

ROYAUME DU MAROC

OFFICE MAROCAIN DE LA PROPRIETE (19)
INDUSTRIELLE ET COMMERCIALE



المملكة المغربية

المكتب المغربي
للملكية الصناعية والتجارية

(12) BREVET D'INVENTION

(11) N° de publication : **MA 26005 A1** (51) Cl. internationale : **F24J 0/0**

(43) Date de publication :
31.12.2003

(21) N° Dépôt :
27300

(22) Date de Dépôt :
08.09.2003

(30) Données de Priorité :
16.02.2001 US 09/788,336

(86) Données relatives à la demande internationale selon le PCT:
PCT/US02/00091 04.01.2002

(71) Demandeur(s) :
SOLAR SOLUTIONS LLC, SUITE 105, 9950 SCRIPPS LAKE DRIVE, SAN DIEGO, CA 92131 (US)

(72) Inventeur(s) :
HUSSON, Frank D., Jr

(74) Mandataire :
TMP AGENTS

(54) Titre : **CHAUFFE-EAU ET PASTEURISATEUR SOLAIRE.**

(57) Abrégé : **CHAUFFE-EAU ET PASTEURISATEUR SOLAIRE. Abrégé non disponible**

Nouvelle méthode directe de dosimétrie des noyaux radioactifs dans différents types d'échantillons, moyennant l'utilisation des détecteurs solides de traces nucléaires.

Présenté par :

Abdeslam EL HARTI : Docteur de Troisième Cycle en Physique et Techniques Nucléaires.

Résumé

Il s'agit d'une nouvelle méthode adaptée aux conditions expérimentales, permettant la détermination de la fonction définissant la sensibilité réelle de détection d'un détecteur solide de traces nucléaire (D.S.T.N) et qui représente les efficacités de détection pour chaque type de noyau émetteur de particules alpha d'énergie E_i situé dans chaque position au sein de l'échantillon à analyser, et par conséquent la dosimétrie avec précision des noyaux radioactifs dans un échantillon moyennant l'utilisation des détecteur solide de traces nucléaire.

Les applications de cette méthode permettront une amélioration de la qualité des analyses des échantillons, une réduction des coûts d'analyse d'une façon considérable et un grand élargissement du champ d'application de ce type de détecteurs. Ainsi, cette méthode donnera naissance à une nouvelle génération de détecteurs ayant le meilleur rapport qualité-prix qui puisse existé dans le domaine des analyses des noyaux radioactifs dans différents types d'échantillons.

25905NA
01 OCT 2003

25905NA
20 OCT 2003



Description

I- Introduction :

L'histoire des Détecteurs solides de traces nucléaires à commencer en 1958 après les premières observations de D.A. Young des traces de fragment de fission sur le fluorure de lithium (LiF) irradié par les neutrons thermiques, en 1959 Silk et Barnes ont repris ces mêmes observations sur le mica à l'aide d'un microscope électronique. De nombreuses observations ont été faites par la suite sur un grand nombre de matériaux, ces détecteurs ont le pouvoir de mémoriser le passage des particules alpha, protons, fragments de fissions...

Au cours des années passées, le travail de la communauté scientifique internationale sur les Détecteurs solides de traces nucléaires, a permis d'élaborer plusieurs méthodes de dosimétrie des noyaux radioactifs moyennant l'utilisation de ces détecteurs. Bien que ces méthodes utilisent la notion de calcul de la probabilité pour qu'une particule alpha émise d'un noyau radioactif d'un échantillon puisse atteindre et être enregistrée sur un détecteur solide de traces nucléaires, elles se basent sur l'estimation de l'angle critique global dépendant de l'échantillon, des caractéristiques des particules à détecter et du détecteur. Ladite estimation induit ainsi une erreur dans le calcul et rend imprécis les Détecteurs Solides de Traces Nucléaires (DSTN).

D'autres méthodes de détection, n'utilisant pas les détecteurs solides de traces nucléaires, existent déjà. Il s'agit, à titre d'exemple, des analyses géochimiques et des techniques instrumentales telles que l'analyse par activation neutronique, l'analyse par spectrométrie de masse ou l'analyse par spectrométrie gamma et l'analyse par scintillation liquide. Toutes ces techniques, souvent destructives des échantillons analysés, utilisent un matériel lourd, sophistiqué et surtout coûteux.

Afin de remédier à ces contraintes, une nouvelle méthode a été élaborée. Elle est basée sur la mise en place d'une nouvelle technique précise de calcul de la sensibilité d'un détecteur solide de traces nucléaires pour chaque type de noyau émetteur de particules alpha d'énergie E_i situé dans chaque position dans l'échantillon à analyser. Cette méthode permettra non pas l'estimation mais le calcul sans erreurs de l'angle d'incidence critique dépendant de l'échantillon, des caractéristiques des particules alpha à détecter et du détecteur. Ainsi, cette méthode est basée sur la fonction réelle de l'angle d'incidence critique, ce qui permettra la résolution du problème de la géométrie échantillon-détecteur et par conséquent la détermination de la fonction définissant la sensibilité réelle de détection d'un détecteur solide de traces nucléaire (D.S.T.N) et qui représente les efficacités de détection pour chaque type de noyau émetteur de particules alpha d'énergie E_i situé dans chaque position au sein de l'échantillon à analyser.

Les applications de cette méthode permettront une amélioration de la qualité des analyses des échantillons, une réduction des coûts d'analyse d'une façon considérable et un grand élargissement du champ d'application de ce type de détecteurs. Ainsi, une nouvelle génération de détecteur verra le jour ayant le meilleur rapport qualité-prix qui puisse exister dans le domaine des analyses des noyaux radioactifs dans différents types d'échantillons.



II- Méthodologie et procédures d'évaluation des différents paramètres:

Soit (dv) l'élément de volume d'un cylindre de rayon compris entre r et r+dr et de hauteur comprise entre h et h+dh à l'intérieur de l'échantillon analysé, voir figure II-1 dans la partie dessins où : (1 : D.S.T.N, 2 : Capsule en plastique, 3 : Echantillon analysé).

$$dv = 2\pi r dr dh$$

Soit dN_i le nombre de particule alpha d'énergie E_i , émises par l'élément radioactif d'indice i contenu dans le volume dv et pendant le temps d'exposition te :

$$dN_i = A_{ci}^{te} . dv$$

Où, A_{ci}^{te} est l'activité alpha des noyaux radioactifs de l'élément i émetteur de particule alpha d'énergie E_i par unité de volume et durant le temps d'exposition te.

Il faut donc multiplier le nombre dN_i de particules alpha émises dans le volume dv par une probabilité de détection $P_i(r,h)$, [$P_i(r,h)$ est la probabilité pour qu'une particule alpha d'énergie E_i émise par le noyau d'indice i contenu dans le volume dv puisse être détecté par le détecteur solide de traces nucléaires] et qui représente également l'efficacité de détection des particules alpha d'énergie E_i émises par le noyau d'indice i contenu dans le volume dv.

