

MÉTHODE DE DÉTERMINATION  
DE L'ÉNERGIE MOYENNE  
DES ÉLECTRONS SECONDAIRES  
DANS LES ZONES D'ÉQUILIBRE ÉLECTRONIQUE  
A PARTIR DE SPECTRES THÉORIQUES  
DE RAYONS X DE 10 A 20 MV  
ET DE LA MESURE DE L'IONISATION  
AU SEIN DE DIFFÉRENTS MILIEUX

*(Manuscrit reçu le 7 janvier 1972)*

B. GUILLE, P.N. MARTIN et M. BERNARD \*

RÉSUMÉ

Dans un champ de radiations X ou  $\gamma$ , la dose absorbée en chacun des points de la matière est liée à l'ionisation produite dans une cavité remplie d'air et aux pouvoirs d'arrêt des électrons secondaires.

Lorsque les conditions particulières d'équilibre électronique sont réalisées, cette dose dépend également de la distribution spectrale du rayonnement incident, des atténuations des différents milieux en amont et du coefficient de transfert d'énergie.

Ces deux relations permettent de déterminer une énergie moyenne des électrons secondaires, propres aux phénomènes d'ionisation.

ABSTRACT

In a X or gamma radiation field the absorbed dose in each point is bond to the ionisation which is produced in an air cavity and to the stopping power of secondary electrons.

When peculiar electronic equilibrium conditions are set up, the dose also relies upon the spectrum distribution of incident radiation the attenuation of the different media crossed before and the energy transfert coefficient.

Both relations allow the calculation of a mean energy of the secondary electrons due to ionisation phenomenons.

\* Laboratoire des radiations ionisantes - Faculté des Sciences, 123, rue Albert-Thomas, 87 - Limoges.

## I - DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA DOSE ABSORBÉE

En première approximation, la dose absorbée est proportionnelle à l'ionisation produite dans une cavité remplie d'air placée dans le milieu (chambre d'ionisation).

Par cette méthode, des mesures ont été effectuées au cours de travaux antérieurs. Les résultats publiés [1] [2] [3] expriment les rapports  $\frac{U_z}{U_c}$  des ionisations mesurées dans une telle cavité, située dans le milieu caractérisé par son numéro atomique  $Z$ , et dans le carbone choisi comme milieu de référence.

Pour que la cavité demeure expérimentalement dans des conditions de faisceau les plus proches (débit de fluence et débit de fluence énergétique), les mesures sont réalisées par permutation, d'une part, de deux parois antérieures, l'une de milieu  $Z$  et l'autre de carbone, et, d'autre part, d'un couple analogue de parois postérieures (fig. 1).

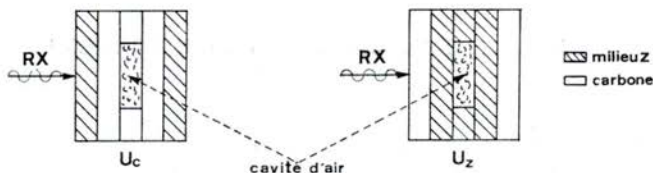


FIG. 1. — Conditions expérimentales.

Dans ces conditions simplifiées, le rapport des doses absorbées dans le milieu  $Z$  et dans le carbone, est de la forme :

$$\frac{D_z}{D_c} = \frac{(mS_{a^z})\Sigma_z}{(mS_{a^c})\Sigma_c} \cdot \frac{U_z}{U_c}$$

où  $mS_{a^z}$  et  $mS_{a^c}$  représentent les quotients des pouvoirs d'arrêt par collision des électrons secondaires du milieu  $Z$  et du carbone par rapport à l'air.

Les indices  $\Sigma_z$  et  $\Sigma_c$  précisent qu'il s'agit de flux d'électrons secondaires différents dans chacun des milieux.

