LES COMPTEURS PROPORTIONNELS ET LEUR UTILISATION EN RADIOPROTECTION

PREMIÈRE PARTIE

CARACTÉRISTIQUES DES COMPTEURS PROPORTIONNELS UTILISATION DES COMPTEURS PROPORTIONNELS A LA DÉTECTION ET A LA DOSIMÉTRIE DES NEUTRONS

H. JOFFRE, H. de KERVILER et Ph. TARDY-JOUBERT

Service de Protection contre les Radiations

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

B.P. n° 2 - (91) Gif-sur-Yvette

RÉSUMÉ

Les compteurs proportionnels sont pratiquement utilisés dans tous les domaines de la détection et de la dosimétrie appliquées à la radioprotection.

Dans cette première partie, publiée dans le numéro 1 de *RADIOPROTECTION*, les auteurs rappellent les caractéristiques essentiellement pratiques des compteurs proportionnels et présentent, d'une manière systématique, leurs possibilités d'utilisation pour la détection et la dosimétrie des neutrons rapides.

Les conditions pratiques à réaliser sont étudiées en détail suivant le but de la mesure : fluence, énergie moyenne, dose absorbée et équivalent de dose. L'article fournit les données physiques nécessaires à l'interprétation des résultats de mesure. Enfin les auteurs montrent les avantages et les inconvénients de l'emploi d'un seuil de discrimination appliqué aux impulsions produites par les compteurs proportionnels en vue d'éliminer les impulsions dues au rayonnement γ ambiant.

I - CARACTÉRISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DES COMPTEURS PROPORTIONNELS.

I.1. STRUCTURE ET FONCTIONNEMENT [1 à 5]

Si l'on fait varier la tension appliquée aux électrodes d'une chambre d'ionisation placée dans un champ constant de rayonnement ionisant, la variation de la charge électrique collectée est représentée schématiquement sur la figure 1.

Dans la région comprise entre V_1 et V_2 , la charge collectée est constante et égale à la charge libérée dans le gaz de la chambre. Lorsque la tension croît au-delà de V_2 , la charge électrique collectée devient supérieure à cette valeur et augmente rapidement avec la tension.

Le champ électrique a alors atteint une valeur telle que les électrons libérés par une particule ionisante acquièrent, avant d'être collectés, assez d'énergie pour ioniser le gaz à leur tour. Il y a donc multiplication des charges collectées et production, dans le circuit de sortie, d'une impulsion d'amplitude plus grande. En choisissant convenablement le gaz, l'anode collectrice, la tension appliquée, cette amplitude est proportionnelle à l'ionisation initiale, la chambre fonctionne alors en « régime proportionnel ».

On appelle « coefficient de multiplication » le rapport entre le nombre de charges collectées et le nombre de charges directement créées par le rayonnement ionisant. Dans certaines limites, ce coefficient croît avec la tension mais diminue lorsque la pression du gaz de remplissage augmente.

Théoriquement, le même appareil peut être utilisé avec ou sans multiplication, mais des considérations pratiques conduisent à adopter, pour chaque type de fonctionnement, des appareils de constitutions différentes.

Lorsque l'on applique une tension V entre deux cylindres conducteurs coaxiaux, le champ électrique à la distance r de l'axe est donné par :

$$E(r) = \frac{V}{r \operatorname{Log} \frac{b}{a}} \quad \text{avec} \quad a \leq r \leq b$$

où a et b sont les rayons des cylindres considérés.

Par exemple, la multiplication dans l'argon à la pression atmosphérique commence à se produire lorsque le champ électrique atteint 20 kV/cm [4] alors que dans une chambre d'ionisation le champ dépasse rarement quelques dizaines de V/cm.

La formule ci-dessus montre que pour obtenir un champ électrique très élevé, il faut augmenter V , mais pratiquement on ne peut pas dépasser quelques kilovolts, soit environ dix fois plus que dans une chambre d'ionisation.

Pour obtenir un gain suffisant, il est, en outre, nécessaire de modifier la géométrie du dispositif essentiellement en diminuant le rayon a de l'anode qui est couramment de 5 à 50 μm . Dans ces conditions, le rayon r peut prendre des valeurs très petites au voisinage immédiat de l'anode où se trouve une zone à très fort gradient de potentiel conduisant à une multiplication notable (avalanche de TOWSEND [6]).

La courbe de la figure 1 montre qu'il y a multiplication dès que la tension appliquée dépasse V_2 , valeur extrême du palier de chambre d'ionisation; mais le régime proportionnel n'est réalisé que dans une zone limitée dans laquelle le courant dans le compteur est une fonction exponentielle de la tension [7-8].

Pour préciser les limites de la région de proportionnalité vraie et le gain du compteur, on trace la courbe caractéristique de variation de la charge électrique collectée en fonction de la tension appliquée. La figure 1 représente cette courbe dans le cas d'une particule α ou d'un électron traversant le compteur [9]. Pratiquement, on intègre les charges collectées sur l'anode dans une capacité placée directement à la sortie du compteur [10].

La région du volume sensible dans laquelle se produit la multiplication est un cylindre ayant l'anode pour axe et un rayon de l'ordre de dix fois celui de l'anode. Son volume est donc très faible devant le volume du compteur et le nombre de paires d'ions produites dans cette région par la particule incidente

est négligeable [1]. Le coefficient de multiplication est donc le même quelle que soit l'orientation de la trajectoire de la particule ionisante incidente puisque tous les électrons secondaires parcourent la même distance dans la région de multiplication [11].

1.2. IMPULSIONS PRODUITES PAR LE COMPTEUR

Il est important de préciser la forme de l'impulsion afin de pouvoir adapter les circuits électroniques de mesure en choisissant leurs caractéristiques. Le temps de latence, qui sépare le passage de la particule du début du signal, est très court, environ 10^{-7} seconde. Les avalanches électroniques se développent et l'impulsion commence à se produire avec un temps de montée également très court : les électrons sont collectés en 10^{-8} seconde environ tandis qu'il faut 10^{-4} seconde pour la collection des ions [4].

Si la constante de temps du circuit électronique associé au compteur est nettement supérieure à 10^{-4} seconde, on obtient une impulsion semblable à celle représentée en trait plein sur la figure 2.