Par conséquent, pour les noyaux radioactifs de l'élément i contenus dans le volume dv, le nombre de traces développées sera :

$$dn_i = A_{ci}^{te} . P_i(r, h) . dv$$

Où : dn_i est le nombre de particules alpha d'énergie E_i , émises par les noyaux d'indice i contenus dans le volume dv, pendant le temps d'exposition (te) et qui sont enregistrées sur notre détecteur solide de trace nucléaire.

En effet, le nombre total de traces observées et qui sont dues aux noyaux radioactif d'indice i contenus dans le volume total est :

$$n_{it} = 2\pi . A_{ci}^{te} . \iint P_i(r, h) . r dr dh$$

II-1- Méthode de calcul de la probabilité $P_i(r,h)$.

Soit un noyau d'indice i noté K_i , émetteur de particules alpha d'énergies E_i , situé dans une position de coordonnées (r,h) (figure II-5, dans la partie dessins), pour que ces particules émises donne lieu à des traces observables sur le détecteur solide de traces nucléaires, elles doivent satisfaire à deux conditions :

- 1- qu'elles soient émises sous un angle d'incidence bien déterminé moyennant la fonction de l'angle d'incidence critique (θ_{ic}).
- 2- qu'elles atteignent le détecteur.

II-1-1- Identification et évaluation de la fonction (θ_{ic}).

A) Identification de la fonction (θ_{ic}).

D'après la figure II-2 illustrée dans la partie dessins, représentant la fonction expérimentale et intrinsèque d'un D.S.T.N décrivant la variation de l'angle critique (θ_c) de révélation des traces en fonction de l'énergie résiduel pour des conditions de révélation chimique et de lecture des traces bien déterminées, dont l'allure est celle des détecteur solide de traces nucléaires les plus utilisés actuellement (CR-39, LR-115). On distingue trois cas possibles :

$$* E_{ind} < E_{min}, \quad * E_{min} \leq E_{ind} \leq E_{max}, \quad * E_{ind} > E_{max},$$

- Où:
- E_{ind} est l'énergie résiduelle en incidence normale sur le détecteur de la particule alpha d'énergie E_i émise d'un noyau situé à une hauteur h du plan du détecteur.
 - E_{min} est l'énergie minimale détectable en incidence normale.
 - E_{max} est l'énergie maximale détectable en incidence normale.

Remarque: L'identification de $(\theta_{ic})=f(h)$, $(\theta_{ic1})=f_a(h)$ et $(\theta_{ic2})=f_b(h)$ peut aussi être effectué par le biais de la fonction inverse de la fonction $(\theta_c)=f(E_{res})$: $E_{res}=f(\theta_c)$, qui représente les énergies minimale et maximale détectables pour chaque incidence (θ_i).

A-1- cas des noyaux émetteurs de particules alpha d'énergie E_i et dont $E_{ind} < E_{min}$.

Ce sont les noyaux situés dans le volume de contribution aux traces défini par $h \in [R_i - R_{min}, R_i]$ pour le cas sans milieu absorbant, où R_i et le parcours total dans l'échantillon de la particule alpha d'énergie E_i dans l'échantillon, et R_{min} et le parcours totale dans l'échantillon d'une particule alpha d'énergie $E=E_{min}$. Toutes les particules alpha d'énergie E_i émises de ces noyaux vont atteindre le détecteur avec une énergie inférieure à E_{min} et par conséquent ne seront pas détectées.

A-2- cas des noyaux émetteurs de particules alpha d'énergie E_i et dont $E_{min} \leq E_{ind} \leq E_{max}$.

Ce sont les noyaux situés dans le volume de contribution aux traces défini par $h \in [R_i - R_{max}, R_i - R_{min}]$ pour le cas sans milieu absorbant, où R_{max} et le parcours totale dans l'échantillon d'une particule alpha d'énergie $E=E_{max}$.
 Pour une meilleur explication, d'après la figure II.2, deux cas se présente : E_{ind} inférieure à l'énergie intermédiaire noté (E_m) et E_{ind} supérieure l'énergie intermédiaire E_m .

1- cas où E_{ind} inférieure à E_m :

D'après la figure II-3 illustrée dans la partie dessins, représentant la variation dans l'espace échantillon, de (θ_i) et de (θ_c) en fonction de l'énergie résiduelle et du parcours (X), d'une particule alpha d'énergie E_i et dont $E_{ind} \in [E_{min}, E_m]$, émise d'un noyau radioactif situé à une hauteur h de la surface du détecteur. On constate :

- que lorsque l'énergie résiduelle diminue, (θ_c) diminue et (θ_i) augmente.
- que pour $(\theta_i) = 0$ (incidence normale pour chaque position h), (θ_c) correspondant prend la plus grande valeur pour chaque position h, et lorsque (θ_i) augmente (θ_c) diminue. Donc (θ_{ic}) pour chaque position h n'est autre que l'intersection entre l'angle d'incidence de la particule à détecter (θ_i) et l'angle de révélation du détecteur (θ_c) , car au delà de cette valeur, (θ_i) est supérieure à (θ_c) .

2- cas où E_{ind} supérieure à E_m :

En un premier lieu, dans l'intervalle d'énergie résiduelle $[E_m, E_{ind}]$, on constate que lorsque l'énergie résiduelle diminue, (θ_i) augmente et (θ_c) augmente.

Dans un deuxième lieu, dans l'intervalle d'énergie résiduelle $[0, E_{int}]$, on constate que lorsque l'énergie résiduelle diminue, (θ_i) augmente et (θ_c) diminue,

Pour $(\theta_i) = 0$ (incidence normale pour chaque position h), l'angle (θ_c) correspondant est supérieur à zéro pour chaque position h et lorsque (θ_i) augmente (θ_c) augmente puis diminue, donc (θ_i) présentera une et une seule intersection avec (θ_c) pour chaque position h soit dans le premier intervalle ou dans le deuxième intervalle d'énergie, au delà de cette valeur d'intersection, (θ_i) est supérieure à (θ_c) .

Donc, d'une manière générale (θ_{ic}) pour chaque position h vérifiant $E_{min} \leq E_{ind} \leq E_{max}$ n'est autre que l'intersection entre l'angle d'incidence de la particule à détecter (θ_i) et l'angle de révélation du détecteur (θ_c) .

A-3- cas des noyaux émetteurs de particules alpha d'énergie E_i et dont $E_{ind} > E_{max}$.

Ce sont les noyaux situés dans le volume de contribution aux traces défini par $h \in [0, R_i - R_{max}]$ pour le cas sans milieu absorbant, où R_{max} est le parcours totale dans l'échantillon d'une particule alpha d'énergie $E = E_{max}$.

De la même manière que précédemment, on aura cette fois-ci 2 intersections entre (θ_i) et (θ_c) , qui seront notées (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) , qui correspondent respectivement à l'énergie maximale et à celle minimale détectables en incidence oblique.