## II - CALCUL THÉORIQUE DE LA DOSE ABSORBÉE

Compte tenu des résultats précédents qui nous fournissent un premier rapport des doses absorbées, nous sommes amenés à corriger les spectres incidents pour que les conditions de faisceau soient analogues au niveau de la cavité.

Cet ajustement est obtenu à partir du calcul des atténuations successives des photons, dues à la traversée des deux parois antérieures d'épaisseurs minimales (équilibre électronique).

Si  $n(b\gamma)$  est la fonction de distribution des photons incidents, le débit de fluence  $\varphi_c$  au niveau de la cavité est de la forme :

$$\varphi_c = \int_0^{b\gamma_{\max}} n(b\gamma) \cdot \exp\left[-\frac{\mu}{\rho}(Z, b\gamma) \cdot x_z\right] \cdot \exp\left[-\frac{\mu}{\rho}(C, b\gamma) \cdot x_c\right] \cdot d(b\gamma)$$

où  $\frac{\mu}{\rho}(Z, b\gamma)$  et  $\frac{\mu}{\rho}(C, b\gamma)$  représentent les coefficients d'atténuation massique,  $x_z$  et  $x_c$  les épaisseurs massiques de chaque paroi antérieure assurant l'équilibre électronique pour l'énergie maximale des photons (5 g/cm<sup>2</sup>).

Le rapport des doses absorbées a finalement pour expression :

$$\frac{D_z}{D_c} = \frac{\int_0^{b\gamma_{\max}} n(b\gamma) \cdot \exp\left[-\frac{\mu}{\rho}(Z, b\gamma) \cdot x_z\right] \cdot \exp\left[-\frac{\mu}{\rho}(C, b\gamma) \cdot x_c\right] \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho}(Z, b\gamma) \cdot b\gamma \cdot d(b\gamma)}{\int_0^{b\gamma_{\max}} n(b\gamma) \cdot \exp\left[-\frac{\mu}{\rho}(Z, b\gamma) \cdot x_z\right] \cdot \exp\left[-\frac{\mu}{\rho}(C, b\gamma) \cdot x_c\right] \cdot \frac{\mu_{en}}{\rho}(C, b\gamma) \cdot b\gamma \cdot d(b\gamma)}$$

La répartition spectrale du faisceau X utilisé, représentée par la fonction de distribution  $n(b\gamma)$ , est celle qui résulte des travaux de différents auteurs : R.E. BENTLEY - J.C. JONES - S.C. LILLIGRAP [4], H.E. JOHNS - J.E. TILL - D.V. CORMACK [5], H.W. KOCH - R.E. CARTER [6], H.W. KOCH - J.W. MOTZ [7].

Les coefficients de transfert d'énergie  $\frac{\mu_{en}}{\rho}$ , ainsi que les coefficients  $\frac{\mu}{\rho}$ , sont ceux de J.H. HUBBELL [8] et [9].

### III - RÉSULTATS :

#### RAPPORT DES POUVOIRS D'ARRÊT MASSIQUES

Les deux expressions de la dose absorbée nous permettent d'aboutir au rapport des pouvoirs d'arrêt :

$$\frac{(mS_{a^z})\Sigma_z}{(mS_{a^c})\Sigma_c} = \frac{D_z}{D_c} \cdot \frac{1}{U_z/U_c}$$

où  $mS_{a^z}$  et  $mS_{a^c}$  représentent les quotients des pouvoirs d'arrêt du milieu  $z$  et du carbone par rapport à l'air.

Les valeurs numériques ainsi obtenues sont situées dans le tableau I et traduites sur les courbes des figures 2 et 3.

