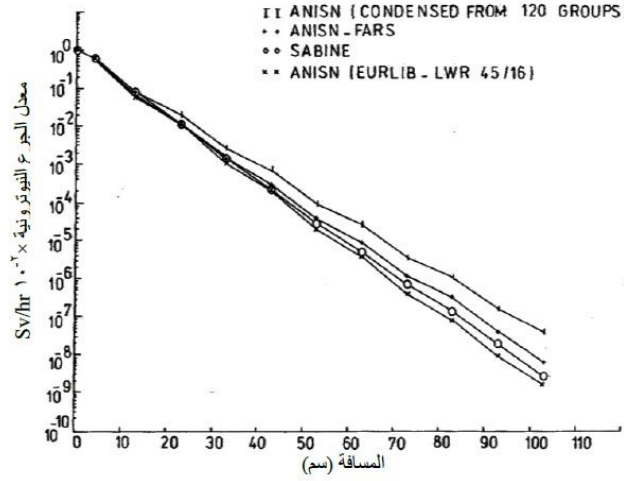
(5-7-4) حساب الجرعة الاشعاعية المستخدمة

لحساب الجرعة الاشعاعية لكل من النيوترونات و اشعة قاما تمت تهيئة البرنامج والمكتوب بلغة فورترن لحساب معامل معدل الجرعة وذلك باعطاء حدود طاقات المجاميع لكل من النيوترونات و اشعة قاما اذ يقوم هذا البرنامج بحساب هذه المعاملات (معاملات التحويل الى الجرعة الاشعاعية) وترتيبها في مصفوفات المقاطع العرضية المهيئة والتي يستخدمها البرنامج في كل منطقة هندسية ويتم حساب الجرعة داخل البرنامج *ANISN* وذلك بحساب معدل التفاعل على وفق المعادلة الاتية

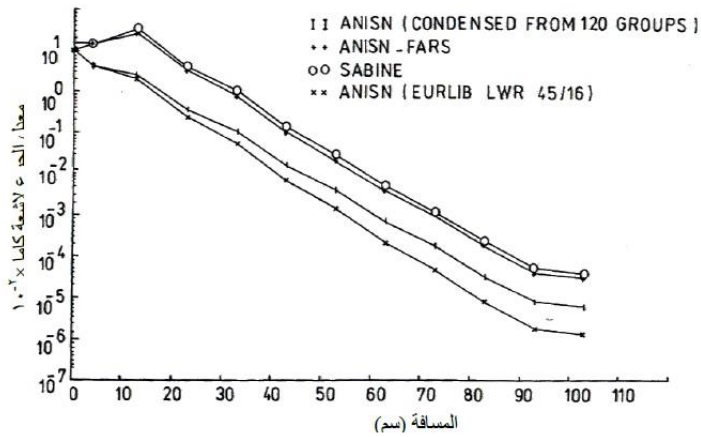
$$R(I) = \Phi(G) + F(G) \quad (5 - 55)$$

اذ ان $R(I)$ الجرعة الاشعاعية المطلوبة و $\Phi(G)$ الفيض النيوتروني للمجموعة الطاقية G ، و $F(G)$ معامل التحويل الى الجرعة الاشعاعية للمجموعة الطاقية G .

اذ يقوم البرنامج باعطاء معدل الجرعة المقابل لكل مجموعة طاقة. اما بالنسبة للنيوترونات فهي بحسب معادلة خاصة وجدول خاص لقيم المعادلات اما بالنسبة لاشعة قاما فان الحدود الطاقية لكل مجموعة لها معدل الجرعة المعين اذ انه باعطاء الطاقات لكل من النيوترونات و اشعة قاما نحصل على معدل جرعة مناسب.



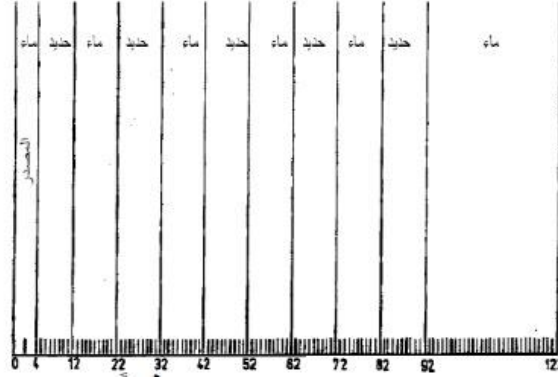
الشكل (24-5) مقارنة معدل جرعة للنيوترونات



الشكل (25-5) مقارنة معدل جرعة لاشعة قاما

(5-7-5) النتائج

لقد تم اجراء الحسابات باعتماد التقسيمات الهندسية للدرع الواقي كما هي محددة في الشكل وفقا لما يتطلبه البرنامج على وفق نظام النقطة الشبكية وفي منطقة المصدر تم استخدام المقاطع العرضية للماء الموزونة في المنطقة 2 و 3 في الشكل (21-5)



الشكل (5-26) تمثيل الدرع المقترح وفقا لحسابات البرنامج *ANISN*

تم اجراء الحسابات لدراسة توزيع معدل الجرعة الاشعاعية وسلوكها في مناطق الدرع المختلفة وبحسب التقسيمات الهندسية التي حددت لها وباستخدام المجموعتين من المقاطع العرضية والتي تمت تهيئتها سابقا وكذلك باستخدام المقاطع العرضية الموافقة من المصدر ولغرض المقارنة فقد تم الحصول على نتائج متقاربة اذ يمثل الشكل (5-24) نتائج معدل المقارنة للجرعة الاشعاعية للنيوترونات باعتماد المقاطع العرضية المختلفة والشكل (5-25) يمثل معدل المقارنة للجرع الاشعاعية لاشعة قاما باعتماد المقاطع العرضية المختلفة ايضا لكل من المتوفرة والمهيئة المعتمدة من اجل المقارنة.

(5-7-6) المناقشة

من خلال النتائج المستخلصة من خلال استخدام المقاطع العرضية المهيئة والمقاطع العرضية والمعتمدة وجد تقارب في هذه النتائج من خلال سلوك معدل الجرعة الاشعاعية خلال الدرع الواقي لكل من النيوترونات واشعة قاما الشكل (5-24) و (5-25) كما يمكن اعتماد الانموذج المقترح للدرع الواقي في هذا التصميم حسب ما اظهرته النتائج الهندسية من امكانية هذا الدرع في توهين كل من النيوترونات واشعة قاما وبحسب الطاقات المحددة له.

عند مطابقة النتائج نلاحظ بعض الفروقات وذلك لاسباب عدة يجب اخذها بالحسبان لتفسير النتائج وهي فيما يتعلق بالمصدر : عدم التطابق في نوعية المصدر اذ اشار التقرير المعتمد الى انه مصدر نيوتروني فقط اما المصدر في الدراسة فهو محدد في الحسابات وكذلك تحديد موقع المصدر قد يكون متشابه تماما فضلا عن التوزيع الزاوي للمصدر اذ اعتمد في حسابات المصدر على انه متجانس اتجاهيا وقد اختلف هذا عما اعتمده التقرير المعتمد.

فيما يتعلق بالمقاطع العرضية : المقاطع المستخدمة في التقارير المعتمدة والمختلفة في طريقة حسابها عن المقاطع العرضية التي تم اعتمادها في الحسابات اظهرت التباين في النتائج اذ ان البرنامج *ANISN* يستخدم المقاطع العرضية *CASK-Library, FARS Library* وهما عبارة عن مجموعتين مقاطع عرضية مزدوجة للنيوترونات واشعة قاما اذ ان المقاطع العرضية للمجموعة الاولى مقلصة من 18-104 طاقات نيوترونات وقاما الى 11-29 و الطيف الموزون عليه هو الفيض المحسوب في البرنامج *ANISN* الناتج من مصدر ذي طيف انشطار نيوتروني في وسط متجانس محدد المقاطع العرضية المستخدمة في المجموعة الثانية وهي 18-22 طاقات نيوترونات واشعة قاما والمصدر المعتمد على شكل سطح. الحسابات الاخرى التي تمت المقارنة بها لديها مجموعات اخرى والمصدر فيها على شكل سطح ايضا بطول 4cm وهو مصدر انشطار نيوتروني وهذا غير موجود في

البرنامج *ANISN* لذلك حتى تتم المقاربة اكثر من التطابق في النتائج ففي هذه الحالة يجب طرح اشعة قاما (من الانشطار) من نتائج المجموعة الثانية قبل مقارنة الجرعة الاشعاعية لقاما. فضلا عن ذلك فان المجموعة الثانية لا تعالج اشعة قاما الثانوية المتولدة في المناطق البعيدة نوعا ما عن المصدر النيوتروني وهذا موجد ي البرنامج *ANISN* بسبب احتوائه على الشروط الحدودية.

(5-7-7) الاستنتاجات

تبين النتائج ان بالامكان استخدام المقاطع العرضية المتوفرة وتكثيف المجاميع الطاقية لها اذا تطلب الامر وفقا لمعطيات البرنامج *ANISN* والحصول على نتائج مقارنة لنتائج معتمدة عالميا واتضح امكانية توظيف وتطوير البرنامج *ANISN* في حساب الدروع الواقية للمصادر المشعة للنيوترونات واشعة قاما وتبين كذلك ان بالامكان تصميم دروع واقية من مواد متوفرة محليا من خلال توافر المعطيات لها وامكانية تصميم هذه الدروع بشكل مناسب اذ يسهل عمليا التوهين لكل من النيوترونات واشعة قاما. [21]

(5-8) دراسة احتمالية الانشطار كدالة لطاقة النيوترونات الساقطة – 0.5MeV

2MeV للنوى الانشطارية المختلفة

لدراسة احتمالية الانشطار اعتمادا على طاقة النيوترونات الساقطة قام الباحث هادي باجراء دراسة للتعرف على سلوك احتمالية الانشطار كدالة لطاقة النيوترون الساقط لنوى انشطارية مختلفة هي (^{231}Th , ^{233}Th , ^{235}U , ^{237}U , ^{239}U , ^{241}Pu , ^{243}Pu ,) وعند نفس المدى من الطاقات للنيوترونات الساقطة ($0.5\text{MeV} - 2\text{MeV}$) ومن خلال تلك الدراسة لوحظ ان احتمالية الانشطار للمواد الانشطارية وضمن مدى طاقة النيوترونات الساقطة ($0.5\text{MeV} - 2\text{MeV}$) تتناقص بزيادة طاقة النيوترونات استنتجت العلاقات التجريبية بالاستعانة في طريقة الملائمة التي من خلالها يمكن التنبؤ أو معرفة قيمة احتمالية الانشطار كدالة لطاقة النيوترونات الساقطة ($0.5\text{MeV} - 2\text{MeV}$) وللنوى الانشطارية المختلفة، وكمثال على ذلك العلاقة التجريبية لذرة الثوريوم ^{231}Th

يمكن حساب المقطع العرضي للنوى المركبة من المعادلة التالية

$$\sigma_c = \pi\Delta^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0^*)^2 + \Gamma^2/4} \quad (5 - 56)$$

حيث يمثل Γ_a السمك الجزيئي للانحلال باتجاه القناة لتكوين النواة المركبة و Γ السمك الكلي للحالة و Δ ثابت التحلل للنواة ذات طاقة تهيج E_0^* كما وان Γ_a, Γ تأخذ محددة حسب نوع النواة الام الداخلة في التفاعل والنواة الوليدة الناتجة من التفاعل النووي الانشطاري.

بالاستعانة بالنتائج المستخلصة من الدراسات العالمية في المختبرات العالمية والمنشورة في السنوات السابقة والتي تم فيها حساب المقطع العرضي للانشطار σ_{nf} وباستخدام المعادلة (55 - 5) يمكن حساب المقطع العرضي لتكوين النواة المركبة σ_c والمبينة بالجدول (5-16) حيث تم فيه حساب قيمة احتمالية الانشطار للمواد الانشطارية المبينة باستخدام المعادلة السابقة، وبالاستعانة من النتائج التي تم الحصول عليها في الجدول (5-17) يمكن رسم الشكل البياني الذي يعطي قيم احتمالية الانشطار كدالة لطاقة النيوترونات الساقطة ($0.5\text{MeV} - 2\text{MeV}$) وللنوى الانشطارية المختلفة ^{231}Th , ^{233}Th , ^{235}U , ^{237}U , ^{239}U , ^{241}Pu , ^{243}Pu , والموضحة بالشكل (5-20)، لقد تم

استنتاج المعادلات التجريبية بطريقة الملائمة وبلاستعانة من الشكل (5-20) ولمدى النيوترونات الساقطة (0.5MeV – 2MeV) وللنوى الانشطارية المختلفة

$$^{231}\text{Th} \Rightarrow P_{nf} = 0.1707e^{-0.6688E_n(\text{MeV})}$$

$$^{233}\text{Th} \Rightarrow P_{nf} = -0.187E_n(\text{MeV}) + 0.064$$

$$^{235}\text{U} \Rightarrow P_{nf} = -0.0636E_n(\text{MeV})$$

$$^{243}\text{Pu} \Rightarrow P_{nf} = -0.0791E_n(\text{MeV}) + 0.5054$$

$$^{237}\text{U} \Rightarrow P_{nf} = 0.3186e^{-0.3322E_n(\text{MeV})}$$

$$^{239}\text{U} \Rightarrow P_{nf} = -0.0447E_n(\text{MeV}) + 0.2246$$

$$^{241}\text{Pu} \Rightarrow P_{nf} = -0.0418E_n(\text{MeV}) + 0.5236$$

ان المعادلات اعلاه التي تم انتاجها في هذا البحث تعطي فائدة في امكانية توقع ومعرفة مقدار احتمالية الانشطار كدالة في طاقة النيوترونات الساقطة للنوى الانشطارية المختلفة ضمن المدى (0.5MeV – 2MeV) عند دراسة التفاعلات النووية الانشطارية.

تعتبر عملية حساب احتمالية الانشطار احد العوامل المهمة والمؤثرة في حساب المقطع العرضي للانشطار الذي يعبر عن احتمالية حدوث التفاعل النووي بالانشطار حيث ان هذه الاحتمالية تعتمد على قواعد الانتقال اعتمادا على حالات الزخم الزاوي الكلي وتحقيق قانوني حفظ الزخم الزاوي وحفظ التناظر وقد تم رسم احتمالية الانشطار كدالة لطاقة النيوترون الساقط ولعدد من العناصر النووية الانشطارية وكما مبين في الشكل (5-20) وللحالات (A, B, C, D, E, F, H) على التوالي والذي من خلاله نلاحظ احتمالية الانشطار تتناقص بزيادة طاقة النيوترونات الساقطة وللنوى الانشطارية المختلفة وهذا يعني ان احتمالية تكوين النواة المركبة للتفاعل σ_c ذات قيمة قليلة التي بواسطتها يمكن ان تنحل تلك النواة بطريقة الانشطار، وقد تبين ان احتمالية الانشطار تعتمد على الزخم الزاوي الكلي للتفاعل ومقدار حفظ التناظر ولغرض ان تنحل النواة بالانشطار يجب تحقيق قوانين حفظ الزخم الزاوي الكلي وقانون حفظ التناظر ، او قد يأخذ التفاعل مسارًا اخرًا غير الانشطار بما يتوافق مع قوانين الحفظ، كذلك وجود اختلاف بين المنحنيات المرسومة في الشكل رقم (5-21) وهذا يمكن تفسيره على اساس ان طاقة النيوترون الساقط اذا كانت احادية فان احتمالية الانشطار P_{nf} لكل نواة تكون مختلفة عن الاخرى ونتيجة لذلك نلاحظ ان الرسوم البيانية تكون مختلفة لكل نواة انشطارية .

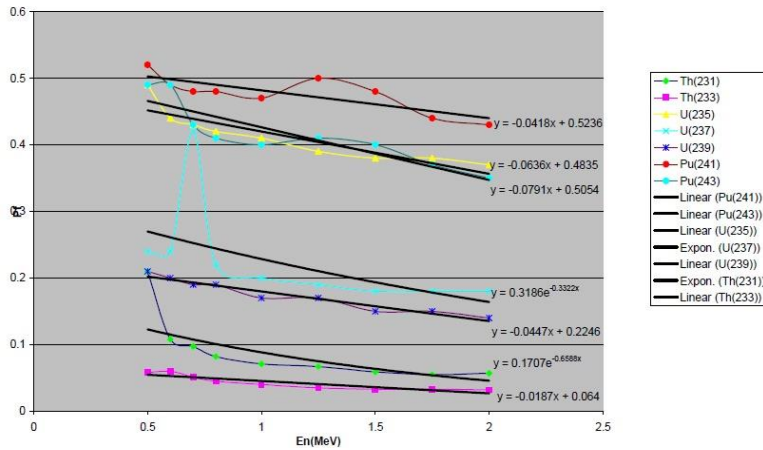
الجدول (5-16) يوضح المقطع العرضي لتكون النواة الانشطارية

النواة	Th^{231}	Th^{233}	U^{235}	U^{237}	U^{239}	Pu^{241}	Pu^{243}
$E_n(\text{MeV})$	$\sigma_c (b)$	$\sigma_c (b)$	$\sigma_c (b)$	$\sigma_c (b)$	$\sigma_c (b)$	$\sigma_c (b)$	$\sigma_c (b)$
0.5	3.67	3.66	3.66	3.65	3.65	3.65	3.65

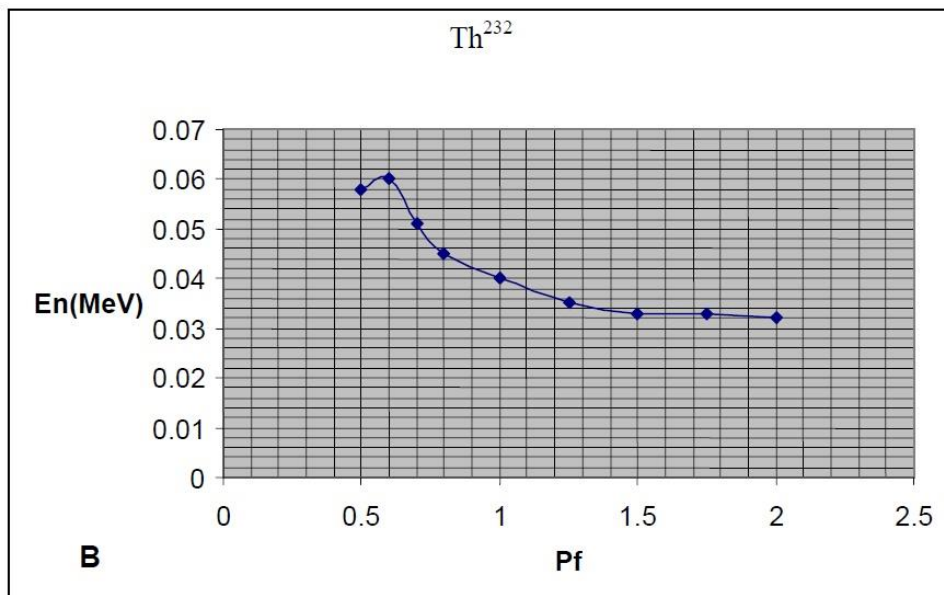
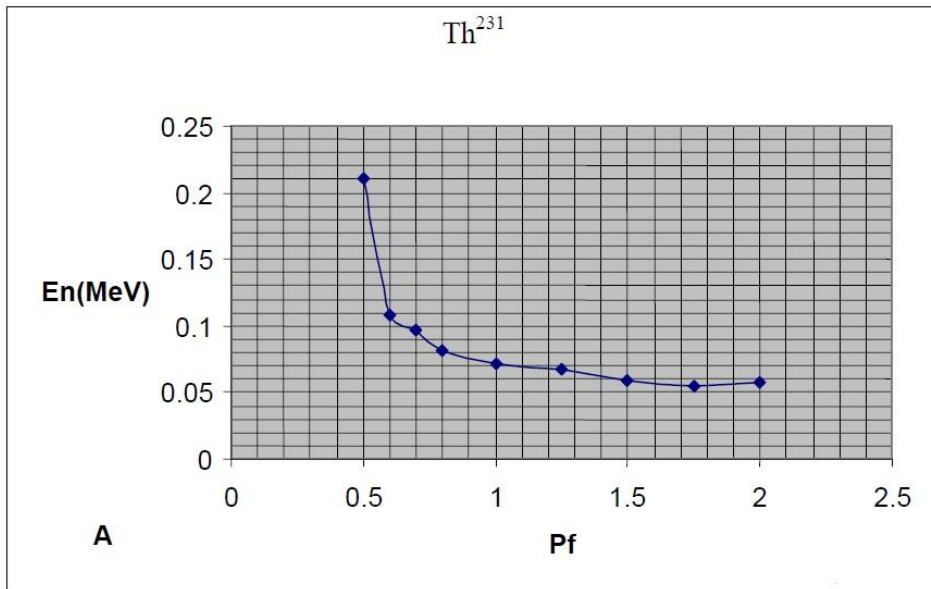
0.6	3.65	3.64	3.64	3.64	3.63	3.63	3.62
0.7	3.64	3.63	3.63	3.63	3.62	3.62	3.61
0.8	3.65	3.63	3.64	3.63	3.63	3.63	3.62
1.0	3.66	3.65	3.65	3.64	3.63	3.64	3.63
1.25	3.69	3.69	3.68	3.67	3.67	3.69	3.78
1.5	3.72	3.72	3.71	3.70	3.70	3.73	3.72
1.75	3.72	3.72	3.72	3.70	3.70	3.74	3.73
2	3.73	3.72	3.72	3.70	3.71	3.76	3.75