Donc pour $E_{ind} > E_{max}$, seul les particules émises sous des angles compris entre (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) seront détectées si elles atteignent le détecteur.

B) Evaluation de la fonction (θ_{ic}).

Pour déterminer (θ_{ic}), (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) en fonction de h, pour le cas sans milieu absorbant, on procède ainsi :

- (θ_c) = $f_1(E_{res}) = f_2(x)$, $E_{res} \in [0, E_i]$, $x \in [0, R_i]$

Où : - R_i est le parcours totale de la particule d'énergie E_i dans le milieu analysé.
 - x : est le parcours de la particule d'énergie E_i dans le milieu analysé, cette particule atteint le détecteur avec une énergie E_{res} , x sera déterminé à partir de la relation énergie-parcours dans le milieu analysé [2].

- (θ_i) = $\text{Arccos}(h/x) = g_2(h,x) = g_1(h, E_{res})$, $x \in [h, R_i]$

Où : - h : est la position du noyau radioactif émetteur de la particule d'énergie E_i par rapport à la surface du détecteur.
 - x : est le parcours de la particule d'énergie E_i dans le milieu analysé et qui varie de h à R_i pour chaque position h .

En effet, (θ_{ic}) sera déterminé moyennant la résolution de l'équation: $g_2(h,x) = f_2(x)$ pour les hauteurs h_i vérifiant $E_{min} \leq E_{ind} \leq E_{max}$, (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) seront déterminés moyennant la résolution de l'équation : $g_2(h,x) = f_2(x)$ pour les hauteurs h_i vérifiant $E_{ind} > E_{max}$. Donc en déterminant, (θ_{ic}) = $f(h)$ pour les h tel que $E_{min} \leq E_{ind} \leq E_{max}$, (θ_{ic1}) = $f_a(h)$ et (θ_{ic2}) = $f_b(h)$ pour les h tel que $E_{ind} > E_{max}$.

Pour le passage d'une fonction $f_1(E_{res})$ à son équivalente $f_2(x)$ pour chaque type de particule alpha d'énergie (E_i) et de parcours total dans l'échantillon analysé (R_i), émise d'un noyau situé dans une position (h) au sein de l'échantillon à analyser, est faisable, soit par le biais de fonction de Transfert d'Énergie Linéique (T.E.L = dE/dx) des particules alpha dans un milieu, soit par la relation Énergie-Parcours [$E=f(R)$] des particules alpha dans un milieu:

❖ Pour le cas sans milieu absorbant :

- Moyennant la fonction de Transfert d'Énergie Linéique (dE/dx) dans le milieu à analyser:

$$E_{res} = \int_0^{R_i-x} \frac{dE}{dx} \cdot dx = E_i - \int_{R_i-x}^{R_i} \frac{dE}{dx} \cdot dx$$

donc pour chaque x correspond un E_{res} et par

conséquent le passage d'une fonction $f_1(E_{res})$ à son équivalente $f_2(x)$ et vis versa.

- Moyennant la relation Énergie-Parcours [$E=f(R)$] dans le milieu à analyser:

On utilisant la fonction $E=f(R)$ et on faisant le changement de la variable (R) par ($R_i - x$) cette fonction devient: $E_{res}=f(R_i - x)$, donc pour chaque x on déterminera E_{res} correspondante et par conséquent le passage d'une fonction $f_1(E_{res})$ à son équivalente $f_2(x)$ et vis versa.

❖ Pour le cas avec milieu absorbant :

- Moyennant la relation Energie-Parcours [$E=f(R)$] :

D'après la figure II-4 représentée dans la partie dessins, où [**(M1)** : milieu à analysé. **(M2)** : milieu absorbant. **(h_a)** : épaisseur du milieu absorbant. **x₁** et **x₂** sont respectivement, le parcours de la particule alpha dans le milieu analysé et celui dans le milieu absorbant.] :

$$\text{On à : } \cos(\theta_i) = \frac{h-h_a}{x_1} = \frac{h_a}{x_2} = \frac{h}{x}, x = x_1 + x_2.$$

Soit : * $E=f(R)$, la fonction Energie-Parcours des particules alpha dans le milieu à analysé.
 * $R=g(E)$, la fonction Parcours-Energie des particules alpha dans le milieu absorbant.
 * E_{res1} et E_{res} , sont respectivement, l'énergie résiduelle de la particule alpha incidente à l'entrée du milieu absorbant et celle à l'entrée du D.S.T.N.

On à, $E_{res1} = f(R_i - x_1)$, donc, $R_{iab} = g(E_{res1}) = g \circ f(R_i - x_1)$. Où R_{iab} est le parcours total de la particule alpha d'énergie E_{res1} dans le milieu absorbant.

$$\text{Par conséquent, } [R_{iab}-x_2]=[g \circ f(R_i - x_1)- x_2]=g(E_{res}), \text{ or, } x_2 = x_1 \cdot \frac{h_a}{h-h_a} = x \cdot \frac{h_a}{h},$$

$$\text{En effet : } g \circ f(R_i - x \cdot \frac{h-h_a}{h}) - x \cdot \frac{h_a}{h} = g(E_{res}).$$

Par conséquent pour chaque (h), chaque x correspond à une énergie résiduelle E_{res} à l'entrée du D.S.T.N. Ainsi, pour chaque position (h_i) on transformera la fonction $g_2(h_i, x)$ à sa fonction équivalente $g_1(h_i, E_{res})$ et vis-versa, par la suite, la résolution pour chaque (h_i) de l'équation $g_1(h_i, E_{res}) = f_1(E_{res})$ permettra de déterminer $\theta_{ic}(h_i)$ pour chaque (h_i) $\in [h_a, R_i]$.

- Moyennant la fonction de Transfert d'Energie Linéique (dE/dx):

La méthodologie de calcul est la même que celle moyennant la relation Energie-Parcours, seulement, au lieu des fonctions Energie-Parcours et Parcours-Energie dans le milieu analysé et le milieu absorbant, on les remplace la notion d'intégral de la fonction de Transfert d'Energie Linéique tels quelle est décrite dans le cas sans milieu absorbant.

II-1-2- Détermination de la probabilité $P_i(r, h)$.

II-1-2-a- cas des noyaux émetteurs de particules alpha d'énergie E_i et dont $E_{min} \leq E_{ind} \leq E_{max}$.