TABLEAU I

VALEUR DES QUOTIENTS DES POUVOIRS D'ARRÊT, PAR RAPPORT A L'AIR, DES ÉLECTRONS SECONDAIRES DANS DIFFÉRENTS MILIEUX SOUMIS A DES RAYONS X DE PLUSIEURS ÉNERGIES, EXPRIMÉS A 3 % PRÈS. LES RAYONS X SONT CARACTÉRISÉS PAR LA TENSION D'ACCÉLÉRATION DES ÉLECTRONS QUI LEUR DONNENT NAISSANCE, EXPRIMÉE EN MILLIONS DE VOLTS (1<sup>re</sup> LIGNE) ET LES MILIEUX, PAR LEUR NOMBRE ATOMIQUE Z (1<sup>re</sup> COLONNE)

Z	MV			
	3,5	10	15	20
13	0,832	0,869	0,895	0,927
29	0,659	0,716	0,765	0,812
50	0,530	0,592	0,648	0,705
82	0,447	0,498	0,542	0,590
92	0,430	0,475	0,515	0,558

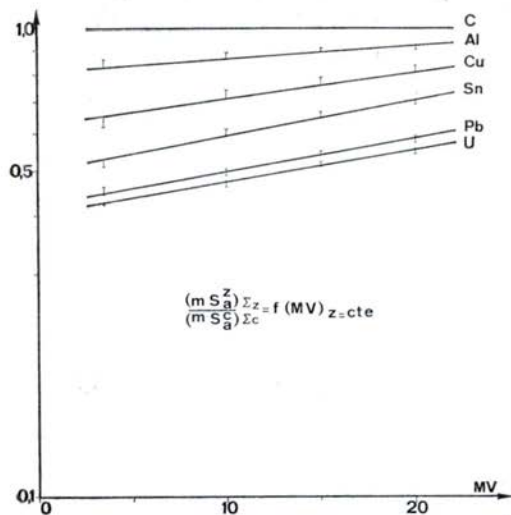


FIG. 2

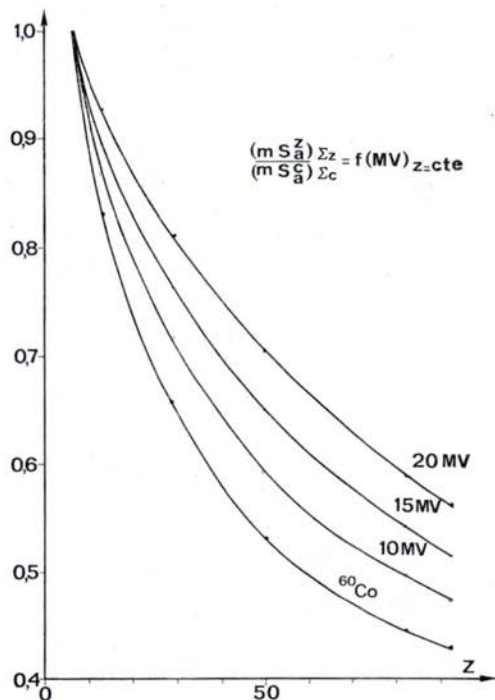


FIG. 3

Variation de  $\frac{(mS_a^z)_{\Sigma_z}}{(mS_a^c)_{\Sigma_c}}$  en fonction de la qualité des rayons X (MV) et de la nature des milieux (Z).

*Remarque*

A partir d'un spectre expérimental de photons, mesuré à l'aide d'une diode au germanium [10], nous avons effectué des calculs analogues avec les rayons  $\gamma$  du cobalt 60.

Sur la figure 3, les valeurs obtenues se situent au voisinage de 3,5 MV. Ce résultat confirme la valeur de l'énergie équivalente communément admise, et vérifiée, par exemple, à partir des réponses de cavités remplies d'air situées dans divers milieux soumis au cobalt 60 et à des rayons X de 3,5 MV.

#### IV - DÉTERMINATION D'UNE ÉNERGIE MOYENNE DES ÉLECTRONS SECONDAIRES EN FONCTION DU NOMBRE ATOMIQUE DU MILIEU IRRADIÉ ET DU SPECTRE DE PHOTONS INCIDENTS

Les résultats que nous venons d'obtenir sont comparés aux rapports  $\left(\frac{mS_z}{mS_e}\right)_{\bar{E}} = (mS_e^z)_{\bar{E}}$  qui résultent des calculs de L. PAGÈS, E. BERTEL, H. JOFFRE, L. SKLAVENTIS [11], effectués à partir d'électrons *monoénergétiques*  $\bar{E}$  (fig. 4).