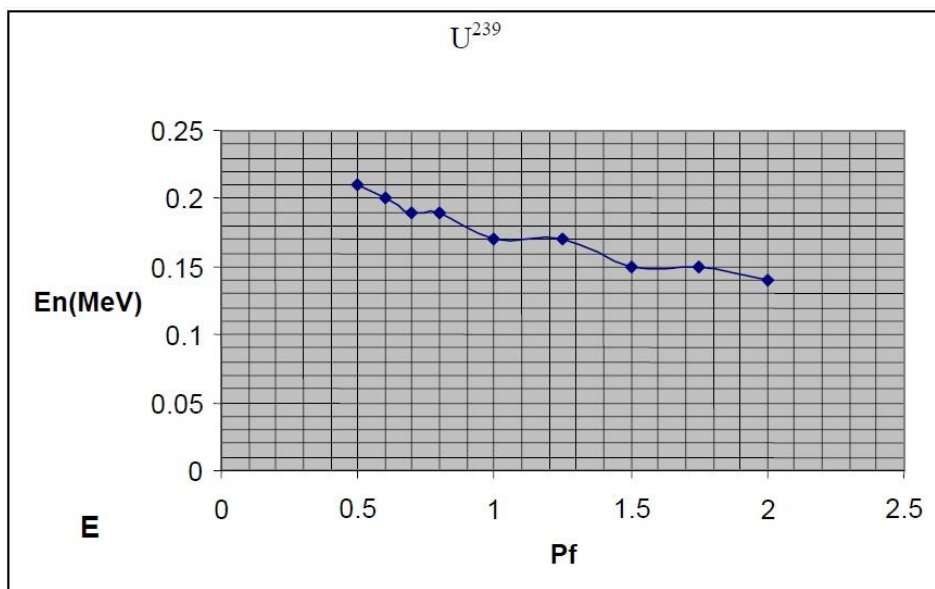
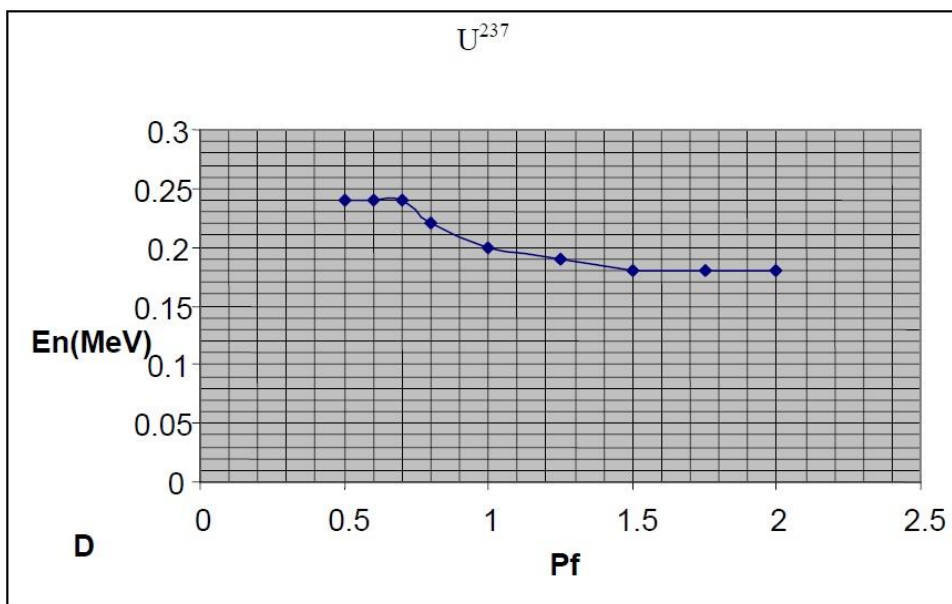
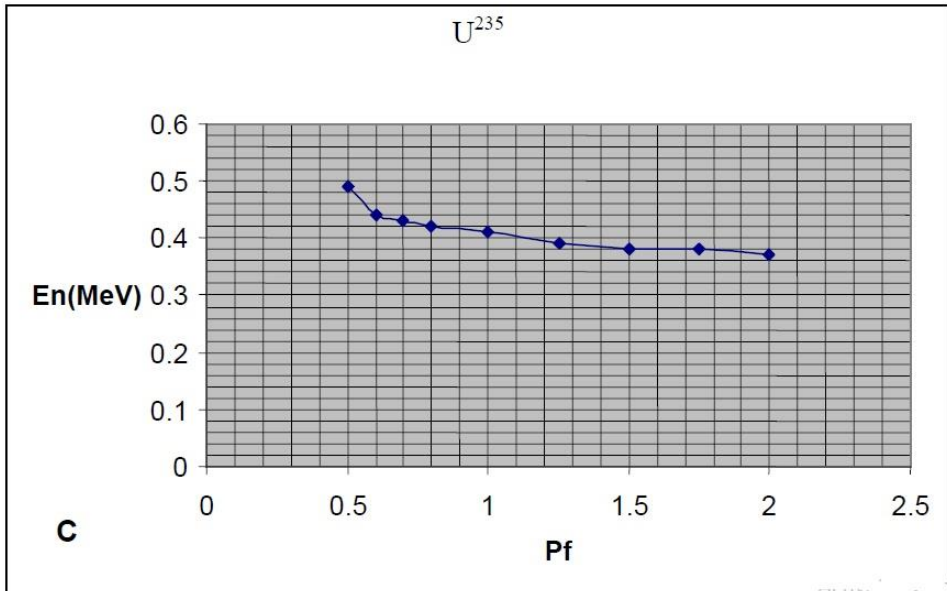
الجدول (5-17) يوضح احتمالية الانشطار للمواد الانشطارية

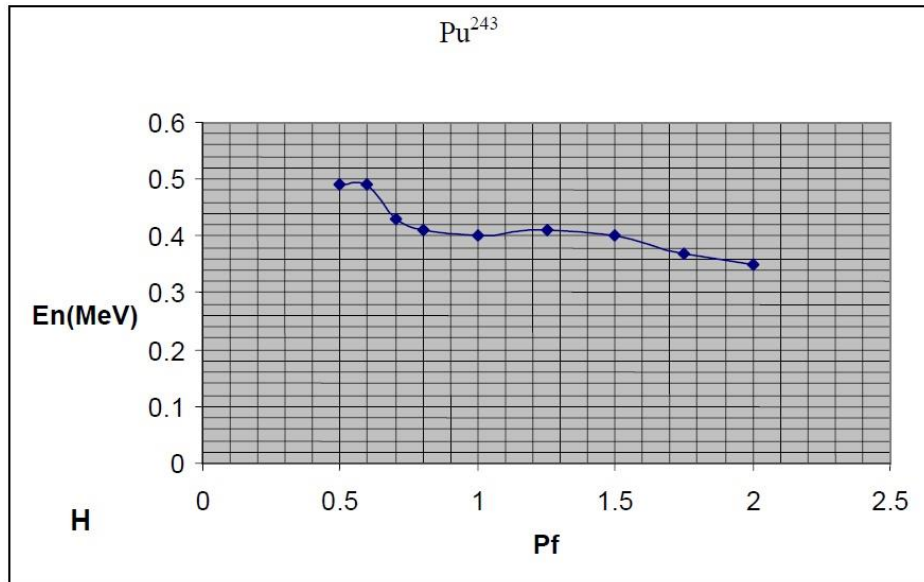
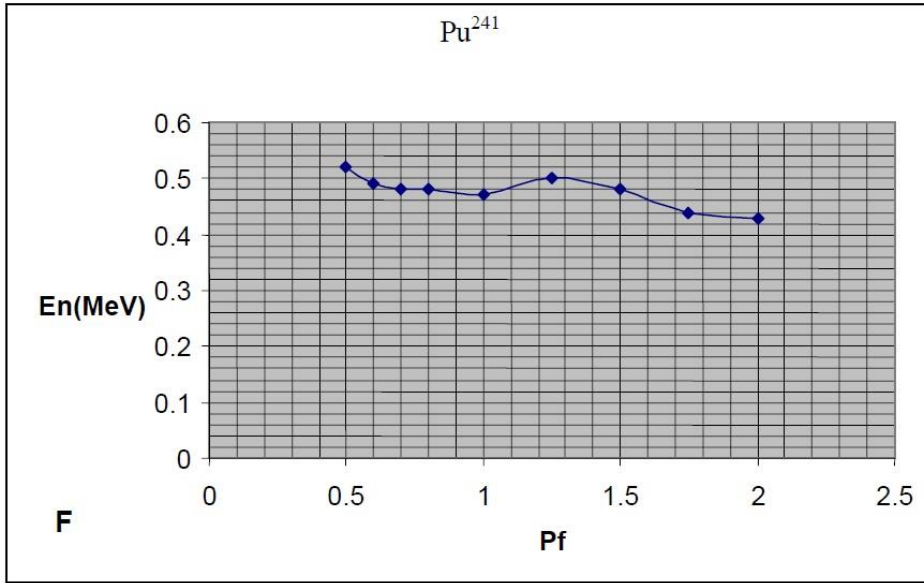
النواة	Th ²³¹	Th ²³³	U ²³⁵	U ²³⁷	U ²³⁹	Pu ²⁴¹	Pu ²⁴³
E _n (MeV)	P _{nf}	P _{nf}	P _{nf}	P _{nf}	P _{nf}	P _{nf}	P _{nf}
0.5	0.21	0.058	0.49	0.24	0.21	0.52	0.49
0.6	0.108	0.06	0.44	0.24	0.2	0.49	0.49
0.7	0.097	0.051	0.43	0.42	0.19	0.48	0.43
0.8	0.082	0.045	0.42	0.22	0.19	0.48	0.41
1.0	0.071	0.04	0.41	0.2	0.17	0.47	0.4
1.25	0.067	0.035	0.39	0.19	0.17	0.5	0.41
1.5	0.059	0.033	0.38	0.18	0.15	0.48	0.4
1.75	0.055	0.033	0.38	0.18	0.15	0.44	0.37
2	0.057	0.032	0.37	0.18	0.14	0.43	0.35



الشكل (5-27) يبين احتمالية الانشطار أدالة لطاقة النيوترونات الساقطة باستخدام معادلة الملائمة







الشكل رقم (5-28) احتمالية الانشطار أدالة لطاقة النيوترونات الساقطة للنوى الانشطارية المختلفة المرجع [23]

الباب السادس

النتائج والمناقشة

(1-6) مقدمة

في هذا الباب استخدمت نظرية الفيزياء الاحصائية المعممة لتفسير بعض الظواهر المتعلقة بتشتت النيوترونات.

(2-6) نظرية الفيزياء الاحصائية المعممة المستخدمة لتفسير بعض ظواهر تشتت النيوترونات :

طور فريق من العلماء منهم مبارك درار وسهير مكاي و رحاب ابراهيم حماد نموذجا جديدا لقوانين الفيزياء الاحصائية وفي ضمنها معادلات ماكسويل وبولتزمان الاحصائية وفي هذا النموذج تكون صيغة عدد الجسيمات n في مستوى الطاقة E في الصورة

$$n = n_0 e^{-\frac{E}{\bar{E}}} \quad (6 - 1)$$

حيث يمثل n_0 عدد الجسيمات في المستوى الصفري في حين تمثل \bar{E} متوسط طاقة الجسيمات. وتتميز هذه المعادلة بعموميتها وعدم اقتصرها على دراسة تأثير الطاقة الحرارية فقط. حيث يمكن ان تكون متوسط الطاقة معبرا عن طاقة كهربية للجسيمات المشحونة او طاقة مغناطيسية للمواد المغناطيسية. وفي النظرية العادية لماكسويل يكون متوسط الطاقة مساويا للطاقة الحرارية فقط وهذا يجعل هذا النموذج غير صالح لحالات الجسيمات المشحونة والممغنطة.

(3-6) الحالات التي تمت دراستها :

تم دراسة سلوك النيوترونات داخل الوسط المادي ومقارنت النتائج المتحصل عليها مع نتائج تجارب منشورة في عدة اوراق علمية تم اختيار انواع مختلفة من التفاعلات في كل مرة وتوضيح التشابه بين النتائج المتحصل عليها والنتائج النظرية للعلاقة .

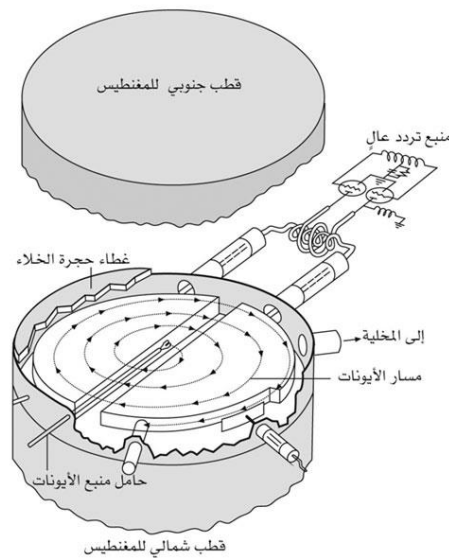
الدراسة الاولى ل هادي دوريج دراسة انشطار ذرة اليورانيوم والبلوتونيوم والثوريوم كدالة في طاقة النيوترونات الساقطة (2-0.5 ميكا الكترون فولت) للنوى الانشطارية المختلفة حيث تمت التجربة بنمذجة التفاعل الحادث في مفاعل نووي انشطاري متنوع الوقود النووي لتعرف على سلوك احتمالية الانشطار بالنسبة للوقود النووي

الدراسة الثانية ل توفيق ابو شديد ومجموعته حساب كثافة النيوترونات الناتجة عن تفاعل البريليوم واليورون باستخدام المسرع الدائري السلكترون السوري استخدمت بروتونات مسرعة لطاقة 15 ميكا الكترون فولت وتيار شدته 200 مايكرو امبير تحصلوا على قيم الكثافة النيوترونية والفوتونية من التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعية تغير سماكة الهدف.

الدراسة الثالثة لحسين الجبوري ومجموعته في قياس تأثير النيوترونات السريعة على الكاشف (CR-39) حيث تم تعريض كاشف الاثر النووي الى نيوترونات سريعة باستخدام مصدر نيوترونات (امريسيوم بريليوم) وتم قياس التأثير للنيوترونات على الكاشف باستخدام مطيافية الضوء المرئي.

الدراسة الرابعة لفاطمة عبد السلام ومجموعتها الشطايا المنبعتة من السلكترون في مستحلب نووي حيث تمت التجربة باستخدام المسرع الدائري سينكترون وباستخدام تقنية المستحلب النووي ذي ابعاد $(16.9 \times 9.6 \times 0.06 \text{ cm}^3)$ لشعاع من ايونات السليكون ذات كمية اشعاع $(4.5 \text{ AGeV}/c)$

يتألف السيكلترون من صفيحتين على شكل حرف D يطبق عليهما جهد متناوب بواسطة مزود للجهد عالي التردد وتوضع الصفيحتان ضمن حقل مغناطيسي منتظم B بحيث يكون اتجاه الحقل عامودياً على مسار الجسيمات ويوضع مصدر الجسيمات المشحونة ضمن مركز الصفائح داخل الفجوة المفرغة، كما هو مبين بالشكل



الشكل (6-1) يوضح المسرع الدائري السلكترون

(4-6) المناقشة والتحليل :

وفقا للنظرية الفيزيائية الاحصائية المعمة المقطع العرضي لتفاعل النيوترون σ والشدة I تتناسبان مع الفيض الساقط للنيوترون و الفيض المنتشت n و تمثل بالعلاقات

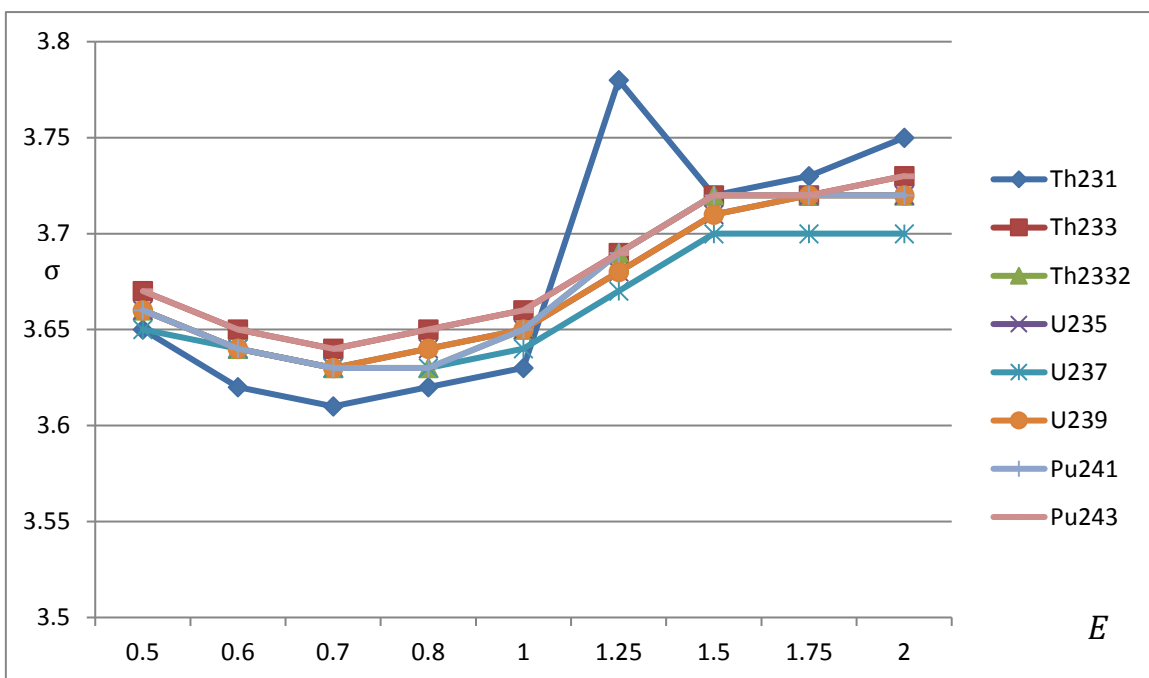
$$\sigma \sim n \sim n_0 e^{-\frac{E}{E}} \quad (6-2)$$

$$I \sim n \sim n_0 e^{-\frac{E}{E}} \quad (6-3)$$

في الدراسة التي قام بها هادي دوريج [23] تم دراسة العلاقة بين طاقة النيوترونات الساقطة E_n والمقطع العرضي للتفاعل σ للنوى الانشطارية (ذرة اليورانيوم والبلوتونيوم والثوريوم) و تم عرض النتائج في الجدول (6-1) والذي يظهر في الشكل البياني (6-2).

الجدول (6-1) يوضح المقطع العرضي لتكوين النواة الانشطارية عند تفاعل النيوترون مع انوية العناصر الثقيلة الانشطارية يورانيوم ثوريوم بلتونيوم - المرجع [23]

	Th ²³¹	Th ²³³	U ²³⁵	U ²³⁷	U ²³⁹	Pu ²⁴¹	Pu ²⁴³
E _n (MeV)	σ _c (b)	σ _c (b)	σ _c (b)	σ _c (b)	σ _c (b)	σ _c (b)	σ _c (b)
0.5	3.65	3.65	3.65	3.65	3.66	3.66	3.67
0.6	3.62	3.63	3.63	3.64	3.64	3.64	3.65
0.7	3.61	3.62	3.62	3.63	3.63	3.63	3.64
0.8	3.62	3.63	3.63	3.63	3.64	3.63	3.65
1.0	3.63	3.64	3.63	3.64	3.65	3.65	3.66
1.25	3.78	3.69	3.67	3.67	3.68	3.69	3.69
1.5	3.72	3.73	3.70	3.70	3.71	3.72	3.72
1.75	3.73	3.74	3.70	3.70	3.72	3.72	3.72
2	3.75	3.76	3.71	3.70	3.72	3.72	3.73



الشكل (6-2) يوضح العلاقة التجريبية بين طاقة النيوترونات الساقطة والمقطع العرضي لتكون النواة الاشطارية

يمكن تفسير العلاقة التجريبية في الشكل (6-2) باستخدام توزيع ماكسويل المعمم حيث يمكن افتراض أن متوسط الطاقة ينتج أساسا عن التفاعل المغناطيسي القوي بين العزم المغناطيسي للنيوترون مع المجال المغناطيسي للمادة فاذا كان الجهد المتوسط للتفاعل V_0 قويا بحيث تهمل طاقة الحركة المتوسطة فان الطاقة المتوسطة ستساوي طاقة الوضع السالبة

$$\bar{E} = -V_0 \quad (6 - 4)$$

حيث تمثل V_0 جهد التفاعل المغناطيسي

وهذا يمكن فهمه في ضوء حقيقة ان معظم نيوترونات الهدف تكون ساكنة مما يجعل متوسط T صغير جدا لان جزء يسير جدا من النيوترونات هو الذي يسقط ويتشتت. باعتبار أن التوزيع الاحصائي يشمل النيوترونات الساقطة والمتشنتة بالاضافة لنيوترونات الهدف (المادة) نفسها ولان معظم نيوترونات الهدف ساكنة لذا تهمل ويمكن اعتبار أن النيوترونات الساقطة بطيئة نسبيا مقارنة مع الجهد المغناطيسي القوي.