D'après la figure (II-5) illustrée dan la partie dessins, la proportion des particules émises d'un noyau situé dans une position de coordonnées (r,h) et sous des angles d'incidences inférieurs à l'angle d'incidence critique (θ_{ic}) qui atteint le détecteur est le rapport de la surface d'intersection {entre la surface décrite par l'angle (θ_{ic}) sur le plan du détecteur notée $S(\theta_{ic})$ et celle du détecteur notée $S(R)$ } et la surface décrite par l'angle (θ_{ic}) sur le plan du détecteur notée $S(\theta_{ic})$. Cette proportion est décrite par l'équation suivante :

$$\left\{ \frac{S(\theta_{ic}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic})} \right\}$$

Donc la probabilité pour qu'une particule d'énergie E_i émise par le noyau d'indice i contenu dans le volume dv vérifiant $E_{\min} \leq E_{\text{ind}} \leq E_{\max}$ puisse être détectée par le détecteur solide de traces nucléaires est :

$$P_i(r, h) = \left(\frac{1 - \cos \theta_{ic}}{2} \right) \left\{ \frac{S(\theta_{ic}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic})} \right\}$$

❖ **Evaluation de** $\left\{ \frac{S(\theta_{ic}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic})} \right\}$, avec $S(\theta_{ic}) = \pi R_c^2$, où $R_c = h \cdot \text{tg}(\theta_{ic})$. (voir Fig II-5)

a) pour $(\theta_{ic}) \geq (\theta_2)$, $S(\theta_{ic}) \cap S(R) = \pi R^2$, où R : Rayon du D.S.T.N.

b) pour $(\theta_{ic}) \leq (\theta_2)$: 2 cas se présentent, $(\theta_{ic}) \geq (\theta_1)$ et $(\theta_{ic}) \leq (\theta_1)$:

◆ Si $(\theta_{ic}) \geq (\theta_1)$

$$S(\theta_{ic}) \cap S(R) = 2 \left[\int_{r-R_c}^I \sqrt{R_c^2 - (x-r)^2} \cdot dx + \int_I^R \sqrt{R^2 - x^2} \cdot dx \right], \text{ où } I = \frac{R^2 + r^2 - R_c^2}{2r}$$

◆ Si $(\theta_{ic}) \leq (\theta_1)$: $S(\theta_{ic}) \cap S(R) = S(\theta_{ic})$

II-1-2-b- cas des noyaux émetteurs de particules alpha d'énergie E_i et dont $E_{\text{ind}} > E_{\max}$.

D'après la figure (II-5) illustrée dans la partie dessins, la proportion des particules émises d'un noyau situé dans une position de coordonnées (r, h) et sous des angles d'incidences compris entre (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) qui atteint le détecteur est le rapport de la surface d'intersection {entre la surface de la couronne décrite par les angles (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) sur le plan du détecteur notée $S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2})$ et celle du détecteur notée $S(R)$ } et la surface de la couronne décrite par les angles (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) sur le plan du détecteur notée $S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2})$. Cette proportion est décrite par l'équation suivante :

$$\left\{ \frac{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2})} \right\}$$

Donc la probabilité pour qu'une particule d'énergie E_i émise par le noyau d'indice i contenu dans le volume dv vérifiant $E_{ind} > E_{max}$ puisse être détectée par le détecteur solide de traces nucléaires est :

$$Pi(r, h) = \left(\frac{\cos \theta_{ic1} - \cos \theta_{ic2}}{2} \right) \left\{ \frac{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2})} \right\}$$

❖ Evaluation de $\left\{ \frac{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2})} \right\}$

Avec : - $S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) = \pi(R_{c2}^2 - R_{c1}^2)$, où $R_{c1} = h.tg(\theta_{ic1})$. $R_{c2} = h.tg(\theta_{ic2})$.

$$- S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R) = S(\theta_{ic2}) \cap S(R) - S(\theta_{ic1}) \cap S(R)$$

a) pour $(\theta_{ic1}) \geq (\theta_2)$, $S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R) = \pi R^2 - \pi R^2 = 0$, où R : Rayon du DSTN.

b) pour $(\theta_1) \leq (\theta_{ic1}) \leq (\theta_2)$: 2 cas se présentent, $(\theta_{ic2}) \geq (\theta_2)$ et $(\theta_{ic2}) \leq (\theta_2)$:

◆ Si $(\theta_{ic2}) \geq (\theta_2)$:

$$S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R) = \pi R^2 - 2 \left[\int_{r-R_{c1}}^{I_1} \sqrt{R_{c1}^2 - (x-r)^2} . dx + \int_{I_1}^R \sqrt{R^2 - x^2} . dx \right]$$

$$\text{Où, } I_1 = \frac{R^2 + r^2 - R_{c1}^2}{2r}$$

◆ Si $(\theta_{ic2}) \leq (\theta_2)$: $S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R) = S(\theta_{ic2}) \cap S(R) - S(\theta_{ic1}) \cap S(R)$

Où :

$$S(\theta_{ic2}) \cap S(R) = 2 \left[\int_{r-R_{c2}}^{I_2} \sqrt{R_{c2}^2 - (x-r)^2} . dx + \int_{I_2}^R \sqrt{R^2 - x^2} . dx \right], I_2 = \frac{R^2 + r^2 - R_{c2}^2}{2r}$$

et

$$S(\theta_{ic1}) \cap S(R) = 2 \left[\int_{r-R_{c1}}^{I_1} \sqrt{R_{c1}^2 - (x-r)^2} .dx + \int_{I_1}^R \sqrt{R^2 - x^2} .dx \right], I_1 = \frac{R^2 + r^2 - R_{c1}^2}{2r}$$

c) pour $(\theta_{ic1}) \leq (\theta_1)$: 2 cas se présentent, $(\theta_{ic2}) \geq (\theta_1)$ et $(\theta_{ic2}) \leq (\theta_1)$:

1- pour $(\theta_{ic2}) \geq (\theta_1)$: 2 cas se présentent, $(\theta_{ic2}) \geq (\theta_2)$ et $(\theta_{ic2}) \leq (\theta_2)$:

♦ Si $(\theta_{ic2}) \geq (\theta_2)$: $S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R) = \pi R^2 - \pi R_{c1}^2$

♦ Si $(\theta_{ic2}) \leq (\theta_2)$:

$$S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R) = 2 \left[\int_{r-R_{c2}}^{I_2} \sqrt{R_{c2}^2 - (x-r)^2} .dx + \int_{I_2}^R \sqrt{R^2 - x^2} .dx \right] - \pi R_{c1}^2$$

2- pour $(\theta_{ic2}) \leq (\theta_1)$: $S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R) = S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) = \pi R_{c2}^2 - \pi R_{c1}^2$

II-2- Généralisation pour le volume totale de contribution à la révélation des traces :

D'après ce qui précède, le nombre total de traces observées et qui sont dues aux noyaux radioactif d'indice i contenus dans le volume total :

$$n_{it} = 2\pi . A_{ci}^{te} . \iiint P_i(r, h) . r dr dh$$

Pour le cas $E_{min} \leq E_{ind} \leq E_{max}$ une comparaison de (θ_{ic}) , avec (θ_1) et (θ_2) nous permettra de déterminer respectivement $r_1(h)$ et $r_2(h)$ où ces derniers caractérisent respectivement les rayons délimitants l'intervalle du volume où $(\theta_{ic}) \leq (\theta_1)$ de celui où $(\theta_{ic}) \geq (\theta_1)$ et ceux délimitants l'intervalle du volume où $(\theta_{ic}) \leq (\theta_2)$ de celui où $(\theta_{ic}) \geq (\theta_2)$.