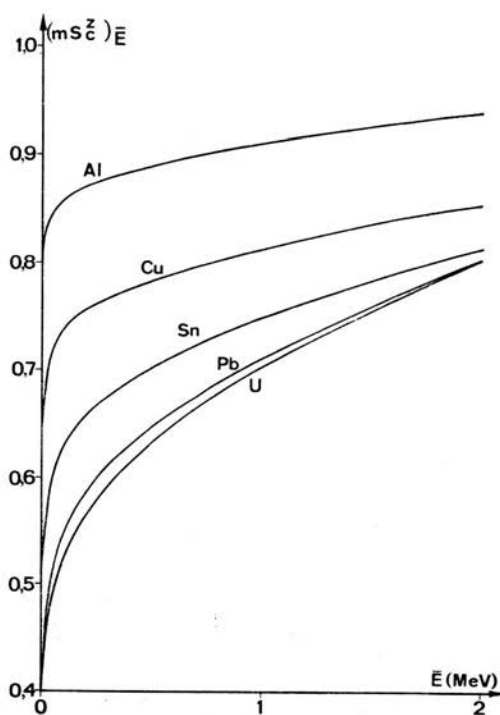


FIG. 4. — Rapport  $mS_e^z$  calculé pour des énergies uniques  $\bar{E}$  des électrons.

Cette énergie  $\bar{E}$ , conduisant à l'équivalence :

$$\frac{(mS_a^x)\Sigma_z}{(mS_a^c)\Sigma_c} \Leftrightarrow (mS_c^x)\bar{E}$$

peut être considérée comme l'énergie moyenne des électrons secondaires dans les phénomènes d'ionisation.

Dans le tableau II et sur les figures 5 et 6, cette énergie  $\bar{E}$  est exprimée en fonction de la nature des milieux et de la qualité du rayonnement X.

TABLEAU II

ENERGIE MOYENNE DES ÉLECTRONS SECONDAIRES, EXPRIMÉE EN MeV, EN FONCTION DE LA QUALITÉ DES RAYONS X (MV) ET DE LA NATURE DES MILIEUX (Z), DANS LES CONDITIONS D'ÉQUILIBRE ÉLECTRONIQUE

Z	MV			
	3,5	10	15	20
13	0,020	0,200	0,650	1,654
29	0,010	0,042	0,270	0,982
50	0,011	0,036	0,160	0,515
82	0,015	0,037	0,087	0,222
92	0,018	0,038	0,082	0,810