Mais si l'on utilise un circuit dont la constante de temps est beaucoup plus petite que le temps de collection des ions tout en restant supérieure à celui des électrons, par exemple entre 2 et $5 \cdot 10^{-7}$ seconde, on obtient une impulsion dont le profil est figuré en pointillé sur la figure 2. La perte d'amplitude de l'impulsion est encore faible [3] mais le gain en temps de résolution est important, ce qui est particulièrement intéressant si le compteur risque d'être soumis à des débits de fluence élevés susceptibles de provoquer des empilements d'impulsions [11].

Enfin, il est important de retenir que plusieurs impulsions peuvent se développer simultanément le long de l'anode, chacune n'occupant qu'une très faible longueur du fil; l'impulsion recueillie sur l'anode est alors la somme de ces impulsions simultanées.

1.3. CIRCUITS ÉLECTRONIQUES

1.3.1. CONDITIONS IMPOSÉES AUX AMPLIFICATEURS

L'amplification réalisée dans le compteur lui-même par la multiplication dans le gaz permet d'utiliser des amplificateurs de gain moins élevé que celui requis pour un amplificateur de chambre d'ionisation. Avec un compteur proportionnel, on pourra généralement se contenter d'un amplificateur de gain inférieur à 10^3 .

La stabilité du gain devra être assurée le mieux possible afin que la proportionnalité entre l'amplitude des impulsions à la sortie de l'amplificateur et l'ionisation produite par la particule primaire dans le compteur demeure constante [5]. Différentes solutions peuvent être retenues pour stabiliser le gain, faisant toutes plus ou moins appel à un dispositif à contre-réaction.

Une excellente linéarité en amplitude et une large bande passante en fréquence des impulsions sont nécessaires.

Ce qui précède concerne, bien sûr, la mesure du courant ou de l'amplitude des impulsions car, lorsque seul un comptage est effectué, les éléments importants sont la stabilité du seuil et la linéarité en fréquence.

Lorsque l'on mesure le courant, il est intéressant de remplacer l'amplificateur

d'impulsion qui se contente de délivrer à la sortie une impulsion d'amplitude proportionnelle à celle de l'impulsion d'entrée par un amplificateur de charge. Celui-ci amplifie non seulement l'amplitude de l'impulsion mais la charge qu'elle contient. S'il y a des variations dans la largeur des impulsions, la proportionnalité à l'ionisation primaire est ainsi mieux respectée.

1.3.2. MÉTHODES DE TRAITEMENT DES IMPULSIONS

Diverses méthodes peuvent être employées pour traiter les impulsions à la sortie de l'amplificateur. Le comptage simple des impulsions qui franchissent un seuil réglable est utilisé dans des cas assez particuliers tels que celui des compteurs proportionnels à trifluorure de bore utilisés pour la détection des neutrons. Mais, en général, on cherche à obtenir une réponse proportionnelle à l'ionisation due à la particule primaire, donc à l'énergie qu'elle a cédée au gaz puisque, précisément, le compteur proportionnel le permet.

La spectrométrie des impulsions au moyen d'un analyseur multicanaux est utile pour étudier la dynamique des impulsions lorsque les particules primaires sont susceptibles de céder au gaz une quantité variable d'énergie.

Cependant, l'intégration directe, des charges contenues dans l'impulsion, dans une capacité à grand isolement [10-12-13] permet seule de mesurer l'ionisation du gaz, donc l'énergie cédée au gaz, ce qui est particulièrement important pour la mesure de la dose absorbée.

1.3.3. CONDITIONS IMPOSÉES AUX ALIMENTATIONS HAUTE TENSION

a) *Cas de la mesure de l'ionisation*

L'examen de la figure 1 montre que si l'on intègre les charges contenues dans les impulsions, le point de fonctionnement se situant dans la zone de régime proportionnel, une variation de 1 % de tension pourra conduire à une erreur de l'ordre de 20 % sur la mesure. Il faudra donc absolument disposer, dans ce cas, d'alimentations stabilisées à mieux que 0,1 % pour obtenir, sur la mesure, une erreur inférieure à 2 %.

b) *Cas du comptage des impulsions*

Si maintenant, on trace la courbe caractéristique de variation du nombre d'impulsions en fonction de la tension, on obtient la courbe représentée figure 3 dans le cas où le compteur est exposé simultanément à deux sources de particules α et de particules β . En enlevant une des sources, on observe que le premier palier est dû essentiellement à l'existence d'un seuil inhérent à tout appareil électronique de comptage ou de mesure. Lorsque l'on fait croître la tension, le nombre des impulsions capables de franchir ce seuil augmente jusqu'à ce que la tension soit suffisante pour que toutes les impulsions produites soient supérieures au seuil.

L'énergie abandonnée dans un compteur proportionnel étant beaucoup plus élevée pour une particule α que pour une particule β , il en résulte que le premier palier est dû à la source de rayonnement α .

Sur la courbe caractéristique du nombre d'impulsions en fonction de la tension, on mesure la pente du palier que l'on exprime en pourcentage d'augmen-

tation du taux de comptage pour une augmentation de 100 volts. La pente d'un palier correct est d'environ 5 % pour 100 volts. Dans ce cas, si le point de fonctionnement pour un comptage est choisi vers le milieu du palier, une variation de tension de 20 volts, soit 1 % d'une tension de 2 000 volts, produira une variation du taux de comptage de 1 %. Il apparaît donc que, pour un comptage d'impulsions, la haute tension n'a pas besoin d'être stabilisée à mieux que 1 %.

Enfin, il est important de remarquer, qu'en raison de l'étalement du spectre continu β , comparé au spectre de raies α , le palier β présente toujours une pente plus accentuée et une longueur plus faible que le palier α .

2 - UTILISATION DES COMPTEURS PROPORTIONNELS A LA DÉTECTION DES NEUTRONS

2.1. MESURE DE LA FLUENCE ET DE L'ÉQUIVALENT DE DOSE (compteur à trifluorure de bore)

2.1.1. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DES TUBES-COMPTEURS A TRIFLUORURE DE BORE

a) Principe de fonctionnement

Pour la détection des neutrons thermiques, on utilise souvent des tubes-compteurs remplis de trifluorure de bore et fonctionnant en régime proportionnel.