Pour le cas $E_{ind} > E_{max}$ une comparaison de (θ_{ic1}) , avec (θ_1) et (θ_2) nous permettra de déterminer respectivement $r_{1,1}(h)$ et $r_{2,1}(h)$ où ces derniers caractérisent respectivement les rayons délimitants l'intervalle du volume où $(\theta_{ic1}) \leq (\theta_1)$ de celui où $(\theta_{ic1}) \geq (\theta_1)$ et ceux délimitants l'intervalle du volume où $(\theta_{ic1}) \leq (\theta_2)$ de celui où

$(\theta_{ic1}) \geq (\theta_2)$. Et une comparaison de (θ_{ic2}) , avec (θ_1) et (θ_2) nous permettra de déterminer respectivement $r_{1,2}(h)$ et $r_{2,2}(h)$ où ces derniers caractérisent respectivement les rayons délimitants l'intervalle du volume où $(\theta_{ic2}) \leq (\theta_1)$ de celui où $(\theta_{ic2}) \geq (\theta_1)$ et ceux délimitants l'intervalle du volume où $(\theta_{ic2}) \leq (\theta_2)$ de celui où $(\theta_{ic2}) \geq (\theta_2)$.

On procède par la suite à une intégration par morceau d'intervalle sur r et h.

Pour déterminer $r_1(h)$, $r_2(h)$, $r_{1,1}(h)$, $r_{2,1}(h)$, $r_{1,2}(h)$ et $r_{2,2}(h)$ on doit tout simplement résoudre les équations suivantes :

On a :

- $(\theta_{ic}) = f(h)$; $(\theta_{ic1}) = f_a(h)$, $(\theta_{ic2}) = f_b(h)$
- $(\theta_1) = \text{Arc cos} \left(\frac{h}{\sqrt{h^2 + (R-r)^2}} \right)$; $(\theta_2) = \text{Arc cos} \left(\frac{h}{\sqrt{h^2 + (R+r)^2}} \right)$

donc :

- * $(\theta_{ic}) = (\theta_1) \Rightarrow r_1(h)$; * $(\theta_{ic}) = (\theta_2) \Rightarrow r_2(h)$
- * $(\theta_{ic1}) = (\theta_1) \Rightarrow r_{1,1}(h)$; * $(\theta_{ic1}) = (\theta_2) \Rightarrow r_{2,1}(h)$
- * $(\theta_{ic2}) = (\theta_1) \Rightarrow r_{1,2}(h)$; * $(\theta_{ic2}) = (\theta_2) \Rightarrow r_{2,2}(h)$

En effet le volume total de l'échantillon contribuant aux traces (V_t) sera la somme d'une série de volume V_j ($V_t = \sum V_j$), où chaque V_j lui correspond une probabilité $P_{i,j}(r,h)$.

En conclusion et d'une manière générale, le nombre total de traces observées et qui sont dues aux noyaux radioactif d'indice i contenus dans le volume total :

$$n_{it} = A_{ci}^{te} \cdot \sum_j \iiint P_{ij}(r, h) \cdot dv_j$$

Où: $P_{ij}(r,h)$ et v_j seront définis en fonction de $r_1(h)$, $r_2(h)$, $r_{1,1}(h)$, $r_{2,1}(h)$, $r_{1,2}(h)$ et $r_{2,2}(h)$

Avec : $P_i(r, h) = \left(\frac{1 - \cos \theta_{ic}}{2} \right) \left\{ \frac{S(\theta_{ic}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic})} \right\}$, pour $E_{min} \leq E_{ind} \leq E_{max}$

et $P_i(r, h) = \left(\frac{\cos \theta_{ic1} - \cos \theta_{ic2}}{2} \right) \left\{ \frac{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2})} \right\}$, pour $E_{ind} > E_{max}$

Où: $\left\{ \frac{S(\theta_{ic}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic})} \right\}$ et $\left\{ \frac{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2})} \right\}$ sont bien définies pour chaque V_j .

III- Exemple d'application:

On prendra le cas le plus simple, concernant les milieux où le parcours total de la particule α_i d'énergie E_i est trop inférieur au rayon du détecteur ($R_i \ll R$) {cas le plus répondu, du fait que cette condition est vérifiable pour les particules alpha presque dans tout les échantillons liquides et solides} et un détecteur ayant une fonction de réponse pour des conditions de développement et de lecture des traces bien déterminées tel que $E_{min}=0$ et $E_{max} > E_i$.

$$\text{D'après ce qui précède on a : } \cos(\theta_2) = \frac{h}{\sqrt{h^2 + (R+r)^2}}$$

Donc (θ_{2min}) pour ($R_i \ll R$) tends vers $\frac{\pi}{2}$, par conséquent (θ_{ic}) est toujours inférieur à (θ_2)

En effet Une comparaison de (θ_{ic}), avec (θ_1) nous permettra de déterminer $r_1(h)$ et par conséquent:

$$n_{it} = 2 \pi \cdot A_{ci}^{te} \left\{ \int_0^{R_i} \int_0^{r_1(h)} \frac{1 - \cos \theta_{ic}}{2} r dr dh + \int_0^{R_i} \int_{r_1(h)}^R \frac{1 - \cos \theta_{ic}}{2} \left(\frac{S(\theta_{ic}) \cap S(R)}{S(\theta_{ic})} \right) r dr dh \right\}$$

Où : $S(\theta_{ic}) = \pi R_c^2$, $R_c = h \cdot \text{tg}(\theta_{ic})$

$$S(\theta_{ic}) \cap S(R) = 2 \left[\int_{r-R_c}^I \sqrt{R_c^2 - (x-r)^2} \cdot dx + \int_I^R \sqrt{R^2 - x^2} \cdot dx \right], I = \frac{R^2 + r^2 - R_c^2}{2r}$$

IV- Résolution du problème concernant les milieux présentant plusieurs types de noyaux émetteurs de particules avec différentes énergies et activités.

On procédera à la technique d'extraction énergie par énergie, pour cela on doit installer un milieu absorbant au contact du détecteur solide de trace nucléaire, de tel façon que seule les particules ayant la plus grande énergie peuvent atteindre le détecteur et ainsi de suite pour les autres énergies.

Et s'il s'avère que pour un milieu donné, le pouvoir de séparation des énergies par le D.S.T.N moyennant un milieu absorbant n'est pas faisable, on procédera à l'installation du milieu absorbant d'épaisseur (h_a) au contact du détecteur avec différentes épaisseurs (h_a) du milieu absorbant, de tel manière que le nombre de cas d'épaisseurs (h_a) du milieu absorbant coïncide avec le nombre totale des différents émetteurs alpha du milieu à analyser. Par conséquent on aura le nombre d'équations liant le nombre totale de traces observées pour chaque (h_a) aux activités des différents émetteurs alpha, égale au nombres des activités alpha des différents émetteurs (les inconnus). Ainsi, on déterminera les activités alpha des différents émetteurs.

