

PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

RELATIONS FONDAMENTALES
ENTRE TRANSFERT LINEIQUE D'ENERGIE
DOSE ABSORBEE, KERMA ET EXPOSITION
APPLICATION AUX CHANGEMENTS DE MILIEUX

par

Henri JOFFRE, Lucien PAGES

SERVICE DE PROTECTION CONTRE LES RADIATIONS

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

Rapport CEA - R - 3424

1968

Da

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N. - SACLAY B.P. n°2, 91 - GIF-sur-YVETTE - France

CEA-R-3424 - JOFFRE Henri, PAGES Lucien

RELATIONS FONDAMENTALES ENTRE TRANSFERT
LINEIQUE D'ENERGIE, DOSE ABSORBEE, KERMA ET EXPOSI-
TION - APPLICATION AUX CHANGEMENTS DE MILIEUX

Sommaire. - Après un bref rappel des définitions des gran-
deurs utilisées en dosimétrie et leur présentation en vue d'une
adaptation simple aux problèmes de radioprotection, les au-
teurs établissent des relations mathématiques simples pour
exprimer, dans le cas des électrons et des photons, la dose
absorbée, le kerma et l'exposition ainsi que des relations
entre ces diverses grandeurs considérées dans l'air.

Les auteurs étudient ensuite les variations de ces gran-
deurs à l'interface de séparation air-tissus mous de l'orga-
nisme et en profondeur dans les tissus. Ils donnent les va-
leurs numériques des discontinuités susceptibles d'appa-
raître à l'interface et les valeurs obtenues, relativement à

CEA-R-3424 - JOFFRE Henri, PAGES Lucien

FUNDAMENTAL RELATIONSHIPS BETWEEN LINEAR
ENERGY TRANSFER, ABSORBED DOSE, KERMA AND EXPO-
SURE - APPLICATION TO CHANGES OF MEDIUMS

Summary. - After briefly defining the quantities used in dosi-
metry and presenting them with a view to their simple
adaptation to health physics problems, the authors establish
simple mathematical relationships to express the absorbed
dose, kerma and exposure in the case of electrons and pho-
tons, and also relationships between these various quantities
considered in air.

They then proceed to study the variations in these quan-
tities at the interface between the air and the soft tissues of
the organism and in depth in the tissues. They give the nu-
merical values of the discontinuities liable to appear at the
interface and the values obtained, relative to air, after

l'air, après établissement de l'équilibre électronique en profondeur dans les tissus. Un exemple d'application à la dosimétrie est également donné dans le cas d'une chambre d'ionisation à paroi d'aluminium.

En conclusion, les conditions à remplir en vue d'une mesure directe de la dose absorbée dans les tissus sont présentées et discutées.

968

45 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

electronic equilibrium is established in depth in the tissues. An example of application to dosimetry is also given in the case of an aluminium-walled ionization chamber.

To conclude, the conditions to be fulfilled in order to make a direct measurement of the absorbed dose in the tissues are presented and discussed.

968

45 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

A partir de 1968, les rapports CEA sont classés selon les catégories qui figurent dans le plan de classification ci-dessous et peuvent être obtenus soit en collections complètes, soit en collections partielles d'après ces catégories.

Ceux de nos correspondants qui reçoivent systématiquement nos rapports à titre d'échange, et qui sont intéressés par cette diffusion sélective, sont priés de se reporter à la lettre circulaire CENS/DOC/67/4690 du 20 décembre 1967 que nous leur avons adressée, et qui précise les conditions de diffusion.

A cette occasion nous rappelons que les rapports CEA sont également vendus au numéro par la Direction de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, Paris 7e.

PLAN DE CLASSIFICATION

- | | |
|-----------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------|
| 1. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ISOTOPES ET DES RAYONNEMENTS | 8. PHYSIQUE |
| | 8.1 Accélérateurs |
| | 8.2 Electricité, électronique, détection des rayonnements |
| | 8.3 Physique des plasmas |
| | 8.4 Physique des états condensés de la matière |
| | 8.5 Physique corpusculaire à haute énergie |
| | 8.6 Physique nucléaire |
| | 8.7 Electronique quantique, lasers |
| 2. BIOLOGIE ET MEDECINE | 9. PHYSIQUE THEORIQUE ET MATHÉMATIQUES |
| 2.1 Biologie générale | |
| 2.2 Indicateurs nucléaires en biologie | |
| 2.3 Médecine du travail | |
| 2.4 Radiobiologie et Radiogénomie | |
| 2.5 Utilisation des techniques nucléaires en médecine | |
| 3. CHIMIE | 10. PROTECTION ET CONTRÔLE DES RAYONNEMENTS. TRAITEMENT DES EFFLUENTS |
| 3.1 Chimie générale | |
| 3.2 Chimie analytique | |
| 3.3 Procédés de séparation | |
| 3.4 Radiochimie | |
| 4. ETUDES DU DOMAINE DE L'ESPACE | 10.1 Protection sanitaire |
| | 10.2 Contrôle des rayonnements |
| | 10.3 Traitement des effluents |
| 5. GEOPHYSIQUE, GEOLOGIE, MINÉRALOGIE ET MÉTÉOROLOGIE | 11. SÉPARATION DES ISOTOPES |
| 6. MÉTAUX, CÉRAMIQUES ET AUTRES MATÉRIAUX | 12. TECHNIQUES |
| 6.1 Fabrication; propriétés et structure des matériaux | 12.1 Mécanique des fluides - Techniques du vide |
| 6.2 Effets des rayonnements sur les matériaux | 12.2 Techniques des températures extrêmes |
| 6.3 Corrosion | 12.3 Mécanique et outillage |
| 7. NEUTRONIQUE, PHYSIQUE ET TECHNOLOGIE DES RÉACTEURS | 13. UTILISATION ET DÉVELOPPEMENT DE L'ÉNERGIE ATOMIQUE |
| 7.1 Neutronique et physique des réacteurs | 13.1 Centres d'études nucléaires, laboratoires et usines |
| 7.2 Refroidissement, protection, contrôle et sécurité | 13.2 Etudes économiques, programme |
| 7.3 Matériaux de structure et éléments classiques des réacteurs | 13.3 Divers (documentation, administration, législation, etc...) |

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

- Rapport CEA-R-3424 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Service de Protection contre les Radiations

RELATIONS FONDAMENTALES ENTRE TRANSFERT LINEIQUE D'ÉNERGIE, DOSE ABSORBÉE, KERMA ET EXPOSITION APPLICATION AUX CHANGEMENTS DE MILIEUX

par

Henri JOFFRE, Lucien PAGES

(Exposé au Symposium sur la Microdosimétrie à Ispra)

- Février 1968 -

PLAN SOMMAIRE

INTRODUCTION

1 - DEFINITION DES PRINCIPALES GRANDEURS PHYSIQUES UTILISEES EN RADIOPROTECTION

- 1.1. Kerma
- 1.2. Dose absorbée
- 1.3. Exposition
- 1.4. Fluence
- 1.5. Pouvoir d'arrêt massique
- 1.6. Transfert linéique d'énergie
- 1.7. Coefficient d'atténuation massique
- 1.8. Coefficient de transfert massique en énergie
- 1.9. Coefficient d'absorption massique en énergie
- 1.10. Rendement de freinage

2 - EXPRESSION DU KERMA DANS L'AIR, DE LA DOSE ABSORBEE DANS L'AIR ET DE L'EXPOSITION - RELATIONS ENTRE CES GRANDEURS

- 2.1. Cas des électrons
 - 2.11. Faisceau d'électrons monocinétiques
 - 2.12. Faisceau d'électrons non monocinétiques
- 2.2. Cas des photons
 - 2.21. Kerma
 - 2.22. Dose absorbée
 - 2.23. Exposition

3 - VARIATIONS DU KERMA ET DE LA DOSE ABSORBEE AU PASSAGE DU RAYONNEMENT DE L'AIR DANS UN AUTRE MILIEU

- 3.1. Cas des électrons
- 3.2. Cas des photons
 - 3.21. Variation du kerma
 - 3.22. Variation de la fluence des électrons secondaires associés à des photons passant de l'air dans un autre milieu
 - 3.23. Variation de la dose absorbée

4 - APPLICATIONS

- 4.1. Irradiation des tissus mous de l'organisme par les photons
- 4.2. Mesure de la dose absorbée

5 - CONCLUSION

Plan Sommaire - suite

ANNEXE - Evaluation du pouvoir d'arrêt massique moyen des électrons secondaires résultant de l'interaction des photons avec la matière, à l'équilibre électronique.

BIBLIOGRAPHIE

TABLEAUX

- I - Pouvoir d'arrêt massique de divers matériaux par ionisation pour les électrons.
- II - Coefficient d'absorption massique en énergie de divers matériaux pour les photons.
- III - Coefficient de transfert massique en énergie de divers matériaux pour les photons.
- IV - Valeurs numériques des coefficients utilisés en fonction de l'énergie des photons.
- V - Relations numériques entre dose absorbée, kerma, fluence et exposition en fonction de l'énergie des photons.

FIGURES

- 1 - Kerma, Dose absorbée et exposition.
- 2 - Pouvoir d'arrêt massique de la matière pour les électrons.
- 3 - Parcours des électrons dans la matière.
- 4 - Variations de \bar{C}, K, D et F - Cas des photons de 10 keV.
- 5 - Variations de \bar{C}, K, D et F - Cas des photons de 100 keV.
- 6 - Variations de \bar{C}, K, D et F - Cas des photons de 1 MeV.
- 7 - Variations de \bar{C}, K, D et F - Cas des photons de 10 MeV.
- 8 - Variations de \bar{C}, K, D et F - Cas des photons de 100 MeV (équilibre électronique réalisé dans l'air).
- 9 - Variations de \bar{C}, K, D et F - Cas des photons de 100 MeV (équilibre électronique réalisé dans les tissus).
- 10 - Variations de la dose absorbée dans un stylo dosimètre à paroi d'aluminium (type SEQ4) pour des photons de 60 keV.
- 11 - Variations de la dose absorbée dans un stylo dosimètre à paroi de téflon-carbone pour des photons de 60 keV.

INTRODUCTION

L'étude complète et précise des relations mathématiques entre les principales grandeurs fréquemment utilisées en radioprotection conduirait très certainement à des relations mathématiques d'une grande complexité et dont l'intérêt pratique s'en trouverait ainsi considérablement réduit.

L'objet du présent rapport a été d'établir, dans une première étape, des relations dont la simplicité a été parfois obtenue au détriment de la rigueur mathématique ; cependant la précision demeure suffisante du point de vue des applications pratiques.

Les relations obtenues applicables aux photons et aux électrons, dans le domaine d'énergie 10 keV - 100 MeV, ont le grand avantage de réduire le caractère abstrait de ces grandeurs et de préciser les variations brutales ou progressives de ces dernières aux changements de milieu. La connaissance de ces variations est essentielle pour l'interprétation des résultats de mesures obtenus par les détecteurs en vue de déterminer les doses absorbées dans l'organisme ; cette détermination constitue l'un des buts essentiels du physicien de radioprotection.

1 - DEFINITION DES PRINCIPALES GRANDEURS PHYSIQUES UTILISEES EN RADIOPROTECTION

Ces définitions sont un rappel des définitions établies par la Commission Internationale des Unités Radiologiques [1]. Cependant, pour la clarté de l'exposé, elles sont présentées sous une forme simplifiée qui demeure pratiquement valable pour les électrons et les photons.

Considérons un générateur de rayonnement fournissant un flux de photons sans émission électronique associée (si cette émission électronique existe, elle peut être éliminée par l'action d'un champ magnétique).

L'interaction de ces photons avec une matière quelconque provoque, dans ce matériau, une "émission corpusculaire associée" constituée par des électrons résultant des effets photoélectrique, Compton ou de production de paire.

La somme des énergies cinétiques des électrons émis dans l'unité de masse de matière irradiée par les photons est le "kerma" dans cette matière.

1.1. Kerma "kinetic energy release in material"

"Le kerma dans un matériau irradié (par un rayonnement indirectement ionisant) est :

$$K = \frac{\Delta E_c}{\Delta m}$$

"où ΔE_c est la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les "particules chargées libérées par un rayonnement indirectement ionisant dans un élément de volume, de masse Δm , du matériau considéré (figure 1a).

Le kerma s'exprime avec les unités suivantes :

J/kg (système MKSA)

erg/g (système CGS)

Il est également souvent commode d'exprimer le kerma en MeV/g. (Le kerma ne peut s'exprimer en rads ; l'unité rad est une unité spéciale à la dose absorbée).

Dans le cas de l'irradiation d'un matériau par des photons, l'énergie cinétique des électrons de l'émission corpusculaire associée est perdue, plus ou moins progressivement, lors du ralentissement des électrons dans le matériau.

Cette perte d'énergie se produit essentiellement :

- d'une part, par interaction des électrons avec le champ coulombien des noyaux avec émission d'un "rayonnement électromagnétique de freinage",
- d'autre part, par interaction avec les électrons des atomes qui se trouvent ainsi "ionisés" ou "excités".

