

ATTÉNUATION ET ABSORPTION D'UN FAISCEAU DE PHOTONS PAR LA MATIÈRE.

1. Atténuation liée à la propagation du faisceau dans le vide

Lorsqu'une source émet un rayonnement, cette émission se fait souvent dans toutes les directions de l'espace (ou éventuellement un ensemble de directions privilégiées). En première approximation, on peut considérer cette émission comme isotrope et homogène.

Dans le vide, les photons se propagent sans interaction, donc en ligne droite à partir de la source.

Le flux de photons (quantité/unité de temps) est $\Phi = \frac{dN}{dt}$; lorsque les photons sont à une distance R de

la source, ils traversent une sphère de rayon R_0 , soit une surface $4\pi R_0^2$.

Lorsque les mêmes photons se trouvent à une distance R , le flux Φ se conserve, mais la surface de la sphère traversée vaut $4\pi R^2$.

Le même nombre de photons traverse donc une surface $(R/R_0)^2$ fois plus grande. Le flux par unité de surface $\phi = \frac{dN}{dt ds}$ est tel que : $\phi = \phi_0 \frac{R_0^2}{R^2}$

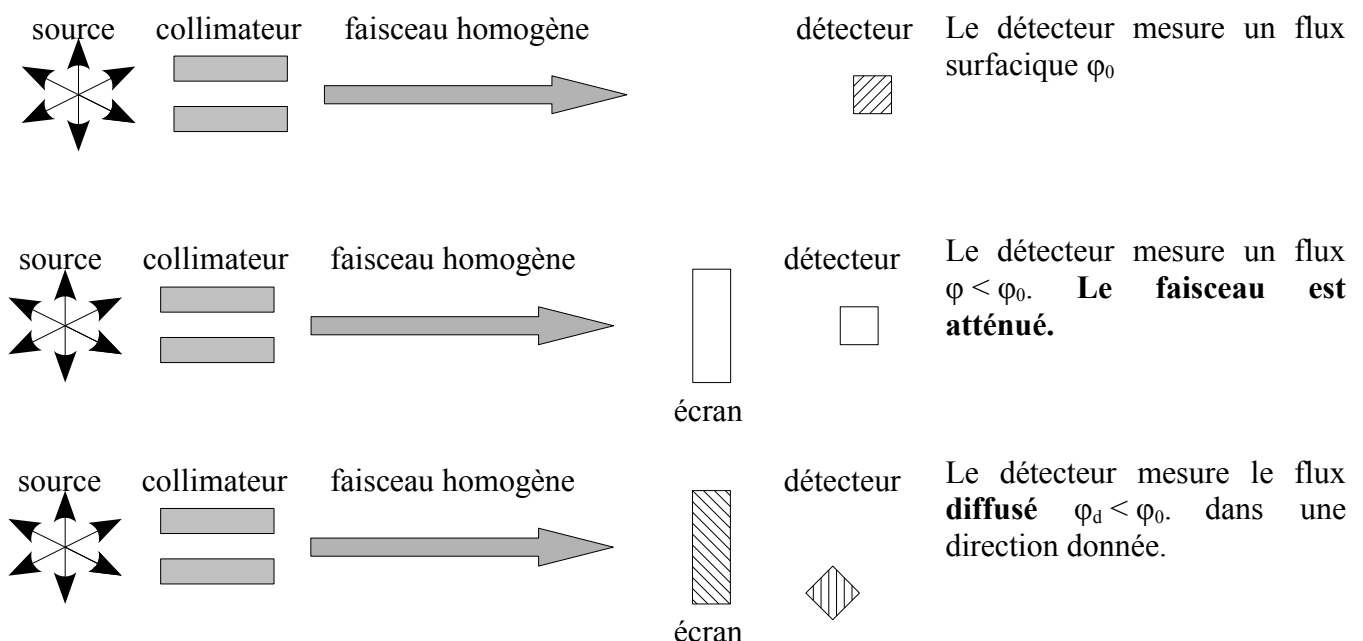
Le flux surfacique de photons diminue donc avec le carré de la distance à la source.

Dans la suite, on suppose que le faisceau de photons est parallèle (le flux surfacique ϕ reste constant dans le vide)

On rappelle que, pour un faisceau mono-chromatique, la puissance émise par la source vaut $P = h\nu \Phi$ (en watt) et que l'intensité "lumineuse" vaut $I = h\nu \phi$ (en $W.m^{-2}$)

2. Diffusion et absorption.

Pour l'étude de l'atténuation des rayonnements électromagnétiques par la matière, on suppose que le faisceau est mono énergétique et mono directionnel. En pratique, on utilise un faisceau collimaté.