La réaction utilisée est [14-15] :

L'énergie cinétique moyenne produite par capture d'un neutron thermique est de 2,34 MeV pour la particule α et le noyau de recul de lithium qui ont respectivement des énergies cinétiques initiales moyennes de 1,49 MeV et 0,85 MeV.

L'énergie cinétique moyenne produite par capture d'un neutron augmente avec l'énergie du neutron car le rapport d'embranchement vers le lithium stable, qui est de 7 % pour les neutrons thermiques, augmente également avec l'énergie du neutron; il est d'environ 65 % pour des neutrons de 1,9 MeV [15].

La section efficace de cette réaction (fig. 4) est pour les neutrons thermiques égale à 3 990 barns. Le bore naturel, qui ne contient que 18,8 % de ^{10}B , a donc une section efficace de 750 barns. Pour obtenir un rendement de détection élevé, on utilise du bore enrichi en ^{10}B ; par exemple, un compteur rempli, à la pression atmosphérique, de trifluorure de bore enrichi à 95 % de ^{10}B , qui a donc une section efficace de 3 790 barns, présente une section efficace par cm^3 de gaz égale à :

$$3\,790 \cdot 10^{-24} \cdot \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{22\,400} = 0,102 \text{ cm}^2.$$

L'enveloppe d'étanchéité des tubes-compteurs à trifluorure de bore est généralement en cuivre de 0,5 mm d'épaisseur et de forme cylindrique, d'un diamètre de 2 à 3 cm, et de longueur variant de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres suivant l'utilisation. Le rendement de détection est peu modifié par l'absorption des neutrons thermiques dans l'enveloppe du compteur; en effet, la fluence des neutrons thermiques incidents est réduite d'environ 1,5 % par traversée d'une épaisseur de cuivre de 0,5 mm.

L'anode est un fil de tungstène de diamètre 10 à 50 μm .

b) *Discrimination des impulsions produites par les neutrons et les photons*

Une particule α de 1,5 MeV parcourt environ 3 mm dans le trifluorure de bore à la pression atmosphérique. Le parcours du noyau de recul de lithium est encore plus petit.

Les tubes-compteurs à trifluorure de bore couramment utilisés ayant des dimensions grandes devant le parcours des particules α ou des noyaux de recul de lithium, ces parcours sont généralement entièrement contenus dans le gaz du compteur. Par ailleurs, pour un électron d'une énergie de l'ordre de 1 MeV, le transfert linéique d'énergie est d'environ 8 keV/cm dans le trifluorure de bore à la pression atmosphérique.

Il en résulte qu'une discrimination d'amplitude des impulsions produites par les neutrons et les photons est facile jusqu'à des débits de dose absorbée γ très élevés (quelques dizaines de rads par heure).

2.1.2. MESURE DE LA FLUENCE

2.1.2.1. *Neutrons thermiques*

Les tubes-compteurs à trifluorure de bore ont couramment une longueur grande devant le diamètre. De tels compteurs n'ont donc généralement pas une réponse isotrope; la sensibilité est minimale lorsque la direction des neutrons incidents est parallèle à l'axe du tube-compteur.

Si l'on désigne par Σ la section efficace de capture par cm^3 de gaz du compteur, la variation de la fluence F des neutrons, pour un parcours $d\alpha$ dans le gaz du compteur, est :

$$dF = -F \Sigma d\alpha.$$

Si la longueur du compteur est L , la fluence, qui est F_0 à l'entrée dans le compteur, devient à sa sortie :

$$F_s = F_0 \cdot e^{-\Sigma L}$$

Pour une fluence de 1 neutron par cm^2 dans une direction parallèle à l'axe du tube-compteur, la sensibilité du détecteur est donc :

$$S (1 - e^{-\Sigma L}) \text{ impulsions par neutron } \text{cm}^{-2}$$

où S est la section du compteur, en cm^2 .

Par contre, si la direction des neutrons incidents est perpendiculaire à l'axe du compteur, la variation de fluence par traversée du compteur est faible et la sensibilité volumique du compteur est constante et égale à Σ impulsions par cm^3 de gaz du compteur pour une fluence de 1 neutron par cm^2 . La sensibilité du compteur est donc, dans ce cas, égale à

$$SL \Sigma \text{ impulsions par neutron.cm}^{-2}$$

Le rapport d'anisotropie maximal d'un tube-compteur à trifluorure de bore est donc égal à :

$$\frac{L \Sigma}{1 - e^{-\Sigma L}}.$$

Par exemple, pour un compteur où $L = 20 \text{ cm}$ et $\Sigma = 0,1 \text{ cm}^2$, le rapport d'anisotropie maximal est de 2,3.

Si la section du compteur considéré est, par exemple, de 5 cm^2 , la sensibilité maximale est :

$$SL \Sigma \text{ soit } 10 \text{ impulsions par neutron.cm}^{-2}$$

et la sensibilité minimale est : $4,35 \text{ impulsions par neutron.cm}^{-2}$.

Pour qu'un tube-compteur à trifluorure de bore présente une réponse isotrope, il suffit de choisir un tube-compteur dont la longueur est égale au diamètre ou encore tel que l'absorption dans la longueur L soit faible ($1 - e^{-\Sigma L} \approx \Sigma L$).

Enfin les tubes-compteurs à trifluorure de bore, utilisés à la détection des neutrons thermiques, ont une bonne sensibilité pour les besoins de la radioprotection. Cette sensibilité peut être réduite par l'utilisation d'un mélange d'argon et de trifluorure de bore à bore non enrichi [16].

2.1.2.2. Neutrons rapides

La détection des neutrons rapides peut être effectuée à l'aide des tubes-compteurs à trifluorure de bore, comme à l'aide d'autres détecteurs de neutrons thermiques, en plaçant ceux-ci dans un modérateur constitué de paraffine ou de polyéthylène. Ces matériaux ont une concentration pondérale égale à 14,3 % d'hydrogène; cet élément possède une faible section efficace de capture et une grande section efficace de diffusion produisant un ralentissement efficace des neutrons; l'énergie d'un neutron est en moyenne réduite de moitié à chaque choc élastique sur un noyau d'hydrogène.

Dans le modérateur, les neutrons rapides sont progressivement ralentis jusqu'à l'état thermique, puis ils subissent un certain nombre de chocs pendant une phase de diffusion simple avant d'être capturés ou d'interagir avec le milieu détecteur.