L'énergie cinétique, extrêmement faible, des ions formés est pratiquement absorbée sur place dans le matériau ionisé. La partie de l'énergie cinétique des électrons de l'émission corpusculaire associée, perdue par ionisation, est donc directement "absorbée" par le matériau. Il en est sensiblement de même de l'énergie des photons de désexcitation.

1.2. Dose absorbée

" La "dose absorbée" dans un matériau irradié est :

"
"
"
"

$$D = \frac{\Delta E_i}{\Delta m}$$

" où ΔE_i est l'énergie transférée, essentiellement par ionisation et excitation, à un élément de volume, de masse Δm , du matériau considéré.

" Les paires d'ions produites sur l'ensemble des éléments de trajectoire d'électron à l'intérieur de la masse Δm (figure 1b) correspondent à la partie généralement mesurable de l'énergie ΔE_i (cas des chambres d'ionisation, par exemple).

En toute rigueur, l'énergie ΔE_i transférée au milieu dans un élément de volume, de masse Δm est "la différence entre la somme des énergies de toutes les particules directement et indirectement ionisantes qui sont entrées dans l'élément de volume et la somme des énergies de toutes celles qui en sont sorties, moins l'énergie équivalente de tout accroissement de masse au repos qui apparaît par suite des interactions dans l'élément de volume".

La dose absorbée s'exprime avec les unités suivantes :

J/kg (système MKSA)

erg/g (système CGS)

rad, unité spéciale à la dose absorbée, qui vaut 100 erg/g.

Il est également souvent commode d'exprimer la dose absorbée en MeV/g.

1.3. Exposition

" L'exposition est :

"
"
"
"

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m}$$

" où ΔQ est la somme de toutes les charges électriques de chaque signe produites dans l'air quand tous les électrons (négatifs et positifs), libérés par les photons dans un élément de volume d'air de masse Δm , sont complètement arrêtés dans l'air (figure 1c).

L'exposition ne peut donc concerner que l'air irradié par des photons, à l'exclusion de tout autre milieu et de tout autre rayonnement.

L'exposition s'exprime avec les unités suivantes :

C/kg (système MKSA)

ues/g (système CGS)

röntgen, unité spéciale à l'exposition, qui vaut :
1 ues/0,001293 g
ou $2,58 \cdot 10^{-4}$ C/kg.

Remarque : Il est très important de constater que le kerma et l'exposition sont des grandeurs abstraites ; en effet, ces grandeurs ne sont généralement pas directement accessibles à l'expérience.

On a coutume de considérer que l'on mesure l'exposition lorsque l'équilibre électronique est réalisé et que cette mesure de l'exposition caractérise l'émission du générateur de rayonnement considéré. En toute rigueur, cette conception est inexacte, en effet :

- d'une part, toute mesure effectuée avec les chambres d'ionisation couramment utilisées en radioprotection consiste, en fait, à mesurer la charge électrique produite par ionisation à l'intérieur d'un volume bien délimité. Les ions ainsi collectés ne sont pas ceux dont il est question dans la définition de l'exposition.

Cependant, dans certaines conditions expérimentales (chambre absolue) et pour les photons de très basse énergie, la charge électrique collectée est bien celle définie par l'exposition.

Par contre, la quantité d'électricité collectée à l'intérieur d'une chambre d'ionisation est toujours proportionnelle à la dose absorbée dans le gaz de la chambre d'ionisation quelles que soient les conditions d'équilibre électronique et les caractéristiques de la chambre d'ionisation utilisée.

- d'autre part, il est bien évident qu'une fraction de la fluence initiale de photons doit nécessairement être absorbée pour produire l'émission corpusculaire associée directement ionisante qui, seule, permet une mesure. En toute rigueur, cette mesure doit donc subir une correction si l'on désire définir une émission initiale de photons par l'exposition. Pour que l'équilibre électronique soit établi, il est

nécessaire que le faisceau initial de photons ait subi une atténuation supérieure à 3 % à 0,1 MeV, 3 % à 1 MeV, 10 % à 10 MeV et 40 % à 100 MeV.

En définitive, la notion d'exposition ne peut être considérée en radioprotection que comme un pis-aller car, d'une part cette notion ne s'applique qu'aux photons et d'autre part le rapport dose absorbée/exposition (ou effet biologique/exposition) est fonction de l'équilibre électronique, en fait pas toujours réalisé dans la pratique.

La notion de dose absorbée et l'unité rad ont été établies par la Commission Internationale de Protection Radiologique en 1953 pour permettre un langage clair et précis pour toute mesure de dosimétrie en radioprotection. Il serait maintenant souhaitable, au moins dans le langage des spécialistes des mesures de radioprotection, de recommander la suppression pure et simple de la notion d'exposition et de l'unité röntgen tout comme il en advint de l'unité rep en 1953.

1.4. Fluence

" La "fluence" ou "fluence de particules" est :

"
"
"
"

$$F = \frac{\Delta N}{\Delta S}$$

" où ΔN est le nombre de particules qui pénètrent dans une sphère de grand cercle de surface ΔS .

Dans la suite du texte, F désigne la fluence des électrons et ϕ la fluence des photons.

1.5. Pouvoir d'arrêt massique

" Le pouvoir d'arrêt massique d'un matériau pour une particule chargée d'énergie E est :

"
"
"
"

$$\frac{dE}{dx}$$

" où dE est l'énergie perdue par la particule, par ionisation (et excitation) et par freinage, pour un élément de parcours dx .

Si E est exprimé en MeV et dx en $g.cm^{-2}$,

dE/dx s'exprime en $MeV/g.cm^{-2}$.

Si $(\frac{dE}{dx})_i$ et $(\frac{dE}{dx})_f$ désignent respectivement l'énergie perdue par ionisation (et excitation) et l'énergie perdue par freinage, on peut écrire, dans le cas des électrons, :

$$\frac{dE}{dx} = (\frac{dE}{dx})_i + (\frac{dE}{dx})_f$$

D'autre part, $(\frac{dE}{dx})_i$ et $(\frac{dE}{dx})_f$ sont liés par l'expression [2/ :

$$\frac{(dE/dx)_f}{(dE/dx)_i} = \frac{E}{E_c} \tag{1}$$

où E_c , appelé énergie critique des électrons dans le matériau pris en considération, est l'énergie des électrons pour laquelle l'énergie perdue par freinage est égale à l'énergie perdue par ionisation.

d'où
$$\frac{dE}{dx} = (\frac{dE}{dx})_i \cdot (1 + \frac{E}{E_c}) \tag{2}$$

Les variations de $\frac{dE}{dx}$ et $(\frac{dE}{dx})_i$, en fonction de l'énergie E , sont représentées figure 2 [3/.

Pour l'eau, cas très voisin des tissus mous de l'organisme, $E_c = 92$ MeV [3/. L'énergie critique est de 102 MeV pour l'air et de 51 MeV pour l'aluminium.

1.6. Transfert linéique d'énergie

" Le transfert linéique d'énergie d'une particule chargée d'énergie E dans un matériau est :

"
"
"

$$\frac{dE_l}{dx}$$

" où dE_l est l'énergie transférée localement au matériau pour un élément de parcours dx .

Si l'on ne considère que l'énergie transférée à proximité immédiate de la trajectoire d'un électron, il en résulte pratiquement, si dx est exprimé en g/cm^2 , :

$$\frac{dE_l}{dx} \approx (\frac{dE}{dx})_i$$

1.7. Coefficient d'atténuation massique

" Le coefficient d'atténuation massique d'un matériau pour les photons est :

"
"
"

$$\mu_N^A = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dx}$$

" où N est le nombre de photons arrivant à incidence normale sur une couche d'épaisseur dx du matériau
" et dN le nombre de photons subissant, dans l'épaisseur dx , des interactions photoélectrique, Compton ou de production de paire.

Si dx est exprimé en g/cm^2 , μ_N^A s'exprime en cm^2/g .

Si N_0 est le nombre de particules incidentes, l'atténuation, après traversée d'une épaisseur x , est :

$$\frac{N_0}{N} = e^{-\mu_N^A \cdot x}$$

et la transmission :

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\mu N \cdot x}$$

1.8. Coefficient de transfert massique en énergie

" Le coefficient de transfert massique en énergie d'un matériau pour des photons d'énergie E_p est :

$$\mu_T = \frac{K}{\beta \cdot E_p} \quad (3)$$

" où β est la fluence des photons
" et K le kerma.

Dans le cas d'un spectre de photons d'énergie moyenne \bar{E}_p , on peut également définir un coefficient moyen :

$$\bar{\mu}_T = \frac{K}{\beta \cdot \bar{E}_p} \quad (3')$$

Dans ces définitions, il y a transfert d'énergie des photons aux électrons.

Par contre, dans la définition du transfert linéique d'énergie (voir en 1.6), il y a transfert d'énergie des électrons à la matière ; le transfert linéique d'énergie est donc en relation avec la dose absorbée et non avec le kerma.

1.9. Coefficient d'absorption massique en énergie

" Le coefficient d'absorption massique en énergie d'un matériau pour des photons d'énergie E_p est :

$$\mu_E = \mu_T \cdot (1-R) \quad (4)$$

" où μ_T est le coefficient de transfert massique en énergie
" et R la fraction de l'énergie des électrons secondaires qui est perdue par freinage dans le matériau après absorption totale de ces électrons. R est le rendement de freinage.

1.10. Rendement de freinage

Si Y(E) est le spectre normalisé de ralentissement des électrons (spectre des électrons secondaires, obtenus après équilibre électronique dans le cas d'une irradiation par un faisceau de photons d'énergie E_p ou spectre de l'ensemble des électrons considérés sur la totalité du parcours dans le cas d'une irradiation par un faisceau d'électrons d'énergie E₀),

$$R = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} Y(E) \cdot \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_f \cdot dE$$

Spencer L.V. et Fano U. [4] montrent qu'en première approximation on peut admettre, pour des énergies n'excédant pas notablement l'énergie critique,

$$Y(E) = \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^{-1} \quad (5)$$

où Y(E) est exprimé en nombre d'électrons par MeV et par g.cm⁻².

Il en résulte :

$$R = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} \frac{(\partial E / \partial x)_f}{\partial E / \partial x} \cdot dE \quad (6)$$

d'où, avec les relations (1) et (2) :

$$R = 1 - \frac{\text{Log}_e(1+E_0/E_c)}{E_0/E_c} \quad (7)$$

Dans le cas particulier des faibles énergies, cette relation devient

$$R \approx \frac{E_0}{2E_c} - \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{E_0}{E_c}\right)^2$$

Pour les photons d'énergie E_p, le calcul doit être effectué avec E_p = E₀.

2 - EXPRESSION DU KERMA DANS L'AIR, DE LA DOSE ABSORBÉE DANS L'AIR ET DE L'EXPOSITION
RELATIONS ENTRE CES GRANDEURS

2.1. Cas des électrons

Le kerma et l'exposition ne concernant pas les rayonnements directement ionisants, la dose absorbée reste seule à exprimer.

2.1.1. Faisceau d'électrons monocinétiques

Si l'on considère un faisceau d'électrons caractérisé par :

- une fluence de F électrons par cm²,
- une énergie des électrons de E MeV,
- un pouvoir d'arrêt massique du matériau, par ionisation (excitation incluse), pour les électrons d'énergie E, de (dE/dx)_i MeV/g.cm⁻², l'énergie transférée, par ionisation, à l'unité de masse du matériau considéré, c'est-à-dire la dose absorbée, est :

$$D = F \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \quad \text{MeV/g} \quad (8)$$

L'énergie perdue par unité de masse du matériau est :

$$P = F \cdot \frac{dE}{dx} \quad \text{ou} \quad P = F \cdot \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_i + \left(\frac{dE}{dx} \right)_f \right] \quad \text{MeV/g}$$

ou, avec les relations (2) et (8) :

$$P = D \cdot \left(1 + \frac{E}{E_c} \right) \quad \text{MeV/g} \quad (9)$$

Il est intéressant de remarquer que D varie comme $(dE/dx)_i$ au cours du ralentissement des électrons. En conséquence, la figure 2 montre qu'au cours du ralentissement des électrons la dose absorbée dans l'eau demeure constante à 14 % près entre 1 GeV et 0,3 MeV ; en effet, entre ces limites, $(dE/dx)_i = 2,1 \pm 0,3 \text{ MeV/g.cm}^{-2}$.

Cependant, au-dessous de 0,3 MeV, c'est-à-dire dans le dernier millimètre de parcours dans l'eau, la dose absorbée est nettement plus élevée (3 MeV/g.cm⁻² en moyenne).

2.12. Faisceau d'électrons non monochromatiques

Si l'on considère maintenant non plus un faisceau d'électrons monochromatiques mais un faisceau d'électrons présentant un spectre d'énergie caractérisée par une énergie moyenne \bar{E} , on a toujours, puisque $(dE/dx)_i$ est pratiquement constant,

$$D = F \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)_i$$

et
$$P \approx D \cdot \left(1 + \frac{\bar{E}}{E_c} \right) \quad (10)$$

2.2. Cas des photons

2.21. Kerma

Si l'on considère un faisceau de photons caractérisé par :

- une fluence de β photons par cm²,
- une énergie des photons de E_p MeV,
- un coefficient de transfert massique en énergie du matériau considéré de μ_T cm²/g.

