مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية ـ المجلد ١٢( العددان ٣و٤) ١٤١١هـ ـ ١٩٩٠ م

# قياس توزع تدفق النيترونات من المولدات النيوترونية الصغيرة

د. جهاد ملحم
أستاذ مساعد في قسم الفيزياء
كلية العلوم
بجامعة تشرين

تهدف هذه الدراسة الى قياس توزع تدفق النيوترونات من المولدات النووية الصغيرة ذات النموذج NA - 2 الشائع الاستعمال في أوروبا الشرقية . ويعود ذلك الى أهمية المولدات النيوترونية في الفيزياء النووية وفي الأبحاث التطبيقية والنظرية والتعليمية .

وعلى كل حال ، فان طريقة التحليل بالتنشيط الاشعاعي باستخدام المولدات النيوترونية لاقت رواجا واسعا في السنوات الأخيرة باعتبارها طريقة دقيقة جدا لتعيين النسب الكمية والكيفية لعدد كبير من العناصر . اضافة للأهمية الكبرى لتعيين التدفق الذي يعتبر مفيدا جدا في تعيين المقطع العرضي النووي الذي يعتبر من أهم المتحولات النووية .

## المولدات النيوترونية كمنابع للنيوترونات :

تعتبر المولدات النيوترونية في شكلها التجاري المعروف مسرّعات جزيئات مشحونة صممت للحصول على تيار فعال من النيوترونات السريعة وفق احدى التفاعلين النوويين الآتيين :

$$_1H^2 + {}_1H^2 \longrightarrow {}_2He^3 + {}_0n^1 + 3.266\ MeV \quad (1)$$

$E_n \simeq 0$ (الزاوية المخبرية $\theta^\circ = 0$)

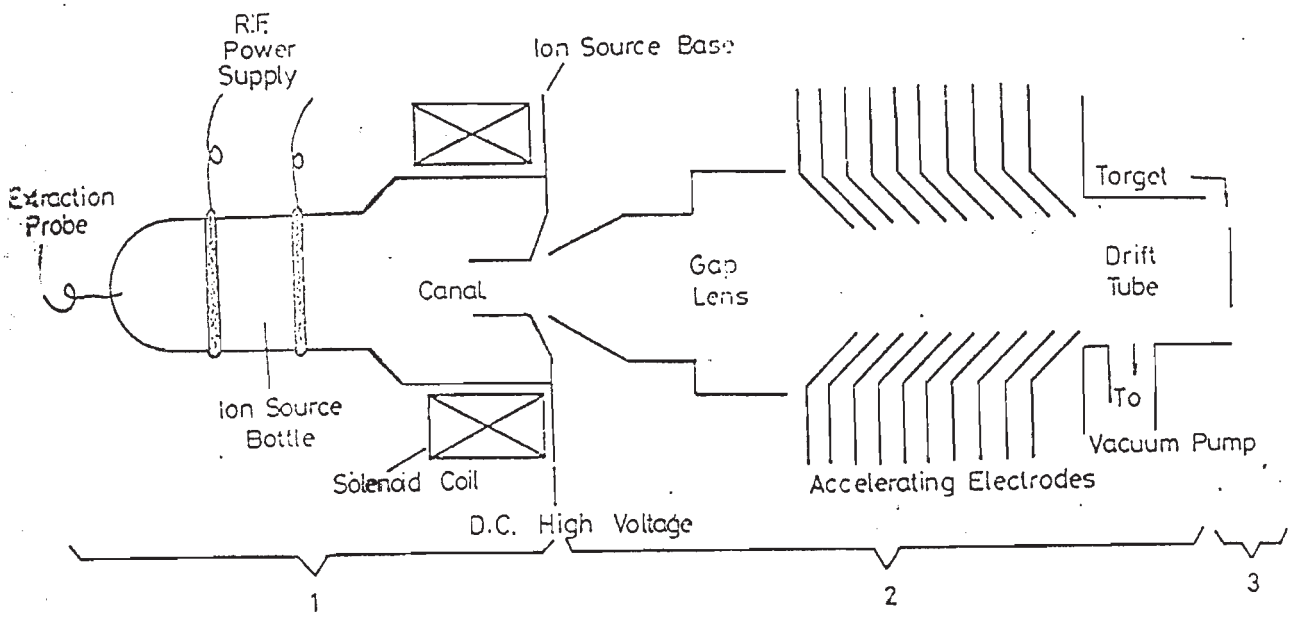
$$_1H^2 + {}_1H^3 \longrightarrow {}_2He^4 + {}_0n^1 + 17.586\ MeV \quad (2)$$

$E_n \simeq 14\ MeV$, (الزاوية المخبرية $\theta^\circ = 0$)

تتسرع الجزيئات المشحونة الساقطة على الهدف النووي وفق آلية مشابهة لعمل مسرعات الشوارد الموجبة كما يوضحها الشكل (١) .