وباستخدام التوزيع الاحصائي فان عدد النيوترونات المتشنتة n يساوي

$$n = n_0 e^{\frac{E_n}{V_0}} \quad (6 - 5)$$

عندما تعطى طاقة النيوترونات المتشنتة ب

$$E_n = \gamma_0 E \quad (6 - 6)$$

بفرض ان جزء من طاقة النيوترونات الساقطة E تستهلك في التشتت

$$n = n_0 e^{\frac{\gamma_0 E}{V_0}} \quad (6 - 7)$$

وعليه تصبح شدة الاشعاع النيوتروني

$$I = nv \quad (6 - 8)$$

اذن

$$I = I_0 e^{\frac{\gamma_0 E}{V_0}} \quad (6 - 9)$$

حيث ان

$$I_0 = n_0 v \quad (6 - 10)$$

حيث تمثل v سرعة الجسيمات

I شدة الاشعاع. وبما ان مقطع التفاعل σ يتناسب مع شدة الاشعاع

$$\sigma = N_{sc} \sim I = I_0 e^{\frac{\gamma_0 E}{V_0}} \quad (6 - 11)$$

ولتبسيط المعادلة النظرية دع

$$V_0 \sim 1$$

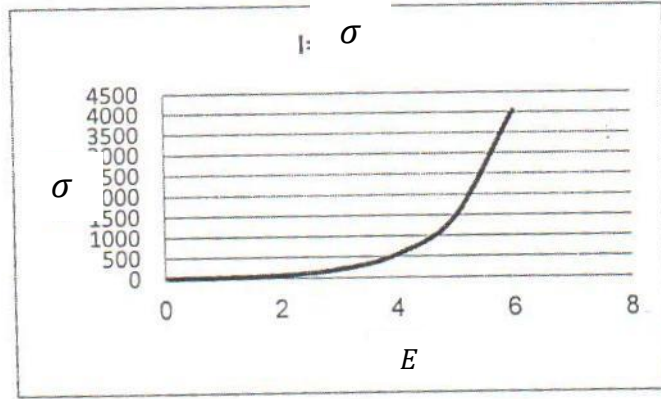
$$\gamma_0 \sim 1$$

حيث تكون طاقة كل نيوترون تساوي E وتكون موجبة بافتراض ان النيوترونات المشتتة تكون سريعة فتكون طاقة حركتها اكبر من طاقة الوضع السالبة كذلك فانها تتغلب عليها وتنفذ وعليه يصبح مقطع التفاعل في الصورة

$$\sigma = I_0 e^E \quad (6 - 12)$$

ولتبسيط المعادلة والحصول على علاقة E مع σ بصورة بيانية ابسط دع

$$I_0 = 10$$



الشكل (6-3) يوضح العلاقة الاسية بين طاقة النيوترونات والمقطع العرضي

ويمكن تفسير شدة النيوترونات او عددها مع طاقة البروتونات في ضوء المعادلة (9 - 6) باعتبار البروتون له عزم مغناطيسي ايضا وينجذب نحو مجال النواة المغناطيسي ونسبة لان البروتون ذو الطاقة E يمنح جزء من طاقته للنيوترون المشتت وبافتراض ان كل طاقات النيوترونات المشتتة متقاربة وشبه متساوية لذا لا يمكن اعتبار ان طاقة النيوترونات المشتتة تساوي $\gamma_0 E$ فتصبح المعادلة في الصيغة

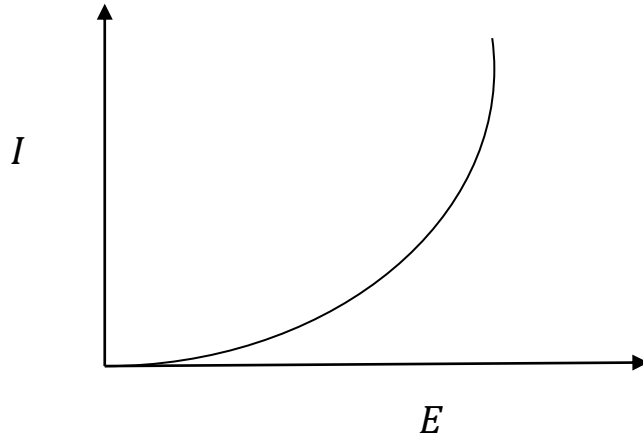
$$I = I_0 e^{\frac{\gamma_0 E}{V_0}} \quad (6 - 13)$$

$$= I_0 e^E$$

حيث تم افتراض ان $I_0 \sim 10$ و $\frac{\gamma_0}{V_0} \sim 1$

$$I = 10 e^E \quad (6 - 14)$$

وعليه تصبح علاقة طاقة البروتون مع عددها I كما بالرسم



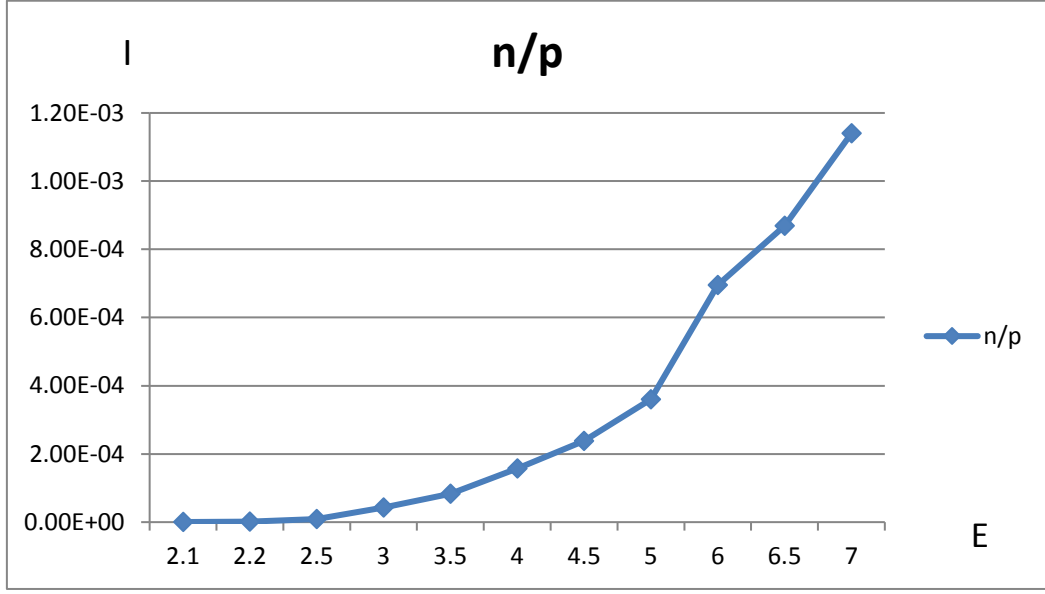
الشكل (6-4) يوضح العلاقة النظرية بين طاقة البروتون E و شدة النيوترون I

(5-6) حساب طيف النوترونات الناتج عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$

أخذ هدف من البيريليوم النقي مساحة مقطعه (2.5cm^2) وسماكته (0.50 mm) موضوع ضمن مركز كرة في الهواء بحيث تسقط عليه حزمة من البروتونات تقع طاقتها في مجال $(7.0 - 2.0)$ ميغا إلكترون فولت ومن ثم حسب الناتج النيوتروني الكلي على سطح الكرة لكل بروتون .

الجدول (6-2) القيم الحسابية للناتج النيوتروني الكلي الناتج من هدف من البيريليوم سماكته (0.5 mm) وقطره (1.78 cm) كتابع لطاقة البروتون الوارد

n	n/p	Mev
1.6e+6	2.58e-7	2.10
8.06e+6	1.29e-6	2.20
5.71e+7	9.13e-6	2.50
2.65e+8	4.23e-5	3.0
5.19e+8	8.30e-5	3.50
9.82e+8	1.57e-4	4.0
1.49e+9	2.38e-4	4.50
2.25e+9	3.60e-4	5.0
4.34e+9	6.95e-4	6.0
5.43e+9	8.69e-4	6.50
7.11e+9	1.14e-3	7.0



الشكل (6-5) يوضح العلاقة التجريبية بين عدد النيوترونات الصادرة وطاقة البروتونات الساقطة

يمكن إيجاد علاقة الناتج النيوتروني y مع عدد النيوترونات الصادرة باستخدام العلاقة (2 - 5)

$$y \sim n \sim e^{\frac{-E}{\bar{E}}} \quad (6 - 15)$$

$$y \sim n_0 e^{\frac{-E}{\bar{E}}}$$

$$y = y_0 e^{\frac{E}{E_0}} \quad (6 - 16)$$

فاذا كانت طاقة النيوترون الواحد ناتجة عن تنافر العزم المغناطيسي للنيوترون مع المجال المغناطيسي لمادة الهدف هي E_0 ، حيث ان متوسط الطاقة الجهدية ناتجة عن تنافر النيوترونات التي تعمل كمغناطيسيات صغيرة مع المجال المغناطيسي للهدف، فاذا كان الجهد المغناطيسي الذي تتعرض له النيوترونات تتنافر بفعل المجال المغناطيسي الجاذب للانوية فان متوسط طاقة النيوترون يساوي

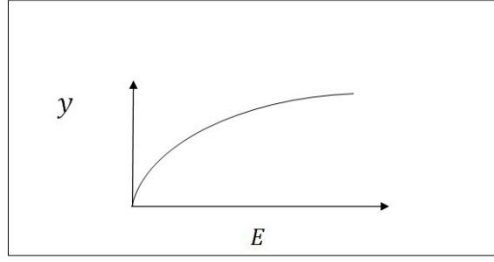
$$\bar{E} = E_0 = -V_0$$

حيث يهمل متوسط طاقة حركة النيوترونات باعتبار ان معظم انوية الهدف ساكنة

ومن ثم وبتعويض هذه المعادلة في معادلة (6 - 16) يصبح الناتج النيوتروني في الصيغة

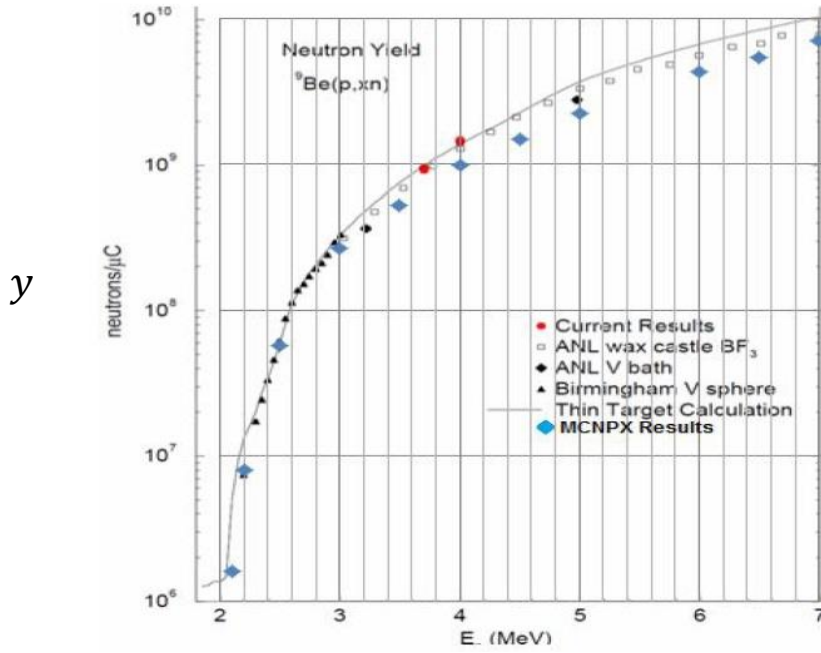
$$y = y_0 e^{\frac{E}{V_0}} \quad (6 - 17)$$

من المعادلة (6 - 17) يمكن عرض العلاقة بين الطاقة والناتج النيوتروني في الشكل (6-6)



الشكل (6-6) يوضح العلاقة النظرية بين E و y

ومن المثير للاهتمام جدا أن نلاحظ أن هذه العلاقة النظرية في الشكل (6-6) يمكن بسهولة شرح العلاقة التجريبية لتشتت النيوترونات في التفاعل البريليوم بورون التي يتم عرضها في الشكل (7-6) قيمة الناتج النيوتروني الكلي المحسوب مقارنة بنتائج البحوث الأخرى



الشكل (6-7) يوضح العلاقة التجريبية بين الطاقة وكثافة النيوترونات (الناتج النيوتروني) من نتائج تجارب المرجع [22]

وتبين أن المقطع العرضي للتشتت σ بالنسبة للنيوترونات مرتبط بالعدد الكتلي A لنوى الهدف ويمكن وضع الأساس النظري بافتراض أن الطاقة النيوترونية تنتج عن التفاعل بين طاقة النيوترون الذي له عزم مغناطيسي μ_0 والنواة الذرية التي لها بروتونات و نيوترونات يمكن أن يفترض أن كل نوكلين (بروتون أو نيوترون) يكون مساهم في كثافة الفيض المغناطيسي B_0 ، حيث ان كتلة النيوترون والبروتون متقاربتان لذا يمكن اعتبار $m_n \approx m_p$ وعليه تصبح المعادلة (6 – 17) في الصيغة (مع الاخذ بالاعتبار ان σ تتناسب مع y) وباعتبار ان طاقة النيوترون تناظرية مغناطيسية كما في الحالة السابقة لذا تكون $E = V_0$ وعليه تصبح

$$E_n = \mu_0(B_0) = \mu_0(B_0A) = \mu_0B_0A \quad (6 - 18)$$

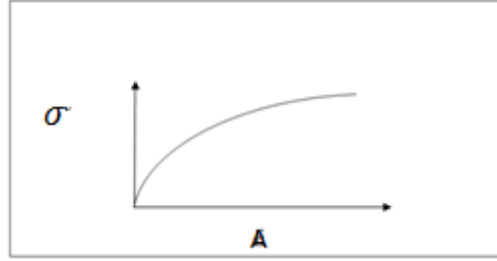
حيث يعطى كثافة الفيض المغناطيسي لنوى الهدف ب

$$B = B_0 A$$

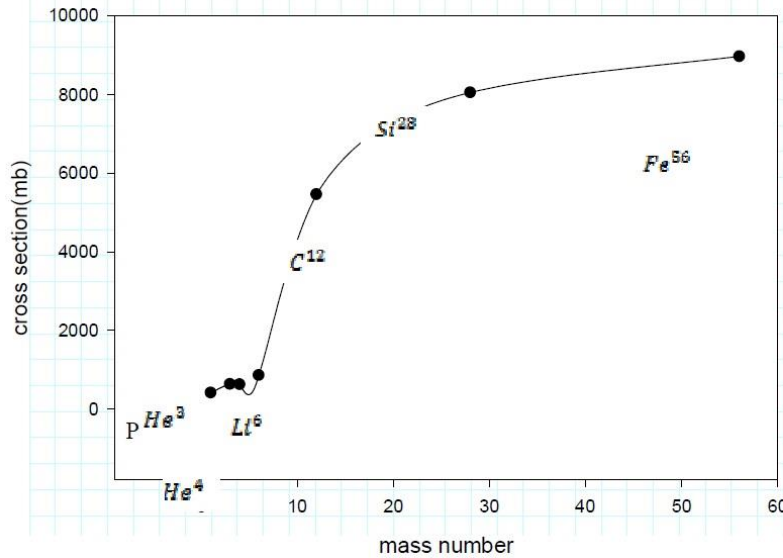
اما علاقة المقطع المستعرض للتفاعل النووي بالعدد الكتلي للذيفة وذلك في حالة تصادمات قذائف بالمستحلب النووي

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{E}{V_0}} = \sigma_0 e^{\frac{\mu_0 B_0 A}{V_0}} \quad (6-19)$$

فتصبح المعادلة (6-19) والتي تمثل بالشكل (6-8) قادرة على تفسير الشكل (6-9) الذي يفسر علاقة المقطع العرضي للتفاعل مع العدد الكتلي للذيفة.



الشكل (6-8) يوضح العلاقة النظرية بين المقطع العرضي للتفاعل النووي σ و العدد الكتلي للذيفة A



الشكل (6-9) يوضح العلاقة التجريبية بين المقطع العرضي للتفاعل النووي بالعدد الكتلي للذيفة وذلك في حالة تصادمات قذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية حركة شعاع 4.5AGeV/c المرجع [23].

قوانين توزيع ماكسويل المعممة المبينة في المعادلة (1-6) لتكون ناجحة في وصف بعض عمليات تشتت النيوترونات. في جميع العلاقات النظرية يفترض أن النيوترونات لها عزم مغناطيسي وبالتالي تتفاعل مغناطيسيا مع الهدف.

وبالنظر إلى الشكلين (2-6) و (3-6) فإن العلاقة بين المقطع العرضي التفاعلي σ للنيوترونات ل اليورانيوم والثوريوم والبلوتونيوم يتم تفسيرها من قبل توزيع ماكسويل المعممة بافتراض مجال

مغناطيسي قوي وإهمال مساهمة الطاقة الحركية أو يمكن افتراض النيوترونات كاوتار مهتزة. مثل أن متوسط الطاقة الحركية وطاقة الوضع متساوية بحيث

$$T_o = V_o = \frac{m\omega^2 A^2}{2\sqrt{2}} \quad (6 - 20)$$

وهكذا

$$E = -2V_o$$

ثم إعادة تعيين ل γ_o في المعادلة (6 - 11) ليصبح

$$\gamma_o = 2$$

نحصل على نفس النتيجة لتشتت النيوترونات عند التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ والتي يتم عرضها تجريبيا من قبل توزيع ماكسويل المعممة على افتراض مرة أخرى الى تفاعل مغناطيسي قوي يمكن ان يشرح العلاقة النظرية بين الطاقة والشدة المبينة في الشكل (6-4) على شكل النتيجة التجريبية المبينة في الشكل (6-5).

يمكن تفسير العلاقة التجريبية بين الناتج النيوتروني γ والطاقة E مرة أخرى من خلال معادلات توزيع ماكسويل المعممة بافتراض متوسط إمكانات جذابة قوية كما هو موضح نظريا في الشكل (6-6)

يمكن لنظرية ماكسويل المعممة تفسر العلاقة بين المقطع العرضي σ والعدد الكتلي (انظر الشكل (6-8)) بافتراض التفاعل المغناطيسي بين النيوترونات والنوى التي لها عزم مغناطيسية لكل من البروتونات والنيوترونات في نفس الاتجاه، هذا ما توضحه النتائج التجريبية الموضحة في الشكل (6-9).

(6-6) الامتصاصية والطول الموجي

تم تعريف كاشف الاثر النووي (CR-39) الى نيوترونات سريعة باستخدام مصدر امريشيوم برليوم بواقع فيض نيوتروني $(21.6 \times 10^{10} n/cm^2)$ و $(8.64 \times 10^{10} n/cm^2)$ و $(4.3 \times 10^{10} n/cm^2)$ وتم قياس التأثير للنيوترونات وجد ان تعرض الكاشف للنيوترونات السريعة يؤدي الى زيادة في قيمة الامتصاصية الضوئية وهبوط في قيمة النفاذية.