Le kerma dans le matériau considéré est, par définition du coefficient μ_T :

$$K = \beta \cdot E_p \cdot \mu_T \quad \text{MeV/g} \quad (11)$$

De même, dans le cas d'un spectre de photons d'énergie moyenne \bar{E}_p

$$K = \beta \cdot \bar{E}_p \cdot \mu_T \quad (11')$$

2.22. Dose absorbée

Lorsqu'un faisceau de photons, supposé initialement sans émission corpusculaire associée, est dirigé sur un écran matériel, il y a production, dans cet écran, d'électrons secondaires par suite des effets photo-électrique, Compton ou de production de paire.

Désignons par \bar{E} l'énergie cinétique moyenne des électrons de cette émission corpusculaire associée ; cette énergie est nécessairement inférieure à l'énergie E_p des photons incidents.

La fluence F des électrons secondaires, d'abord voisins de zéro à la surface de l'écran, croît, avec la profondeur x dans l'écran, pour atteindre une valeur maximale F_e lorsque la profondeur est sensiblement égale au parcours x_e des électrons (figure 3) dont l'énergie cinétique est égale à l'énergie des photons incidents.

Lorsque la profondeur x est supérieure à x_e , on peut observer que la fluence F décroît avec x comme la fluence β des photons.

" Le rapport F/β demeure alors constant : on dit que pour $x \gg x_e$ "l'équilibre électronique" est réalisé.

Si $(dE/dx)_i$ est le pouvoir d'arrêt massique, par ionisation, de la matière de l'écran pour les électrons de l'émission corpusculaire associée dont la fluence à une profondeur x est F, la dose absorbée, à cette profondeur x, est :

$$D = F \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)_i$$

De même, pour $x = x_e$, la dose absorbée est :

$$D_e = F_e \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)_i$$

d'où,

$$\frac{D}{D_e} = \frac{F}{F_e} \quad (12)$$

Par ailleurs, lorsque l'équilibre électronique est réalisé, le kerma, c'est-à-dire la somme des énergies cinétiques des électrons secondaires émis dans une couche de matière d'épaisseur dx, est égal à la somme des énergies cinétiques perdues, par ionisation et freinage, dans la couche dx par les électrons secondaires traversant cette couche. Il en résulte, en appliquant la relation (10), dans chacun des deux cas suivants :

$$\text{si } x > x_e \quad K = D \cdot \left(1 + \frac{\bar{E}}{E_c} \right) \quad (13)$$

$$\text{si } x = x_e \quad K_e = D_e \cdot \left(1 + \frac{\bar{E}}{E_c} \right) \quad (14)$$

Enfin, cette dernière relation permet d'écrire, avec la relation (12), quelle que soit la profondeur x, :

$$D = \frac{F}{F_e} \cdot \frac{K_e}{1 + \frac{F}{E_c}} \quad (15)$$

où D et F sont des fonctions de la profondeur x.

Ces relations montrent que le kerma et la dose absorbée ne peuvent avoir la même valeur numérique que

si $\bar{E} \ll E_c$, c'est-à-dire $\bar{E} \ll 92$ MeV pour les tissus de l'organisme et si $x \gg x_e$, c'est-à-dire si l'équilibre électronique est réalisé.

Les relations précédentes présentent l'inconvénient d'utiliser l'énergie moyenne \bar{E} des électrons secondaires, énergie dont le calcul est relativement difficile.

Lorsque l'équilibre électronique est réalisé, le spectre de ralentissement des électrons, déjà défini par la relation (5), permet d'établir une expression de la dose absorbée faisant intervenir le rendement de freinage R qui est tabulé pour de nombreux éléments [3/.

Désignons respectivement par $(\frac{dE}{dx})$ et $(\frac{dE}{dx})_i$ le pouvoir d'arrêt massique total moyen et le pouvoir d'arrêt massique par ionisation moyen pour l'ensemble des électrons du spectre de ralentissement. Compte tenu des relations suivantes établies en annexe

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{E}{x_e} \quad \text{et} \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)_i = \frac{E}{x_e} (1-R),$$

la dose absorbée $D = F \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_i$ peut s'écrire :

$$D = F \cdot \frac{E}{x_e} \cdot (1-R) \quad (16)$$

et l'énergie perdue $P = F \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)$ peut s'écrire :

$$P = F \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \cdot \frac{1}{1-R} \quad \text{ou} \quad P = \frac{D}{1-R}$$

ou encore, puisque $P = K$ lorsque l'équilibre électronique est réalisé,

$$D_e = K_e \cdot (1-R) \quad (17)$$

Enfin, la relation (15) devient :

$$D = \frac{F}{F_e} \cdot K_e \cdot (1-R) \quad (18)$$

Remarque : Par comparaison des relations (14) et (17), on obtient, lorsque l'équilibre électronique est établi,

$$1 + \frac{\bar{E}}{E_c} = \frac{1}{1-R} \quad (19)$$

Cette relation est valable dans les limites de validité de la relation (5) (voir paragraphe 1,10).

2.23. Exposition

Par définition, une exposition est de 1 röntgen si la somme de toutes les charges électriques de chaque signe produites dans l'air est de $2,58 \cdot 10^{-7} C$, lorsque tous les électrons libérés par les photons dans une masse d'air de 1 g sont complètement arrêtés dans l'air (voir paragraphe 1,3), d'où :

$$1 R \approx 2,58 \cdot 10^{-7} \frac{C}{g} \cdot \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \frac{\text{paire d'ions}}{g}} \cdot 33,7 \frac{eV}{g} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{erg}{g} \cdot 10^7 \frac{erg}{g}$$

ou $1 R \approx 86,9 \text{ erg/g d'air par ionisation } [5/.$

Si l'émission de rayonnement de freinage est négligeable, une exposition de 1 R correspond donc à un kerma de 87 erg/g d'air.

Si l'émission de rayonnement de freinage n'est pas négligeable, on a, avec les relations établies en annexe :

$$\frac{(\frac{dE}{dx})}{(\frac{dE}{dx})_i} = \frac{1}{1-R}$$

" Une exposition de 1 R correspond donc à un kerma de

$$\frac{87}{1-R} \text{ erg/g d'air}$$

ou encore,

si \mathcal{E} désigne l'exposition en röntgens,

et si K_{air} désigne le kerma en erg/g d'air :

$$\mathcal{E} = \frac{K_{air} \cdot (1-R)}{87}$$

En particulier,

$$\mathcal{E}_e = \frac{K_{e,air} \cdot (1-R)}{87}$$

et avec la relation (17)

$$\xi_e = \frac{D_{e,air}}{87} \quad \text{ou} \quad \xi_e \text{ est exprimé en röntgens}$$

et $D_{e,air}$ en erg/g.

Si $D_{e,air}$ est exprimé en rads, cette relation devient :

$$\xi_e = 1,15 \cdot D_{e,air} \quad (20)$$

3 - VARIATIONS DU KERMA ET DE LA DOSE ABSORBÉE AU PASSAGE DU RAYONNEMENT DE L'AIR DANS UN AUTRE MILIEU

3.1. Cas des électrons

De même qu'au paragraphe 2.1., seule la dose absorbée est à considérer.

A la surface séparant l'air d'un autre milieu, la fluence F des électrons ne subit aucune variation brutale. Par contre, le pouvoir de ralentissement du milieu pour les électrons change avec la nature de ce milieu. Il en résulte une discontinuité de la dose absorbée par franchissement de la surface séparant l'air du milieu considéré.

La dose absorbée, au voisinage de l'interface, est :

- dans l'air $D_{air} = F \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,air}$

- dans le milieu considéré $D_m = F \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,m}$

d'où
$$\left(\frac{D_m}{D_{air}}\right)_{\text{surface}} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,m}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,air}} \quad (21)$$

Pour des milieux légers, de numéro atomique inférieur ou égal à 13, le rapport

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,m}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,air}}$$

demeure compris entre 0,75 et 1,2.

Les valeurs précises de ce rapport sont indiquées tableau I. Les pouvoirs d'arrêt massique par ionisation, indiqués dans ce tableau, ont été calculés par la relation de Rohrlich et Carlson/6/ ; il a été tenu compte dans ces calculs de l'influence de la polarisation due à la masse volumique du milieu par l'utilisation des équations de Sternheimer/7/.

3.2. Cas des photons

3.2.1. Variation du kerma

Si l'on considère un spectre de photons d'énergie moyenne $\overline{E_p}$ et dont la fluence est β , le kerma dans l'air est (relation 11')

$$K_{air} = \beta \cdot \overline{E_p} \cdot \overline{\mu_{T,air}}$$

A la surface de séparation de l'air et d'un autre milieu m , la fluence d'énergie $\beta \cdot \overline{E_p}$ demeure inchangée et le kerma dans le milieu m est

$$K_m = \beta \cdot \overline{E_p} \cdot \overline{\mu_{T,m}}$$

d'où
$$\frac{K_m}{K_{air}} = \frac{\overline{\mu_{T,m}}}{\overline{\mu_{T,air}}}$$

En profondeur, dans l'air ou dans le milieu m , l'accumulation des photons secondaires se produit sur une distance de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des photons primaires. De ce fait, le spectre des photons tend vers une forme de spectre défini par l'énergie des photons primaires et la nature du milieu considéré. Si l'on se limite à des profondeurs dans l'air ou dans le milieu m de l'ordre de grandeur de quelques parcours de particules chargées secondaires, le rapport des fluences d'énergie des photons demeure sensiblement égal à 1 et on peut écrire :

$$\frac{K_{e,m}}{K_{e,air}} = \frac{\overline{\mu_{T,m}}}{\overline{\mu_{T,air}}} \quad (22)$$

Les valeurs des coefficients d'absorption massique en énergie et des coefficients de transfert massique en énergie pour l'air, l'eau et l'aluminium, ainsi que les valeurs des rapports $\overline{\mu_{E,m}}/\overline{\mu_{E,air}}$ et $\overline{\mu_{T,m}}/\overline{\mu_{T,air}}$ sont indiquées dans les tableaux II et III.

On peut remarquer que les rapports $\overline{\mu_{E,m}}/\overline{\mu_{E,air}}$ ou $\overline{\mu_{T,m}}/\overline{\mu_{T,air}}$ présentent des variations en fonction de l'énergie des photons, qui sont importantes dans le domaine des basses énergies et au contraire très faibles dans le domaine des moyennes et hautes énergies. Or la dégradation en énergie des photons, par diffusion, est très faible aux basses énergies et notable aux énergies moyennes et élevées ; il en résulte que l'on peut écrire, avec une précision généralement meilleure que 1 % :

$$\frac{\overline{\mu_{E,m}}}{\overline{\mu_{E,air}}} = \frac{\overline{\mu_{E,m}}}{\overline{\mu_{E,air}}} \quad \text{et} \quad \frac{\overline{\mu_{T,m}}}{\overline{\mu_{T,air}}} = \frac{\overline{\mu_{T,m}}}{\overline{\mu_{T,air}}} \quad (23)$$

La relation (22) peut donc s'écrire

$$\frac{K_{e,m}}{K_{e,air}} = \frac{\mu_{T,m}}{\mu_{T,air}} \quad (24)$$

3.22. Variation de la fluence des électrons secondaires associés à des photons passant de l'air dans un autre milieu

A la surface de séparation de l'air avec un autre milieu, la fluence des électrons secondaires ne subit pas de variation brusque. Par contre, cette fluence peut présenter une variation importante en profondeur, dans le milieu considéré, relativement à la fluence dans l'air si la probabilité d'interaction des photons avec ce milieu est très différente de la probabilité d'interaction des photons avec l'air.