يعمل المولد النيوتروني تحت ضغط منخفض ويتم الحفاظ على معدل معين للغاز الديتروني في المنبع الشاردي. بعدئذ توجه الشوارد المتولدة بواسطة حقل كهربائي ملائم خلال المقطع المخصص للتسريع حيث تسرع الى طاقة تعادل انخفاض الكمون عبر مقطع التسريع من أجل واحدة الشوارد الموجبة أحادية الشحنة . وأخيرا بعد أن تجتاز مقطعا كمونيا حرا يسمى انبوب الازاحة تصدم

هذه الشوارد الموجبة الهدف النووي المناسب ، مولدةً نيوترونات بطاقة عالية (١) .




الشكل رقم / ١ / ، مخطط لانبوبة التفريغ في المولد وهو يتألف من من ثلاثة أقسام : المنبع الشاردي ـ انبوب التسريع المفرغ ـ الهدف النووي

تعمل مضخة التفريغ بشكل مستمر خلال توليد الحزمة الشاردية لكي تحذف الغاز الديتروني الزائد في المولد النيوتروني وتجعل المنبع الشاردي يعمل بصورة منتظمة كما تجعل خسارة الشوارد بفعل الاصطدام أصغرية .

وعلى وجه العموم فان المنابع الشاردية ذات ضغط مقداره $10^{-8}$ torr وهو أكبر بمئات المرات من الضغط الراكدي النظامي داخل انبوبة التسريع ، كما يتم وصلها الى جملة محرقة تنظم تيار الشوارد هذا .

ان احدى الطرق الشائعة في الحصول على الغاز المتشرد تتم بقذف الجزيئة أو الذرة بالكترونات ذات طاقة كافية لاقتلاع الالكترون الخارجي منها . حيث يسير الالكترون المقذوف لفترة طويلة قبل أن يصدم جزيئة أو ذرة أخرى وهكذا دواليك .

تتمايز المنابع الشاردية بالطريقة المستخدمة لتشريد الغاز ، وأهم هذه المنابع هو المنبع الشاردي ذوالتواتر الراديوي RF .

توجد مركبة أساسية في المولد النيوتروني مهمتها توليد كمون عال لتسريع الشوارد . يتولد مثل هذا الكمون العالي اما بطريقة كهراكدية باستخدام مبدأ فان دي غراف أو بطريقة كوكرافت التي تستخدم دارة كمونية مضاعفة . تعمل مسرعات هذه الأيام تحت كمون

تسريع يتراوح بين 100 ← 400 KV .

أما بالنسبة للهدف النووي فيفضل أن يكون غاز التريتيوم أوالديتيريوم بعد امتصاصهما على فلم معدني ويوضع الفلم على طبقة معدنية ملائمة (٢).

وعلى الرغم من أن استخدام الغازات كأهداف نووية تزيد في انتاج النيوترونات كثيرا مما عليه في حالة استخدام أهداف صلبة ، إلا أن هذا التيار العالي من النيوترونات يسبب متاعب فنية تحد من استعمال الغازات كأهداف نووية . ونشير أخيرا الى أن الماء الثقيل المتجمد يشكل هدفا نموذجيا شائع الاستعمال .

**الأساس النظري لطريقة التدفق بواسطة التشعيع :**

تسقط حزمة النيوترونات القادمة من المولد النيوتروني بكثافة قدرها $10^9$ n/S على صفيحة النحاس Cu فيحدث التفاعل التالي :

$$Cu^{63} + {}_0n^1 \longrightarrow Cu^{62} + 2\,{}_0n^1 + E\gamma\ (510\ KeV) \quad ...(3)$$