En choisissant des épaisseurs convenables de modérateur, il est possible d'adapter approximativement la réponse du tube-compteur à trifluorure de bore à la mesure des fluences ou à la mesure des équivalents de dose.

La figure 5 indique le libre parcours moyen dans la paraffine ou le polyéthylène en fonction de l'énergie des neutrons (d'après BNL 325).

a) Modérateurs cylindriques

Le premier modérateur étudié pour la mesure précise des fluences est dû à HANSON et MC KIBBEN [17]. Ce détecteur, conçu pour être très directionnel, était destiné à des mesures de fluence de neutrons d'énergie connue émis par une source ou une cible d'accélérateur. Il a été très utilisé, en raison de sa précision, malgré des dimensions importantes (longueur et diamètre : environ 40 cm).

En 1961, J. de PANGHER [18] a proposé des améliorations, essentiellement technologiques, du compteur de HANSON qui l'ont amené à réaliser le compteur représenté figure 6. Ce dispositif utilise du polyéthylène comme modérateur. Une source de Pu-Be peut être introduite à l'intérieur du modérateur pour l'étalonnage. Avec une bonne approximation, le long compteur se comporte comme un détecteur ponctuel, la profondeur du centre effectif variant dans le même sens que l'énergie. Pour le long compteur de PANGHER, la relation entre la distance c en cm entre la face avant et le centre effectif est donnée par la relation :

$$c = 7,8 + 1,1 E$$

avec E en MeV.

La reproductibilité et la précision de la mesure sont d'environ 1 %.

Des modérateurs plus simples, pour les mesures courantes de radioprotection, ont été proposés par B.J. MOYER et ses collaborateurs [19]. Pour la mesure des fluences, il utilise des cylindres de 6 cm d'épaisseur utile de paraffine autour et en bout du tube-compteur. Un tel dispositif permet la mesure des fluences indépendamment de l'énergie des neutrons de 10 keV à 10 MeV à 15 % près. Pour son utilisation en radioprotection, cet ensemble a l'inconvénient d'être anisotrope, il peut présenter une baisse de sensibilité d'un facteur 2 à 3 pour des directions respectivement perpendiculaire à l'axe et parallèle à l'axe du compteur. Ceci peut conduire à des erreurs de l'ordre d'un facteur 2 dans les mesures de rayonnements diffusés comme ceux que l'on rencontre autour des accélérateurs de particules ou des réacteurs.

La sensibilité maximale, dans une direction perpendiculaire à l'axe du compteur, est, par cm² de section efficace globale du compteur pour les neutrons thermiques, d'environ 0,4 impulsion par neutron.cm⁻².

b) Modérateurs sphériques

En vue d'obtenir un détecteur à réponse isotrope, BONNER et ses collaborateurs [20] ont préconisé des modérateurs à géométrie sphérique. Ils emploient, comme milieu détecteur disposé au centre du modérateur, un scintillateur à iodure de lithium activé à l'euporium. Ce scintillateur est associé à un photomultiplicateur par un conduit de lumière disposé suivant un rayon de la sphère.

La réaction nucléaire utilisée est :

La section efficace du lithium-6 est 920 barns [15].

Le scintillateur utilisé, dont les dimensions sont de quelques millimètres seulement (hauteur et diamètre de 4 mm, par exemple), est constitué d'iodure de lithium enrichi en lithium-6. Par exemple, pour un enrichissement à 96 % de lithium-6, la masse volumique du scintillateur est de 3,32 g/cm³ et la section efficace volumique de 13,2 cm²/cm³. Dans ces conditions, l'absorption des neutrons thermiques dans l'épaisseur de quelques millimètres du scintillateur est totale et la sensibilité du détecteur est en fait égale à la surface apparente en cm² du détecteur, c'est-à-dire, par exemple, pour un scintillateur ayant le diamètre et la hauteur égaux à 4 mm :

$$0,14 \pm 0,02 \text{ impulsion par neutron.cm}^{-2}.$$

Le petit volume du scintillateur est un avantage du point de vue des dimensions extérieures du modérateur. Relativement au tube-compteur à trifluorure de bore, ce détecteur présente une sensibilité moindre et permet moins facilement la discrimination des impulsions produites par les neutrons et les photons.

L'intérêt des modérateurs sphériques est d'assurer une isotropie parfaite du détecteur et leur utilisation avec des compteurs à trifluorure de bore a d'abord été envisagée et réalisée par M. LADU et ses collaborateurs [21]. Le compteur se trouvait à l'intérieur d'une sphère creuse de diamètre intérieur 15 cm et 28,4 cm de diamètre extérieur. L'épaisseur utile du modérateur était ainsi égale à 6,5 cm, ce qui permettait de faire des mesures de fluence dans le cas de rayonnements diffusés. Ce dispositif avait été conçu pour faire des mesures du rayonnement diffusé par effet de ciel autour du synchrotron à électrons de Frascati. Cet appareil, ayant une bonne sensibilité (2,4 impulsions par neutron.cm⁻²) et une excellente isotropie, avait cependant le défaut d'être encombrant.

Des détecteurs à neutrons rapides, utilisant des tubes-compteurs à trifluorure de bore, de faible longueur, sous modérateurs sphériques, ont ensuite été étudiés au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay [22]. Un tel tube-compteur est représenté figure 7; avec un volume utile de 13,5 cm³ (diamètre 2,4 cm - longueur 3 cm), sa sensibilité pour les neutrons thermiques est de $1,22 \pm 0,03$ impulsion par neutron.cm⁻² pour un remplissage, à la pression atmosphérique, de trifluorure de bore à 95 % de bore 10 et compte tenu du terme de correction de la forme

$$1 - e^{-\Sigma x}.$$

Disposé au centre d'une sphère modératrice creuse d'environ 3 cm de rayon intérieur et d'épaisseur déterminée suivant la fonction recherchée, ce détecteur permet les mêmes mesures, avec une sensibilité accrue, que les détecteurs sphériques de BONNER. Les courbes de la figure 8, calculées à partir des résultats fournis aux références [20-23], indiquent, pour des épaisseurs de modérateur de 3 - 6,5 - 11 - 12,5 et 16 cm, la sensibilité de détection exprimée en impulsion par neutron.cm⁻² et par cm² de la section efficace globale aux neutrons thermiques du compteur à trifluorure de bore placé au centre de la sphère. Cette section efficace globale est, par exemple, de $1,22 \pm 0,03$ cm² dans le cas du tube-compteur décrit ci-dessus.