A partir de l'expression de la dose absorbée

$$D_m = F_m \cdot \overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)}_{i,m}$$

on peut écrire, à l'équilibre électronique,

$$F_{e,m} = \frac{D_{e,m}}{\overline{(dE/dx)}_{i,m}}$$

ou, avec la relation (17),

$$F_{e,m} = \frac{K_{e,m} (1-R_m)}{\overline{(dE/dx)}_{i,m}}$$

or (voir annexe), $\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)}_{i,m} = \frac{E_p}{x_{e,m}} (1-R_m)$

d'où
$$F_{e,m} = \frac{K_{e,m} \cdot x_{e,m}}{E_p}$$

et
$$\frac{F_{e,m}}{F_{e,air}} = \frac{K_{e,m}}{K_{e,air}} \cdot \frac{x_{e,m}}{x_{e,air}}$$

ou encore avec la relation (24)

$$\frac{F_{e,m}}{F_{e,air}} = \frac{\mu_{T,m}}{\mu_{T,air}} \cdot \frac{x_{e,m}}{x_{e,air}} \quad (25)$$

3.23. Variation de la dose absorbée

La dose absorbée a pour expression

$$D = F \cdot \overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)}_i$$

La fluence des électrons secondaires demeure constante à la surface de séparation de l'air avec le milieu considéré

d'où
$$\left(\frac{D_m}{D_{air\ surface}}\right) = \frac{\overline{(dE/dx)}_{i,m}}{\overline{(dE/dx)}_{i,air}} \quad (26)$$

ou, si l'équilibre électronique est établi dans l'air (voir annexe)

$$\left(\frac{D_m}{D_{air\ surface}}\right) = \frac{1-R_m}{1-R_{air}} \cdot \frac{x_{e,m}}{x_{e,air}} \quad (27)$$

A la profondeur d'équilibre électronique, la dose absorbée est :

$$D_{e,m} = F_{e,m} \cdot \overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)}_{i,m}$$

d'où
$$\frac{D_{e,m}}{D_{e,air}} = \frac{F_{e,m}}{F_{e,air}} \cdot \frac{\overline{(dE/dx)}_{i,m}}{\overline{(dE/dx)}_{i,air}}$$

et avec les relations (25), (26) et (27)

$$\frac{D_{e,m}}{D_{e,air}} = \frac{\mu_{T,m}}{\mu_{T,air}} \cdot \frac{1-R_m}{1-R_{air}}$$

ou

$$\frac{D_{e,m}}{D_{e,air}} = \frac{\mu_{E,m}}{\mu_{E,air}} \quad (28)$$

4 - APPLICATIONS

4.1. Irradiation des tissus mous de l'organisme par les photons

Les relations établies aux chapitres 2 et 3 permettent de calculer les rapports numériques existant entre les diverses grandeurs utilisées en radioprotection : fluence, kerma, dose absorbée et exposition, soit lorsque l'équilibre électronique est établi, dans l'air ou dans les tissus mous de l'organisme, soit au franchissement de la surface des tissus.

Lorsque l'état d'équilibre électronique est atteint, ces diverses grandeurs subissent toutes une atténuation qui demeure dans un rapport constant avec l'atténuation de la fluence des photons. Dans une première approximation, nous avons admis que cette fluence subissait une atténuation exponentielle dans la matière suivant la relation

$$\phi = \phi_0 \cdot e^{-\mu_N \cdot x} \quad \text{ou encore} \quad \phi = \phi_0 \cdot 10^{-x/x_{10}}$$

où μ_N et x_{10} sont respectivement le coefficient d'atténuation massique et l'épaisseur massique d'atténuation d'un facteur 10 ($x_{10} = 2,30/\mu_N$) et x le parcours massique dans la matière (exprimé par exemple en g/cm^2).

Pour des énergies des photons de 10^{-2} à 100 MeV, les tableaux IV et V indiquent les valeurs numériques suivantes :

- rapport entre fluence, kerma, dose absorbée et exposition dans l'air à la surface de l'organisme en adoptant comme base de référence la valeur 1 pour l'exposition à la surface de l'organisme et en utilisant les unités suivantes :

fluence des électrons secondaires (F) :	électron/cm ²
kerma (K)	: 100 erg/g
dose absorbée (D)	: rad
exposition (X)	: röntgen

- fluence, kerma et dose absorbée dans les tissus mous, relativement aux mêmes grandeurs dans l'air, soit à la surface de l'organisme, soit à la profondeur d'équilibre électronique.

- facteurs suivants nécessaires au calcul des valeurs numériques précédentes :

$$\mu_T, R, 1/\mu_N, x_{10}, x_e \text{ et } (dE/dx)_i$$

Compte tenu des valeurs numériques rassemblées dans le tableau V, les figures 4 à 9 présentent les variations du kerma, de la dose absorbée, de l'exposition et de la fluence des électrons secondaires, dans l'air et dans l'organisme, pour une irradiation par les photons aux énergies de 10 keV, 100 keV, 1 MeV, 10 MeV et 100 MeV.

Pour le tracé des courbes 4 à 8, l'équilibre électronique est supposé réalisé dans l'air ; pour les photons de 100 MeV, les courbes ont en outre été tracées dans le cas où l'équilibre électronique est réalisé dans les tissus (figure 9).

L'unité de parcours dans la matière, portée en abscisse, est le parcours x_e , dans l'air ou les tissus, des électrons ayant pour énergie l'énergie des photons primaires considérés ; ce parcours est admis égal au parcours d'équilibre électronique.

4.2. Mesure de la dose absorbée

Les figures 4 à 9 montrent que la dose absorbée varie notablement suivant la profondeur dans l'organisme. Cette variation est essentiellement fonction de l'énergie du rayonnement et de l'état d'équilibre électronique qui, dans certains cas, n'est effectivement réalisé qu'à une profondeur importante dans l'organisme ; la dose absorbée peut croître ou bien décroître en fonction de la profondeur dans l'organisme suivant les conditions d'irradiation. En franchissant la surface de l'organisme, la dose absorbée peut être nettement plus élevée que dans l'air (cas des photons jusqu'à environ 1 MeV) ou, au contraire, plus faible que dans l'air (cas des photons à partir de 10 MeV environ).

Par ailleurs, les limites maximales admissibles annuelles sont essentiellement variables suivant le point ou l'organe considéré dans l'organisme. Par exemple, pour les électrons et les photons, ces limites sont :

- 30 rads au niveau de la couche basale de l'épiderme (profondeur 7 mg/cm^2)
- 15 rads au niveau des cristallins (profondeur 0,3 g/cm^2)
- 5 rads au niveau des gonades (profondeur 2 à 5 g/cm^2)

" Toute dosimétrie de l'irradiation externe doit donc être effectuée en vue de connaître la dose absorbée en un point déterminé de l'organisme, donc à une profondeur déterminée.

Un détecteur de rayonnement en radioprotection est toujours constitué par :

- un "milieu détecteur" m dont la réponse est proportionnelle à la dose absorbée D_m dans ce milieu détecteur. Il en est ainsi par exemple :
 - . du noircissement de l'émulsion du film dosimètre,
 - . de l'émission de lumière du détecteur thermoluminescent,
 - . de l'émission de lumière du détecteur radiophotoluminescent,
 - . de la charge électrique produite dans le gaz d'une chambre d'ionisation ou d'un compteur proportionnel,
- une enceinte, renfermant le milieu détecteur, caractérisée par son épaisseur de paroi et par la nature du matériau qui la constitue.

Si F_{x_p} est la fluence des électrons (primaires ou secondaires) dans le milieu détecteur après traversée de la paroi du détecteur, d'épaisseur x_p , par le rayonnement incident (électrons ou photons), la dose absorbée dans le milieu détecteur est :

$$D_m = F_{x_p} \cdot \overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,m}}$$

où $\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,m}}$ est le pouvoir d'arrêt massique moyen, par ionisation, du milieu détecteur pour les électrons.

Cette expression n'est valable que si la fluence des électrons varie peu dans tout le volume du milieu détecteur ; cette condition est évidemment indispensable pour que l'indication du détecteur puisse fournir directement la valeur de D_m .

Le détecteur utilisé fournira directement l'indication de la dose absorbée

$$D_t = F_{x_t} \cdot \overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{i,t}}$$

à une profondeur x_t dans l'organisme, si

$$\frac{D_m}{D_t} = 1$$

Ce résultat devant pouvoir être obtenu à une profondeur quelconque dans l'organisme, il doit, en particulier, être vérifié lorsque l'équilibre électronique est réalisé ; on a alors, d'après la relation (28),

$$\frac{\mu_{E,m}}{\mu_{E,t}} = 1 \tag{29}$$

Mais la relation (28) a été obtenue dans le cas d'un milieu homogène, il est donc nécessaire que le matériau constituant la paroi du détecteur remplisse également la condition

$$\frac{\mu_{E,p}}{\mu_{E,t}} = 1 \tag{30}$$

En outre, pour que $D_m/D_t = 1$, il est également nécessaire que le rayonnement incident subisse la même atténuation dans l'épaisseur x_p de paroi que dans l'épaisseur x_t de tissu. Compte tenu de la relation (30), il en sera fait ainsi si les épaisseurs massiques x_p et x_t sont égales.

En conclusion, les seules conditions à remplir pour que le détecteur utilisé fournisse directement la valeur de la dose absorbée à une profondeur x_t dans les tissus sont

$$\boxed{\frac{\mu_{E,m}}{\mu_{E,t}} = \frac{\mu_{E,p}}{\mu_{E,t}} = 1} \tag{31} \quad \text{et} \quad \boxed{\frac{x_p}{x_t} = 1} \tag{32}$$

Un matériau pour lequel la relation (31) est vérifiée quelle que soit l'énergie des photons est dit "équivalent aux tissus pour les photons".

De tels matériaux ont pu être réalisés. Par exemple, pour le mélange suivant /8/,

polyéthylène 71 %

fluorure de magnésium 29 %

on obtient, entre 10^{-2} et 10 MeV, $\frac{\mu_{E,p}}{\mu_{E,t}} = 1 \pm 0,03$.

Les matériaux équivalents à l'air pour lesquels

$$\frac{\mu_{E,m}}{\mu_{E,air}} = 1$$

sont également intéressants car le rapport $\mu_{E,air} / \mu_{E,t}$ est sensiblement constant et égal à $0,93 \pm 0,025$ pour les photons de 10^{-2} à 10 MeV. Pour obtenir la même atténuation dans la paroi, celle-ci doit avoir une épaisseur, pour un matériau équivalent à l'air,

$$x_p = \frac{x_t}{0,93} \text{ afin d'obtenir la même atténuation.}$$

La dose absorbée mesurée, en utilisant l'air comme milieu détecteur, est alors

$$D_{air} = D_t \cdot 0,93 \quad \text{où } D_t \text{ est la dose absorbée à la profondeur } x_t \text{ dans l'organisme.}$$

De tels matériaux ont pu être réalisés. Par exemple, pour le mélange suivant /9/,

téflon 56,5 %

carbone 43,5 %

on obtient, entre 10^{-2} et 10 MeV, $\frac{\mu_{E,p}}{\mu_{E,t}} = 0,89 \pm 0,02$

On prendra, dans ce cas, $x_p = \frac{x_t}{0,89}$.

A titre d'exemple, les figures 10 et 11 montrent, pour des photons de 60 keV, la variation de la dose absorbée dans les parois d'une épaisseur de 330 mg/cm² et dans l'air d'une chambre d'ionisation d'environ 1 cm³ et dont la paroi est en aluminium pour la figure 10 et en téflon-carbone pour la figure 11. L'utilisation de la chambre d'ionisation à paroi d'aluminium fournit pratiquement la valeur de la dose absorbée dans l'aluminium qui est environ 8 fois supérieure à la dose absorbée dans l'air ou dans les tissus (à une profondeur de 0,3 g/cm²).

5 - CONCLUSION

Les relations établies au cours de cette étude permettent de déterminer simplement les correspondances numériques entre dose absorbée, kerma et exposition.

Cependant, il est bon de retenir aussi les hypothèses qui ont permis d'obtenir ces résultats (relations (1) et (5)). Une étude expérimentale doit permettre de vérifier les limites de validité de ces hypothèses et, également, de préciser l'importance des phénomènes de diffusion et de production de cascades photons-électrons susceptibles d'entraîner des atténuations dans l'organisme plus faibles que celles présentées dans les figures 4 à 9.

Par ailleurs dans la présente étude, il a été admis que la dose absorbée en un point de la matière est liée directement au kerma en ce point. Cette approximation est pratiquement exacte pour des énergies de photons incidents jusqu'à 1 MeV environ. Pour des énergies plus élevées, l'émission des électrons secondaires est davantage dirigée vers l'avant et leur parcours moyen devient notable devant le libre parcours moyen des photons. La dose absorbée est alors liée au kerma en un point situé en amont relativement à la direction des photons incidents, ce qui entraîne un accroissement de la dose absorbée qui est d'environ 1 % à 1 MeV et quelques pour-cent à 10 MeV.