وبما أن عدد النيوترونات الساقطة في الثانية ليس ثابتا فمن الأفضل الحديث عن قيمة وسطى لشدة تيار النيوترونات ، $\bar{I}$ ، عبر سطح الصفيحة خلال زمن $t_B$ وفق المعادلة :

$$\bar{I} = \frac{1}{t_B}\int_0^{t_B} Idt \qquad \left(\frac{\text{نيوترون}}{\text{ثانية}}\right)\frac{n}{S} \quad ...(4)$$

ويكون متوسط تدفق النيوترونات على الصفيحة ذات المساحة S مساويا الى :

$$\bar{\Phi} = \frac{\bar{I}}{S}$$

فاذا احتوت صفيحة النحاس n نواة في $1\ cm^2$ في المنطقة التي ترغب تعيين التدفق فيها فيكون عدد النوى المتولدة في واحدة الزمن من عينة خاصة بفعل التفاعل النووي الذي يولد نيوترونا يساوي الى :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma n\bar{I} \quad ..... \quad (6)$$

حيث $\sigma$ المقطع العرضي النووي الموافق لتوليد نوى جديدة معينة وهو في النحاس 500 mb . أما العدد الكلي للنوى المتولدة في نهاية التفاعل فيعطي بالعلاقة :

$$N = \sigma n\int_0^{t_B} Idt = \sigma n t_B \bar{I}$$
$$= \sigma \bar{n}\, t_B \frac{\bar{I}.S}{S} \quad ..... \quad (7)$$
$$= \bar{n}\, t_B \bar{\Phi}$$

حيث $\bar{n} = nS$ عدد النوى الموجودة في الصفيحة ( الهدف النووي ) .

اذا كانت النواة المتولدة مشعة تعين التدفق بقياس النشاط الاشعاعي لها بعد استخدام التصحيحات التالية الموضحة في الشكل ( 2 ) وفق المعادلة :

$$= \frac{1}{\sigma \bar{n}\, t_B \epsilon}\left[\frac{\lambda t_B}{1-e^{-\lambda t_B}}\right]e^{\lambda \Delta t}\left[\frac{\lambda t_c}{1-e^{-\lambda t_c}}\right] \times \frac{C}{t_c} \quad .....(8)$$