فاذا كانت طاقة الجسيمات الممتصة هي E فان شدة الجسيمات الممتصة يساوي

$$I = I_0 e^{-\frac{E}{\bar{E}}} \quad (6 - 21)$$

عند استخدام

$$\bar{E} = E_0$$

وهذا له علاقة مع عدد الجسيمات الممتصة

$$n = n_0 e^{-\frac{E}{E_0}} \quad (6 - 22)$$

جنباً إلى جنب مع حقيقة أن

$$I = nv$$

معالجة موجة دي بروجلي للنيوترون و علاقة الكم لمتوسط الطاقة يعطى

$$E = hf = \frac{hc}{\lambda} \quad (6 - 23)$$

بتعويض المعادل (6 - 22) في (6 - 23)

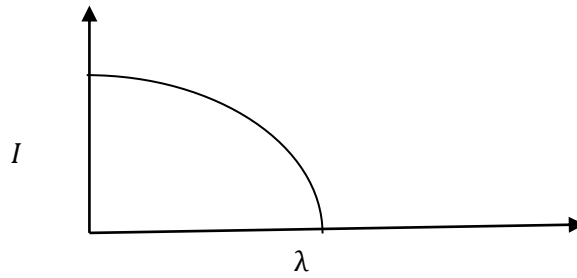
$$n = n_0 e^{-\frac{E}{hc\lambda}} \quad (6 - 24)$$

اما الشدة فتصبح

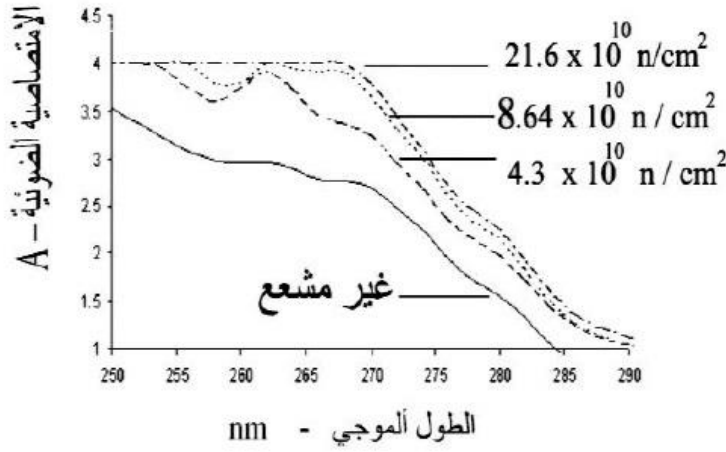
$$I = I_0 e^{-\frac{E}{hc\lambda}} \quad (6 - 25)$$

يبين الشكل (6-10) العلاقة (6 - 25) بين الشدة والطول الموجي لموجة دي بروجلي

ويظهر العمل التجريبي الذي قام به ابو شديد ومجموعته حساب الكثافة النيوترونية والفوتونية من التفاعل ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$ بتابعة تغير سماكة الهدف في الشكل (6-11) والذي يتوافق مع الشكل النظري للعلاقة (6-10)



الشكل (6-10) يوضح العلاقة النظرية بين شدة النيوترونات I و طول موجة دي بروجلي λ



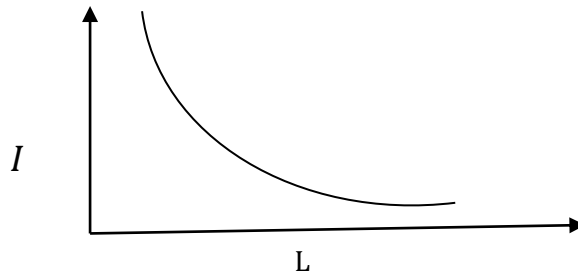
الشكل (6-11) يوضح العلاقة التجريبية تقنية التحليل الطيفي بالأشعة فوق البنفسجية عند مدى الأطوال الموجية (250 – 290 nm) لكاشف الأثر النووي (CR-39) المعرض لنيوترونات حرارية مقارنة بالنموذج غير المشع. المرجع [19]

ويمكن تفسير علاقة شدة الفوتون مع سمك الهدف باستخدام التوزيع الاحصائي المعمم حيث ان طاقة الفوتون المتوسط يمكن ان تساوي متوسط مجموع طاقات الفوتونات اي ان

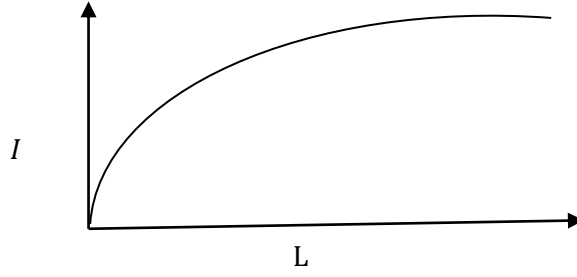
$$\bar{E} = \frac{E_1 + E_2 + \dots + E_N}{N} = E_0 \quad (6 - 26)$$

وعليه يصبح فيض الفوتونات

$$I = nc = n_0 c e^{-\frac{E}{\bar{E}}} = I_0 e^{-\frac{E_p}{E_0}} \quad (6 - 27)$$



الشكل (6-12) يوضح العلاقة النظرية بين معدل تدفق الفوتونات و طول المسار

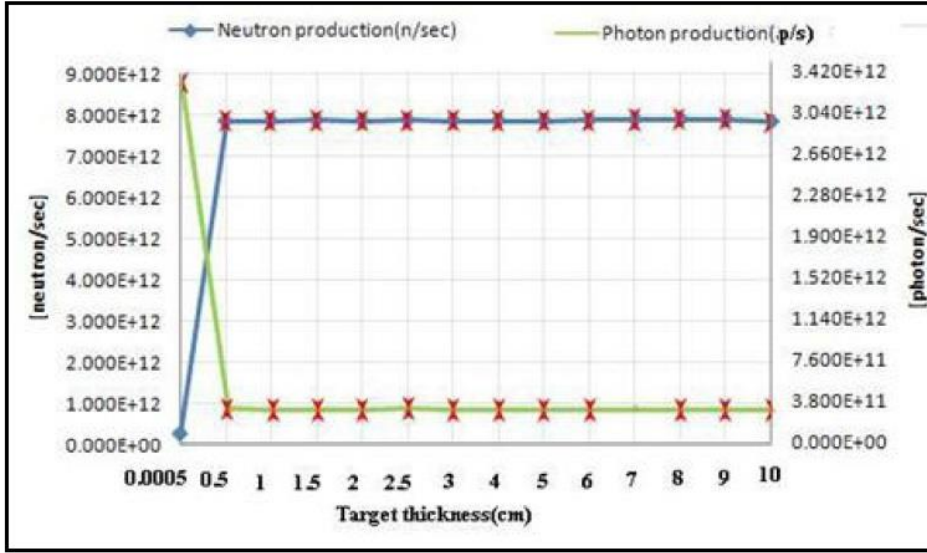


الشكل (6-13) العلاقة النظرية بين إنتاج النيوترون و طول المسار

الجدول (6-3) يوضح العلاقة التجريبية في تجربة ابو شديد و نحيلي و شعبان حيث تحصلوا على قيم الكثافة النيوترونية والفوتونية من التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعية تغير سماكة الهدف و باستخدام بروتونات طاقتها 15 ميغا إلكترون فولت المرجع [22]

طاقة البروتونات $E_p=15\text{ MeV}$					
نتاج الفوتونات/نتاج النيوترونات (photon/neutron)	Error %	الكثافة الفوتونية (photon/sec)	Error %	الكثافة النيوترونية (neutron/sec)	سماكة الهدف cm
12.7235	0.48%	3.315×10^{12}	1.67%	2.606×10^{11}	0.0005
0.0390	2.59%	3.071×10^{11}	0.51%	7.864×10^{12}	0.5
0.0390	2.58%	3.066×10^{11}	0.51%	7.869×10^{12}	1.0
0.0389	2.56%	3.064×10^{11}	0.50%	7.884×10^{12}	1.50
0.0388	2.57%	3.060×10^{11}	0.50%	7.881×10^{12}	2.0
0.0390	2.55%	3.076×10^{11}	0.50%	7.887×10^{12}	2.50
0.0389	2.58%	3.065×10^{11}	0.51%	7.877×10^{12}	3.0
0.0389	2.58%	3.063×10^{11}	0.51%	7.878×10^{12}	4.0
0.0388	2.57%	3.058×10^{11}	0.51%	7.879×10^{12}	5.0
0.0387	2.57%	3.056×10^{11}	0.50%	7.889×10^{12}	6.0
0.0387	1.83%	3.059×10^{11}	0.36%	7.897×10^{12}	7.0
0.0388	2.55%	3.063×10^{11}	0.50%	7.903×10^{12}	8.0
0.0388	2.57%	3.063×10^{11}	0.51%	7.900×10^{12}	9.0
0.0390	2.57%	3.07×10^{11}	0.51%	7.852×10^{12}	10.0

القيم المحسوبة للكثافة النيوترونية والفوتونية الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعية سماكة الهدف من اجل بروتونات طاقتها 15 ميغا إلكترون فولت.



الشكل (6-14) يوضح الشكل البياني لكثافة النيوترونات (معدل انتاج النيوترونات) وكثافة التدفق الفوتوني الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p, n){}^9\text{B}$ بتابعة سماكة الهدف

(6-7) العلاقة بين المقطع العرضي والمسار الحر

وعندما تكون الذرات مثارة فان كل ذرة ستمنح الفوتون طاقة E_a وعليه تصبح طاقة الفوتون E_p مساوية للطاقة الابتدائية $E_i = hf$ بالإضافة الى مجموع طاقات الاثارة اي ان

$$E_p = E_i + nE_a = E_i + (n_0L)E_a \quad (6 - 28)$$

المجموع الكلي للانبوية داخل طول المسار

$$n = n_0L \quad (6 - 29)$$

حيث n_0 عدد الذرات المثارة في وحدة الطول

$$I = I_0 e^{-\frac{E_i}{E_0}} \cdot e^{-\frac{n_0 E_a L}{E_0}} \quad (6 - 30)$$

وهذه العلاقة النظرية موضح في الشكل (6-14) وهذه العلاقة تفسر العلاقة التجريبية في الشكل (6-16) اما بالنسبة للنيوترونات فتناسب عدد النيوترونات الصادر من الذرات طول المسار L اي ان

$$n_n = n_{0n}L \quad (6 - 31)$$

حيث تمثل n_{0n} عدد النيوترونات في وحدة الحجم. ولان للنيوترونات عزم مغناطيسي لذا فانها تؤثر على بعضها البعض . فاذا اردنا ايجاد طاقة النيوترون الموجود ضمن حزمة من النيوترونات باعتبار التفاعل المغناطيسي فقط. فان الطاقة المغناطيسية V_m للنيوترون سيساوي حاصل ضرب العزم المغناطيسي μ_n للنيوترون الواحد مضروباً في كثافة الفيض المغناطيسي B لكل النيوترونات اي

$$V_m = \mu_n B \quad (6 - 32)$$

حيث ان كثافة الفيض تساوي كثافة فيض النيوترون الواحد في عدد النيوترونات اي ان

$$B = B_n n_n = B_n n_{0n} L \quad (6 - 33)$$

وعليه تكون طاقة النيوترون هي

$$E = k + V_m = k + n_{0n} B_n \mu_n L \quad (5 - 34)$$

فاذا اعتبرنا ان متوسط الطاقة للنيوترون ناتجة عن قوى التجاذب المغناطيسي لذا فان طاقة النيوترون الواحد المتوسطة تساوي

$$\bar{E} = -V_0 = -E_0 \quad (6 - 35)$$

وعليه يصبح فيض النيوترونات في الثانية

$$I = nv = n_0 v e \frac{E}{\bar{E}}$$

$$I = I_0 e \frac{n_{0n} B_n L}{E_0} \quad (6 - 36)$$

وهذا العلاقة موضحة بيانيا بالشكل (6-15) وهي تفسر العلاقة التجريبية في الشكل (6-16)

اما علاقة متوسط المسار الحر وعدد (رقم الكتلة) فيمكن ايجادها من لاجفين العزم المغناطيسي للذرة فاذا اعتبرنا ان عزم النواة ناتج من دوران البروتونات حول مركز النواة بنصف قطر متوسط r فان كثافة فيض النواة يساوي

$$B = \frac{\mu_0 i}{2r} = \frac{\mu_0 Z e f}{2r} \quad (6 - 37)$$

فاذا كان عزم النيوترون المغناطيسي μ_n فان الجهد المغناطيسي المسلط عليه من النواة يساوي

$$E = V_m = \mu_n B = \mu_n \frac{\mu_0 Z e f}{2r} \quad (6 - 38)$$

فاذا كان متوسط طاقة الجهد المغناطيسي ناتج من القوى المغناطيسية للتجاذب بين انوية الهدف والعزم المغناطيسي للنيوترون فان

$$\bar{E} = -V_0 \quad (6 - 39)$$

وحسب معادلات الفيزياء الاحصائية يكون طول المسار الحر هو

$$\lambda = \frac{1}{\rho} \sigma^{-1} = \frac{1}{\rho} N_{sc}^{-1} = \frac{n_0^{-1}}{\rho} e^{+\frac{E}{\bar{E}}} \quad (6 - 40)$$

عند

$$\sigma \sim N_{sc} \sim n_0 e \frac{E}{\bar{E}}$$

من المعادلة (6 - 37) و (6 - 40) نحصل على

$$\lambda = \frac{n_0^{-1}}{\rho} e^{-\frac{\mu_n \mu_0 e f}{2rV_0} Z} \quad (6-41)$$

ولكن العدد الكتلي يكون في الصيغة

$$A = Z + N$$

إذن

$$Z = A - N$$

بوضع

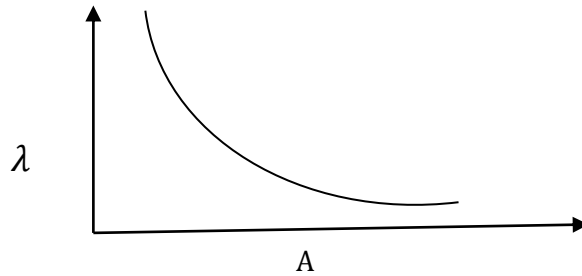
$$c_0 = \frac{\mu_n \mu_0 e f}{2rV_0} \quad (6-42)$$

$$\lambda_0 = n_0^{-1} \rho^{-1} e^{-c_0 Z}$$

وعليه متوسط المسار الحر يعطى بالعلاقة

$$\lambda = n_0^{-1} \rho^{-1} e^{c_0 N} e^{-c_0 A} = \lambda_0 e^{-c_0 A} \quad (6-42)$$

وهذه العلاقة النظرية موضحة بيانياً في الشكل (6-17) وهي تفسر العلاقة التجريبية في الشكل (5-18)



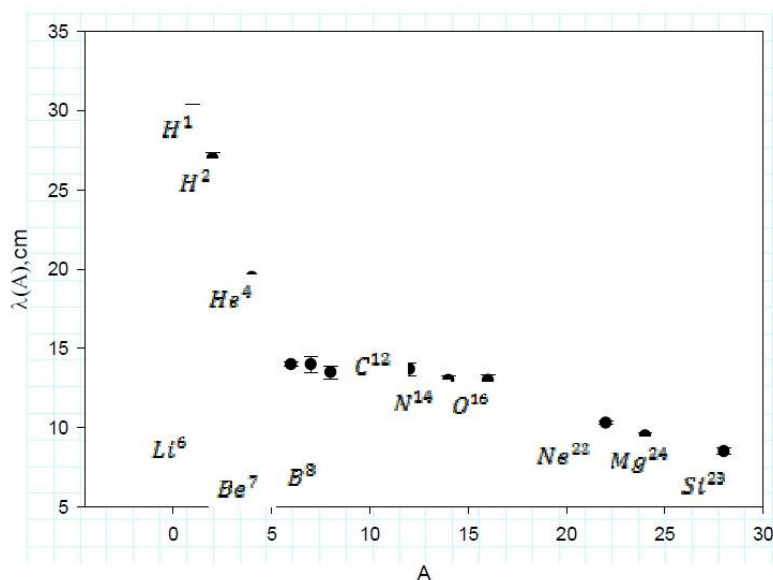
الشكل (6-15) العلاقة النظرية بين العدد الكتلي والطول الموجي

في الدراسة التي قامت بها فاطمة عبد السلام ومجموعتها للشظايا المنبعثة من السلكترون في مستحلب نووي باستخدام التركيب النووي الكيميائي المعطاة للمستحلب النووي حيث في حالة تصادمات السيلكون مع المستحلب النووي، وجدنا أن $\lambda = 1.56 \text{ cm}$

الجدول (4-6) يوضح العلاقة التجريبية المتحصل عليها للمسار الحر للنيوترون داخل اوساط المستحلب النووي لعناصر السلكون والحديد المرجع [24].

العنصر	الطاقة (قيفا الكترون فولت)	متوسط المسار الحر $cm(\lambda)$
Si^{28}	4.5	1.56
Si^{28}	14.6	12.65
Fe^{28}	1	7.53
Fe^{28}	1.7	8.4

يتعلق متوسط المسار الحر بطاقة القذيفة حيث نلاحظ ان متوسط المسار الحر يزداد بزيادة طاقة القذيفة ويتناقص بزيادة كتلة القذيفة



الشكل (6-16) يوضح العلاقة التجريبية بين المسار الحر و رقم الكتلة للقذيفة في حالة تصادم قذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية حركة 4.5 قيفا الكترون فولت المرجع [24].

العلاقة النظرية في الشكل (6-17) يمكن تفسيرها في العلاقة التجريبية حسب الشكل (6-18)

كذلك يمكن حساب المقطع العرضي للتفاعل بالايونات الثقيلة بالعلاقة

$$\sigma = \pi \left[r^0 \left(A_p^{\frac{1}{2}} + A_t^{\frac{1}{2}} + b \right) \right]^2 \quad (6-43)$$

حيث A_t كتلة الهدف و A_p كتلة المقذوف اما b معامل التصادم يمكن الحصول عليه بالمعادلة

$$b = \left[1.3 \left(A_p^{\frac{1}{3}} + A_t^{\frac{1}{3}} \right) + 0.4 \right] fm \quad (6 - 44)$$

(8-6) التوزيع الزاوي للنيوترونات

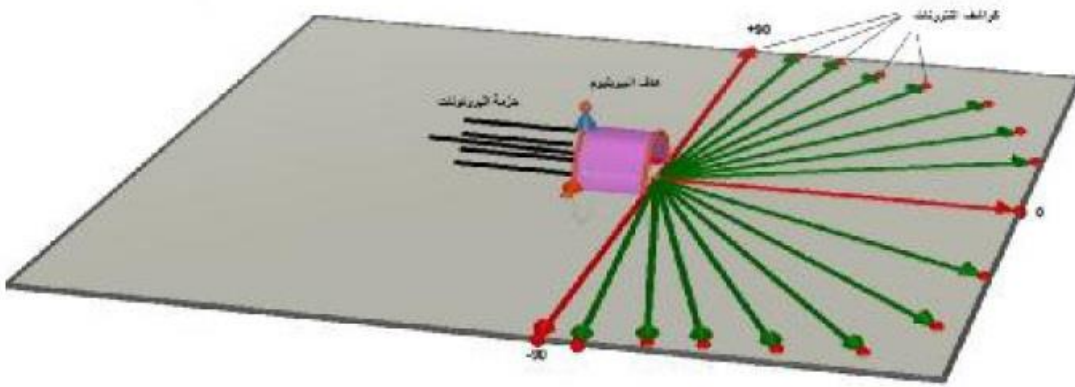
لتعيين التدفق الزاوي للنيوترونات الصادرة عن التفاعل ${}^9Be(p, n){}^9B$ باستخدام حزمة بروتونات طاقتها 15 ميكا إلكترون فولت واستخدام العداد النقطي F_5 الذي وضع عند زوايا مختلفة تتغير ضمن المجال الزاوي من 90^+ درجة الى 90^- درجة حول المصدر كما هو موضح بالشكل التالي ويعبر عن العداد رياضيا بالمعادلة

$$\delta\Phi = \frac{W}{2\pi r^2} e^{-r\mu(E)} \left[\frac{P_{part}}{cm^2 \cdot s} \right] \quad (6 - 45)$$

P_{part} عدد الجسيمات

r المسافة بين موقع تفاعل الجسم وموضع الكاشف النقطي

μ معامل الامتصاص الخطي و هو تابع لطاقة الجسم.



الشكل (6-17) يوضح اماكن وضع العداد عند زوايا مختلفة بالنسبة للسطح الامامي لمصدر النيوترونات الصادرة من تفاعل ${}^9Be(p, n){}^9B$ باستخدام حزمة بروتونات طاقتها 15 ميكا إلكترون فولت. المرجع [23].

(9-6) المقطع العرضي للانشطار و طاقة النيوترون الساقط

في الدراسة التي اجراها هادي دويج للتعرف على احتمالية الانشطار كدالة لطاقة النيوترون الساقط للمواد انشطارية مختلفة (${}^{231}Th, {}^{233}Th, {}^{235}U, {}^{237}U, {}^{239}U, {}^{241}Pu, {}^{243}Pu$) وعند نفس مدى طاقة النيوترونات من 2 الى 0.5 ميكا إلكترون فولت.