A N N E X E

EVALUATION DU POUVOIR D'ARRÊT MASSIQUE MOYEN
DES ÉLECTRONS SECONDAIRES RESULTANT DE L'INTERACTION
DES PHOTONS AVEC LA MATIÈRE, A L'EQUILIBRE ÉLECTRONIQUE

1 - Evaluation du pouvoir d'arrêt massique total moyen

Le spectre normalisé de ralentissement des électrons (voir paragraphe 1.10) est :

$$Y(E) = \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} \quad (5)$$

Le pouvoir d'arrêt massique total moyen, pondéré sur tout le spectre des électrons de ralentissement produits par les photons d'énergie maximale E_p est :

$$\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = \frac{\int_0^{E_p} Y(E) \cdot \frac{\partial E}{\partial x} \cdot dE}{\int_0^{E_p} Y(E) \cdot dE}$$

d'où avec la relation (5)

$$\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = \frac{\int_0^{E_p} dE}{\int_0^{E_p} \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^{-1} \cdot dE}$$

d'où

$$\boxed{\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)} = \frac{E_p}{x_e}}$$

2 - Evaluation du pouvoir massique par ionisation moyen

Le pouvoir d'arrêt massique par ionisation, pondéré sur tout le spectre des électrons de ralentissement produits par les photons d'énergie maximale E_p est :

$$\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i} = \frac{\int_0^{E_p} Y(E) \cdot \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_i \cdot dE}{\int_0^{E_p} Y(E) \cdot dE}$$

ou, si $\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_f$ est le pouvoir d'arrêt massique par freinage, et avec la relation (5)

$$\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i} = \frac{\int_0^{E_P} \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^{-1} \cdot \left[\frac{\partial E}{\partial x} - \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_f \right] \cdot dE}{\int_0^{E_P} \left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)^{-1} \cdot dE}$$

$$\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i} = \frac{\int_0^{E_P} dE - \int_0^{E_P} \frac{(\partial E / \partial x)_f}{\partial E / \partial x} \cdot dE}{x_e}$$

d'où, avec la relation (6)

$$\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i} = \frac{E_P - R \cdot E_P}{x_e}$$

ou

$$\overline{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i} = \frac{E_P}{x_e} \cdot (1-R)$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1/ Radiation Quantities and Units - International Commission on Radiological Units and Measurements. Report 10a - 1962, U.S. National Bureau of Standards - Handbook 84.
- [2/ BETHE (H.A.) and HEITLER (W.)
On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons.
Proc. Roy. Soc. A 146 - 1934 - pp. 83-112.
- [3/ BERGER (M.J.) - SELTZER (S.M.)
Tables of energy-losses and ranges of electrons and positrons.
NAS-NRC 1133 - 1965 - pp. 205-268.
- [4/ SPENCER (L.V.) - FANO (U.)
Energy spectrum resulting from electron slowing down.
Physical Review 93 - 1954 - pp. 1172-1181.
- [5/ Physical aspects of irradiation - International Commission on Radiological Units and Measurements. Report 10b - 1962, U.S. National Bureau of Standards - Handbook 85.
- [6/ ROHRlich (F.) - CARLSON (B.C.)
Positron-electron differences in energy loss and multiple scattering.
Physical Review 93 - 1954 - pp. 38-44.
- [7/ STERNHEIMER (R.M.)
Density effect for the ionization loss of charged particles.
Physical Review 145 - 1966 - pp. 247-250.
- [8/ JOFFRE (H.) - BETCHEN (G.) - CHAMEROY (J.) - LAXAGUE (J.)
Chambre d'ionisation.
Brevet d'invention n° PV 977 848 du 11 juin 1964.
1er certificat d'addition au brevet 1360381.
- [9/ JOFFRE (H.) - BETCHEN (G.)
Chambre d'ionisation.
Brevet d'invention n° PV 929 856 du 29 mars 1963.
- [10/ HUBBELL (J.H.) - BERGER (M.J.)
Photon attenuation and energy transfer coefficients - Tabulations and discussion.
N.B.S. Report 8681 - 1965.

Manuscrit reçu le 28 novembre 1967

TABLEAU I
 POUVOIR D'ARRÊT MASSIQUE DE DIVERS MATERIAUX
 PAR IONISATION POUR LES ELECTRONS

Energie MeV	Pouvoir d'arrêt en MeV/g.cm ⁻²				<u>Eau</u> Air	<u>Tissus</u> Air	<u>Al</u> Air
	Air	Eau	Tissus	Al			
0,010	19,7	23,2	22,8	16,6	1,18	1,16	0,843
0,015	14,4	16,9	16,6	12,3	1,17	1,15	0,854
0,020	11,5	13,5	13,3	9,89	1,17	1,16	0,853
0,030	8,46	9,88	9,72	7,32	1,17	1,15	0,863
0,040	6,82	7,95	7,83	5,93	1,17	1,15	0,867
0,050	5,80	6,74	6,64	5,06	1,16	1,14	0,871
0,060	5,09	5,91	5,82	4,46	1,16	1,14	0,875
0,080	4,18	4,85	4,77	3,68	1,16	1,14	0,878
0,10	3,62	4,19	4,12	3,19	1,16	1,14	0,879
0,15	2,85	3,30	3,26	2,53	1,16	1,14	0,885
0,20	2,46	2,84	2,78	2,19	1,15	1,13	0,887
0,50	1,80	2,02	2,00	1,60	1,12	1,11	0,889
1,0	1,66	1,82	1,80	1,47	1,10	1,08	0,886
2,0	1,68	1,79	1,77	1,48	1,07	1,05	0,881
5,0	1,83	1,86	1,84	1,56	1,02	1,01	0,852
10	1,97	1,94	1,91	1,64	0,985	0,970	0,828
20	2,13	2,02	1,99	1,71	0,948	0,934	0,803
50	2,30	2,11	2,08	1,79	0,917	0,904	0,772
100	2,40	2,18	2,14	1,85	0,908	0,892	0,761
200	2,49	2,24	2,20	1,90	0,900	0,884	0,754
500	2,60	2,32	2,28	1,97	0,892	0,877	0,755
1 000	2,70	2,42	2,38	2,02	0,896	0,881	0,757

TABLEAU II

COEFFICIENT D'ABSORPTION MASSIQUE EN ENERGIE
DE DIVERS MATERIAUX POUR LES PHOTONS
/10/

Energie MeV	Coefficient d'absorption massique en cm ² /g			$\frac{\mu}{\rho}_{E\text{ eau}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{E\text{ Al}}$
	$\frac{\mu}{\rho}_{E\text{ air}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{E\text{ eau}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{E\text{ Al}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{E\text{ air}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{E\text{ air}}$
0,010	4,54	4,76	25,6	1,05	5,64
0,015	1,25	1,29	7,48	1,03	5,98
0,020	0,502	0,506	3,05	1,01	6,08
0,030	0,145	0,145	0,866	1,00	5,97
0,040	0,0622	0,0624	0,335	1,00	5,39
0,050	0,0376	0,0386	0,170	1,03	4,52
0,060	0,0287	0,0302	0,102	1,05	3,55
0,080	0,0234	0,0252	0,0526	1,08	2,25
0,10	0,0231	0,0250	0,0369	1,08	1,60
0,15	0,0249	0,0276	0,0281	1,11	1,13
0,20	0,0266	0,0297	0,0273	1,12	1,03
0,50	0,0299	0,0332	0,0288	1,11	0,963
1	0,0279	0,0310	0,0268	1,11	0,961
2	0,0234	0,0260	0,0227	1,11	0,970
5	0,0173	0,0190	0,0178	1,10	1,03
10	0,0143	0,0154	0,0162	1,08	1,13
20	0,0131	0,0136	0,0162	1,04	1,24
50	0,0122	0,0126	0,0164	1,03	1,34
100	0,0121	0,0124	0,0156	1,03	1,29

TABLEAU III

COEFFICIENT DE TRANSFERT MASSIQUE EN ENERGIE
DE DIVERS MATERIAUX POUR LES PHOTONS
/10/

Energie MeV	Coefficient de transfert massique en cm ² /g			$\frac{\mu}{\rho}_{T\text{ eau}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{T\text{ Al}}$
	$\frac{\mu}{\rho}_{T\text{ air}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{T\text{ eau}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{T\text{ Al}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{T\text{ air}}$	$\frac{\mu}{\rho}_{T\text{ air}}$
0,010	4,54	4,76	25,6	1,05	5,64
0,015	1,25	1,29	7,48	1,03	5,98
0,020	0,502	0,506	3,05	1,01	6,08
0,030	0,145	0,145	0,866	1,00	5,97
0,040	0,0622	0,0624	0,335	1,00	5,39
0,050	0,0376	0,0386	0,170	1,03	4,52
0,060	0,0287	0,0302	0,102	1,05	3,55
0,080	0,0234	0,0252	0,0526	1,08	2,25
0,10	0,0231	0,0250	0,0370	1,08	1,60
0,15	0,0249	0,0276	0,0282	1,11	1,13
0,20	0,0266	0,0297	0,0274	1,12	1,03
0,50	0,0300	0,0333	0,0290	1,11	0,970
1	0,0281	0,0312	0,0271	1,11	0,971
2	0,0236	0,0262	0,0231	1,11	0,987
5	0,0177	0,0194	0,0186	1,10	1,08
10	0,0149	0,0161	0,0176	1,08	1,23
20	0,0143	0,0148	0,0189	1,04	1,44
50	0,0149	0,0156	0,0233	1,05	1,91
100	0,0173	0,0181	0,0281	1,05	2,32

TABLEAU IV

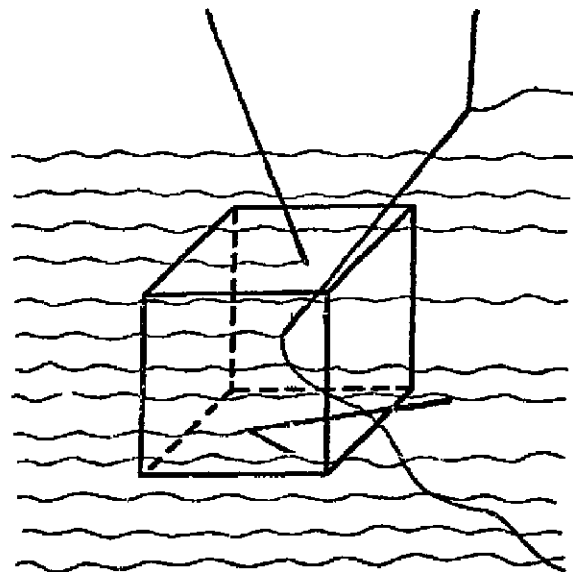
VALEURS NUMERIQUES DES COEFFICIENTS UTILISES
EN FONCTION DE L'ENERGIE DES PHOTONS

Facteur considéré	Unité	Energie des photons en MeV				
		10^{-2}	10^{-1}	1	10	100
$\mu_{T,t}$	cm^2/g	4,82	0,0251	0,0309	0,0160	0,0180
$\mu_{T,air}$	cm^2/g	4,54	0,0231	0,0281	0,0149	0,0173
R_t		$5,43 \cdot 10^{-5}$	$5,43 \cdot 10^{-4}$	$5,40 \cdot 10^{-3}$	$5,07 \cdot 10^{-2}$	0,323
R_{air}		$4,90 \cdot 10^{-5}$	$4,90 \cdot 10^{-4}$	$4,88 \cdot 10^{-3}$	$4,60 \cdot 10^{-2}$	0,303
$1/\mu_{N,t}$	g/cm^2	0,198	6,02	14,3	45,6	58,4
$1/\mu_{N,air}$	g/cm^2	0,210	6,62	15,7	49,2	59,5
$x_{10,t}$	g/cm^2	0,458	13,9	32,9	105	135
$x_{10,air}$	g/cm^2	0,484	15,2	36,3	113	137
$x_{e,t}$	g/cm^2	$2,45 \cdot 10^{-4}$	$1,42 \cdot 10^{-2}$	0,443	5,09	33,5
$x_{e,air}$	g/cm^2	$2,89 \cdot 10^{-4}$	$1,63 \cdot 10^{-2}$	0,491	5,20	31,9
$(dE/dx)_{i,t}$	$\text{MeV}/\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$	40,8	7,02	2,24	1,87	2,02
$(dE/dx)_{i,air}$	$\text{MeV}/\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$	34,6	6,13	2,03	1,84	2,18