$t_B$ زمن التشعيع

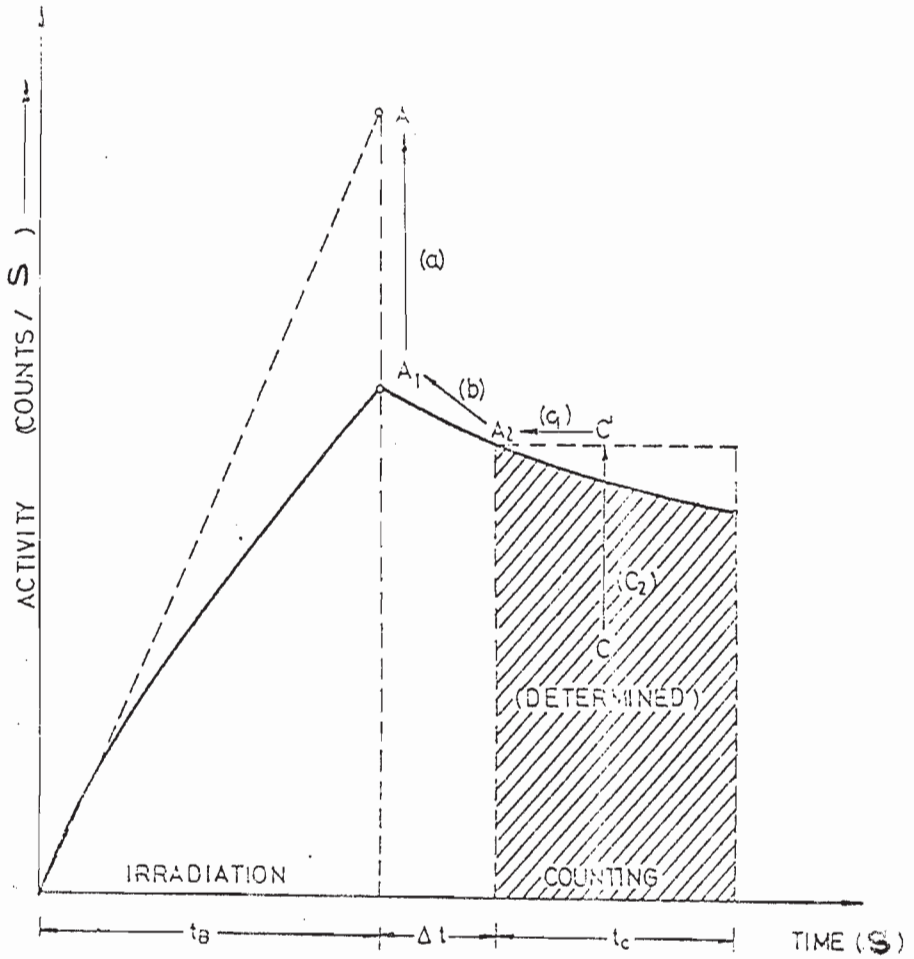
C عدد النبضات المسجلة

$t_c$ زمن القياس

$\Delta t$ الزمن المنقضي بين نهاية التشعيع وبدء القياس .

$\lambda$ ثابتة التفكك ، $\epsilon$ كفاءة المكشاف النووي

ان تعيين $\bar{\Phi}$ يعين في حساب المقطع العرضي المطلق للتفاعل النووي المدروس وهو أحد الأهداف الرئيسية لمثل هذه الدراسات نظرا لأهمية ذلك في الفيزياء النووية .




الشكـــــل رقم / ٢ /

ملخص التصحيحات من a الى d

a- تفكك العينة المشعة خلال القذف .

b- التفكك بين نهاية القذف وبدء القياس .

C - التفكك خلال فترة القياس .

d - كفاءة المكشاف النووي الكلية

**توزع تدفق النيوترونات وفق المحور :**

تم قياس تدفق النيوترونات عند نقاط تقع على محور انبوبة انطلاق النيوترونات .

ولقد اعتمدت الطريقة على تشعيع صفيحة النحاس التي قطرها 1,6 Cm وثخانتها 0.2 mm . استخدم التريتيوم كهدف نووي حيث تم قذفه بالديترونات عند كمون 120 KV وتيار شدته 60 µA وتم الحصول على النتائج التجريبية المسجلة في الجدول /١/ .

بما أن عدد النيوترونات التي يقذفها المولد النيوتروني لن تكون ثابتة وتختلف من زمن لآخر لذلك فان التدفق النيوتروني لن يكون ثابتا مع الزمن . حلت المعضلة باستخدام صفيحة نحاس عيارية توضع على فوهة انبوب المولد النيتروني في حين توضع الصفيحة الأخرى عند الموضع المراد قياس التدفق عنده وعلى نفس المحور (٣) .

باستخدام المعادلة الأخيرة نحصل

على التدفق النسبي :

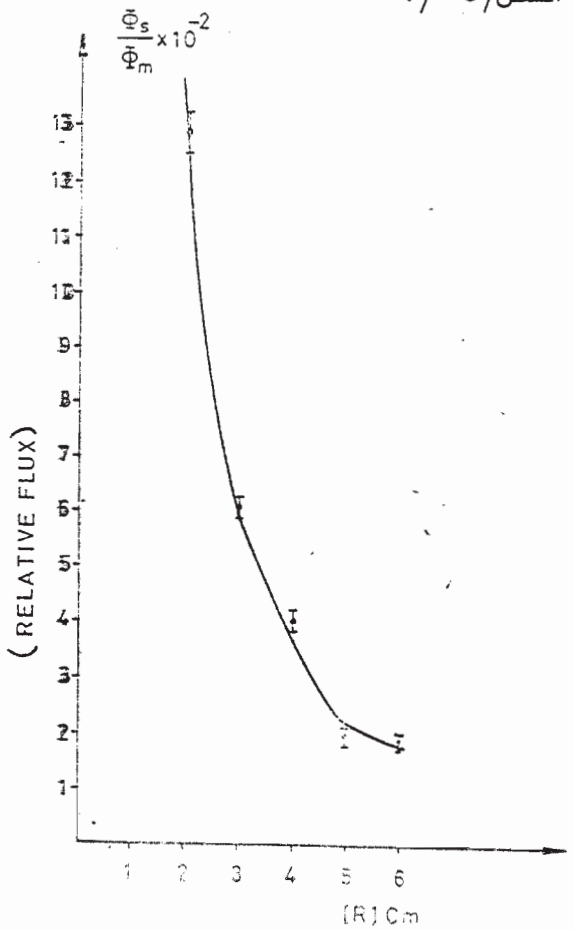
$$\frac{\Phi_s}{\Phi_m} = \frac{e^{-\frac{t_{1m}}{t}} \times e^{-\frac{t_{2m}}{t}}}{e^{-\frac{t_{1s}}{t}} \times e^{-\frac{t_{2s}}{t}}} \cdot \frac{N_s}{N_m}$$