يتم حساب المقطع العرضي للانشطار للتفاعل ${}^{232}Th({}^3He, p){}^{234}Pa$ باستخدام المعادلة

$$\sigma_{nf} = \sigma_c \times P_{nf}$$

σ_{nf} المقطع العرضي للانشطار σ_c المقطع العرضي لتكون النواة المركبة

P_{nf} احتمال الانشطار التي تقاس باستخدام تفاعل الانتقال للنواة المثيجة كما يلي

$$P_{nf} = \sum_j P_{nf}(j^\pi) N(j^\pi) \sum_j N(j^\pi) \quad (6 - 46)$$

(j^π) هو اللف المغزلي او البرم

والتمثيل على الحالة النهائية للتفاعل نتيجة عملية امتصاص النيوترونات كما ان (N) تمثل النواة التي قيد الدراسة وحساب المقطع العرضي لتكون النواة المركبة يمكن حسابه بالمعادلة

$$\sigma_c = \pi \Delta^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_o^*) + \Gamma^2/4} \quad (6 - 47)$$

حيث يمثل Γ_a السمك الجزئي للانحلال باتجاه القناة لتكون النواة المركبة و Γ السمك الكلي للحالة و Δ ثابت التحلل للنواة ذات طاقة التهيح E_o^* كما وان Γ_a, Γ تاخذ محددة حسب نوع النواة الام الداخلة في التفاعل و النواة الوليدة الناتجة من التفاعل النووي الانشطاري.

الجدول (5-6) يوضح العلاقة التجريبية لاحتمالية الانشطار للمواد الانشطارية - المرجع [23]

النواة	Th ²³¹	Th ²³³	U ²³⁵	U ²³⁷	U ²³⁹	Pu ²⁴¹	Pu ²⁴³
$E_n(\text{MeV})$	P_{nf}	P_{nf}	P_{nf}	P_{nf}	P_{nf}	P_{nf}	P_{nf}
0.5	0.21	0.058	0.49	0.24	0.21	0.52	0.49
0.6	0.108	0.06	0.44	0.24	0.2	0.49	0.49
0.7	0.097	0.051	0.43	0.42	0.19	0.48	0.43
0.8	0.082	0.045	0.42	0.22	0.19	0.48	0.41
1.0	0.071	0.04	0.41	0.2	0.17	0.47	0.4
1.25	0.067	0.035	0.39	0.19	0.17	0.5	0.41
1.5	0.059	0.033	0.38	0.18	0.15	0.48	0.4
1.75	0.055	0.033	0.38	0.18	0.15	0.44	0.37
2	0.057	0.032	0.37	0.18	0.14	0.43	0.35

طاقة النواة المنشطرة =

$$E_f = E_i + E_n$$

لتفسير علاقة احتمالية p_f الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط يمكن الاستفادة حقيقة ان طاقة النواة المنشطرة ستساوي طاقة النواة المستقرة E_f زائدا طاقة النيوترون الساقط عليه E_n بافتراض ان كل نواة منشطرة تمتص نيوترون واحد فقط وعليه تكون طاقة النواة المنشطرة E تساوي

$$E = E_f + E_n$$

وباقتراض ان الطاقة المتوسطة تساوي $E = V_o$ اذن ولان احتمال الانشطار p_f يتناسب مع عدد النيوترونات n اذن

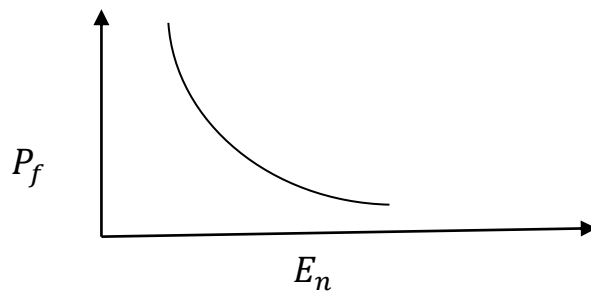
$$P_f \sim n = n_o e^{-\frac{E}{V_o}} = n_o e^{-\frac{E_f}{V_o}} e^{-\frac{E_n}{V_o}} \quad (6 - 48)$$

$$P_f = a_0 e^{\frac{E_n}{V_0}} \quad (6-49)$$

حيث يفترض أن متوسط طاقة انشطار الذرة مرتبطة بالكتلة

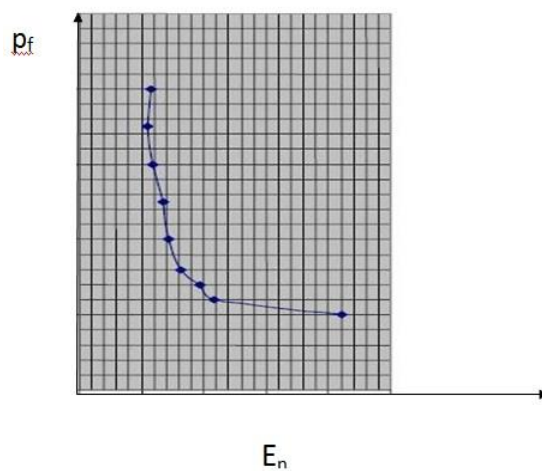
$$\bar{E} = V_0 = mc^2$$

ويعطي الشكل ادناه (6-18) العلاقة النظرية وهي تتطابق مع العلاقة التجريبية في الاشكال (19-5)

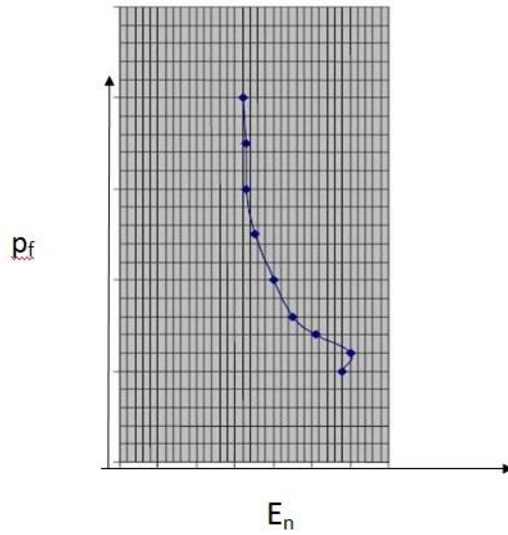


الشكل (6-18) العلاقة النظرية بين E_n و P_f

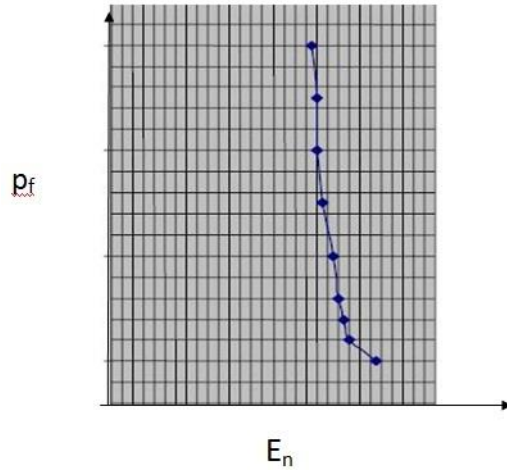
العلاقات البيانية التالية توضح تفاعل الانشطار للنيوترون الساقط على انوية الذرات الثقيلة الانشطارية كدالة في طاقة النيوترون الساقط



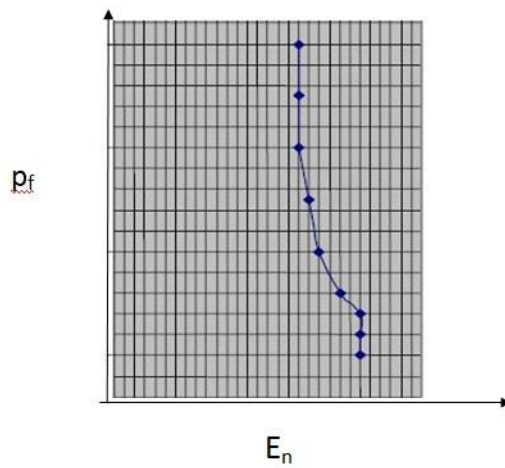
الشكل (19-6-أ) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر الثوريوم



الشكل (19-6-ب) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر الثوريوم
232

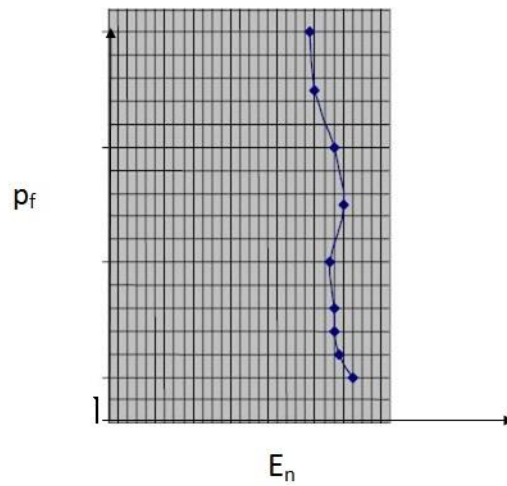


الشكل (19-6-ج) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر اليورانيوم
235



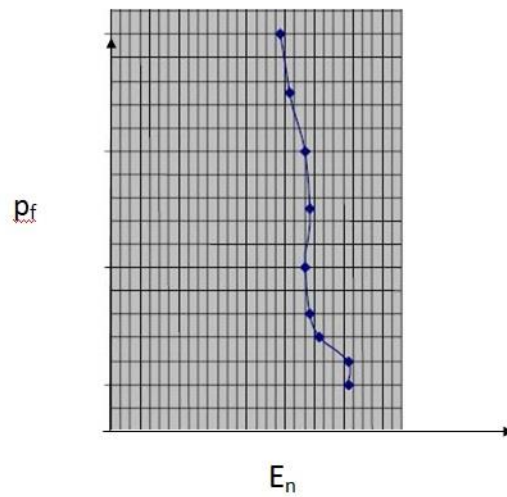
الشكل (19-6-د) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر اليورانيوم

237



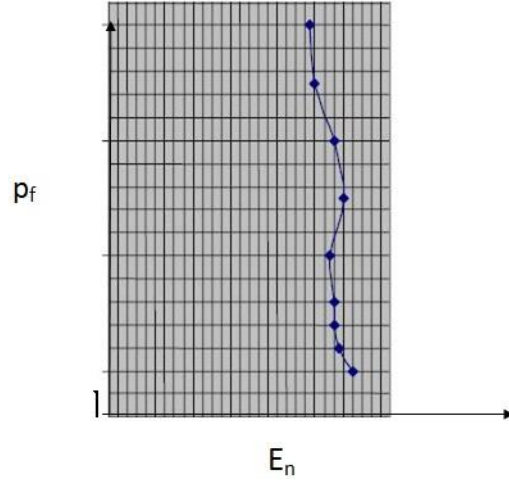
الشكل (19-6-هـ) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر اليورانيوم

239



الشكل (19-6-و) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر البلوتونيوم

241



الشكل (19-6-ح) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر البلوتونيوم
241

يمكن تفسير الامتصاصية الضوئية للمادة بافتراض أن النيوترونات تمتص بواسطة نوى لكل وحدة حجم n . وهكذا فإن الكتلة الجديدة لكل نواة تساوي الكتلة الأصلية إلى جانب كتلة النيوترونات التي تمتصها نواة واحدة، أي

$$m = m_o + \frac{n}{N} m_n$$

حيث تمثل m_n كتلة النيوترون الواحد. وعليه تصبح طاقة الفوتون الساقط E_i على النواة التي تكتسب طاقة حركية

$$K_n = \frac{1}{2} m v_o^2$$

وعليه تصبح طاقة الفوتون الجديدة بعد اصطدامها بالنواة هي

$$\begin{aligned} E = E_i - K_n &= E_i - \frac{1}{2} \left(m_o + \frac{n}{N} m_n \right) v_o^2 & (6 - 50) \\ &= E_i - K_o - a_o n \end{aligned}$$

حيث ان

$$K_o = \frac{1}{2} m v_o^2$$

$$a_o = \frac{m_n v_o^2}{2N} \quad (6 - 51)$$

$$I = I_o e^{-\frac{E}{E}} = I_o e^{-\frac{E_i}{E_o}} \quad (6 - 52)$$

فاذا كانت طاقة الفوتون المتوسطة

$$\bar{E} = E_0$$

فان شدة الشعاع الممتص ستساوي

$$I = I_0 e^{-\frac{E}{\bar{E}}} = I_0 e^{-\frac{E_i}{E_0} \frac{k_0}{E_0} \frac{a_0 n}{E_0}} \quad (6 - 53)$$

$$I = b_0 e^{c_0 n}$$

حيث ان

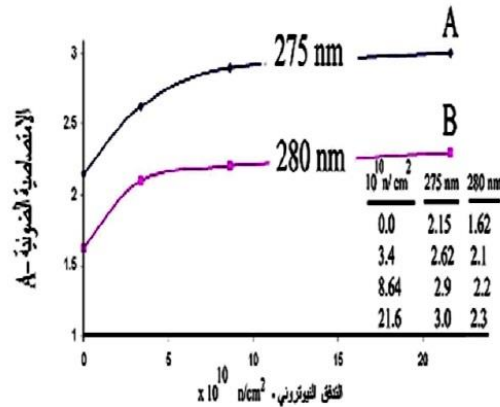
$$c_0 = \frac{a_0}{E_0}$$

$$b_0 = I_0 e^{-\frac{E_i}{E_0} \frac{k_0}{E_0}} \quad (6 - 54)$$

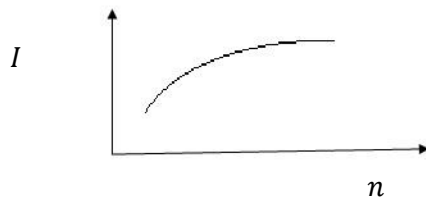
يمكن عرض العلاقة النظرية بالنتائج التجريبية المبينة في الشكل

وعندما تكون c_0 صغيرة فان

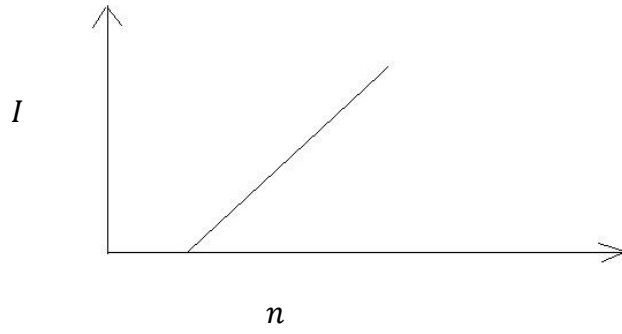
$$I = b_0(1 + c_0 n) \quad (6 - 55)$$



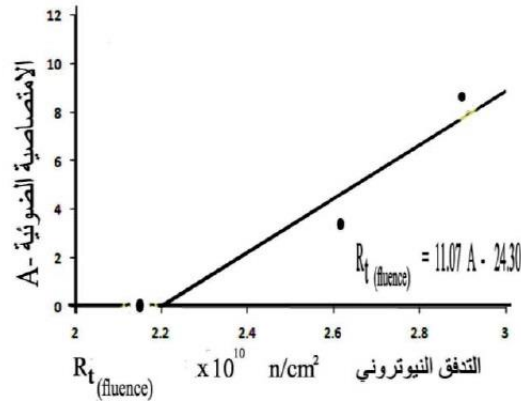
الشكل (6-20) يوضح العلاقة التجريبية التغير في الامتصاصية لكاشف الاثر النووي المعرض لنيوترونات حرارية مقارنة مع نموذج غير مشع المرجع [20]



الشكل (6-21) يوضح العلاقة النظرية الشدة I للفوتونات و n للنيوترونات



الشكل (6-22) يوضح العلاقة النظرية الشدة I و n



الشكل (6-23) يوضح العلاقة التجريبية الامتصاصية الضوئية بتقنية الاشعة فوق البنفسجية لكاشف الاثر النووي المعرض للنيوترونات السريعة بعلاقة خطية لغاية التدفق النيوتروني عند قمة الامتصاص (275 nm) المرجع [19] ($R_{flur} = 3 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$)

العلاقة بين طاقة النيوترون الساقط وكثافة الحزمة النيوترونية وطاقة النيوترون المنشئت

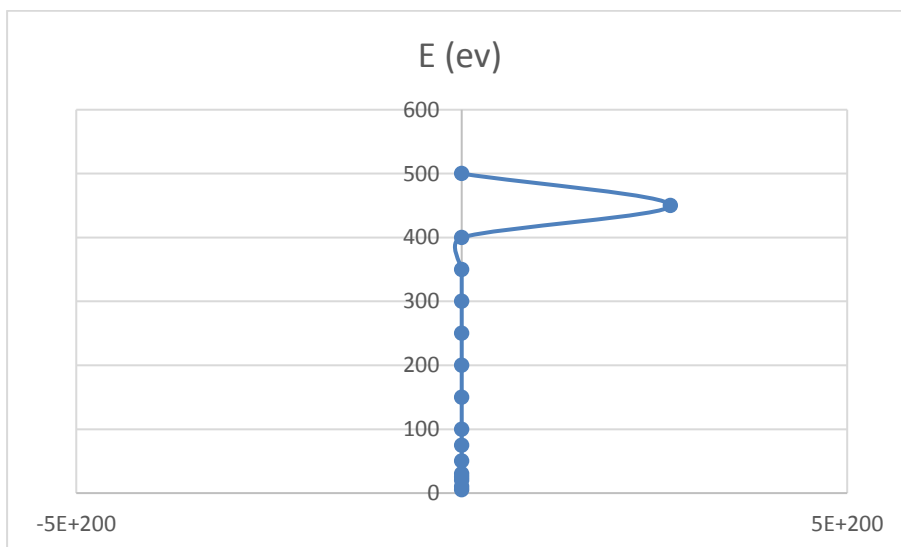
$$n = n_0 e^{-\frac{E}{E_0}}$$

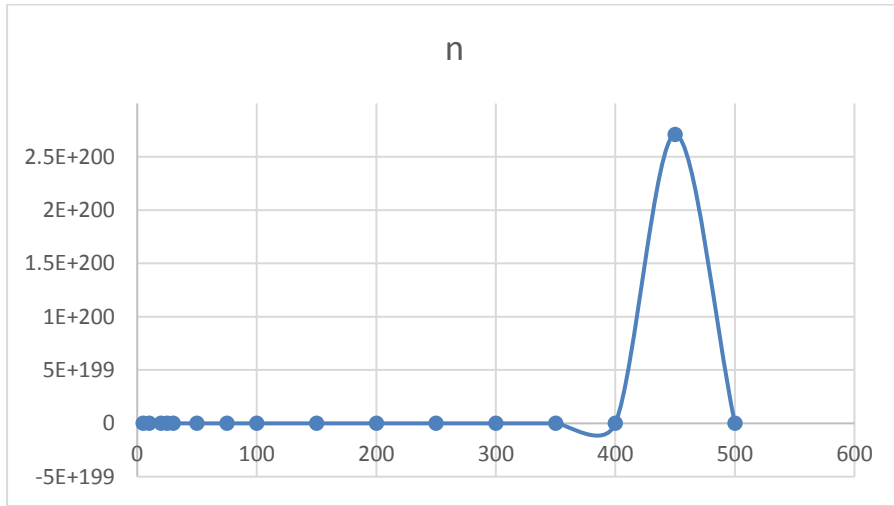
$$n = 100000 e^{-\frac{E}{E_0}}$$

الجدول (6-6) يوضح العلاقة التجريبية الاسية بين شدة الحزمة النيوترونية وطاقة النيوترونات بعد وقبل التصادم

E (ev)	N ₀	n	E ₀ (ev)
5	100000	673.794699909	1
10	100000	4.53999297625	1
20	100000	4.851652e+13	1

25	100000	0.00000138879	1
30	100000	1.0686475e+18	1
50	100000	1.9287498e-17	1
75	100000	3.733242e+37	1
100	100000	3.720076e-39	1
150	100000	1.3937096e+70	1
200	100000	7.2259738e+91	1
250	100000	2.66919e-104	1
300	100000	1.942426e+135	1
350	100000	1.007091e+157	1
400	100000	5.22147e+178	1
450	100000	2.707178e+200	1
500	100000	7.124576e-213	1





الشكل (6-24) يوضح العلاقة التجريبية الاسية بين طاقة النيوترون الساقط الفيض النيوترونية المتشنت

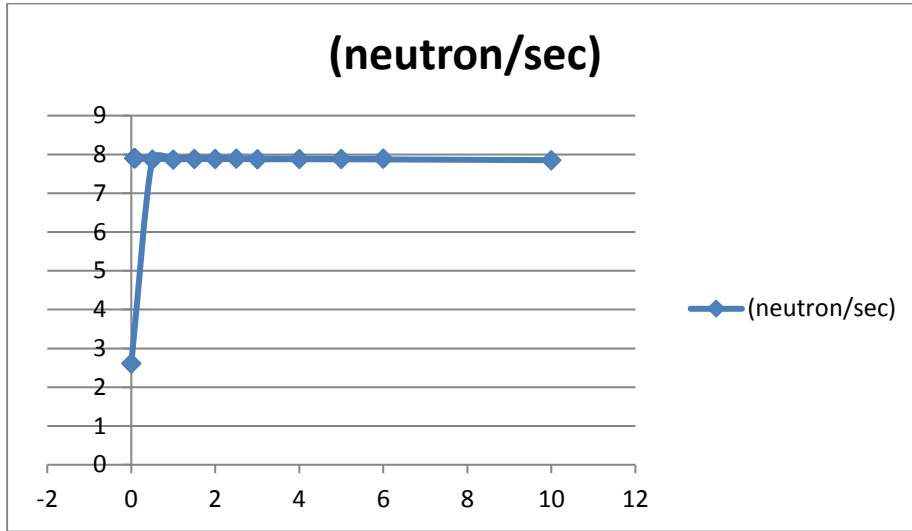
(10-6) كثافة النيوترونات وسمك الهدف

قيم كثافة النيوترونات من التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعة تغير سماكة الهدف و باستخدام بروتونات طاقتها 15 ميكا إلكترون فولت

الجدول (6-7) يوضح العلاقة التجريبية بين فيض النيوترونات وسمك الوسط المادي- المرجع [23].