Pour la détermination de $(\theta_{ic}(h))$, $(\theta_{ic1}(h))$, $(\theta_{ic2}(h))$ de chaque type de noyau en présence du milieu absorbant, on procède à l'utilisation des deux équations $(\theta_c = f(E_{res}))$ et $(\theta_i = F(E_{res}))$ (voir partie B du paragraphe II-1-1), et la méthodologie de calcul est la même tout en tenant compte de la présence du milieu absorbant.

V- Conclusion :

Cette technique directe permettant la dosimétrie des noyaux radioactifs dans différents types d'échantillons, à été développée juste à domicile et d'une façon individuelle, elle est basée sur l'utilisation d'une nouvelle méthode adaptée aux conditions expérimentales moyennant l'utilisation des détecteurs solides de traces nucléaires.

Elle consiste en le calcul de la probabilité $P_i(r,h)$ pour qu'une particule alpha émise par un noyau radioactif contenu dans le volume dv d'un échantillon puisse être détecté par un détecteur solide de traces nucléaires, ou (dv) est l'élément de volume d'un cylindre de rayon compris entre r et $r+dr$ et de hauteur comprise entre h et $h+dh$ à l'intérieur de l'échantillon analysé.

Cette méthode est facile à mettre en œuvre même si son formalisme paraît assez complexe, elle est précise, absolue et non coûteuse.

Juste pour des raisons de simplification du calcul j'ai pris le rayon du détecteur égale au rayon de la cellule d'irradiation, la méthodologie de calcul et la même pour un rayon du détecteur inférieur au rayon de la cellule d'irradiation avec des petites modifications au niveau de l'étape d'évaluation des surfaces d'intersection $\{S(\theta_{ic}) \cap S(R)\}$ et $\{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R)\}$, on doit cette fois-ci faire le calcul de ces surfaces d'intersection pour r (caractérisant la position du noyau émetteur) inférieur au rayon du détecteur et pour r supérieur au rayon du détecteur.

D'une manière générale, pour n'importe qu'elle allure de la fonction expérimentale de l'angle critique intrinsèque d'un détecteur $\theta_c = F(E_{res})$ et présentant pour des position (h_i) plus que 2 intersections avec $\theta_i(h_i)$, l'efficacité de détection pour ces positions (h_i) sera une série de combinaisons entre les deux formules générales des efficacités de détection décrites dans ce mémoire descriptif, celle correspondant à une seule intersection et celle correspondant à deux intersections, la nature de cette combinaison dépend du nombre d'intersections.

Références :

- [1] G. Somogyi, Nucl. Instr. Meth., **173**,21,(1980).
- [2] J.F. Ziegler, Programme TRIM.

Revendications

1) Une nouvelle méthode de dosimètre des noyaux radioactifs dans différents types d'échantillons, moyennant l'utilisation des détecteurs solides de traces nucléaires caractérisée par la mise en place d'une nouvelle technique précise permettant la détermination de la fonction définissant la sensibilité réelle de détection d'un détecteur solide de traces nucléaire pour chaque type de noyau émetteur de particules alpha d'énergie E_i situé dans chaque position au sein de l'échantillon à analyser, elle est basée sur la fonction réelle des angles d'incidences critiques (θ_{ic}) , (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) .

2) La procédure d'identification de (θ_{ic}) , (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) selon la revendication 1 caractérisée par la démonstration de la relation entre l'angle d'incidence de la particule à détecter (θ_i) et l'angle de révélation du détecteur (θ_c) .

3) La procédure d'évaluation de (θ_{ic}) , (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) selon la revendication 2 caractérisée par $(\theta_{ic}) = f(h)$ pour les h tel que $E_{\min} \leq E_{\text{ind}} \leq E_{\max}$, $(\theta_{ic1}) = f_a(h)$ et $(\theta_{ic2}) = f_b(h)$ pour les h tel que $E_{\text{ind}} > E_{\max}$.

4) La procédure d'identification et dévaluation des surfaces d'intersections $\{S(\theta_{ic}) \cap S(R)\}$ et $\{S(\theta_{ic1}, \theta_{ic2}) \cap S(R)\}$ représentant respectivement la surface d'intersection entre la surface décrite par l'angle (θ_{ic}) sur le plan du détecteur et la surface du détecteur de rayon (R), et la surface d'intersection entre la surface décrite par la couronne délimitée par (θ_{ic1}) et (θ_{ic2}) sur le plan du détecteur et la surface du détecteur de rayon (R), selon la revendication 3 caractérisée par l'aboutissement à la détermination de la fonction représentant l'efficacité de détection $P_i(r, h)$.

5) la généralisation au volume total selon la revendication 4 caractérisé par la répartition du volume total de contribution au traces (V_t) en une série de volume V_j ($V_t = \sum V_j$), où chaque V_j lui correspond une fonction représentant l'efficacité de détection $P_{i,j}(r, h)$.

Dessins

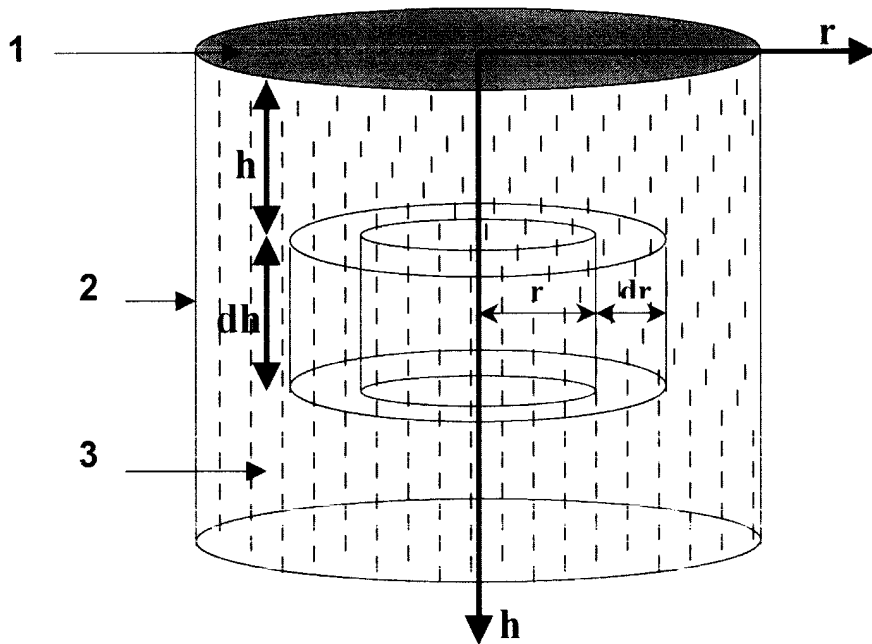


Figure II-1 : Cellule d'irradiation dont laquelle est représenté l'élément de volume élémentaire dv considéré dans l'échantillon à analyser.