$\Phi_s$ التدفق عند موقع العينة المشعة . $\Phi_m$ التدفق عند موقع العينة العيارية .

| المسافة عن مركز الصفيحة ( R ) | 2Cm | 3Cm | 4Cm | 5Cm | 6Cm |
|---|---|---|---|---|---|
| التدفق النسبي $\frac{\Phi_s}{\Phi_m}$ | 0.129 | 0.061 | 0.040 | 0.020 | 0.019 |
| الخطأ النسبي المئوي في تعيين التدفق النسبي | 3.10 % | 3.31 % | 3.62 % | 5.00 % | 5.30 % |

الجدول /١/ يوضح النتائج التجريبية لتوزع التدفق النسبي للنيوترونات على نصف القطر المحوري

تم رسم هذه النتائج في الشكل/3 /.




الشكل/ 3 / يبين التدفق النسبي بتابعية البعد عن فوهة السوية مولد النيوترونات

يمكن الحصول على المنحني النظري لتوزع تدفق النيوترونات باستخدام الحقيقة التالية :

$$\Phi = A/R^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

نعين الثابتة A من معرفتنا لقيمة التدفق عند نقطة بعيدة جدا عن المنبع النيوتروني :

$$A = 0.019 \times 36$$

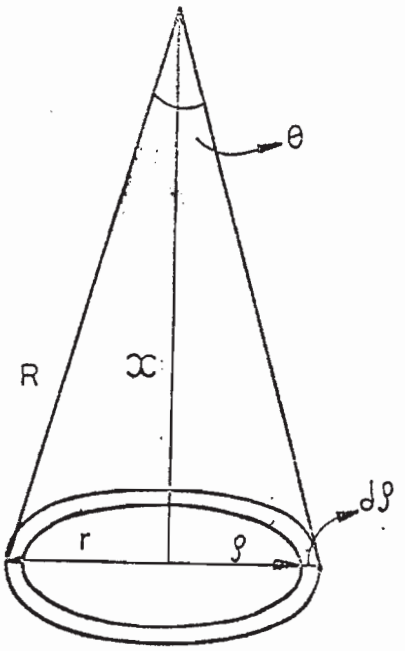
$$= 0.684$$

بتقسيم قيمة الثابت A على مربع المسافة نحصل على قيمة التدفق نظريا عند أية نقطة موافقة حسب الجدول :

| المسافة R | 2Cm | 3Cm | 4Cm | 5Cm | 6Cm |
|---|---|---|---|---|---|
| التدفق النسبي | 0.172 | 0.076 | 0.042 | 0.027 | 0.019 |

الجدول / 2 / يعطي القيم النظرية للتدفق النسبي

هنالك تصحيح يجب أخذه بعين الاعتبار ناتج عن اعتبارنا الصفيحة المشعة نقطة في حساباتنا السابقة . لذلك فان ادخال تصحيح الزاوية المجسمة من النقطة التي نحسب فيها التدفق والتي ترى منها الصفيحة حسب الشكل/4 / يمكّننا من التأكد من صحة النتائج التي حصلنا عليها . ان ادخال التصحيح يعود لكون عدد النيوترونات التي يصدم الصفيحة يتغير تبعا لبعدها عن المنبع النيوتروني وبالتالي سيتغير التدفق تبعا لذلك من أجل كل مسافة .




الشكل/٤/ يبين تابعية الزاوية المجسمة للمسافة x بين المنبع النيوتروني والصفيحة من جهة ولنصف قطر العينة r من جهة أخرى .

من المعلوم أن الزاوية المجسمة ترتبط مع نصف قطر الصفيحة وبعدها عن المنبع النيوتروني بالعلاقة التالية :

$$\theta = 2\pi \left( 1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + r^2}} \right) \quad ..(11)$$

يتضح من هذه العلاقة أنه عندما $x \longrightarrow \infty$ أي عند مسافة كبيرة عن المنبع النيوتروني فان $\theta^{o} = 0$ وتعتبر الصفيحة كنقطة .