Dans le cas d'un détecteur à iodure de lithium, la sensibilité obtenue est en fait supérieure à la valeur obtenue d'après la figure 8 si l'on utilise la section efficace globale du scintillateur pour les neutrons thermiques; en effet, l'absorption

des neutrons thermiques étant totale, l'absorption des neutrons épithermiques est également notable et accroît la sensibilité calculée. Cet accroissement de sensibilité est de 2,3 pour le cristal de 4 mm de diamètre et de hauteur.

2.1.3. MESURE DE L'ÉQUIVALENT DE DOSE

Les fluences, en fonction de l'énergie des neutrons, actuellement admises [24] pour un équivalent de dose de 1 rem, sont indiquées figure 9.

Il est important de remarquer que l'équivalent de dose considéré dans les résultats de la figure 9 et dans le présent paragraphe est relatif à une profondeur de quelques millimètres dans l'organisme, profondeur à laquelle l'équivalent de dose atteint sa valeur maximale; en effet, à des profondeurs plus élevées, l'équivalent de dose décroît en fonction de la profondeur d'une manière variable suivant l'énergie des neutrons incidents [24].

a) *Technique des sphères multiples*

L'expérience montre que, pour une épaisseur choisie de modérateur disposée autour d'un détecteur à neutrons thermiques, il est possible de mesurer des équivalents de dose dans un domaine d'énergie des neutrons plus ou moins limité. Les courbes de la figure 10, déduites des résultats des figures 8 et 9, indiquent, pour des épaisseurs de modérateurs sphériques de 3 - 6,5 - 11 - 12,5 et 16 cm, la sensibilité de détection exprimée en impulsions par rem et par cm^2 de section efficace globale aux neutrons thermiques du compteur à trifluorure de bore placé au centre de la sphère.

L'utilisation de deux sphères de 3 cm d'épaisseur de modérateur, l'une entourée d'une feuille de cadmium de quelques dixièmes de millimètre et l'autre non entourée de cadmium, permet, par différence, de connaître la contribution des neutrons d'énergie inférieure à 0,4 eV et la contribution des neutrons d'énergie supérieure à 0,4 eV.

b) *Mesure de l'équivalent de dose dans un grand domaine d'énergie des neutrons (rem counter)*

Divers auteurs ont cherché à améliorer la précision de la mesure de l'équivalent de dose pour un plus grand domaine d'énergie des neutrons. I.O. ANDERSSON et J. BRAUN [25] ont réalisé un dispositif (fig. 11) utilisant un compteur à trifluorure de bore de 6 cm de longueur et un modérateur cylindrique contenant un écran disposé en vue d'améliorer la stabilité de la sensibilité en fonction de l'énergie des neutrons (fig. 12).

2.2. MESURE DE LA DOSE ABSORBÉE ET DE LA FLUENCE D'ÉNERGIE

2.2.1. RAPPEL SUR LES INTERACTIONS DES NEUTRONS AVEC LES ÉLÉMENTS CONSTITUANT LES TISSUS MOUS DE L'ORGANISME

Les neutrons, non directement ionisants, cèdent leur énergie aux tissus par interaction avec les noyaux des atomes des divers éléments qui constituent les tissus.

Pour des neutrons d'énergie ne dépassant pas 10 MeV, les parcours des particules secondaires chargées sont suffisamment faibles pour que toute l'énergie transférée à ces particules secondaires soit pratiquement perdue sur place. Dans ces conditions, le kerma et la dose absorbée, exprimés en erg/g, ont la même valeur.

Pour les neutrons thermiques ou d'énergie inférieure à 10 eV, la cession d'énergie au tissu a lieu principalement par la réaction :

dont la section efficace est égale à 1,76 barn.

L'énergie cinétique transmise, dans cette réaction, au proton et au noyau de recul ^{14}C est au total de 0,66 MeV.

L'énergie transmise au proton est de 0,6 MeV pour laquelle le parcours du proton dans les tissus est de 1,0 mg/cm².

Entre 100 eV et 10 MeV, plus de 80 % de la dose absorbée résultent des interactions élastiques des neutrons avec les noyaux d'hydrogène car :

- 63,3 % des noyaux, constituant le tissu mou standard, sont des protons,
- la section efficace d'interaction est plus grande que pour les autres éléments,
- le transfert d'énergie moyen neutron-proton est maximal.

Pour un noyau cible de masse A , le transfert relatif moyen d'énergie est, pour un neutron d'énergie E :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2A}{(1+A)^2}$$

ce qui conduit, pour l'hydrogène, à

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2}$$

Les autres interactions, intervenant entre 100 eV et 10 MeV, sont essentiellement des interactions élastiques des neutrons sur les noyaux de carbone, d'azote et d'oxygène.

La figure 13 représente les contributions relatives des divers éléments du tissu biologique standard [26] à la dose absorbée due aux neutrons jusqu'à 10 MeV, en tenant compte à la fois des interactions élastiques [24] et inélastiques [27]. Cette figure montre, en particulier, que les interactions des neutrons sur l'azote et l'hydrogène évoluent rapidement et en sens inverse entre 10 et 100 eV; ces contributions sont égales vers 55 eV.

2.2.2. COMPTEURS A PAROI HYDROGÉNÉE

a) Compteur de Hurst

On voit ainsi qu'un compteur, dont la paroi et le gaz contiennent de l'hydrogène, permet la dosimétrie des neutrons rapides grâce à l'ionisation du gaz du compteur par les protons de recul produits.

Le spectre des protons de recul s'étend de l'énergie nulle à l'énergie du neutron incident et présente une énergie moyenne égale à la moitié de l'énergie du neutron.

Ces protons de recul vont perdre tout ou partie de leur énergie dans le gaz de remplissage du compteur.

Il est nécessaire, par ailleurs, de séparer la contribution des autres types de rayonnement (β , γ , X) à l'ionisation totale.

Les rayonnements γ ou X donnent naissance à un spectre d'électrons photo-électriques, Compton ou de production de paire qui perdent également leur énergie dans le gaz du compteur.