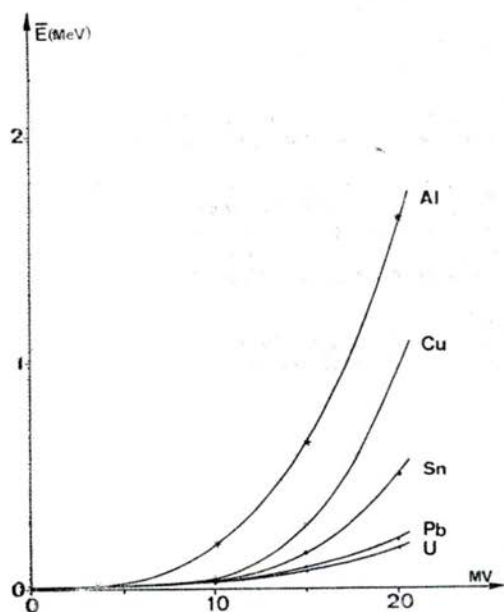


FIG. 5

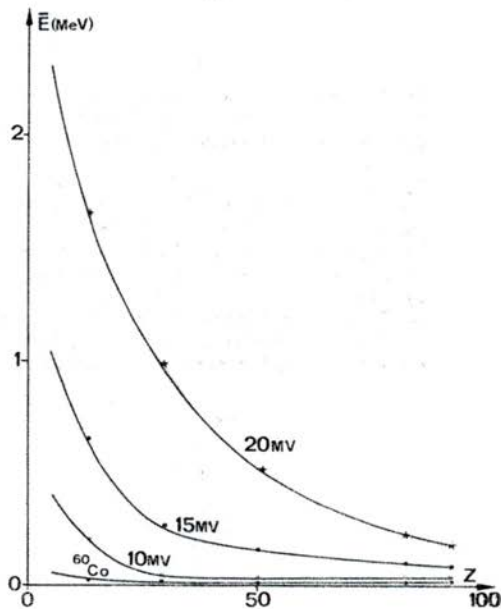


FIG. 6

Energie moyenne des électrons secondaires, exprimée en MeV, en fonction de la qualité des rayons X (MV) et de la nature des milieux (Z), dans les conditions d'équilibre électronique.

Compte tenu de la précision des mesures des ionisations [1] et des simplifications successives qui nous ont permis d'aboutir aux résultats recherchés, les valeurs finales sont entachées d'une erreur maximale de 10 %. Cette estimation a déjà été effectuée lors d'une première détermination de l'énergie moyenne des électrons secondaires dans des milieux soumis aux rayons  $\gamma$  du Cobalt 60 [2].

### CONCLUSION

Dans des notes antérieures [2], [12], nous avons envisagé une énergie moyenne des électrons secondaires, indépendante de la nature des milieux soumis aux rayons  $\gamma$  du cobalt 60 et voisine de 10 keV.

Les résultats plus généraux que nous présentons confirment cette valeur. Par contre, pour des rayons X de plus grande énergie, c'est-à-dire lorsque l'ionisation est liée principalement aux phénomènes de matérialisation, l'énergie moyenne du flux des électrons secondaires varie sensiblement avec l'énergie des photons et avec le nombre atomique du milieu irradié.

Ce travail présente un intérêt dans divers domaines d'irradiation et dans la définition de certaines grandeurs dosimétriques, telles que le T.L.E., l'E.B.R., et le F.Q., où l'on ne peut négliger la distribution énergétique des électrons secondaires, représentée ainsi par une valeur moyenne, propre aux phénomènes d'ionisation.

### BIBLIOGRAPHIE

- [1] BERNARD M. Thèse, Paris, 1964.
- [2] DUTREIX J., DUTREIX A., BERNARD M. *Phys. Med. Biol.*, 7, n° 1, 1962, pp. 69-82.
- [3] DUTREIX J., DUTREIX A., BERNARD M., BETHENCOURT A. *Ann. rad.* 7, n° 3-4, 1964, pp. 233-241.
- [4] BENTLEY R.E., JONES J.C., LILLIGRAP S.C. *Phys. Med. Biol.* 12, n° 3, 1967, pp. 301-314.
- [5] JOHNS H.E., TILL J.E., CORMACK D.V. *Nucleonics*, 12, n° 10, 1954, pp. 40-46.
- [6] KOCH H.W., CARTER R.E. *Physical Review*, 77, n° 2, 1950, pp. 165-174.
- [7] KOCH H.W., MOTZ J.W. *Reviews of modern Physics* 31, n° 4, 1959, pp. 920-955.
- [8] ATTIX F.H., ROESCH W.C., Academic Press, *Radiation dosimetry*, 1, 1968, p. 113.
- [9] HUBBEL J.H., NSRDS NBS 29, 1969.
- [10] RADIOTECHNIQUE. *Détecteurs semi-conducteurs*, 1966, p. 78.
- [11] PAGES L., BERTEL E., JOFFRE H., SKLAVENITIS L., CEA, R. 3942, 1970.
- [12] DUTREIX J., BERNARD M. *Comptes Rendus* 253, 1961, pp. 2936-2937.