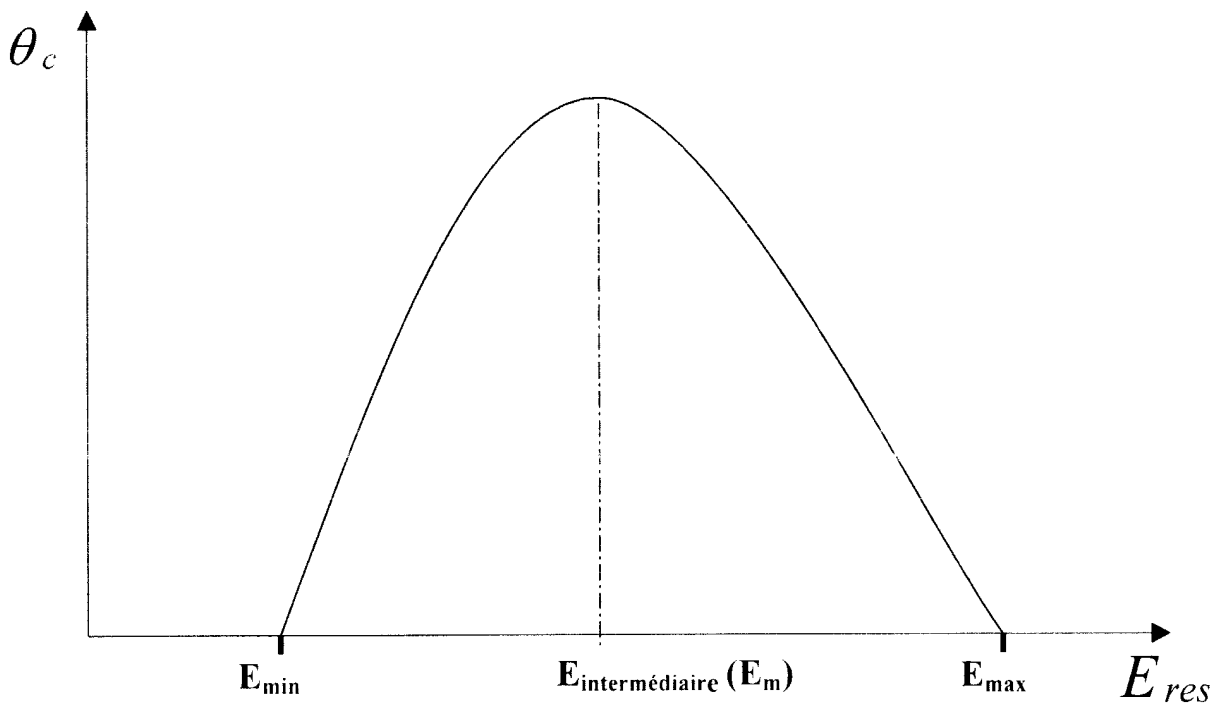


Figure II-2 : Allure de la fonction expérimentale représentant l'angle critique de révélation intrinsèque d'un D.S.T.N, en fonction de l'énergie résiduelle de la particule incidente, on prenant comme référence le cas du LR-115 et du CR-39 [1].

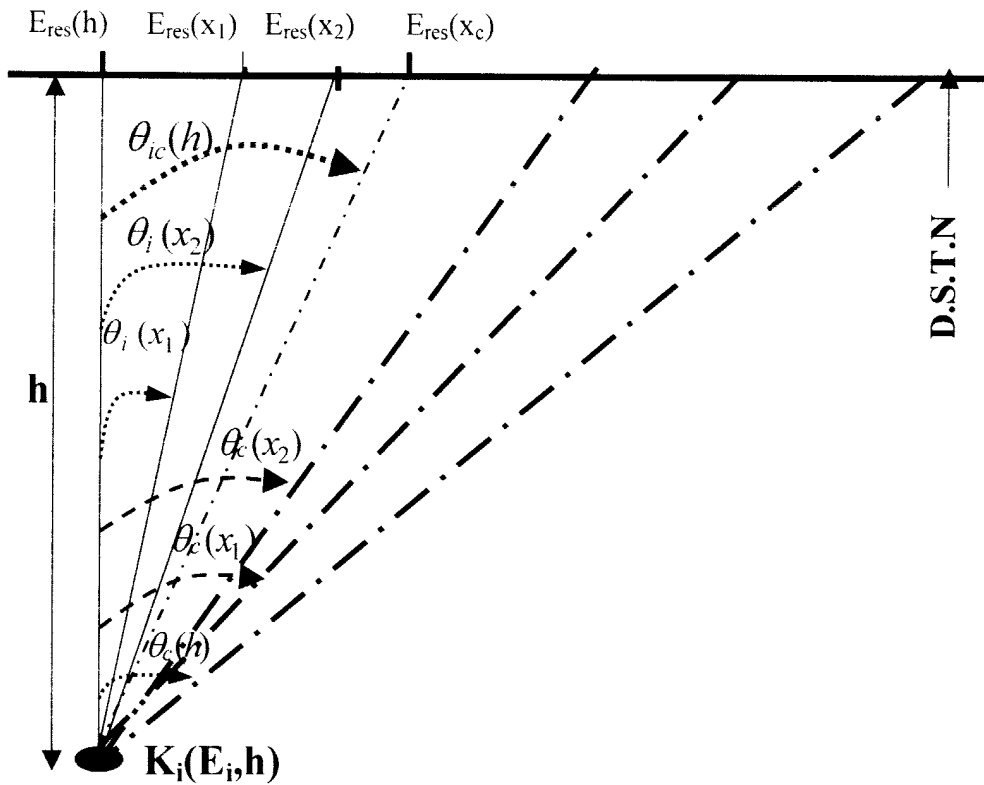


Figure II-3 : représentant (θ_i) et (θ_c) dans l'espace échantillon, pour une particule d'énergie $E_i \in [0, E_{int}]$, émise d'un noyau radioactif situé à une hauteur h de la surface du détecteur