La figure 14 donne les relations énergie-parcours pour les protons et les électrons dans divers matériaux [28].

Le polyéthylène est utilisé comme paroi dans les compteurs de HURST [29-30] remplis d'éthylène.

On a représenté figure 15 [31], en fonction de l'énergie des protons et des électrons, la perte d'énergie de ces deux types de particules dans des épaisseurs d'éthylène de 1 - 1,4 et 3 mg. cm⁻². On voit sur cette figure que les impulsions dues aux électrons ne pourront pas dépasser une valeur limite croissant avec le parcours dans le gaz du compteur; cette limite est, par exemple, pour 1 mg/cm², de 23 keV.

La séparation entre les impulsions dues aux photons et aux neutrons apparaît ainsi facile à l'aide d'une discrimination d'amplitude des impulsions. Cependant, cette méthode élimine de la mesure les neutrons donnant des impulsions inférieures au seuil.

Le calcul de la fraction de la dose due aux neutrons perdus sous le seuil a été fait par divers auteurs pour plusieurs valeurs du seuil et de l'énergie des neutrons [32-33]. Il montre que, même pour un seuil de 75 keV, la perte peut dépasser 20 % pour des neutrons de 200 keV et ne devient négligeable qu'aux environs de 1 MeV.

Souvent le choix du seuil peut être fait en fixant la valeur du rapport des sensibilités pour un même équivalent de dose de rayonnement γ et de neutrons.

A titre de remarque, on peut noter qu'avec un scintillateur plastique, contenant donc de l'hydrogène, la discrimination est beaucoup moins facile qu'avec un compteur proportionnel car les électrons de haute énergie peuvent perdre toute leur énergie dans le scintillateur.

b) *Compteurs équivalents aux tissus*

Un compteur équivalent au tissu doit utiliser, comme matériaux détecteurs, des matériaux présentant les mêmes interactions que les tissus biologiques, tant vis-à-vis du rayonnement primaire que vis-à-vis des particules secondaires chargées.

Pour qu'un matériau soit équivalent aux tissus pour les photons, il suffit que le coefficient d'absorption massique en énergie du matériau soit égal au coefficient d'absorption massique en énergie des tissus, dans le domaine d'énergie considéré des photons [34]. En général, il suffit que cette condition soit remplie pour des énergies de photons comprises entre 10 keV et 10 MeV.

Un matériau équivalent aux tissus pour les photons l'est également pour les particules chargées [34].

Pour qu'un matériau soit équivalent aux tissus pour les neutrons, il doit contenir (en proportions massiques) :

— 3,5 % d'azote pour les neutrons de 0,025 eV à 10 eV.

- 10,2 % d'hydrogène pour les neutrons de 100 eV à 10 MeV.
- 3,5 % d'azote et 10,2 % d'hydrogène pour les neutrons de 10 eV à 100 eV ou pour les neutrons de 0,025 eV à 10 MeV.

Un matériau équivalent aux tissus a été étudié par ROSSI et FAILLA [35]. Il contient 10,1 % d'hydrogène et a été utilisé comme paroi de chambre d'ionisation dont le gaz de remplissage contenait 9,7 % d'hydrogène. SHONKA, ROSE et FAILLA [36] ont calculé divers matériaux équivalents au muscle ou équivalents à l'os, sensibles ou non aux neutrons, à partir d'un mélange de polyéthylène, nylon, silice, fluorure de calcium et carbone.

Plus récemment, des matériaux ont été étudiés [37] pour être équivalents aux tissus pour les neutrons et pour le rayonnement γ de 10 keV à 10 MeV. Pour les neutrons et les photons, ces matériaux sont à base de polyéthylène et de fluorure de magnésium. Pour les photons, ces matériaux sont à base de téflon et de carbone.

Différents mélanges de gaz équivalents aux tissus, à base d'éthylène ou de butène et de néon, ont été étudiés [10]. Il importe essentiellement de réaliser l'homogénéité du gaz à la paroi pour toutes les interactions nucléaires conduisant à une même valeur de la dose absorbée dans la paroi, le gaz du compteur et dans les tissus.

On peut mesurer la dose absorbée due aux neutrons en utilisant deux compteurs sensibles, l'un à tous les rayonnements (neutrons, β , γ , X) et l'autre aux mêmes rayonnements, excepté aux neutrons; la dose absorbée due aux neutrons s'obtient par différence.

2.2.3. ELECTRONIQUE ASSOCIÉE

Le traitement des impulsions doit être fait en tenant compte de leur amplitude, d'après ce que nous avons vu ci-dessus.

a) *Electronique avec seuil*

Deux méthodes principales peuvent être retenues.

La première consiste à transformer chaque impulsion en un nombre d'impulsions calibrées proportionnel à son amplitude. Ceci peut être effectué au moyen d'un analyseur d'amplitude qui permet de faire la somme de toutes les hauteurs d'impulsions, réalisant ainsi une véritable sommation de toutes les quantités élémentaires d'énergie cédée. Mais cette méthode ne peut être utilisée en pratique que d'une manière approchée.

Un dispositif simplifié a été réalisé comprenant un nombre réduit de canaux obtenus grâce à plusieurs seuils successifs déclenchant chacun une bascule attaquant un numérateur [23]. Une grande stabilité est requise pour les seuils qui sont difficiles à choisir autrement que de façon arbitraire. Ceci reste une approximation de la mesure de la dose absorbée et la précision est susceptible de varier si le spectre des neutrons devient par trop différent de celui de la source d'étalement.

La méthode d'intégration directe des charges libérées dans le compteur est préférable [13] puisque nous voulons mesurer l'énergie cédée au gaz par les protons de recul qui est, sous certaines conditions [10], proportionnelle à la dose absorbée due aux neutrons dans le gaz. Cette intégration peut être réalisée au

moyen d'un intégrateur du type pompe à diodes [12] suivi d'une capacité à grand isolement dont la charge est rendue linéaire par un dispositif à contre réaction. L'étalonnage permet de connaître la dose qui correspond à une charge complète de la capacité. Un dispositif de remise à zéro permet de faire des mesures en continu en comptant simplement le nombre de décharges.