(neutron/sec)	X (cm)
2.606 e11	0.0005
7.864 e12	0.5
7.869 e12	1.0
7.884 e12	1.50
7.881 e12	2.0
7.887 e12	2.50
7.877 e12	3.0
7.878 e12	4.0
7.879 e12	5.0
7.889 e12	6.0
7.897 e12	.07

7.903 e12	.08
7.900 e12	.09
7.852 e12	10.0



الشكل (25-6) يوضح العلاقة التجريبية بين فيض النيوترونات وسمك الهدف

اصطدام نيوترون بذرة كربون

تمثل الطاقة التي يفقدها النيوترون اثناء التصادم المرن الفرق بين طاقته قبل التصادم وبعده، وتعتمد حدود الطاقة المفقودة على زاوية التصادم θ معدل فرق الطاقة لا يعتمد على طاقة النيوترون مما يسهل حساب عدد التصادمات اللازمة لتهدئة النيوترون من طاقة عالية الى طاقة منخفضة او من طاقة ابتدائية الى طاقة حرارية وهي المرغوبة في الانشطارات النووية داخل المفاعلات الحرارية.

عدد التصادمات اللازمة لتهدئة نيوترون من طاقة 2 ميغا إلكترون فولط الى طاقة حرارية 0.025 إلكترون فولط داخل مادة الجرافيت (الكربون 12) تصادم

في تجربة اصطدام نيوترون بذرة كربون حيث العدد الذري للكربون 12 تتغير النسبة بين طاقة السقوط وطاقات التشتت حسب الزاوية

العدد الذري للكربون $A = 12$

من معادلة التصادم

$$\frac{E}{\dot{E}} = \frac{A^2 + 2A\cos\theta + 1}{(A + 1)^2} \quad (6 - 56)$$

حيث E تمثل طاقة النيوترون الساقط اما E' فتمثل طاقة النيوترون بعد التصادم و θ زاوية التشتت
تم حساب النسبة بين طاقة السقوط وطاقة التشتت و علاقتها بالزاوية وتم تمثيل العلاقة بالجدول
والرسم البياني التالي:

الجدول (8-6) يوضح العلاقة التجريبية بين نسبة طاقة السقوط وطاقة التشتت مع زاوية التشتت

104	0.723522
105	0.823769
106	0.955477
107	0.997554
108	0.911315
109	0.776047
110	0.716115
111	0.786621
112	0.922741
113	0.999328
114	0.945967
115	0.811719
116	0.720011
117	0.755158
118	0.884847
119	0.989842
120	0.973611
121	0.851077
122	0.734897
123	0.731886
124	0.844813
125	0.969853
126	0.992045
127	0.890986
128	0.759589
129	0.71866
130	0.805828
131	0.940953
132	0.9998
133	0.928266
134	0.792119
135	0.716532
136	0.770999
137	0.905444

69	0.999061
70	0.947927
71	0.814103
72	0.720627
73	0.75344
74	0.882374
75	0.988888
76	0.975053
77	0.853589
78	0.73617
79	0.73075
80	0.842312
81	0.968287
82	0.992854
83	0.893426
84	0.761417
85	0.718195
86	0.803498
87	0.938899
88	0.999911
89	0.930439
90	0.794356
91	0.716776
92	0.769026
93	0.903067
94	0.995663
95	0.961681
96	0.832365
97	0.726606
98	0.74164
99	0.863643
100	0.980448
101	0.984663
102	0.872415
103	0.746902

الجدول (8-6) (أ)

θ	E/E'
45	0.86420499395
46	0.85287363378
47	0.84624455066
48	0.85041249302
49	0.86154547389
50	0.86940788199
51	0.86677105558
52	0.8560592807
53	0.8560592807
54	0.8530810069
55	0.85233286102

الجدول (8-6) (ب)

θ	E/E'
63	0.997997
64	0.913637
65	0.778113
66	0.716026
67	0.784459
68	0.920494

231	0.871168
232	0.984092
233	0.981077
234	0.864895
235	0.742362
236	0.726136
237	0.831134
238	0.960821
239	0.995965
240	0.904253
241	0.770006
242	0.716649
243	0.793239
244	0.929359
245	0.999861
246	0.939926
247	0.804657
248	0.718421
249	0.760502
250	0.892211
251	0.992456
252	0.969072
253	0.843558
254	0.731311
255	0.735531
256	0.852337
257	0.974339
258	0.989368
259	0.883607
260	0.754292
261	0.720315
262	0.812914
263	0.946954
264	0.9992
265	0.921616
266	0.785533
267	0.716065
268	0.77708
269	0.912482
270	0.997782
271	0.954556
272	0.822546
273	0.723121
274	0.747692
275	0.873669
276	0.985229

179	0.716332
180	0.773
181	0.907806
182	0.996809
183	0.958182
184	0.827436
185	0.72478
186	0.744595
187	0.868663
188	0.982916
189	0.982312
190	0.867405
191	0.74384
192	0.725223
193	0.828669
194	0.959072
195	0.996538
196	0.906622
197	0.771993

الجدول (8-6) (ج)

θ	E/\dot{E}
138	0.996258
139	0.959948
140	0.829896
141	0.725673
142	0.743099
143	0.866154
144	0.981701
145	0.983507
146	0.869911
147	0.745353
148	0.724351
149	0.826214
150	0.95729
151	0.997068
152	0.908977
153	0.774007
154	0.716249
155	0.788805
156	0.924968
157	0.99955
158	0.94398
159	0.80935
160	0.719437
161	0.756908
162	0.887311
163	0.990755
164	0.972134
165	0.848568
166	0.733663
167	0.733062
168	0.847318
169	0.971384
170	0.991195
171	0.888536
172	0.757792
173	0.719168
174	0.808175
175	0.94298
176	0.999644
177	0.92607
178	0.789902

الجدول (8-6) (د)

θ	E/\dot{E}
213	0.97288
214	0.990302
215	0.886076
216	0.756026
217	0.719719
218	0.810537
219	0.944981
220	0.999444
221	0.923854
222	0.787707
223	0.716176
224	0.775027
225	0.910152
226	0.997318
227	0.956384
228	0.824986
229	0.72393
230	0.746126

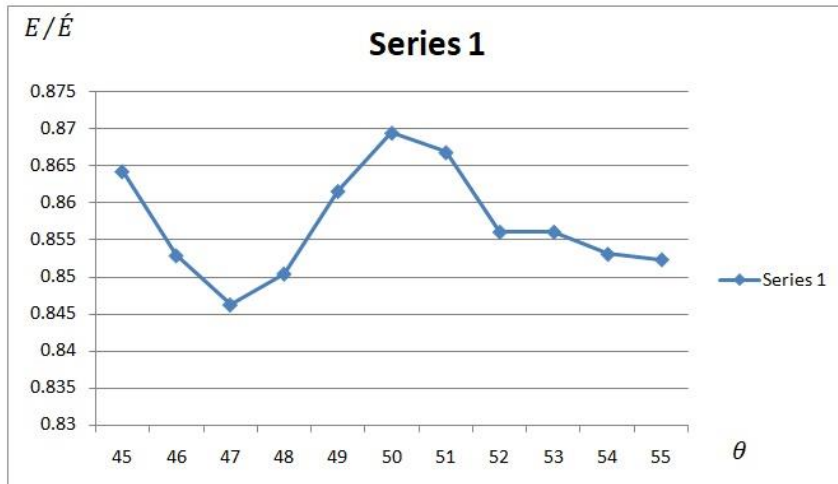
333	0.999994
334	0.935769
335	0.800032
336	0.71758
337	0.764219
338	0.897069
339	0.993988
340	0.96587
341	0.838566
342	0.729118
343	0.738153
344	0.857364
345	0.977149
346	0.987378
347	0.878647
348	0.750922
349	0.721634
350	0.817709
351	0.950817
352	0.998578
353	0.917082
354	0.781255
355	0.715976
356	0.781262
357	0.91709
358	0.998579
359	0.95081
360	0.817701

302	0.988393
303	0.881131
304	0.752591
305	0.720953
306	0.815305
307	0.9489
308	0.998911
309	0.919359
310	0.783383
311	0.715999
312	0.779159
313	0.914795
314	0.998203
315	0.952698
316	0.820118
317	0.722355
318	0.749293
319	0.876165
320	0.986325
321	0.978493
322	0.859869
323	0.739516
324	0.728086
325	0.836087
326	0.964224
327	0.994688
328	0.899471
329	0.766115
330	0.717226
331	0.797754
332	0.93366

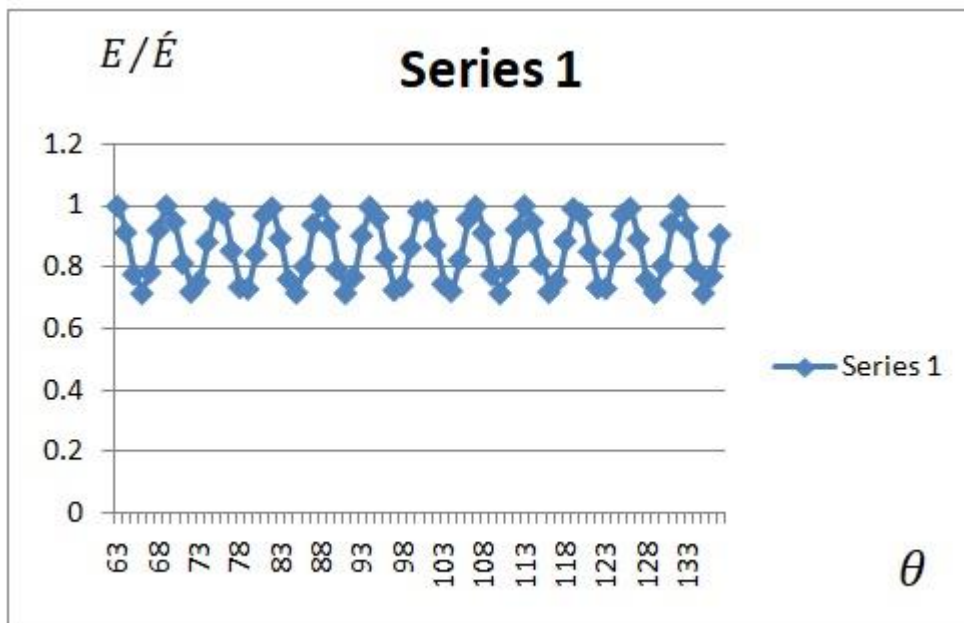
277	0.979804
278	0.862383
279	0.740921
280	0.72709
281	0.833606
282	0.962539
283	0.995348
284	0.901869
285	0.768046
286	0.716915
287	0.795486

الجدول (8-6) (هـ)

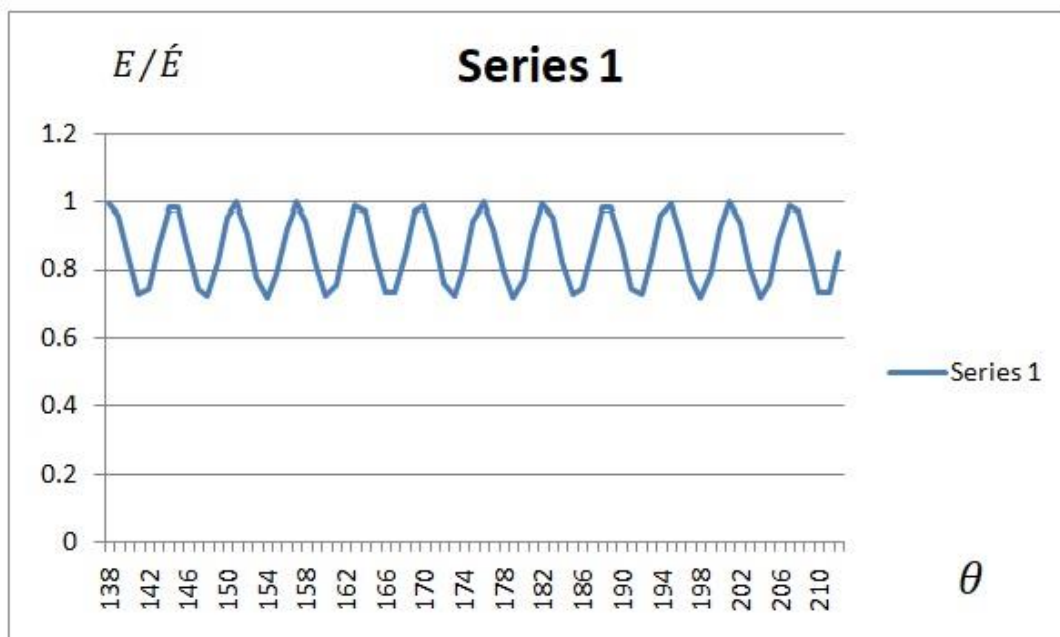
θ	E/\dot{E}
288	0.931521
289	0.99995
290	0.93786
291	0.802336
292	0.717978
293	0.762345
294	0.894646
295	0.993243
296	0.967488
297	0.841059
298	0.730195
299	0.736823
300	0.85485
301	0.975762



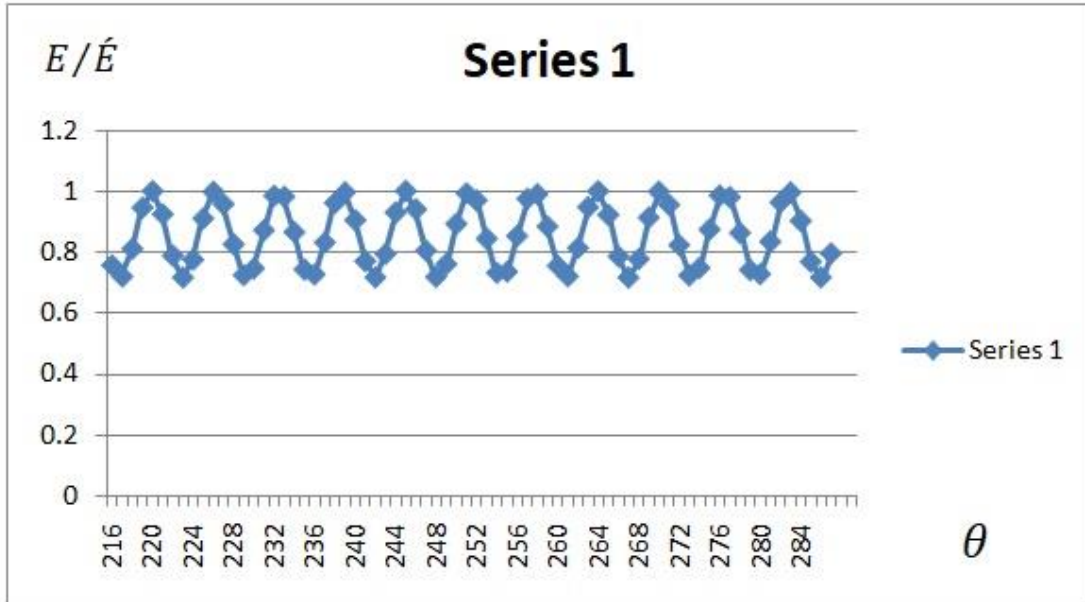
الشكل (5-25) (أ) يوضح العلاقة التجريبية بين نسبة طاقة السقوط وطاقة التشتت مع زاوية التشتت



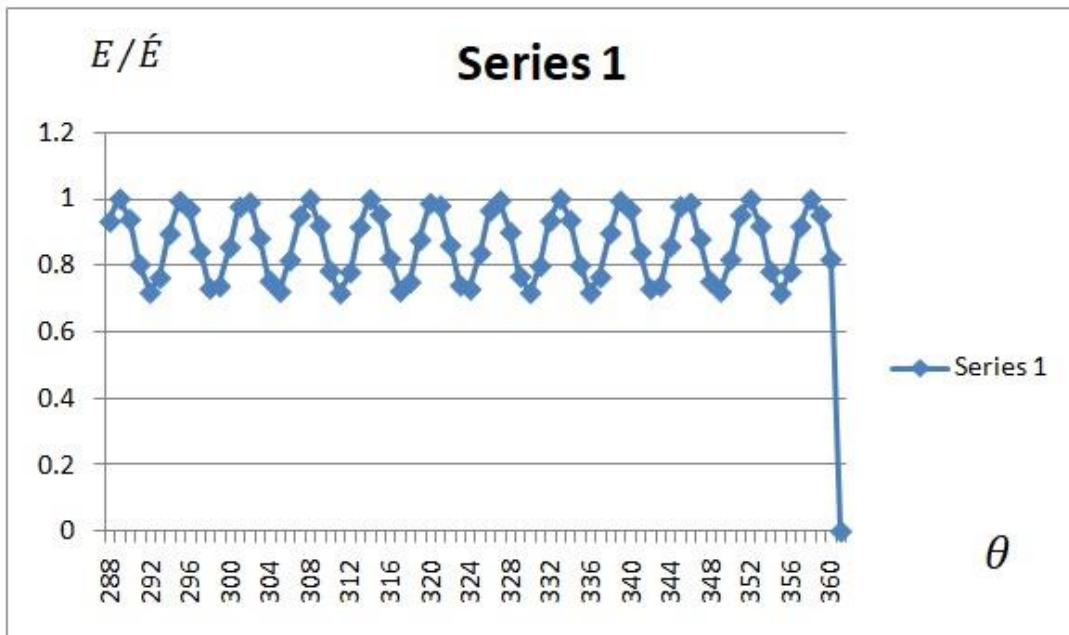
الشكل (5-26) (ب)



الشكل (5-26) (ج)



الشكل (26-5) (د)



الشكل (26-5) (هـ)

(11-6) المناقشة

تم ربط العلاقة النظرية حسب قانون توزيع ماكسويل المعمم والنتائج العملية. يتم عرض هذه العلاقة بيانياً في الشكل (6-10)، بافتراض أن الفيض الساقط والمتشتمت تتبع علاقة طاقة بلانك

الكمية، فإن العلاقة تفسر العلاقات التجريبية التي قام بها ابو شديد اخرون هو مبين في الشكل (11-6)

وتظهر العلاقة بين كثافة الفوتون I والمسار L أيضا بشكل بياني في الشكل (6-12) باستخدام قانون توزيع ماكسويل المعمم ، وعلى افتراض أن طاقة الفوتون في تكسب جميع الذرات على طريقها، كما يحدث في تشتت. وهذا يتفق مع النتائج التجريبية التي لوحظت في عملية تشتت البريليوم بورون التي تتعلق بشدة الفوتون I إلى طريقها L كما هو مبين في الشكل (6-13)

ومع ذلك، فإن العلاقة التجريبية التي تتعلق بشدة النيوترون I لطول مسيرها L تبين الزيادة التجريبية الشكل (6-14) هي عملية تشتت البريليوم بورون . ويمكن تفسير ذلك على أساس قانون توزيع ماكسويل المعمم بافتراض أن التدفق النيوتروني يتفاعل مغناطيسيا مع جميع النوى على طريقها كما هو مبين في الشكل (6-22) العلاقة المعروضة بيانيا في الشكل (6-13) تتفق مع العلاقة التجريبية في الشكل (6-14)

ويمكن تفسير العلاقة التجريبية بين متوسط المسار الحر λ وعدد الكتلة للنواة الهدف لتفاعل النيوترونات خلال وسط به ذرات العناصر ($H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si$) و هي المبينة في الشكل (6-16) بسهولة على أساس قانون توزيع ماكسويل المعمم. ويتم ذلك بافتراض أن البروتونات تدور حول مركز النواة منتجة مجال مغناطيسي. ثم يرتبط Z بعدد الكتلة A وكثافة I وفقا للمعادلة (37 - 6). وتظهر هذه العلاقة النظرية بيانيا في الشكل (6-15) وتتفق مع الشكل التجريبي في الشكل (6-16)

وأخيرا قانون توزيع ماكسويل المعمم يفسر أيضا العلاقة التجريبية بين الطاقة النيوترونية E_n و احتمالية الانشطار P_f

وتستند العلاقة النظرية في الشكل (6-18) إلى الافتراض بأن طاقة الانشطار النووي تأتي من طاقات النوى الأصلية إلى جانب طاقات النيوترونات. وتتفق هذه العلاقة في الشكل (6-18) مع النتائج التجريبية الموضحة في الشكل (6-19)

ويمكن تفسير العلاقة التجريبية بين الشدة I والتدفق النيوتروني n المبينة في الشكلين (6-20) و (6-23) بنجاح من قبل غمد بافتراض أن بعض النيوترونات تمتصها انوية الهدف مما يؤدي إلى زيادة الكتلة (انظر الشكلين (6-21) و(6-22)).