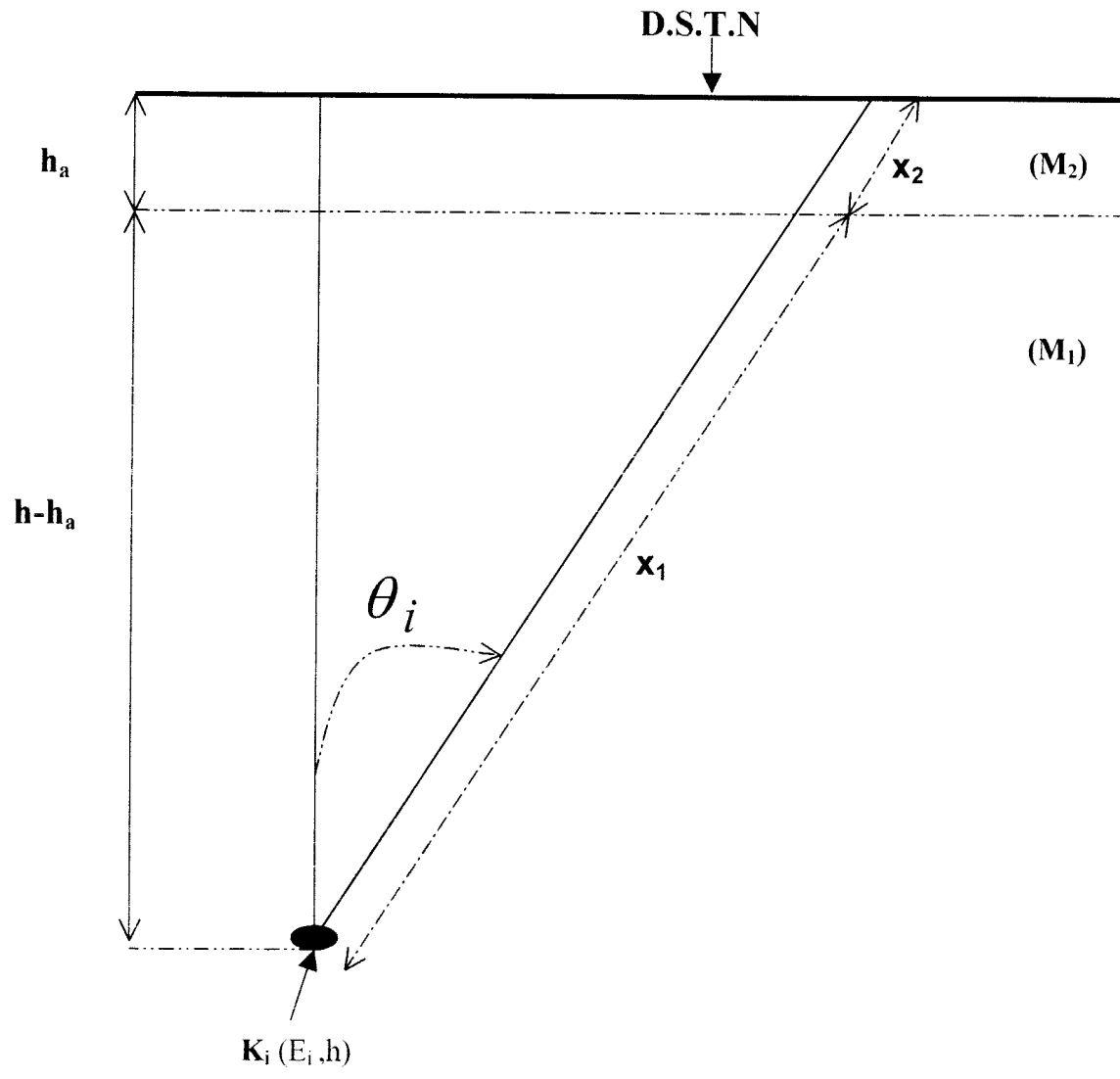


Figure II-4 : représentant le parcours d'une particule alpha d'énergie E_i émise d'un noyau K_i situé à une position (h) , dans le milieu à analyser et dans le milieu absorbant.

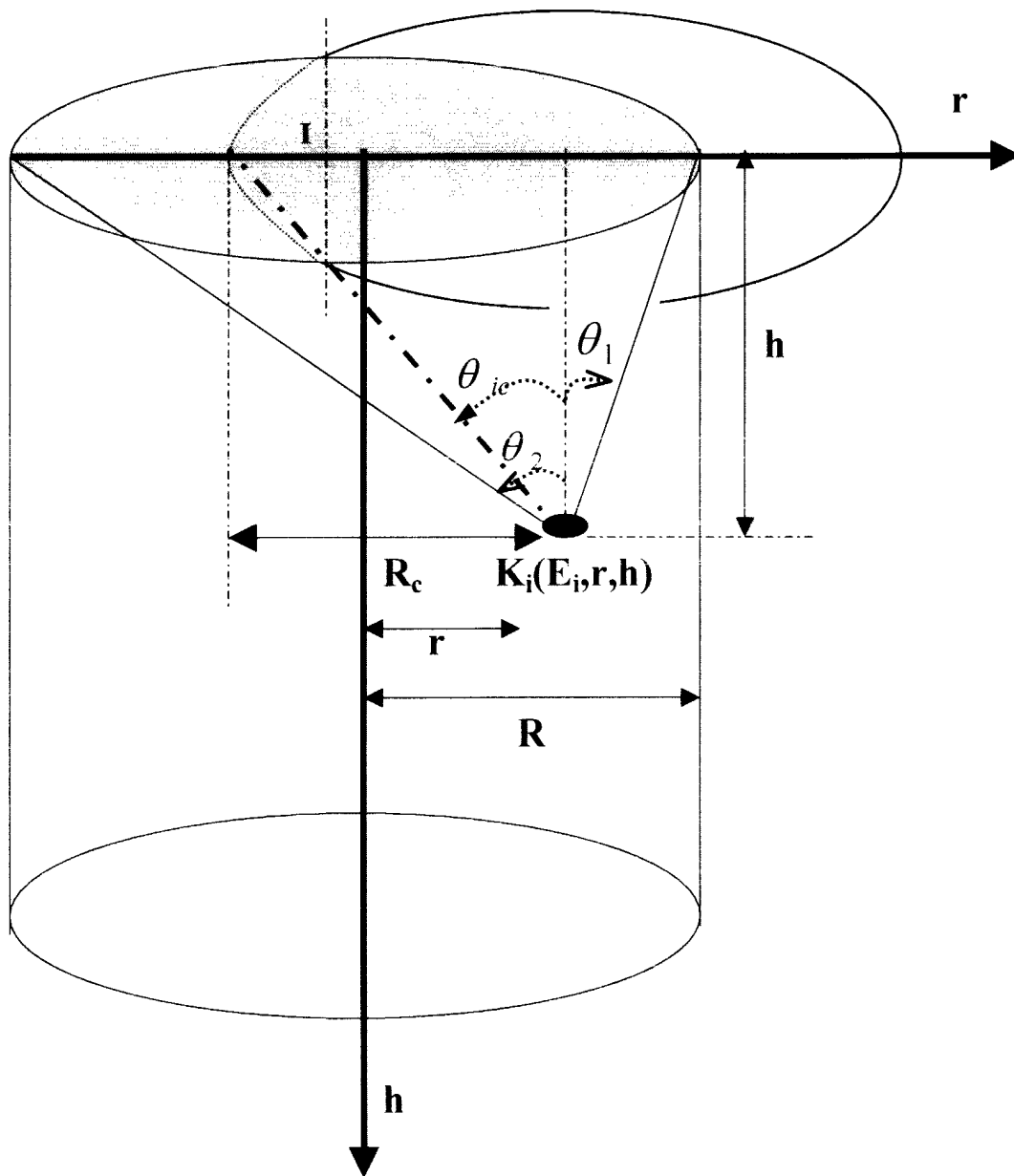


Figure II-5: représentant $S(\theta_{ic}) \cap S(R)$ et $S(\theta_{ic})$ pour le cas où $(\theta_{ic}) \leq (\theta_2)$ et $(\theta_{ic}) \geq (\theta_1)$