يبين الجدول رقم / 3 / قيم $\theta$ كتابع للمسافة x من أجل نصف قطر مقداره 0.8Cm .

| المسافة x | 0 | 1Cm | 2Cm | 3Cm | 4Cm | 5Cm | 6Cm | 7Cm |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| الزاوية المجسمة $\theta$ | 2 | 0.66 | 0.24 | 0.12 | 0.08 | 0.04 | 0.02 | 0.01 |

الجدول / 3 / يعطي قيم الزاوية المجسمة $\theta$ من أجل قيم مختلفة للمسافة x ، في حين يبلغ نصف قطر الصفيحة القيمة 0.8 Cm

فاذا صححنا بالنسبة للزاوية المجسمة $\theta_6$ سنجد القيم النسبية للتدفق عند أية نقطة .

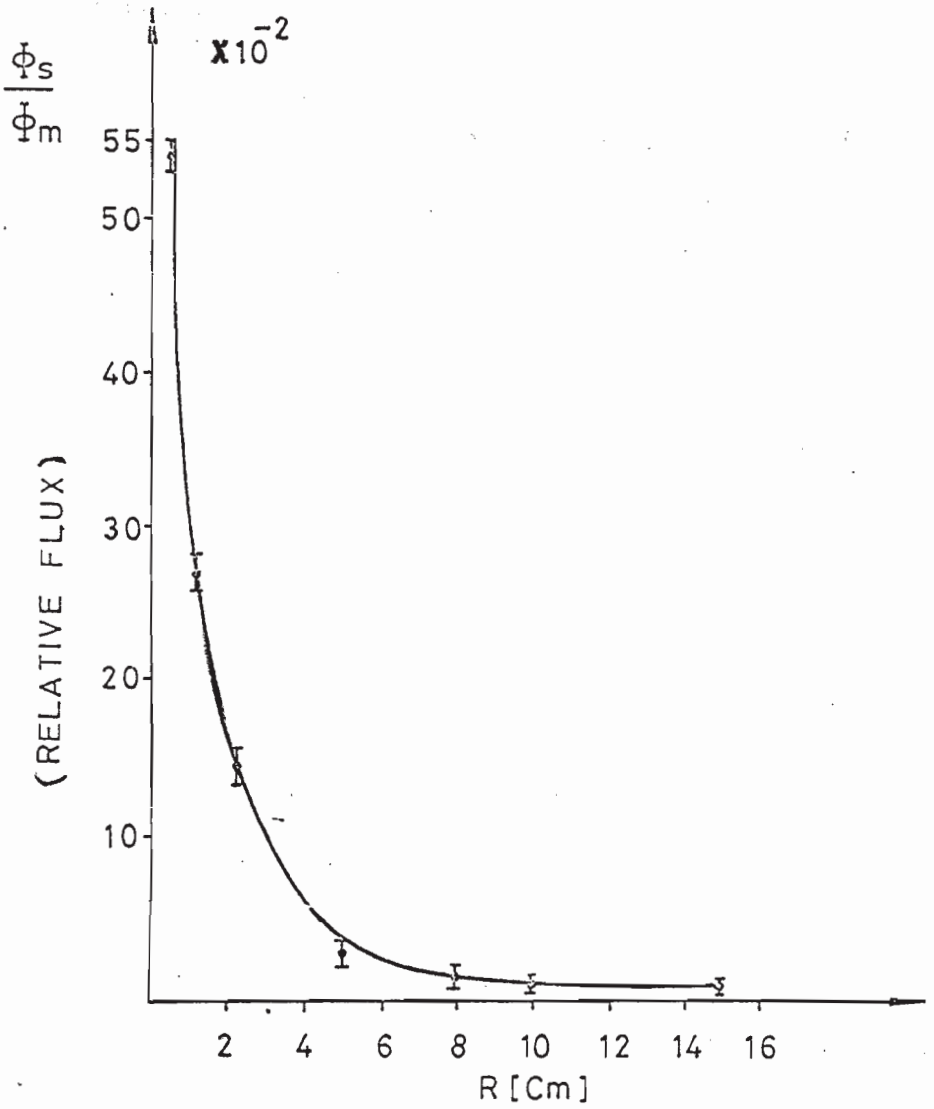
فعلى سبيل المثال تبلغ قيمة التدفق النسبي عند مسافة قدرها 2Cm عن المنبع القيمة التالية :

$$\frac{\Phi_s}{\Phi_m} = 0.129 \times \frac{\theta_6}{\theta_2} = 0.016$$

يعطي الجدول / 4 / التدفق عند نقاط مختلفة قبل وبعد التصحيح . ان قيم التدفق تتأرجح حول قيمة معينة وهذا يدل على أن التصحيح يكافيء ايجاد التدفق عند نقاط مختلفة تقع على دائرة نصف قطرها 6Cm