(6-12) الخلاصة

قانون توزيع ماكسويل المعمم يمكن أن يفسر بعض عمليات تشتت النيوترون بسهولة عن طريق استخدام العلاقات الرياضية البسيطة.

الملحق

1- فهرس الأشكال

4	الشكل (2-1) يمثل توزيع سرعات النيوترونات
6	الشكل (2-2) يوضح طيف النيوترونات الحرارية(الخط المتصل) والبطيئة(الخط المتقطع).
10	الشكل (2-3) يوضح الطيف الطاقي للنيوترونات الناتجة عن منبع Po-Be
12	الشكل (2-4) اطياف النيوترونات الناتجة عن تفاعل جسيمات الفا والبريليوم
14	الشكل (2-5) يوضح سقوط حزمة نيوترونات على هدف
14	الشكل (2-6) الترتيب العملي لتجربة حساب المقطع العرضي للتفاعل النووي
15	الشكل (7-2) تفاعل النيوترونات مع نوى هدف سميك.
16	الشكل (2-8) يوضح تصادم حزمة نيوترونات مع ذرات الهدف
17	الشكل (9-2) يوضع المقطع العرضي للتفاعل
18	الشكل (10-2) يوضع مسار النيوترون وهو يتعرض للتصادم
20	الشكل (11-2) يوضح تغير المقطع المجهرى σ_p مع طاقة النيوترونات
21	الشكل (2-12) تخطيط تأثير النواة على موجة النيوترون
21	الشكل (2-13) العلاقة بين كمية حركة الجسيم ونصف قطر الهدف
23	الشكل (2-14) يوضح تفاعلات النيوترون
25	الشكل (2-15) المقطع المجهرى لتشتت النيوترونات بالكربون
27	الشكل (16-2) مستويات الطاقة وتغير المقطع المجهرى (n, γ) للفضة
28	الشكل (2-17) تغير المقطع العرضي للامتصاص بزيادة طاقة النيوترون
30	الشكل (18-2) المقطع المجهرى لانشطار اليورانيوم 235
30	الشكل (19-2) المقطع المجهرى لانشطار اليورانيوم 233
31	الشكل (20-2) المقطع المجهرى لانشطار البلينونيوم 239
13	الشكل (21-2) المقطع المجهرى لانشطار الوقود النووي
32	الشكل (22-2) طيف النيوترونات الانشطارية الفورية لليورانيوم 235
32	الشكل (2-23) تفكك نظير البروميوم 87 المنتج للنيوترونات المتاخره
33	الشكل (24-2) وفرة شظايا الانشطار للمواد الانشطارية : يورانيوم 233 و يورانيوم 235 و بلوتونيوم 239
35	الشكل (25-2) التصادم المرن لجسيمين في احداثيات المختبر و احداثيات مركز الثقل
36	الشكل (2-26) الرسم البياني لمتجهات السرعة بعد التصادم
38	الشكل (27-2) توزيع الطاقة على النيوترونات بعد التصادم
39	الشكل (28-2) - (أ) طيف ارتفاع النبضات للبروتونات المرتدة داخل مادة وميضية عضوية
40	الشكل (28-2) - (ب) هي توزيع طاقة النيوترونات والمستنتج من الشكل بعد طرح الخلفية واجراء التصحيح الناتج عن التجاوب اللا خطي للوامض
48	الشكل (29-2) تفاعل الانشطار النووي المتسلسل
55	الشكل (3-1) يوضح موجة النيوترون الساقط وموجة النيوترون المتشتت
59	الشكل (3-2) يوضح العلاقة الهندسية التي تربط المتجهات التي تستخدم لحساب سعة التشتت بواسطة تقريب بورون

61	الشكل (3-3) يوضح العلاقة بين k_0 للجسم الساقط و k للجسم المشتت
62	الشكل (3-4) يوضح العلاقة بين زاوية التشتت والمقطع العرضي
63	الشكل (5-3) يوضح العلاقة بين زاوية التشتت والمقطع العرضي
98	الشكل (5-1) يوضح العلاقة التجريبية بين المسار الحر و رقم الكتلة للذيفة في حالة تصادم قذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية حركة 4.5 فيفا الكترون فولت
100	الشكل (5-2) يوضح علاقة المقطع العرضي للتفاعل النووي بكتلة الذيفة وذلك في حالة تصادمات قذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية حركة شعاع 4.5AGeV/c
108	الشكل (3-5) العلاقة بين التصادمات القريبة T_{close} والتصادمات البعيدة T_{dis} مقابل معامل التصادم الحرج p_0 ،
109	الشكل (4-5) التباين بين سرعة الجسم الساقط (بوهرع) (المتمثلة بمعامل ومعامل التصادم الحرج p_0
111	الشكل (5-5) يوضح العلاقة بين قدرة الايقاف الالكترونية للبروتونات الساقطة على اهداف الهيدروجين H والكربون C والاكسجين O والسليكون Si
115	الشكل (5-6) يوضح الشكل التمثيل البياني لمعدل انتاج النيوترونات والفوتونات ومجال الخطأ المطلق المسجل الناتج عن التفاعل ${}^9Be(p,n){}^9B$ بتابعية سماكة الهدف من اجل بروتونات طاقتها $Ep = 15.0MeV$
116	الشكل (5-7) يوضح اماكن وضع العداد عند زوايا مختلفة بالنسبة للسطح الامامي لمصدر
118	الشكل (5-8) مقارنة بين الناتج النتروني الكلي الناتج من هدف من البريليوم المحسوب باستخدام الشفرة MCNPX بنتائج البحوث الاخرى لمواصفات الهدف نفسه .
119	الشكل (5-9) مقارنة بين الناتج النيوتروني الكلي الناتج من هدف من الرصاص المحسوب باستخدام الشفرة MCNPX بالنتائج التجريبية لمواصفات الهدف نفسه
121	الشكل (5-10) طيف تقنية الضوء المرئي والاشعة فوق البنفسجية عند مدى الاطوال الموجية (250 – 290 nm) لكاشف الاثر النووي (CR-39) المعرض لنيوترونات الحرارية
122	الشكل (5-11) طيف تقنية الضوء المرئي والاشعة فوق البنفسجية عند مدى الاطوال الموجية (270 – 290 nm) لكاشف الاثر النووي CR_39 المعرض لنيوترونات الحرارية
122	الشكل (5-12) التغير في الامتصاصية A لكاشف الاثر النووي CR_39 المعرض لنيوترونات حرارية عند قيم التدفق النيوتروني $4.3, 8.64, 21.6 \times 10^{10} n/cm^2$ مقارنة بالنموذج غير المشع عند قيم الامتصاص $275nm$
123	الشكل (5-13) الامتصاصية الضوئية A بتقنية الاشعة المرئية و فوق البنفسجية لكاشف الاثر النووي CR_39 المعرض للنيوترونات السريعة بعلاقة خطية لغاية التدفق النيوتروني ($R_{flur} = 3 \times 10^{10} n/cm^2$) عند قمة الامتصاص (275 nm)
123	الشكل (5-14) الامتصاصية الضوئية A بتقنية الاشعة المرئية و فوق البنفسجية لكاشف الاثر النووي CR_39 المعرض للنيوترونات السريعة بعلاقة خطية لغاية التدفق النيوتروني ($R_{flur} = 3 \times 10^{10} n/cm^2$) عند قمة الامتصاص (280 nm)
126	الشكل (5-5) يمثل موقع أنبوب القياس من العداد والمصدر المشع في قياس نسبة الفراغ.

126	الشكل (5-16) يمثل موقع الأشعة بالنسبة للخليط .
127	الشكل (5-17) يمثل الخطأ النسبي المئوي في قياس نسب الفراغ كدالة لقيمها الحقيقية
128	الشكل (5-18) يمثل الخطأ النسبي المئوي كدالة لطاقة اشعة قاما
129	الشكل (5-19) يمثل الخطأ النسبي المئوي كدالة لنسبة الفراغ باستخدام توهين النيوترونات السريعة
130	الشكل (5-20) تصميم نموذج الدرع الواقي
130	الشكل (5-21) التصميم الهندسي للحسابات التكميلية
131	الشكل (5-22-أ) المقاطع العرضية الكلية المكثفة للماء (اعلى) والحديد (اسفل)
131	الشكل (5-22-ب) المقاطع العرضية الكلية المكثفة للمجموعة الطاقةية نيوترون – قاما (اعلى) وللمجموعة الطاقةية باستخدام المصدر الانشطاري (اسفل)
132	الشكل (5-23) التوزيع الطاقى للمصدر ل 100 و 45 مجموعة طاقةية نيوترونية
133	الشكل (5-24) مقارنة معدل جرعة للنيوترونات
133	الشكل (5-25) مقارنة معدل جرعة لاشعة قاما
134	الشكل (5-26) تمثيل الدرع المقترح وفقا لحسابات البرنامج <i>ANISN</i>
137	الشكل (5-27) يبين احتمالية الانشطار أدالة لطاقة النوترونات الساقطة بأستخدام معادلة الملائمة
138	الشكل رقم (5-28) احتمالية الانشطار أدالة لطاقة النيوترونات الساقطة للنوى الانشطارية المختلفة
142	الشكل (1-6) يوضح المسرع الدائري السلكترون
143	الشكل (2-6) يوضح العلاقة التجريبية بين طاقة النيوترونات الساقطة والمقطع العرضي لتكون النواة الاشطارية
145	الشكل (3-6) يوضح العلاقة الاسية بين طاقة النيوترونات والمقطع العرضي
146	الشكل (4-6) يوضح العلاقة النظرية بين طاقة البروتون E و شدة النيوترون I
147	الشكل (5-6) يوضح العلاقة التجريبية بين عدد النيوترونات الصادرة وطاقة البروتونات الساقطة
148	الشكل (6-6) يوضح العلاقة النظرية بين E و γ
148	الشكل (7-6) يوضح العلاقة التجريبية بين الطاقة وكثافة النيوترونات (الناتج النيوتروني)
149	الشكل (8-6) يوضح العلاقة النظرية بين المقطع العرضي للتفاعل النووي σ و العدد الكتلي للقديفة A
149	الشكل (9-6) يوضح العلاقة التجريبية بين المقطع العرضي للتفاعل النووي بالعدد الكتلي للقديفة وذلك في حالة تصادمات فذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية حركة شعاع $4.5A\text{GeV}/c$
151	الشكل (10-6) يوضح العلاقة النظرية بين شدة النيوترونات I و طول موجة دي بروجلي λ
152	الشكل (11-6) يوضح العلاقة التجريبية تقنية التحليل الطيفي بالاشعة فوق البنفسجية عند مدى الاطوال الموجية ($250 - 290\text{ nm}$) لكاشف الاثر النووي (CR-39) المعرض لنيوترونات حرارية مقارنة بالنموذج غير المشع.
152	الشكل (12-6) يوضح العلاقة النظرية بين معدل تدفق الفوتونات و طول المسار
153	الشكل (6-13) العلاقة النظرية بين إنتاج النيوترون و طول المسار
154	الشكل (14-6) يوضح الشكل البياني لكثافة النيوترونات (معدل انتاج النيوترونات) وكثافة التدفق الفوتوني الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعية سماكة الهدف
156	الشكل (6-15) العلاقة النظرية بين العدد الكتلي والطول الموجي

157	الشكل (6-16) يوضح العلاقة التجريبية بين المسار الحر و رقم الكتلة للذيفة في حالة تصادم قذائف مختلفة بالمستحلب النووي عند كمية حركة 4.5 قيفا الكترون فولت
158	الشكل (6-17) يوضح اماكن وضع العداد عند زوايا مختلفة بالنسبة للسطح الامامي لمصدر النيوترونات الصادر من تفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ باستخدام حزمة بروتونات طاقتها 15 ميكا الكترون فولت
160	الشكل (6-18) العلاقة النظرية بين E_n و P_f
160	الشكل (6-19-أ) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر الثوريوم 231
161	الشكل (6-19-ب) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر الثوريوم 232
161	الشكل (6-19-ج) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر اليورانيوم 235
161	الشكل (6-19-د) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر اليورانيوم 237
162	الشكل (6-19-هـ) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر اليورانيوم 239
162	الشكل (6-19-و) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر البلوتونيوم 241
163	الشكل (6-19-ح) تمثيل لاحتمالية الانشطار مع طاقة النيوترون الساقط بالنسبة لعنصر البلوتونيوم 241
164	الشكل (6-20) يوضح العلاقة التجريبية التغير في الامتصاصية لكاشف الاثر النووي المعرض لنيوترونات حرارية مقارنة مع نموذج غير مشع
164	الشكل (6-21) يوضح العلاقة النظرية الشدة I للفوتونات و n للنيوترونات
165	الشكل (6-22) يوضح العلاقة النظرية الشدة I و n
165	الشكل (6-23) يوضح العلاقة التجريبية الامتصاصية الضوئية بتقنية الأشعة فوق البنفسجية لكاشف الاثر النووي المعرض للنيوترونات السريعة بعلاقة خطية لغاية التدفق النيوتروني ($R_{\text{flur}} = 3 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2$) عند قمة الامتصاص (275 nm)
167	الشكل (6-24) يوضح العلاقة التجريبية الاسية بين طاقة النيوترون الساقط الفيض النيوترونية المتشتت
168	الشكل (6-25) يوضح العلاقة التجريبية بين فيض النيوترونات وسمك الهدف
171	الشكل (6-26) (أ) يوضح العلاقة التجريبية بين نسبة طاقة السقوط وطاقة التشتت مع زاوية التشتت

8	جدول (1-2) يوضح طاقة التفاعلات (α, n)
9	الجدول (2-2) يوضح نواتج تفكك الراديوم النشطة بالنسبة للتفكك ألفا
29	الجدول (3-2) يوضح طاقة الانشطار لاهم العناصر الانشطارية
50	الجدول (4-2) خصائص مجموعة من المواد لتهدئة النيوترونات
96	الجدول (5-1): التركيب الكيميائي للمستحلب النووي من نوع " NIKFI – BR "
96	الجدول (5-2) نسبة تصادم المقذوف مع مجموعات النوى المختلفة في المستحلب النووي
98	الجدول (3-5) يوضح العلاقة التجريبية المتحصل عليها لمتوسط المسار الحر للنيوترون داخل اوساط المستحلب النووي لعناصر السلكون والحديد
99	الجدول (5-4) القيم التجريبية للمقطع العرضي للتفاعل النووي غير المرن ومقارنتها بالقيم التي تم الحصول عليها بواسطة صيغة بروت و بيتر لقذائف مختلفة مع أهداف المستحلب النووي، عند كمية حركة $4.5 \text{ AGeV}/c$
100	الجدول (5-5) مقارنة نتائج الدراسة مع دراسات آخرين
101	الجدول (5-6) قيم الاندفاعات العيارية C_2, C_3, C_4 في تصادمات نواة – نواة عند كمية اشعاع $4.5 \text{ AGeV}/c$ لكل نيوكلون
102	الجدول (5-7) القيم المتوسطة لجسيمات الفا المنتجة، والاندفاعات العيارية ، واندفاع مولر الثاني لنوى مختلفة وطاقات مختلفة
112	الجدول (5-8) المواصفات العامة لمسرع السلكترون السوري
113	الجدول (5-9) خصائص بعض التفاعلات المستخدمة في مجال العلاج الإشعاعي
114	الجدول (5-10) القيم المحسوبة للكثافة النيوترونية والفوتونية الناتجة عن التفاعل ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ بتابعة تغير سماكة الهدف من اجل بروتونات طاقتها $Ep = 15.0 \text{ MeV}$
117	الجدول (5-11) التوزع الزاوي لتدفق النيوترونات الصادرة عند المسافة 100 cm عن هدف البريليوم نصف قطره 0.50 cm من أجل بروتونات طاقتها $Ep = 15.0 \text{ MeV}$ كتابع لسماكة مادة الهدف.
118	الجدول (5-12) القيم الحسابية للنتائج النيوترونية الكلي الناتج عن هدف من البريليوم سماكته 0.50 mm وقطره 1.78 cm كتابع لطاقة البروتونات الواردة على استخدام الشفرة MCNPX
119	الجدول (5-13) النتائج النيوترونية الكلي الناتج عن هدف من الرصاص سماكته 2.25 cm وقطره 2.50 cm كتابع لطاقة البروتونات
126	الجدول (5-14) يمثل قيم نسب الفراغ الحقيقية والعملية والخطأ النسبي المئوي لكل من قيم ونسبة الفراغ
126	الجدول (5-15) قيم الفراغ الحقيقية التجريبية باستخدام مصادر باعثة لأشعة قاما وبطاقات مختلفة.
136	الجدول (5-16) يوضح المقطع العرضي لتكون النواة الانشطارية
137	الجدول (5-17) يوضح احتمالية الانشطار للمواد الانشطارية
143	الجدول (6-1) يوضح المقطع العرضي لتكوين النواة الانشطارية عند تفاعل النيوترون مع انوية العناصر الثقيلة الانشطارية يورانيوم ثوريوم بلتونيوم
146	الجدول (6-2) القيم الحسابية للنتائج النيوترونية الكلي الناتج من هدف من البريليوم

	سماكته (0.5 mm) وقطره (1.78 cm) كتابع لطاقة البروتون الوارد
153	الجدول (3-6) يوضح العلاقة التجريبية في تجربة ابو شديد و نحيلي و شعبان حيث تحصلوا على قيم الكثافة النيوترونية والفوتونية من التفاعل ${}^9Be(p, n){}^9B$ بتابعية تغير سماكة الهدف و باستخدام بروتونات طاقتها 15 ميغا الكترون فولت
157	الجدول (4-6) يوضح العلاقة التجريبية المتحصل عليها للمسار الحر للنيوترون داخل اوساط المستحلب النووي لعناصر السلكون والحديد
159	الجدول (5-6) يوضح العلاقة التجريبية لاحتمالية الانشطار للمواد الانشطارية
165	الجدول (6-6) يوضح العلاقة التجريبية الاسية بين شدة الحزمة النيوترونية وطاقة النيوترونات بعد وقبل التصادم
167	الجدول (6-7) يوضح العلاقة التجريبية بين فيض النيوترونات وسمك الوسط المادي
169	الجدول (6-8) يوضح العلاقة التجريبية بين نسبة طاقة السقوط وطاقة التشتت مع زاوية التشتت

المراجع

- [1] احمد الناغي, محمد نبيل يس البكري, 1429 هـ , 2008 م , الفيزياء النووية, القاهرة مصر, دار الفكر العربي.
- [2] محمد نبيل يس البكري, صلاح الدين يس البكري, 1429 هـ , 2008 م , ميكانيكا الكم, القاهرة مصر, دار الفكر العربي.
- [3] محمد بن عبدالرحمن آل الشيخ و د. أحمد بن نصر كداش، 2007م ، مبادئ المفاعلات النووية ، جامعة الملك سعود - ادارة النشر العلمي والمطابع ، الرياض
- [4] جيمس ا.ريتشاردز , فرانسيس وتسون سيرز , م. رسل وير, مارك رزيماسلي , ترجمة عبد الرزاق قدورة , وجيه السمان , احمد محمود الحصري, 1976 م ،الفيزياء الحديثة للجامعات الجزء الثاني, جامعة الرياض، المملكة العربية السعودية.
- [5] بسام محمد داخل, احمد احمد القاضي، احمد شريف عودة, 1996 م, مبادئ الفيزياء النووية وتقنياتها, مركز النشر العلمي , جامعة الملك عبد العزيز , المملكة العربية السعودية.
- [6] محمد محمود عمار, 1999 م الفيزياء الحديثة فيزياء القرن العشرين ,المعهد القومي للمعايرة , القاهرة - مصر.
- [7] محمد حبيب بركات, 2008 م , 1428 هـ , اساسيات الفيزياء النووية ,المملكة الاردنية الهاشمية , عمان , دار الفكر.
- [8] عبد الفتاح ابراهيم هلال و خالد بن علي كماخي, 1994 م , 1415 هـ , الفيزياء الذرية , مركز النشر جامعة الملك عبد العزيز, المملكة العربية السعودية.
- [9] محمد فاروق احمد و احمد بن محمد السريع, 2007 م , 1428 هـ مبادي الاشعة المؤينة والوقاية منها ,المملكة العربية السعودية , جامعة الملك سعود ,اللجنة الدائمة للوقاية من الاشعاع.
- [10] مناف عبد المحسن, 1424 هـ 2004 م , مفاهيم في الفيزياء الذرية والنوية ,الامارات العربية المتحدة , العين , دار الكتاب الجامعي.
- [11] سامي حداد ، الوقاية الإشعاعية وأمان مصادر الاشعة وأمنها (مبادئ الفيزياء النووية) ، هيئة الطاقة الذرية السورية بالتعاون مع الوكالة الدولية للطاقة الذرية.
- [12] غازي ياسين القيسي, 1429 هـ , 2009 م, اساسيات الفيزياء الحديثة, عمان الاردن, دار المسيرة للنشر والتوزيع والطباعة.
- [13] سليم يوسف مراد, 2010 م 1431 هـ ، نهج العلوم الطبيعية في الفيزياء النووية , دار نشر الجامعات, القاهرة, مصر ، .
- [14] خضر عبد العباس حمزه , غسان هاشم الخطيب, 1989م , الطاقة الذرية واستخداماتها, العراق, بغداد, منظمة الطاقة الذرية العراقية.
- [15] محمد صفوت السيوفي، 2010 م 1431 هـ فيزياء الطب النووي, دار نشر الجامعات, القاهرة.
- [16] عبد الله موسى، 2009 م 1430 هـ ، مسائل محلولة في الفيزياء النووية , مكتبة المجتمع العربي للنشر والتوزيع, الاردن - عمان.
- [17] محمد شحاته الدغيمة ، علي محمد جمعة، 2000م 1420 هـ، الفيزياء النووية-الجزء الثاني, مكتبة الفلاح للنشر والتوزيع, الكويت.
- [18] محمد فاروق أحمد و أحمد محمد السريع، 1989 م، أسس الفيزياء الإشعاعية ، جامعة الملك سعود ، الرياض.