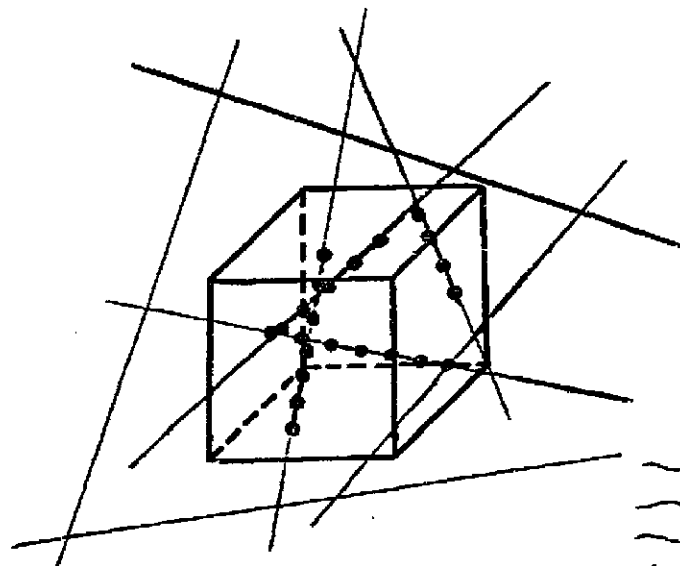
TABLEAU V

RELATIONS NUMERIQUES ENTRE DOSE ABSORBEE, KERMA, FLUENCE
ET EXPOSITION EN FONCTION DE L'ENERGIE DES PHOTONS

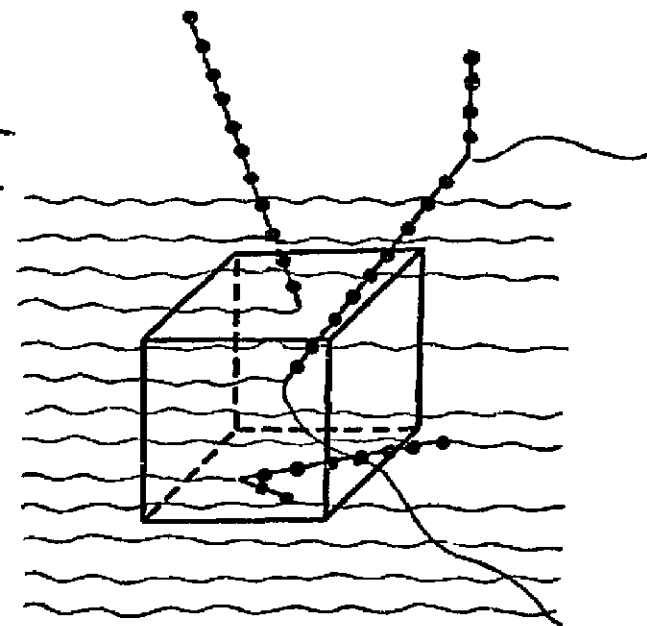
Rapport considéré	Relations utilisées	Energie des photons en MeV				
		10^{-2}	10^{-1}	1	10	100
$(D_{e,air}/\mathcal{E})_{\text{surface}}$	$\mathcal{E}_e = 1,15 D_e$	0,869	0,869	0,869	0,869	0,869
$(K_{air}/\mathcal{E})_{\text{surface}}$	$\frac{K}{\mathcal{E}} = \frac{0,869}{1-R}$	0,869	0,869	0,873	0,911	1,25
$(F/\mathcal{E})_{\text{surface}}$	$D_e = F_e \cdot (dE/dx)_i$ $\mathcal{E}_e = 1,15 D_e$	$1,57 \cdot 10^6$	$8,86 \cdot 10^6$	$2,67 \cdot 10^7$	$2,95 \cdot 10^7$	$2,49 \cdot 10^7$
$(F_t/F_{air})_{\text{surface}}$		1	1	1	1	1
$(K_t/K_{air})_{\text{surface}}$	$\frac{K_t}{K_{air}} = \frac{\mu_{T,t}}{\mu_{T,air}}$	1,06	1,09	1,10	1,07	1,04
$(D_t/D_{air})_{\text{surface}}$	$\frac{(1-R_t)}{(1-R_{air})} \cdot \frac{x_{e,t}}{x_{e,air}}$	1,18	1,15	1,11	1,02	0,927
$F_{e,t}/F_{e,air}$	$\frac{\mu_{T,t}}{\mu_{T,air}} \cdot \frac{x_{e,t}}{x_{e,air}}$	0,901	0,949	0,992	1,05	1,09
$D_{e,t}/D_{e,air}$	$\frac{\mu_{T,t}}{\mu_{T,air}} \cdot \frac{(1-R_t)}{(1-R_{air})}$	1,06	1,09	1,10	1,07	1,02
$K_{e,t}/D_{e,t}$	$= \frac{1}{1-R_t}$	1	1	1	1,05	1,48
$K_{e,air}/D_{e,air}$	$= \frac{1}{1-R_{air}}$	1	1	1	1,05	1,43