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| التدفق النسبي قبل التصحيح | 0.129 | 0.060 | 0.040 | 0.020 | 0.019 |
| التدفق النسبي بعد التصحيح | 0.016 | 0.016 | 0.018 | 0.015 | 0.019 |

الجدول / 4 / يعطي قيم التدفق النسبي مصححة بالنسبة للزاوية المجسمة


$\frac{\Phi_s}{\Phi_m}$
X10$^{-2}$
55
50
40
30
20
10
(RELATIVE FLUX)
2
4
6
8
10
12
14
16
R [Cm]

الشكل / 5 /

اذا اعتبرنا أن هذه القيم تمثل التدفق عند نفس النقطة ، فيمكننا استخدام مبدأ الانحراف المعياري الذي يقيس التأرجح النسبي حول القيمة الحقيقية :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^{n} (y_i - y)^2} \quad \ldots(12)$$

$$= 1{,}6 \times 10^{-3}$$

ويكون الخطأ القياسي للمقدار المقيس

$$\sigma_y = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{5}{2}} \times 10^{-3}$$

أما الخطأ القياسي الكسري للقيمة الحقيقية فهو :

$$\frac{\sigma_y}{\bar{y}} = 0.065$$

ويكون كنسبة مئوية :

6.5% .

تعني هذه النتيجة أننا قد أنجزنا القياس بخطأ نسبي مئوي مقداره 6.5% . لذلك فان رسم التدفق بدلالة المسافة بعد ادخال عملية التصحيح سيعطي خطا مستقيما .

النتيجة النهائية :

يبين الشكل / 3 / ، اضافة الى الشكل / 5 / الذي حصلنا عليه من أجل قياسات أخرى تمت على مسافات مختلفة أن التدفق سيتناقص بحدة عند الابتعاد الأولي عن المنبع ثم يصبح هذا التناقص بطيئا مع ازدياد المسافة . بتعبير آخر يتناقص التدفق مع ازدياد المسافة ، ففي جوار المنبع يكون التناقص كبيرا أما عند مسافات بعيدة عنه فيتغير وفق العلاقة $\Phi = A/R^2$ ويصبح صغيرا جدا . ويبين الشكل/ 5 / أن العلاقة $\Phi = A/R^2$ غير صالحة في جوار المنبع ويكون التناقص أقل مما تتنبأ به هذه العلاقة النظرية . هذه النتيجة على توافق تام مع نتائج Priest[4] .

ان التدرج الحاد في التدفق في جوار المنبع لايمكن تجنبه وهو ملازم لطبيعة نظام المولدات النيوترونية وليس عائدا لتصرف المجرب أو للمتحولات التجريبية . لذلك يكون ضروريا اختيار المسافات المناسبة لوضع الأهداف عند تعريضها لتيار النيوترونات . وسنتابع وصف التدفق وتغيره من أجل المناطق الجانبية والعمودية على محور تدفق النيوترونات في مقالات قادمة[5] .

## NETRON FLUX DISTRIBUTION MEASUREMENTS FROM SMALL NEUTRON

## GENERATORS

The aim of this work is to determine neutron flux distribution on small neutron generators type NA-2 which are used largely in west Eourope. This is due to importance of neutron generators in nuclear physics and as a tool for pure and applied research, service and education .

How ever , activation analysis with neutron generator has gained wide acceptance in recent years as a very rensitive analytical method for qualitative and quantilutive determination of a large number of elements .

Alsoon accou.t value of the flux would be most useful for the determining of activation cross section ,which consider one of the mast important of nuclear parameters.


1- Nargolwalla , Pray bylowicz , Activation analysis with Neutron generator ,Wiley - Interscience - 1983 .

2 - Opde Beeck.J,J.Radio chem. Radioanal 1,4,9 1969 P 238 .

3- H.F.Priest, Nucl. Instruments Meth. 55 / 1967 / P 198 .

4 - J.Csikai, Use of small neutron generator inscience Tecnology IAEA , Vienna, 1973 .

5- J.K. Mulhem . Thesis for University doctorate. Lorand Eötvös University Budapest 1977 .