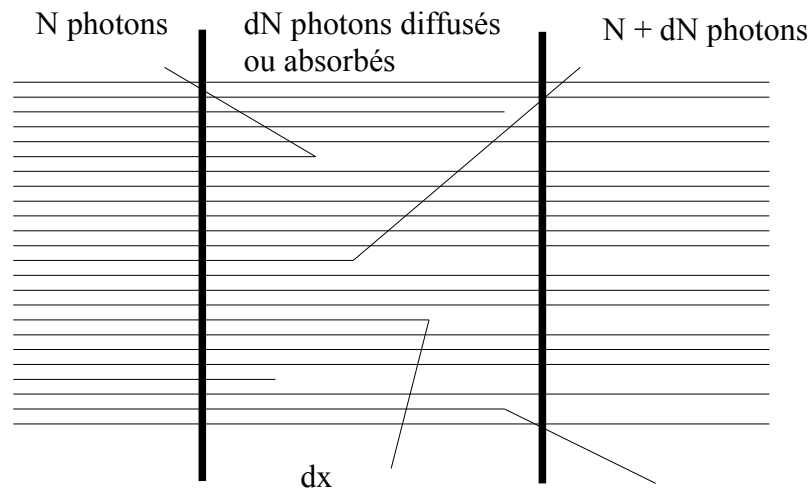


3. Coefficient d'atténuation linéique μ

3.1. Traversée d'une épaisseur de matière dx .

Le coefficient d'atténuation exprime la probabilité qu'un photon d'interagire avec la matière.

On suppose qu'un faisceau de N photons traverse une épaisseur de matière dx :



Le nombre de photons qui "disparaissent" (ils sont absorbés ou diffusés) dans l'épaisseur dx est proportionnel au nombre de photons incidents N et à l'épaisseur dx de matière traversée ; après la traversée, il reste $N + dN$ photons :

$$dN = -\mu N dx$$

μ dépend de la matière traversée et de l'énergie $h\nu$ des photons ; il a les dimensions de l'inverse d'une longueur et s'exprime souvent en cm^{-1} ; **c'est le coefficient d'atténuation linéique.**

3.2. Loi d'atténuation.

Cette loi résulte de l'intégration sur une épaisseur x de l'équation différentielle précédente.

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

elle est identique si on raisonne en flux de photons : $\Phi = \Phi_0 e^{-\mu x}$, ainsi qu'en flux surfacique ou même en intensité (à condition que la lumière soit monochromatique)

On définit une couche de demi-atténuation (CDA) ; elle est telle que le nombre de photons incidents est divisé par 2.

$$\text{CDA} = \frac{\ln 2}{\mu}$$

La CDA dépend du milieu absorbant (numéro atomique Z et état, gaz, liquide, solide) et de l'énergie $h\nu$ des photons (mais ne dépend pas de l'épaisseur déjà traversée par le faisceau).

Remarque : après un trajet égal à n CDA, le nombre de photons est divisé par 2^n .

3.3. Exemples.

Pour un photon de 0,835 MeV

Atome	$_{13}\text{Al}$	$_{29}\text{Cu}$	$_{82}\text{Pb}$
$\mu(\text{cm}^{-1})$	0,182	0,578	0,937
CDA (cm)	3,808	1,199	0,740

Le coefficient d'atténuation linéique dépend du numéro atomique Z .

Pour le $_{82}\text{Pb}$

E (MeV)	0,835	1,14	2,76
$\mu(\text{cm}^{-1})$	0,937	0,707	0,478
CDA (cm)	0,740	0,980	1,450

Le coefficient d'atténuation linéique dépend de l'énergie du photon incident.

4. Coefficient massique d'atténuation μ / ρ .

On trouve les coefficients d'atténuation linéique dans des tables de physiques (par exemple au NIST). Ils sont dépendants de l'état physico-chimique de la matière : gaz, liquide, solide.

Pour éviter une trop grande variation des coefficients, les tables donnent plutôt le rapport du coefficient d'atténuation linéique μ à la masse volumique ρ du matériau : **c'est le coefficient massique d'atténuation** ; il a les dimensions d'une surface sur une masse et s'exprime généralement en cm^2 / g .