a) $K = \frac{\Delta E_c}{\Delta m}$



b) $D = \frac{\Delta E_i}{\Delta m}$



c) $\mathcal{E} = \frac{\Delta Q}{\Delta m}$

- ~~~~~ photons
- électrons
- paires d'ions

figure 1 - Kerma, Dose absorbée et Exposition

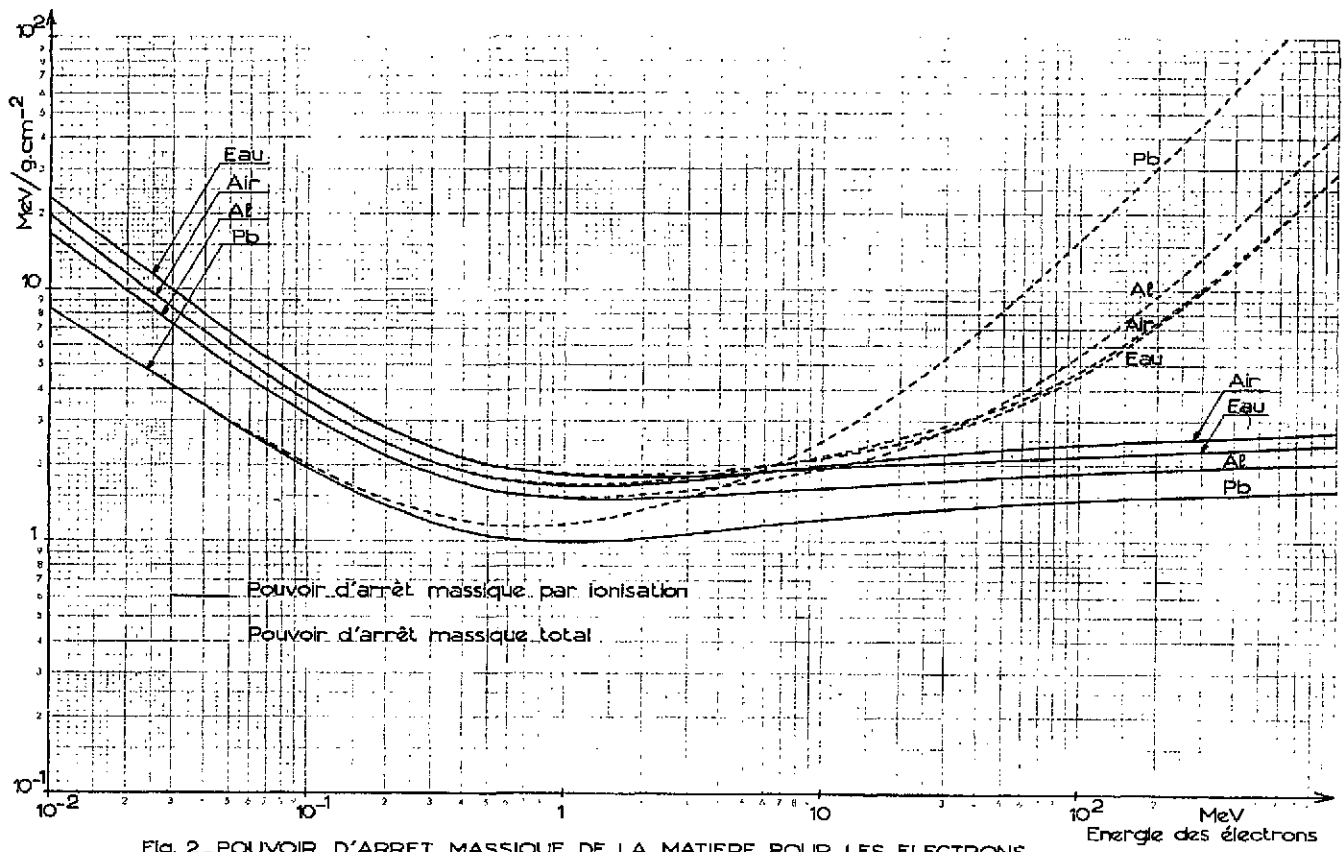


Fig. 2. POUVOIR D'ARRÊT MASSIQUE DE LA MATIÈRE POUR LES ÉLECTRONS

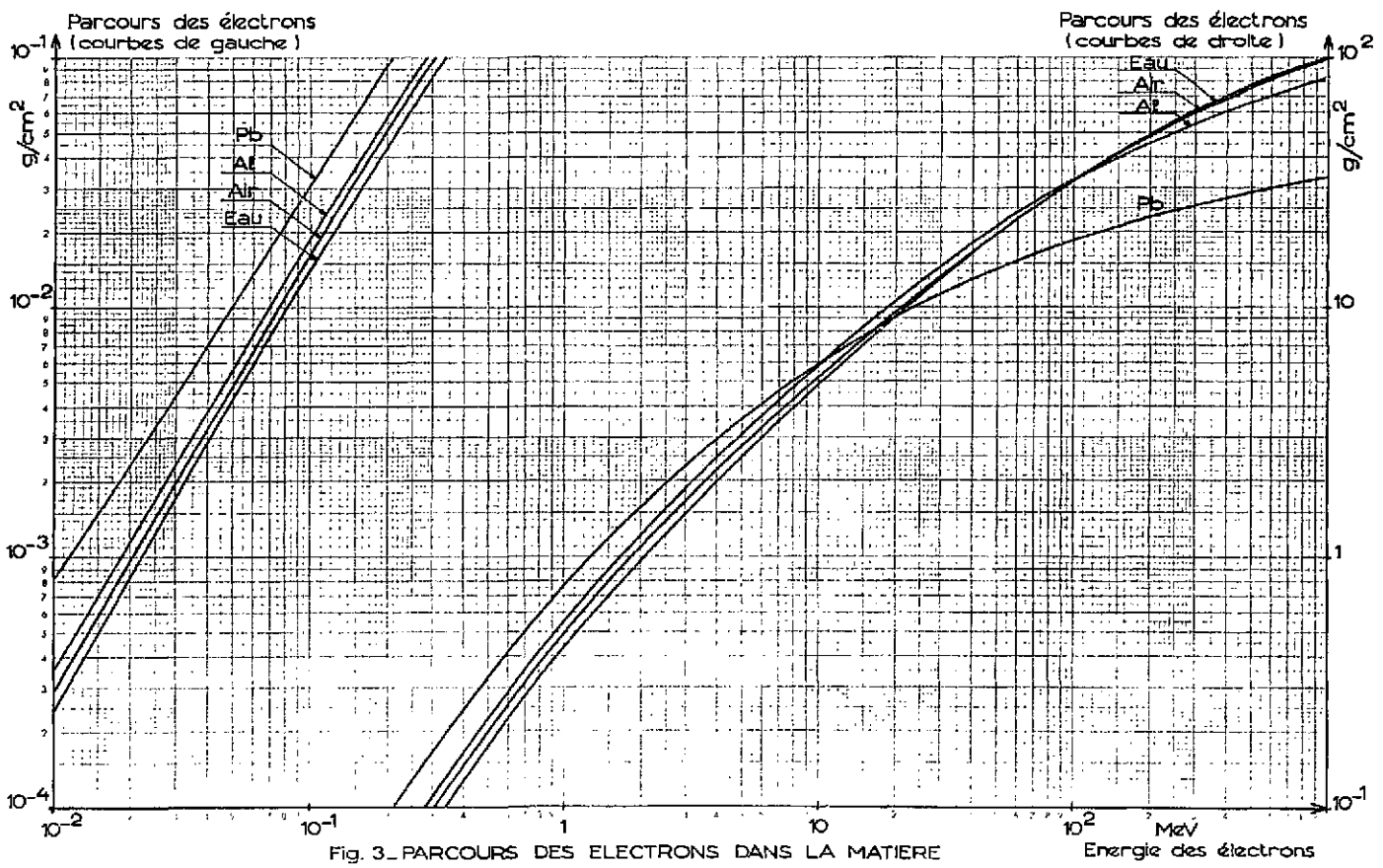


Fig. 3. PARCOURS DES ÉLECTRONS DANS LA MATIÈRE

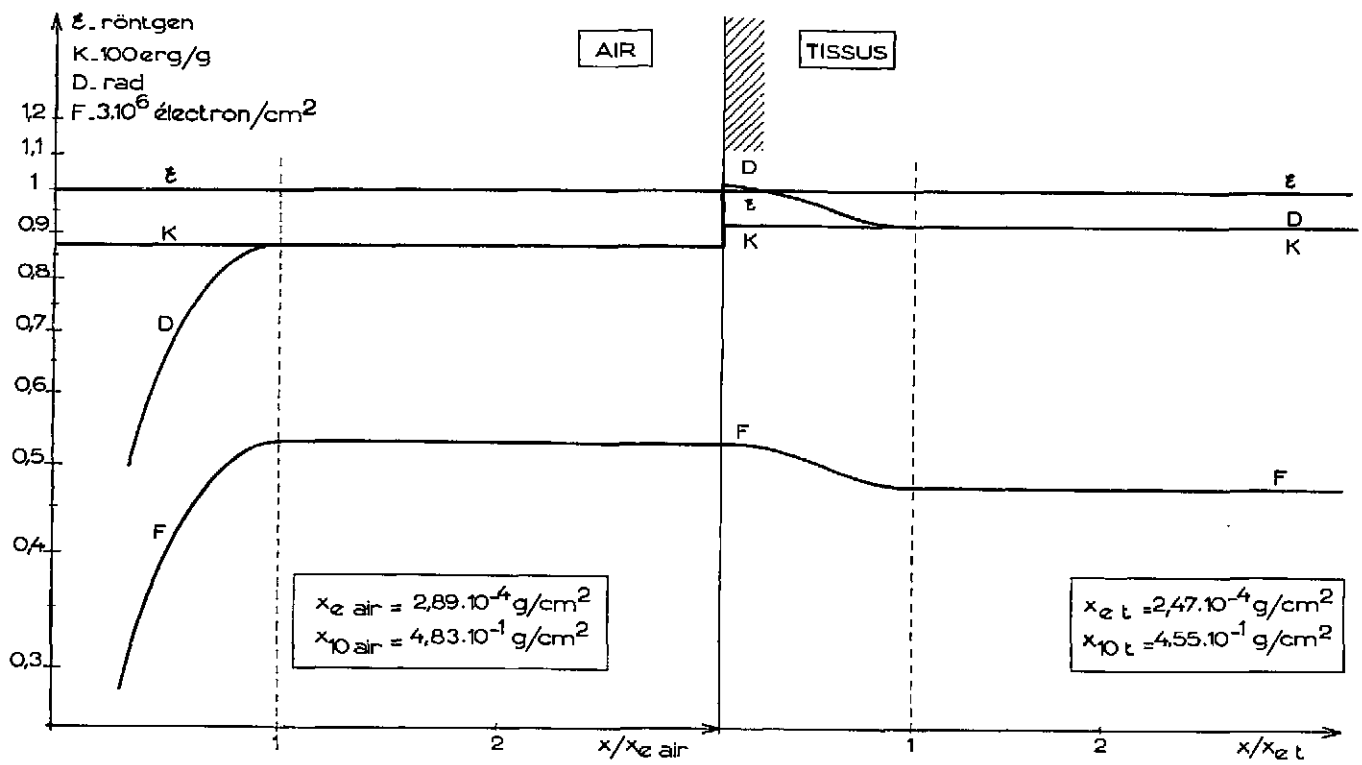


Fig. 4 - VARIATIONS DE ϵ , K, D ET F - CAS DES PHOTONS DE 10 keV

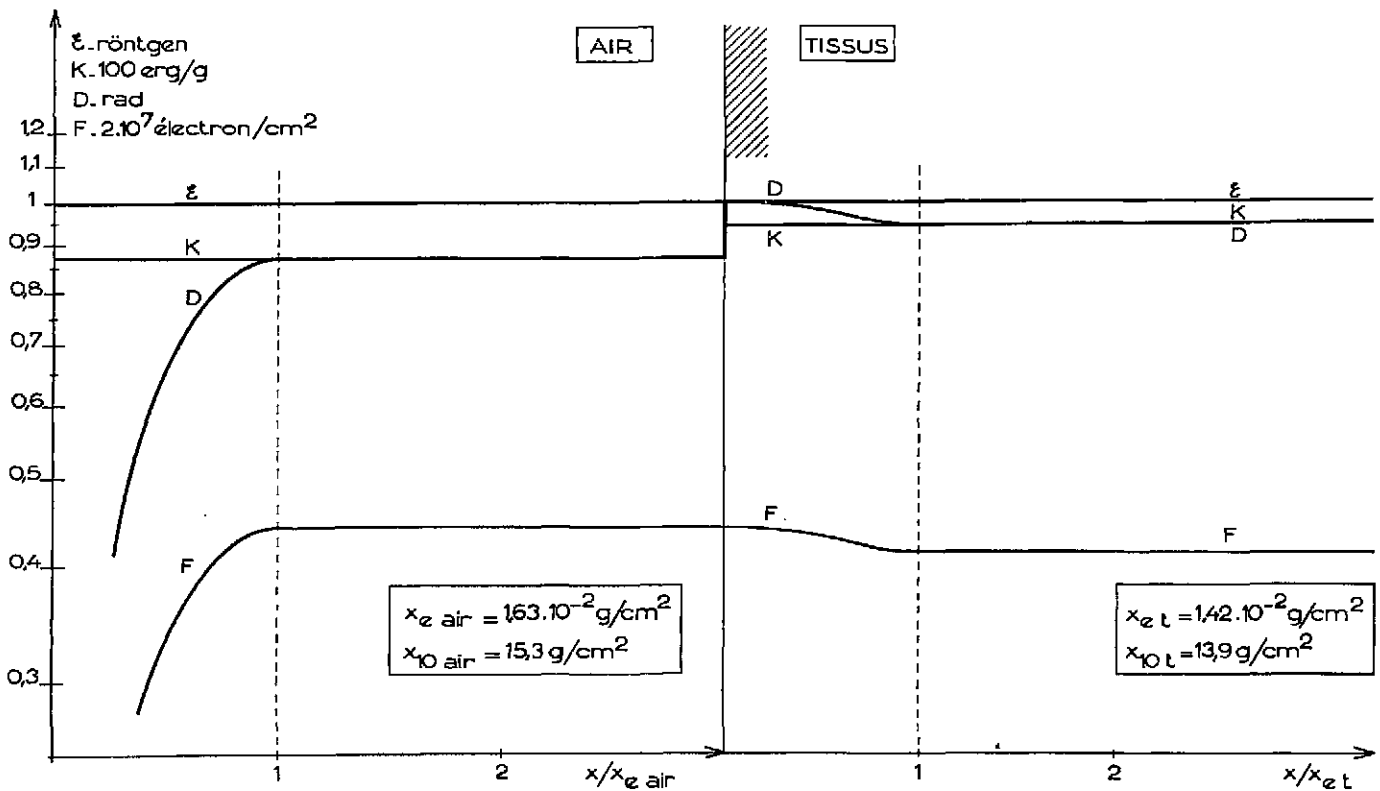


Fig. 5 - VARIATIONS DE ϵ , K, D ET F - CAS DES PHOTONS DE 100 keV

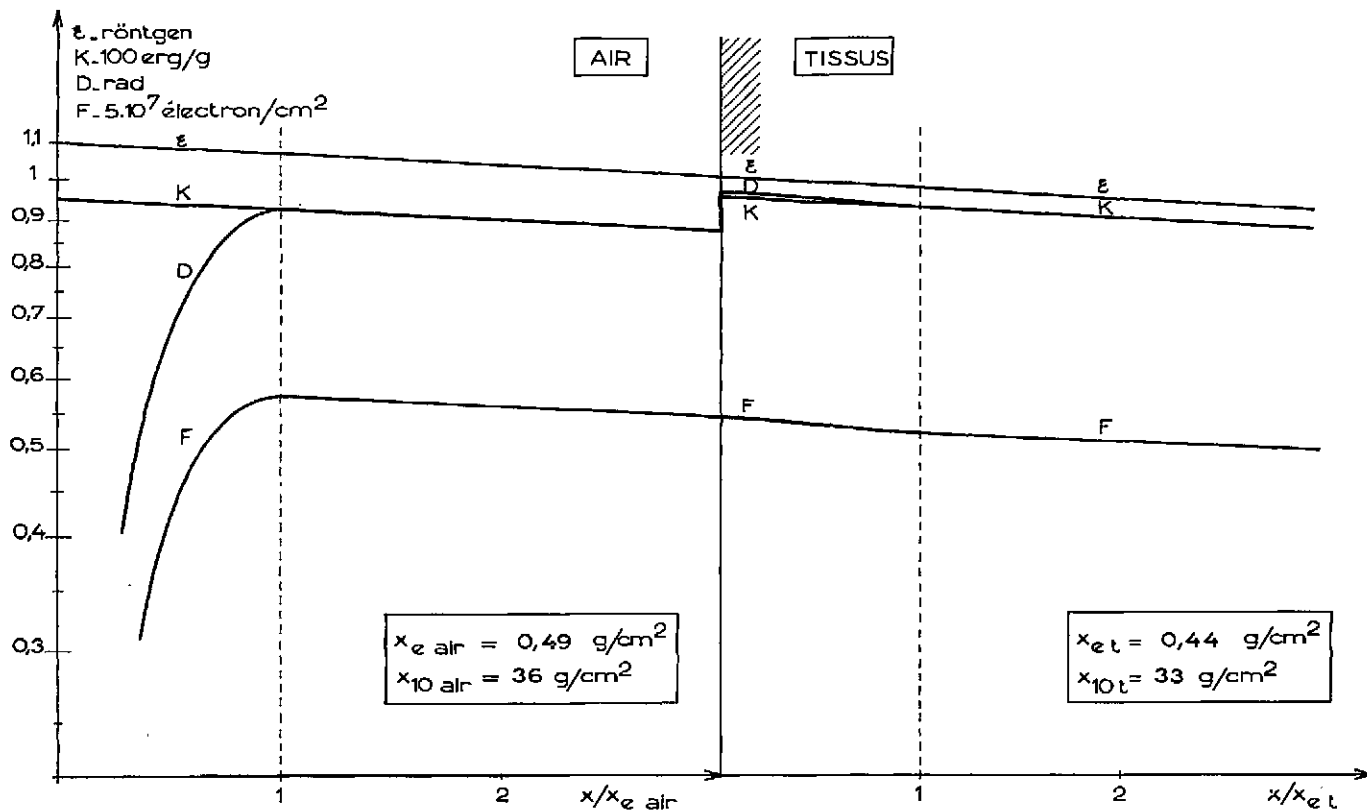


Fig. 6 - VARIATIONS DE ϵ, K, D ET F - CAS DES PHOTONS DE 1 MeV