- [19] فخري اسماعيل حسن, 1425هـ - 2005 م, مقدمة في الفيزياء الحديثة, الرياض المملكة العربية السعودية, دار المريخ للنشر.
- [20] حسين عمي الجبوري , ندى فاضل توفيق و عمار عبد الستار زغير, ايلول 2012م, استخدام تقنيتي مطيافية UV-Visible ومطيافية FTIR في قياس تأثير النيوترونات السريعة على كاشف ال CR, قسم الفيزياء , كلية العلوم , جامعة النهريين, مجلة النهريين المجلد 15 العدد 3.
- [21] صلاح عبد الوهاب شيت , حازم فاضل محمود, 2011م, دراسة مقارنة لقياس الفراغ للحالة المستقرة باستخدام توهين أشعة كاما والنيوترونات السريعة, كلية طب نينوى, فرع الفسلجة, جامعة الموصل, مجلة علوم الرافدين, المجلد 22 , العدد 3.
- [22] توفيق أبو شديد و ماجدة نحيلي و إسماعيل شعبان, 2013, حساب كثافة الفوتونات والنترونات الناتجة عن التفاعل (${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$) في مسرع السيكلترون السوري باستخدام الكودين MCNP5C و MCNPX , قسم الفيزياء كلية العلوم جامعة دمشق سورية قسم الهندسة النووية هيئة الطاقة الذرية السورية - سورية, مجلة جامعة دمشق للعلوم الأساسية المجلد (29) العدد الثاني.
- [23] هادي دويج زرزور, 2007م , دراسة احتمالية الانشطار كدالة لطاقة النيوترونات الساقطة للنوى الانشطارية المختلفة (0.5MeV – 2 MeV) المعهد التقني- الكوت مجلة جامعة الانبار للعلوم الصرفة المجلد الاول العدد الثالث.
- [24] فاطمة عبد السلام أبوزقية ومصطفى عبدالسلام بن نصر بعيو, 2014م , بعض الصفات العامة للشظايا المنبعثة في تفاعلات السيلكون مع المستحلب النووي عند طاقة شعاع 4.5 GeV لكل نيوكليون , قسم الفيزياء, كلية العلوم, جامعة مصراتة, مصراتة, ليبيا. المجلة الأردنية للفيزياء المجلد 7, العدد 2.
- [25] R.R.Roy,B.P.Nigam , john, 1967. Nuclear Physics Theory and Experiment, wiley & sons INC, New York – London- Sydney.
- [26] John Lilley, 2001, Nuclear Physics Principles and Applications, wiley, New York.
- [27] Roger Pynn 1990, Neutron Scattering aprimer , LANSCE Los Alamos Neutron Sience Center.
- [28] <https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron>.
- [29] <http://www.hazemsakeek.net/ar/محاضرات-الفيزياء-الذرية/>
- [31] إبراهيم محمود أحمد ناصر, عفاف السيد عبدالهادي, 1434 هـ 2013م, أساسيات ميكانيكا الكم, العبيكان للنشر, الرياض.
- [32] المؤتمر العربي الثالث للاستخدامات السلمية للطاقة الذرية, يونيو 1998م, الهيئة العربية للطاقة الذرية وهيئة الطاقة الذرية السورية, البحوث العلمية الجزء الثاني أ.
- [33] DU Rong , TIAN HaoLai , ZUO TaiSen, TANG Ming, YAN LiLi, Data Reduction for Time of Flight Small Angle Neutron Scattering with Virtual Neutrons, ZHANG JunRong1.
- [34] https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_scattering.
- [35] https://en.wikipedia.org/wiki/Inelastic_neutron_scattering.

- [36] A.M. Daskalakis, E.J. Blain, B.J. McDermott, and Y. Danon, November 2015, SEPARATION OF NEUTRON INELASTIC AND ELASTIC SCATTERING CONTRIBUTION FROM NATURAL IRON USING DETECTOR RESPONSE FUNCTIONS Los Alamos National Laboratory, Washington, DC.
- [37] Jia Wang, Hongzhou Song, Zehua Hu, Tao Ye, and Weili Sun, 2017, Thermal neutron scattering data for ^7LiF and BeF_2 , a EPJ Web of Conferences 146, 13009.
- [38] Kim Lefmann, 2007, Neutron Scattering: Theory, Instrumentation, and Simulation, Department of Materials Research, Risø National Laboratory Technical University of Denmark August 25.
- [39] Jesper Lemmich, Kell Mortensen, John Hjort Ipsen, Thomas Höniger, Rogert Bauer, Ole G. Mouritsen, MAY 1996, Small-angle neutron scattering from multilamellar lipid bilayers: Theory, model, and experiment, PHYSICAL REVIEW E VOLUME 53, NUMBER 5.
- [40] H. H. KNITTER and M. COPVOLA, July 1967, Neutron Scattering from Natural Silicon, Central Bureau for Nuclear Measurements, EURATOM - Geel, Belgium, Zeitschrift für Physik 207, 56 - 63.
- [41] A.Pasha Tabatabai, 2012, Small Angle Neutron Scattering Fundamentals, Georgetown University, Department of Physics.
- [42] T.C. Huang, H. Gong, B.B. Shao, J. Weia, X.L. Guana, C.-K. Loong, 2012, Design of the time of flight small angle neutron scattering instrument at CPHS, Elsevier, Physics Procedia 26 44 – 48.
- [43] مايرهوف, ترجمة د. عصام عبد الكريم عزوز, 1993م, مبادئ الفيزياء النووية, الجمهورية العراقية, وزارة التعليم العالي والبحث العلمي, جامعة الموصل.
- [44] لینا نعلسان, يبدأ الاشقر, توفيق ياسين, 2012, تفاعلات الذرة الحارة الناتجة عن تفاعل (n, γ) في مركب الهولوميوم (Tris (2,2,6,6-tetramethyle-3,5-heptanedionato (III) Holmium), مجلة جامعة دمشق للعلوم الأساسية المجلد (28) العدد الاول.
- [45] RICHARD WILSON, 1959, NUCLEAR RADII FROM NEUTRON SCATTERING, Cyclotron Laboratory, Harvard University, Cambridge, Mass Nuclear Physics 16 (1960) 318-319; North HoUand Publishing Co, Amsterdam.
- [46] Y. Fujii, N. A. Lurie, t R. Pynn, and G. Shirane, June 1974, Inelastic neutron scattering from solid Ar, PHYSICAL RE VIEW VOLUME 10 NUMBER 8, Upton, wYork 11973.
- [47] E. E. Peters, A. Chakraborty, B. P. Crider, S. F. Ashley, E. Elhami, S. F. Hicks, A. Kumar, M. T. McEllistrem, S. Mukhopadhyay, J. N. Orce, F. M. Prados-Estévez, and S. W. Yates, 2017, Level lifetimes and the structure of ^{134}Xe from inelastic neutron scattering, PHYSICAL REVIEW C 96, 014313.
- [48] رؤى سلام كاظم, راشد عويد كاظم, 2014, اعتماد التصادمات القريبة والبعيدة في حساب قدرة الايقاف للجسيمات المشحونة الثقيلة جامعة الكوفة, كلية التربية للبنات, مجلة جامعة بابل, العلوم الصرفة والتطبيقية, العدد 4, المجلد 22.

- [49] S. Ibuka a,b, , Y. Nambu, , T. Yamazaki, M.D. Lumsden c, T.J. Sato, October 2014, Anisotropic inplane spin correlation in the parent and Co-doped BaFe₂As₂ : A neutron scattering study, ELSEVIER.
- [50] J.I. Marquez Damian, J.R. Granada, D. Roubtsov , May 2014, Improvement on the calculation of D₂O moderated critical systems with new thermal neutron scattering libraries , ELSEVIER.
- [51] Xu, C. Stock, Songxue Chi, A. I. Kolesnikov, Guangyong Xu, Genda Gu, and J. M. Tranquada, OCTOBER 2014, Neutron Scattering Evidence for a Periodically Modulated Superconducting Phase in the Underdoped Cuprate La_{1.905} Ba_{0.095} CuO₄ , Zhijun, PHYSICAL REVIEW LETTERS.
- [52] Qiang Zhang, Rafael M. Fernandes, Jagat Lamsal, Jiaqiang Yan, Songxue Chi, Gregory S. Tucker, FEBRUARY 2015, Neutron Scattering Measurements of Spin Excitations in LaFeAsO and Ba(Fe Co)As: Evidence for a Sharp Enhancement of Spin Fluctuations by Nematic Order, PHYSICAL REVIEW LETTERS.
- [53] Minzhong Xu, Zlatko Bačič, Lorenzo Ulivi, 2014, The HD molecule in small and medium cages of clathrate hydrates: Quantum dynamics studied by neutron scattering measurements and computation, Daniele Colognesi, Anna Powers, Milva Celli, THE JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS 141, 134501.
- [54] J.M. Carpenter, 2004, Neutron Production, Moderation, and Characterization of Sources, NEUTRON DE MEV, LE MEME NEUTRON .
- [55] C.L. Lee, X.L. Zhou, 1999, Thick target neutron yields for the ⁷Li(p,n)⁷Be reaction near Threshold, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 152 ELSEVIER.
- [56] Group ISIS Facility, December 1995, Small Angle Neutron Scattering, Large Scale Structures STFC Rutherford Appleton Laboratory Harwell Oxford, Didcot, OX11 0QX United Kingdom.
- [57] Herndl, R. Ho_nger, J. Jank and H. Oberhummer Austria J. G_örres, M. Wiescher, F.-K. Thielemann B.A. Brown, September 1999, Reaction rates for Neutron Capture Reactions to C-, N- and O-isotopes to the neutron rich side of stability H, Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East Lansing, USA.
- [58] Posselt, Gergely Nagy b, Jacob J.K. Kirkensgaard, Jens K. Holm, Thomas H. Aagaard, 2012, Small angle neutron scattering study of the ultrastructure of chloroplast thylakoid membranes Periodicity and structural flexibility of the stroma lamellae Dorthe, Biochimica et Biophysica, Elsevier.
- [59] S. Krueger, J.-H. Shin. Raghun andan, J. E. Curtis, and Z. Kelman, December 2011, Atomistic Ensemble Modeling and Small Angle Neutron Scattering of Intrinsically Disordered Protein Complexes: Applied to Minichromosome Maintenance Protein, Biophysical Journal, Volume 101.
- [60] Xiao Hua Lia, Wen Jun Guob, Bao An Lia, Lie Wen Chend, Farrukh J. Fatoyeva, William G. Newton, 2015, Neutron proton effective mass splitting in neutron-rich matter at normal density from analyzing nucleon

- nucleus scattering data within an isospin dependent optical model , Elsevier, Physics Letters B 743.
- [61] A. Corsia, S. Boissinota, A. Obertellia, 2015, Neutron-driven collectivity in light tin isotopes: Proton inelastic scattering from ^{104}Sn , Elsevier, Physics Letters B 743 , 451–455.
- [62] J.I. Márquez Damián a, J.R. Granada a, D. Roubtsov, 2014, Improvement on the calculation of D2O moderated critical systems with new thermal neutron scattering libraries, Elsevier, Annals of Nuclear Energy 71 206–210.
- [63] ممدوح فتحى عبد الصبور، يناير 2001، استخدام تقنية التنشيط النيوترونى فى دراسات وبحوث البيئة ، وحدة تلوث المياه والتربة - الطاقة الذرية - مصر ، مجلة أسويط للدارسات البيئية - العدد العشرون.
- [64] خالد رشاد عبد الله الراوي، 2010، تصميم واختبار درع واقى لكل من النيوترونات واشعة قاما متعدد الطبقات باستخدام مجموعات مختلفة من المقاطع العرضية، مجلة بغداد للعلوم، مجلد 7 (3).
- [65] خالد حداد، م. هشام حاج حسن، م. ولاء هلال، نيسان 2007، تحضير كواشف نترونات محلياً وكتابة برمجية لمعالجة البيانات التجريبية، قسم الهندسة النووية، هيئة الطاقة الذرية، دمشق، سورية.
- [66] T. Kittelmann, M. Boin, 2015, Polycrystalline neutron scattering for Geant4: NXSG4, Elsevier, Computer Physics Communications 189 , 114–118.
- [67] Sihai Yang, Anibal J. Ramirez-Cuesta b, Martin Schröder, 2014, Inelastic neutron scattering study of binding of para-hydrogen in an ultra-microporous metal–organic framework, Elsevier, Chemical Physics 428 , 111–116
- [68] Neil G. Hamilton, Robbie Warringham, Ian P. Silverwood, Josef Kapitán, Lutz Hecht, 2014, The application of inelastic neutron scattering to investigate CO hydrogenation over an iron Fischer–Tropsch synthesis catalyst, Elsevier, Journal of Catalysis 312 , 221–231.
- [69] Taewoong Lee, Hyounggun Lee, Wonho Lee, 2015, Monitoring the distribution of prompt gamma rays in boron neutron capture therapy using a multiple scattering Compton camera: A Monte Carlo simulation study, Elsevier, Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A798 , 135 – 139.
- [70] K. Horikawa, S. Miyamoto, T. Mochizuki, S. Amano, 2014, Neutron angular distribution in (γ, n) reactions with linearly polarized γ -ray beam generated by laser Compton scattering, Elsevier, physletb.08.024.
- [71] https://en.wikipedia.org/wiki/Neutron_diffraction.
- [72] Mark R. Gilbert, Zamir Ghani, 2015, Optimizing the neutron environment of Radiation Portal Monitors: A computational study, Elsevier, Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A795 , 174–185.
- [73] Igor A. Zaliznyak and Seung-Hun Lee, MAGNETIC NEUTRON SCATTERING And Recent Developments in the Triple Axis Spectroscopy, Department of Physics, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973-5000

- National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899.
- [74] Gen Shirane, Stephen M. Shapiro, and John M. Tranquada, 2004, Neutron Scattering with a Triple-Axis Spectrometer, Cambridge University Press.
- [75] باديس يدري، 2015، الميكانيك الكومومي، معهد الفيزياء، جامعة باجي مختار، عنابة، الجزائر، خريف.
- [75] M. Leimdörfer, E. Bock and L Arkeryd, Sections J. Kopecky J.-Ch. Sublet, J.A. Simpson, R.A. Forrest and D. Nierop, April 1997, Atlas of Neutron Capture Cross IAEA NUCLEAR DATA SECTION, WAGRAMERSTRASSE 5. A-1400 VIENNA.
- [76] https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:38092893
- [77] Albert Furrer Paul, 1996, Introduction to Neutron Scattering Lecture Notes of the Introductory Course 1st European Conference on Neutron Scattering, Interlaken, Switzerland, October 6-11.
- [78] Paul Reuss, 2008, Neutron Physics, , France, EDP Sciences.
- [79] Weston M. Stacey, 2007, Nuclear Reactor Physics Second Edition Completely Revised and Enlarged, USA, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co.
- [80] Weston M. Stacey, 2001, NUCLEAR REACTOR PHYSICS, A WILEY INTERSCIENCE PUBLICATION JOHN WILEY & SONS, INC Printed in the USA.
- [81] John R. Lamarsh, 2001, Introduction to Nuclear Engineering, Third Edition , Prentice Hall Upper Saddle River, New Jersey 07458.
- [82] Dan Gabriel Cacuc, 2010, Handbook of Nuclear Engineering, Germany Springer Science Business Media LLC.
- [83] JAMES, W. 1982. "Computational methods in reactor shielding. Department of Nuclear engineering" ,Queen Mary college, university of London , UK. pp625
- [84] Lamarsh, J.R. 1972. "Introduction to nuclear Reaction theory". Addison – Wesley. pp415.
- [85] Morgan, K.Z. and Turner, J.E. 1973. "Principle of radiation protection". New York, USA. pp342.
- [86] SABIN LIBRARY .1975 April "Text book of Cross-section of 45& 120 groups of Neutrons and gamma rays. NEA NEWS LETTER, No.18.
- [87] ANISN–ORNL.1969. "Multi Group One Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering", ANSI – 71-1, New York, USA. Pp702.
- [88] EURLIB-ORNL: 45/16 and 15/5.1973."Two Broad Group Library for LWR-Shielding problem", Text book of Cross-section LIB, California, USA PP 193.
- [89] EURLIB-4.1975. "120 Group Coupled Neutron and gamma data Library", Text book of Cross-section LIB 120, California, USA PP 301..
- [90] Glasstone ,A. and Sesonske ,A. 1967. "Nuclear Reactor Engineering". VAN NOSTRAND REJNHOLD Company. pp412.

- [91] NEA NEWS LETTER, 1977. "AMERICAN National standard Neutron and gamma –Flux –to –Dose–rate factors" [ANSI/ANS-6 .I.I -1977]. [N666]
- [92] David, A.W. 2004. "Shielding of Neutron Emission Ratio Observer from Neutron Produced by Cosmic Rays". Project no. S152H, CALIFORNIA STATE SCIENCE Fair.
- [93] EL-Sayed .A.A. and Negahid, R.M. 2001. "Homogeneous and multilayered shield for neutron and Gamma rays". Japanese journal of Applied physics 40(4A):2460.
- [94] Rick, P. 2006, Cold Neutron prompt Gamma ray Activation Analysis for characterization of Hydrogen Storage and related materials , Material Research Society 33(4)EE03-05.
- [95] R. 2008, " Very-High Energy Gamma Rays from a Distant Quason: How transparent is the Universe " Science 320(5884) PP 1752-1754.
- [96] Ebisawa. T , 2009, Shield evaluation of cold neutron Curved Guide tubes for J-PARC neutron resonance Spin echo Spectrometer , Japan Atomic Energy Research Institute, 600(1)pp 126-128.
- [97] Rarseli, G. 2008, "analysis and improvement of cyclotron thallium target room shield", Radiation protect Dosimetry, 130(4)pp427-33.
- [98] Ralsali, G. 2006, "Analysis of neutron and gamma ray streaming along the maze of NRCAM thallium production target rom", Applied Radiation and Isotopes, 64(8)pp940-947.
- [99] Vega, H. R. 2007,"Water Extended Polyester Neutron Shield for A258CF Neutron Source", Radiation protect Dosimetry, 126(1-4) pp269-273
- [100] وجدي محمد الشارف الرتيمي، 2004، اساسيات الهندسة النووية، مكتبة البحوث والاستشارات الهندسية، جامعة الفتوح، طرابلس، ليبيا.
- [101] https://en.wikipedia.org/wiki/Small-angle_neutron_scattering.
- [102] بي تي ماثيور، ترجمة اسامة زيد ابراهيم النابي، 1998م، مقدمة في ميكانيكا الكم، الدار الدولية للنشر، مصر، القاهرة.