La principale limitation à l'emploi de l'une ou l'autre de ces méthodes réside dans l'existence d'un seuil qui élimine toutes les impulsions d'amplitude inférieure à ce seuil.

b) *Electronique sans seuil*

Pour éliminer cet inconvénient et faire une mesure directe de la dose absorbée dans le gaz du compteur, on peut également utiliser les compteurs proportionnels avec un montage en chambre d'ionisation.

2.2.4. MESURE DE LA DOSE ABSORBÉE EN PROFONDEUR DANS L'ORGANISME

La paroi des compteurs à paroi hydrogénée ont généralement une épaisseur voisine de 300 mg.cm^{-2} (valeur égale à la profondeur du cristallin).

En pratique, on cherche à déduire de la dose mesurée dans l'air, avec un compteur à paroi mince, la loi de variation de la dose absorbée en profondeur dans l'organisme en vue de déterminer la dose maximale ou celle correspondant à certains organes critiques étudiés.

a) *Cas d'une source ponctuelle.*

Dans le cas d'une irradiation par une source ponctuelle, on peut observer que, lorsque l'on fait une mesure en surface d'un fantôme, on obtient une valeur supérieure à celle obtenue en l'absence de fantôme. Il est donc nécessaire de déterminer ce facteur d'augmentation de dose pour passer de la dose absorbée, mesurée avec le compteur placé dans l'air, à la dose absorbée maximale dans l'organisme.

Des travaux théoriques et expérimentaux ont permis de déterminer ce facteur et de montrer qu'il varie avec l'énergie des neutrons incidents et avec les dimensions du fantôme considéré [38-39].

b) *Cas d'un rayonnement isotrope*

Pratiquement les accélérateurs et les réacteurs peuvent être considérés comme des sources de neutrons de grandes dimensions et, du fait de la diffusion, tout autour de telles sources, le rayonnement neutronique est sensiblement isotrope.

La variation de la dose absorbée en profondeur est à étudier dans chaque cas particulier à l'aide d'un fantôme équivalent aux tissus. Le maximum de la dose absorbée dans l'organisme est alors, en général, inférieur à la dose absorbée mesurée à l'aide d'un compteur à paroi de 300 mg.cm^{-2} . Comme dans le cas précédent, le rapport de la dose maximale dans le fantôme à la dose mesurée sans fantôme est fonction des dimensions du fantôme et surtout de l'énergie des neutrons. Le fait d'appliquer ici le facteur d'augmentation de la dose absorbée, obtenu dans le cas d'un rayonnement directif, conduit à une limite très supérieure de la dose.

2.2.5. MESURE DE LA FLUENCE D'ÉNERGIE ET DE L'ÉNERGIE MOYENNE

Il a été montré [40] que lorsque l'on fait fonctionner un compteur proportionnel à protons de recul en taux de comptage, la réponse est proportionnelle à la fluence d'énergie.

L'énergie moyenne est obtenue en divisant ce résultat par la mesure de la fluence des neutrons effectuée au moyen d'un des dispositifs décrits ci-dessus.

Une autre méthode [41-42] consiste à tracer la courbe de variation du taux de comptage d'un compteur à BF_3 en fonction de l'épaisseur du modérateur de paraffine. La position du maximum renseigne sur l'énergie moyenne des neutrons.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ROSSI, B.B., STAUB, M.M. *Ionization chambers and counters*, Mc Graw Hill, New York (1949).
- [2] HANDLOSER, J.S. *Health Physics Instrumentation*, Pergamon Press (1959).
- [3] BLANC, D. *Détecteurs de particules*, Masson, Paris (1959).
- [4] LABEYRIE, J. *Détection des rayonnements nucléaires*, C D U, Paris (1957).
- [5] PRICE, W.J. *Nuclear Radiation Detection*, Mc Graw Hill, New York (1964).
- [6] TOWNSEND, J.S. *Motion of electrons in gases*, Clarendon Press, Oxford (1925).
- [7] ROSE, M.E., KORFF, S.A. An investigation of the properties of proportional counters, *Physical Review*, **59** (1941), 850-859.
- [8] FUNFER, E., NEUERT, H. Übergrosse impulse bei zählrohren mit dampfführung, *Zeitschrift für Physik*, **128** (1950), 530-537.
Über das verhalten von zählrohren mit reiner dampfführung im auslöse und proportionalbereich, *Zeitschrift für Angewandte Physik*, **2** (1950), 241-249.
- [9] BRAESTRUP, C.B., WYCKOFF, H.O. *Radiation protection*, Thomas publisher (1958).
- [10] de KERVILER, H. Dosimétrie des neutrons rapides au moyen d'un compteur proportionnel à paroi équivalente aux tissus. *Rapport C E A*, **2891** (1965).
- [11] HURST, G.S., RITCHIE, R.H. On energy resolution with proportional counters, *Review of Scientific Instruments*, **24** (1953), 664-668.
- [12] TARDY-JOUBERT, Ph. Dosimétrie des neutrons rapides auprès des grands accélérateurs, *Rapport C E A*, **2250** (1963).
- [13] BARSCALL, H.H., BETHE, H.A. Energy sensitivity of fast neutron counters, *Review of Scientific Instruments*, **18** (1947), 147.
- [14] AEC Neutron Cross Section Advisory Group, AECU 2040, US Department of commerce (1952).
- [15] MORRISON, P., FELD, B.T. *Experimental Nuclear Physics*, E. Segré Editor, II (1953), 339-412.
- [16] AWSCHALOM, M. Health Physics problems at the Princeton Penn Synchrotron, PPAD 569 E, *Symposium on Accelerator Radiation Dosimetry and Experience*, Brookhaven, 3-5 nov. 1965.
- [17] HANSON, A.O., Mc KIBBEN, J.L. A neutron detector having uniform sensitivity from 10 keV to 3 MeV, *Physical Review*, **72** (1947), 673-677.
- [18] de PANGHER, J. *A reproducible precision polyethylene long counter for measuring fast neutron flux*, Hanford Laboratories, Richland, Washington (1961).
- [19] WALLACE, R., MOYER, B.J., PATTERSON, H.W., SMITH, A.R., STEPHENS, L.D. *The dosimetry of high energy neutrons produced by 6.2 BeV protons accelerated in the Bevatron*, UCRL **9214** (1960).
- [20] BRAMBLETT, R.L., EWING R.I., BONNER, T.W. A new type of neutron spectrometer, *Nuclear Instruments and Methods*, **9** (1960), 1-12.
- [21] LADU, M., PELLICIONI, M., ROTONDI, E. On the response to fast neutrons of a BF_3 counter in a paraffin spherical hollow moderator, *Nuclear Instruments and Methods*, **23** (1963), 173.
- [22] TARDY-JOUBERT, Ph. Méthodes et expérience acquise pour la dosimétrie auprès du Synchrotron de Saclay, *Symposium on Accelerator Radiation Dosimetry and Experience Brookhaven*, 3-5 Nov. 1965.
- [23] HANKINS, D.E. Determination of the neutron contribution to the rem dose, *Symposium on Accelerator Radiation Dosimetry and Experience, Brookhaven*, 3-5 Nov. 1965.