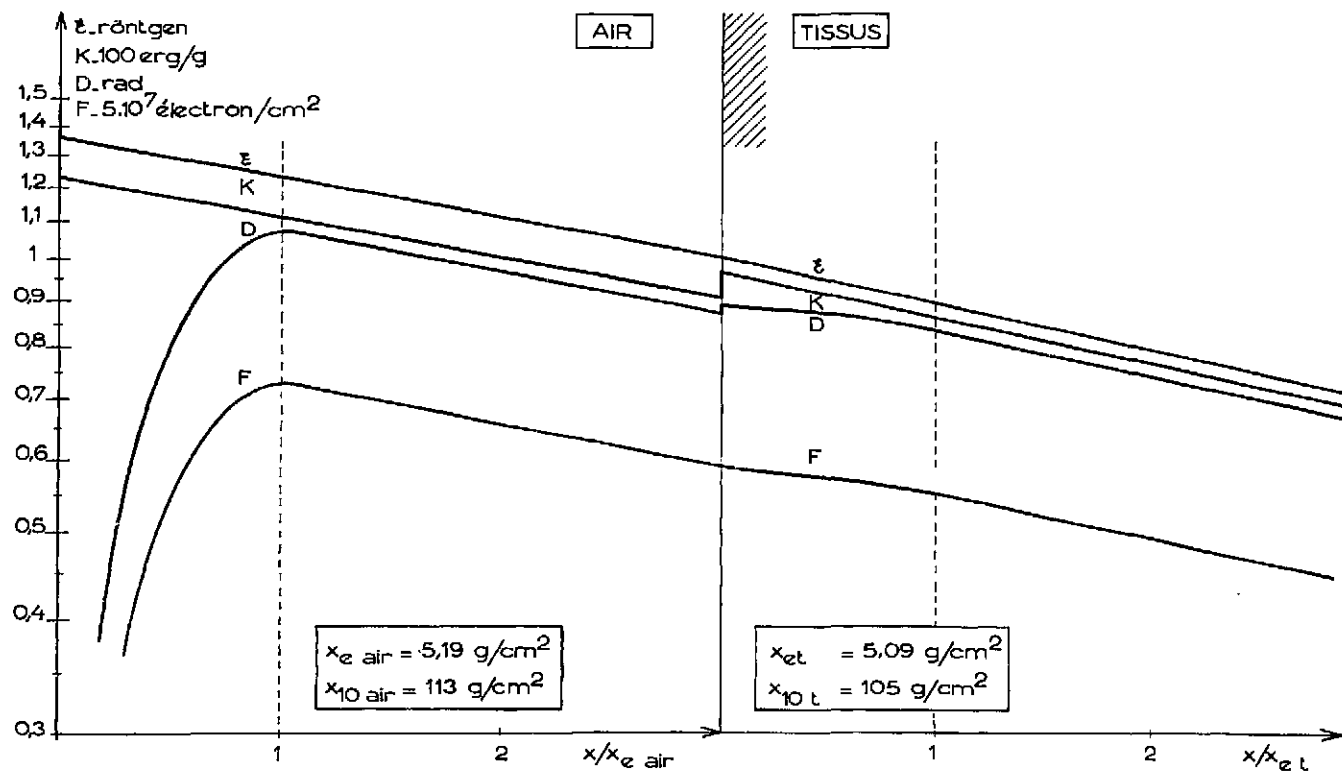


Fig. 7 - VARIATIONS DE ϵ, K, D ET F - CAS DES PHOTONS DE 10 MeV

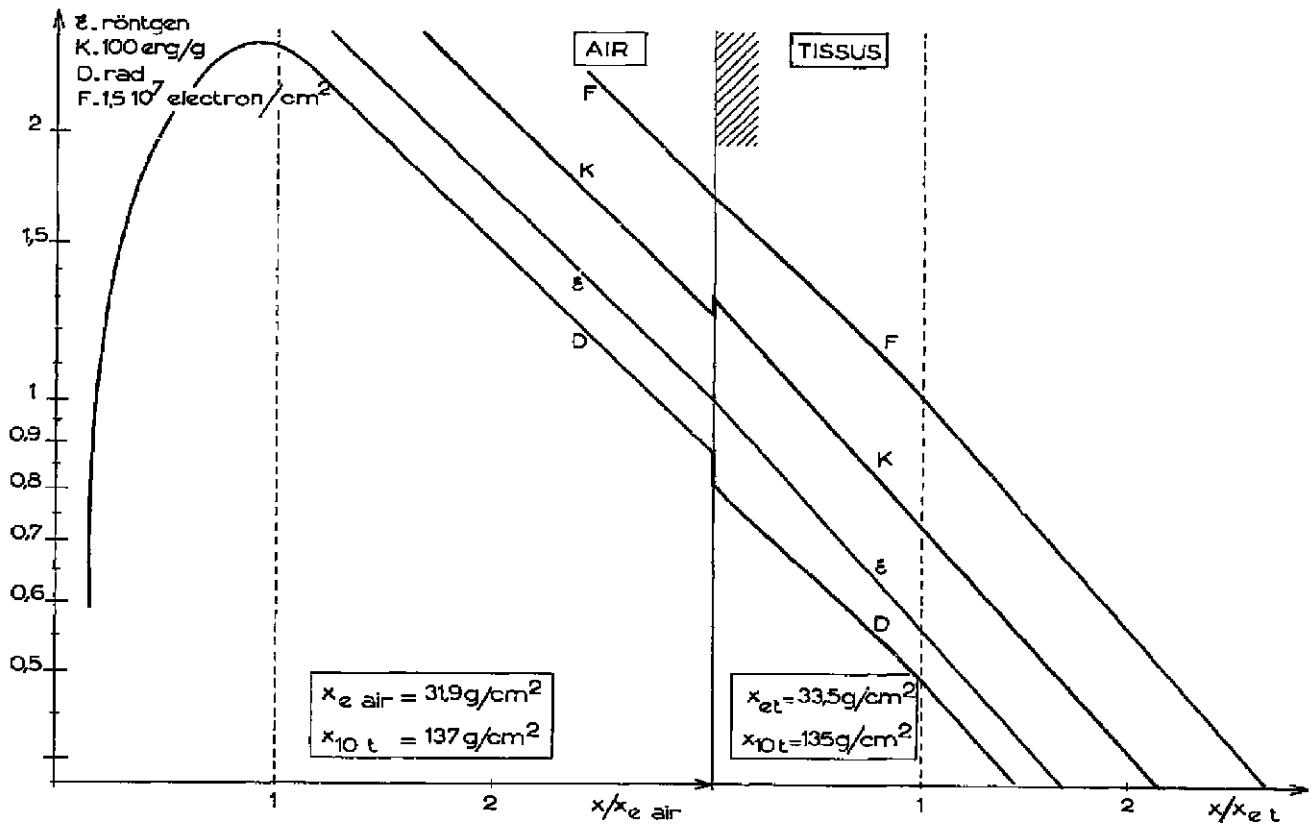


Fig. 8 - VARIATIONS DE ξ, K, D ET F - CAS DES PHOTONS DE 100 MeV (Equilibre électronique réalisé dans l'air)

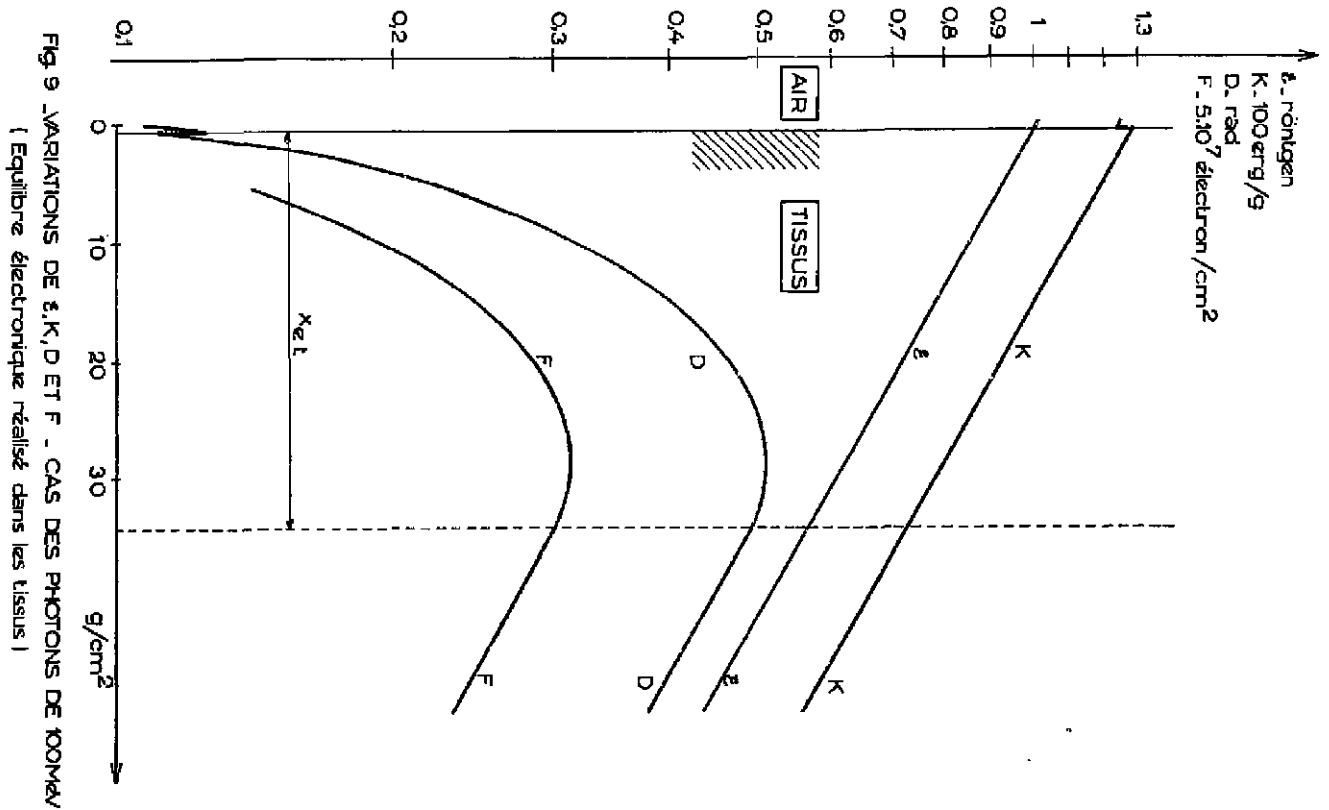


Fig. 9 - VARIATIONS DE ξ, K, D ET F - CAS DES PHOTONS DE 100 MeV (Equilibre électronique réalisé dans les tissus)

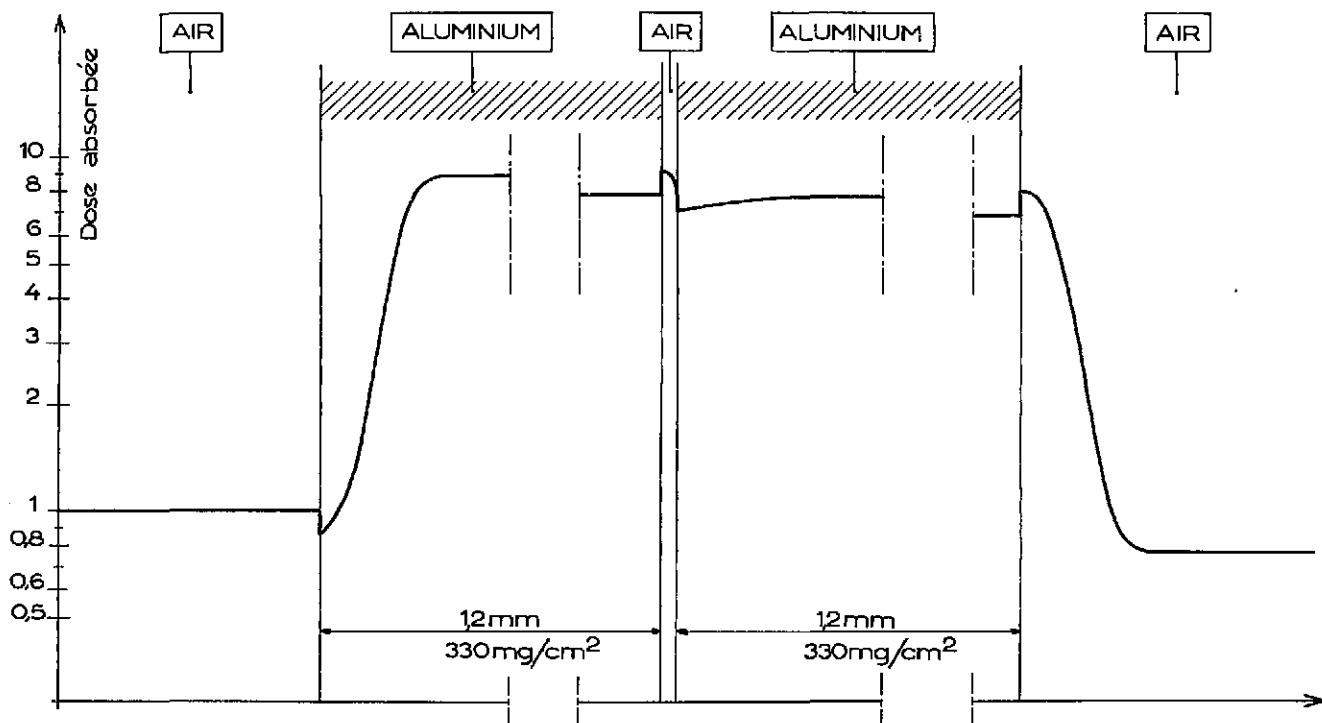


Fig.10 - VARIATIONS DE LA DOSE ABSORBÉE DANS UN STYLODOSIMÈTRE À PAROI D'ALUMINIUM (Type SEQ 4) POUR DES PHOTONS DE 60 keV

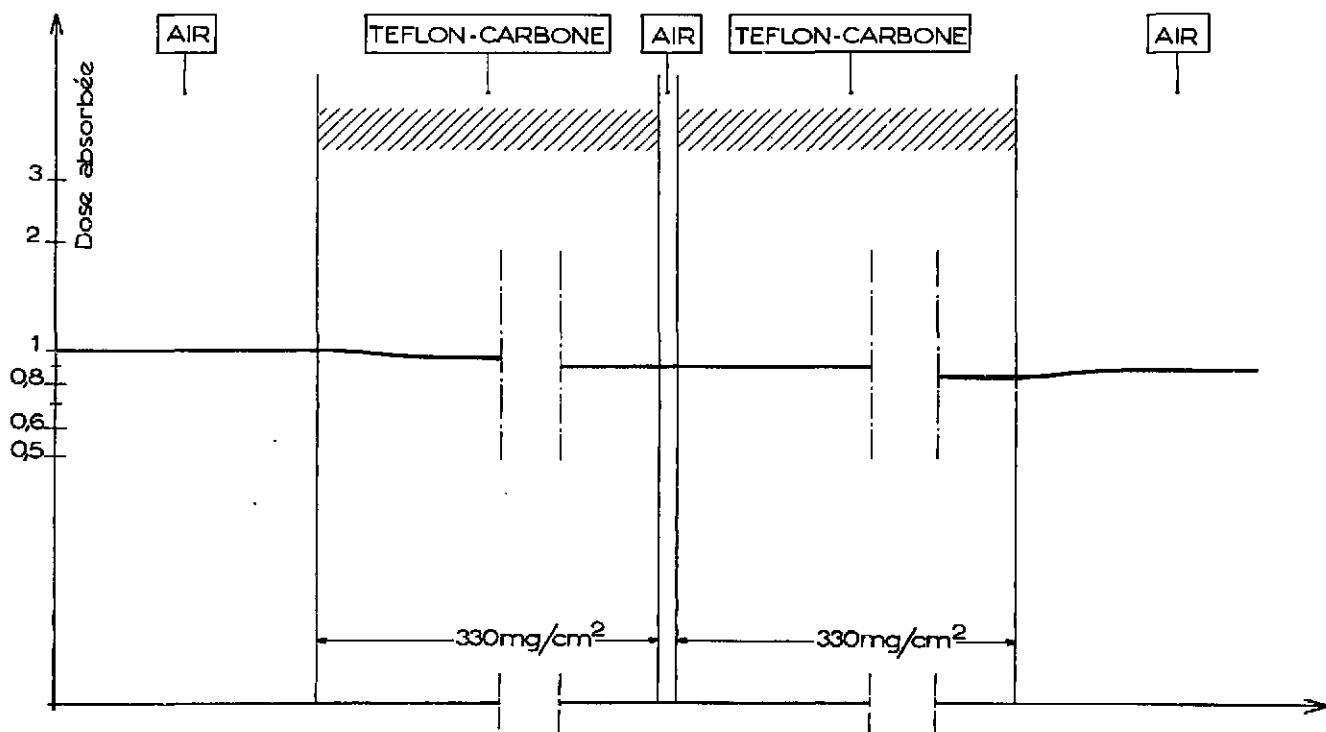


Fig.11 - VARIATIONS DE LA DOSE ABSORBÉE DANS UN STYLODOSIMÈTRE À PAROI DE TEFLON-CARBONE POUR DES PHOTONS DE 60 keV

FIN