- [24] *Protection against Neutron Radiation up to 30 million electron-volts*, US Department of Commerce, National Bureau of Standards, Handbook **63** (1957).
- [25] ANDERSSON, I.O., BRAUN, J. A neutron rem counter, *Nukleonik*, **7** (1964), 236-241.
- [26] *Report of the International Commission on Radiological Units and Measurements* (ICRU) (1959), US Department of Commerce, National Bureau of Standards, Handbook **78** (1961).
- [27] de KERVILER, H., PAGES, L., TARDY-JOUBERT, Ph. Etude critique de quelques matériaux équivalents aux tissus mous, *Rapport CEA*, **2833** (1965).
- [28] WILLIAMSON, C., BOUJOT, J.P. Tables of Range and Rate of Energy loss of charges particles, *Rapport CEA*, **2189** (1962).
- [29] HURST, G.S., GLASS, F.M. A method of pulse integration using the binary scaling unit, *Review of Scientific Instruments*, **23** (1952), 67-72.
- [30] HURST, G.S. An absolute tissue dosimeter for fast neutrons, *British Journal of Radiology*, **27** (1954), 353-357.
- [31] de KERVILER, H. Dosimétrie des neutrons au moyen de compteurs proportionnels à paroi équivalente aux tissus, *Rapport CEA R 2891* (1965).
- [32] *Recommendations of the International Commission on Radiological Units and Measurements, Physical aspects of irradiation*, US Department of Commerce, National Bureau of Standards, Handbook, **85** (1964).
- [33] CASWELL, R.S. Deposition of energy by neutrons in spherical cavities, *Radiation Research*, **27** (1966), 92-107.
- [34] CLUCHET, J., JOFFRE, H. Application de la dosimétrie par thermoluminescence à la radio-protection, *Industries atomiques*, **9** (1965), 83-90.
- [35] ROSSI, H.H., FAILLA, G. Tissue-equivalent ionization chambers, *Nucleonics*, **14** (1956), 32-37.
- [36] SHONKA, F.R., ROSE, J.E., FAILLA, G. Conducting plastic equivalent to tissue, air and polystyrene, *Second United Nations International Conference on the peaceful uses of Atomic Energy*, Genève, **21** (1958), 184-187.
- [37] JOFFRE, H., BETCHEN, G. *Chambre d'ionisation*, Brevet d'invention n° PV 929856 (29 mars 1963).
 JOFFRE, H., BETCHEN, G., CHAMEROY, J., LAXAGUE, J. *Chambre d'ionisation*, Brevet d'invention n° PV 977 848 (11 juin 1964).
 JOFFRE, H., BETCHEN, G., COUTROT, V., CADELEC, J., LANGIAUX, L. *Chambre d'ionisation*, Brevet d'invention n° PV 8777 (11 mars 1965).
 JOFFRE, H., BETCHEN, G., MALLÉN-HERRERO, J. *Chambre d'ionisation*, Brevet d'invention n° PV 38657 (16 novembre 1965).
- [38] MILLS, W.A., HURST, G.S. Fast neutron dosimetry in a small tissue-equivalent phantom, *Nucleonics*, **12** (1954), 17-20.
- [39] BARR, T.A., HURST, G.S. Fast neutron dose in a large tissue-equivalent phantom, *Nucleonics*, **12** (1954), 33-38.
- [40] MOYER, B.J. *Survey methods for neutrons fields*, UCRL, **1635** (1952).
- [41] WALLACE, R., HANDLOSER, J.S., MOYER, B.J., PATTERSON, H.W., PHILLIPS, L., SMITH, A.R. Safety problems associated with high energy machines, 2^e conférence de Genève, P 1882, **23** (1958), 290-294.
- [42] YOUNG, D.S. Paraffin cylinders to measure neutron energies, *LA*, **1938** (1955).

FIG. 1. — Collection des ions dans un compteur en fonction de la tension appliquée.

FIG. 2. — Variation de l'impulsion en fonction du temps.

FIG. 3. — Variation du taux de comptage avec la tension appliquée.

FIG. 4. — Section efficace des réactions $^6_3\text{Li} (n, \alpha)$ $^{10}_5\text{B} (n, \alpha)$ ^7_3Li .

Fig. 5. — Libre parcours moyen des neutrons dans le polyéthylène ou la paraffine.

FIG. 6. — Long compteur de de PANGHER.

 FIG. 7. — Tube compteur à BF_3 , modèle court.

Fig. 8a. — Sensibilité des détecteurs à BF_3 à modérateurs sphériques (mesure des fluxes de neutrons).

Fig. 8b. — Sensibilité des détecteurs à BF_3 à modérateurs sphériques (mesure des fluences de neutrons).

Fig. 9. — Equivalent de dose pour 1 neutron par cm².

FIG. 10a. — Sensibilité des détecteurs à BF_3 à modérateurs sphériques (mesure des équivalents de dose).

FIG. 10b. — Sensibilité des détecteurs à BF_3 à modérateurs sphériques (mesure des équivalents de dose).

FIG. 11. — Compteur de ANDERSSON et BRAUN.

FIG. 12. — Sensibilité du compteur de ANDERSSON et de BRAUN.

FIG. 13a. — Contributions relatives des éléments du tissu biologique standard à la dose absorbée due aux neutrons.

FIG. 13b. — Contributions relatives des éléments du tissu biologique standard à la dose absorbée due aux neutrons.

FIG. 14. — Parcours des électrons et des protons.

FIG. 15. — Perte d'énergie des électrons et des protons dans diverses épaisseurs d'éthylène.