	^{13}Al	^{29}Cu	^{82}Pb	variation
$\mu(\text{cm}^{-1})$	0,182	0,578	0,937	facteur ≈ 5
$\mu / \rho (\text{cm}^2 / \text{g})$	0,068	0,065	0,082	facteur $\approx 1,2$

5. Coefficients partiels.

Le coefficient (linéique ou massique) est la somme des trois coefficients partiels correspondants aux trois types principaux d'interaction du rayonnement avec la matière.

τ photoélectrique

σ Compton

π matérialisation

$$\mu = \tau + \sigma + \pi$$

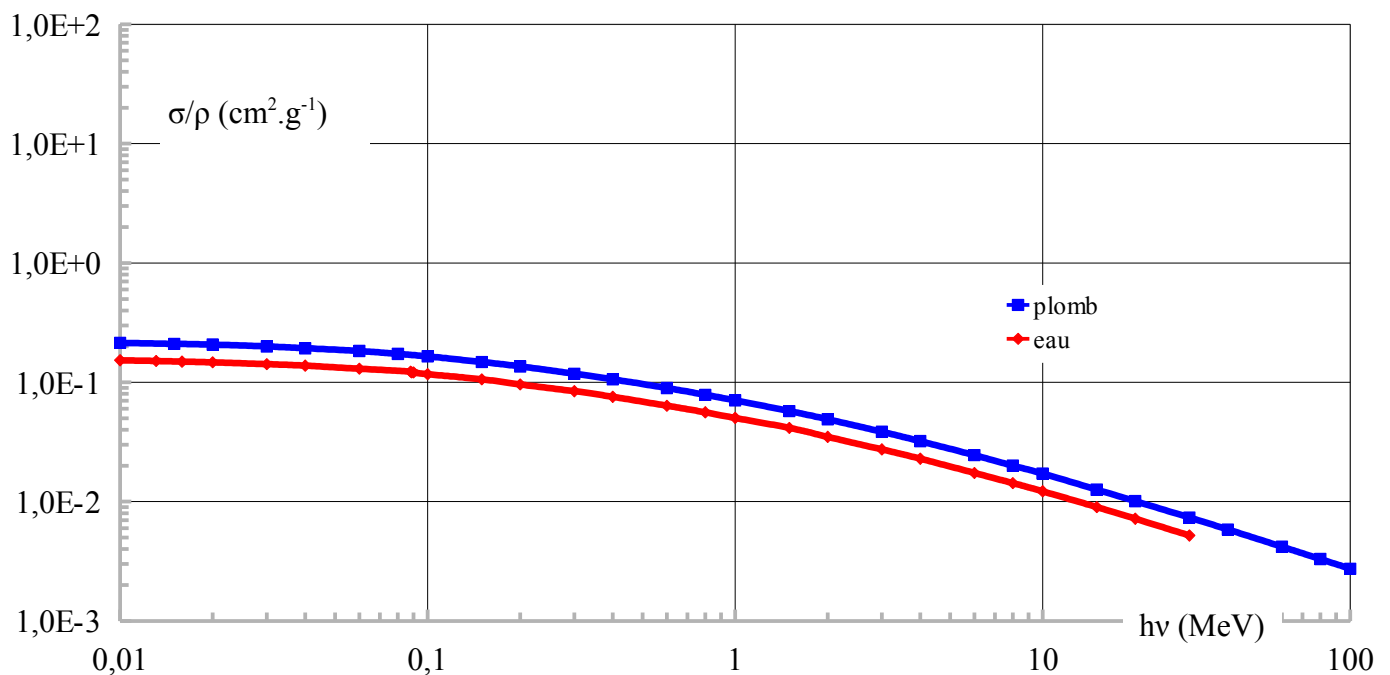
On a également :

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\pi}{\rho}$$

On peut étudier séparément la contribution de chaque effet au coefficient global.

5.1. Atténuation par effet Compton : σ .

Le coefficient σ décroît lorsque $h\nu$ augmente (il est approximativement proportionnel à $(h\nu)^{-1/3}$) ; il est également proportionnel au nombre d'électrons par unité de volume (lui-même proportionnel à la masse volumique ρ) et pratiquement indépendant du numéro atomique Z . Le coefficient d'atténuation massique partiel σ / ρ est donc à peu près indépendant du milieu et ne dépend que de l'énergie des photons $h\nu$.



L'effet Compton est accompagné par une importante émission de photons diffusés.

5.2. Atténuation par effet photoélectrique : τ

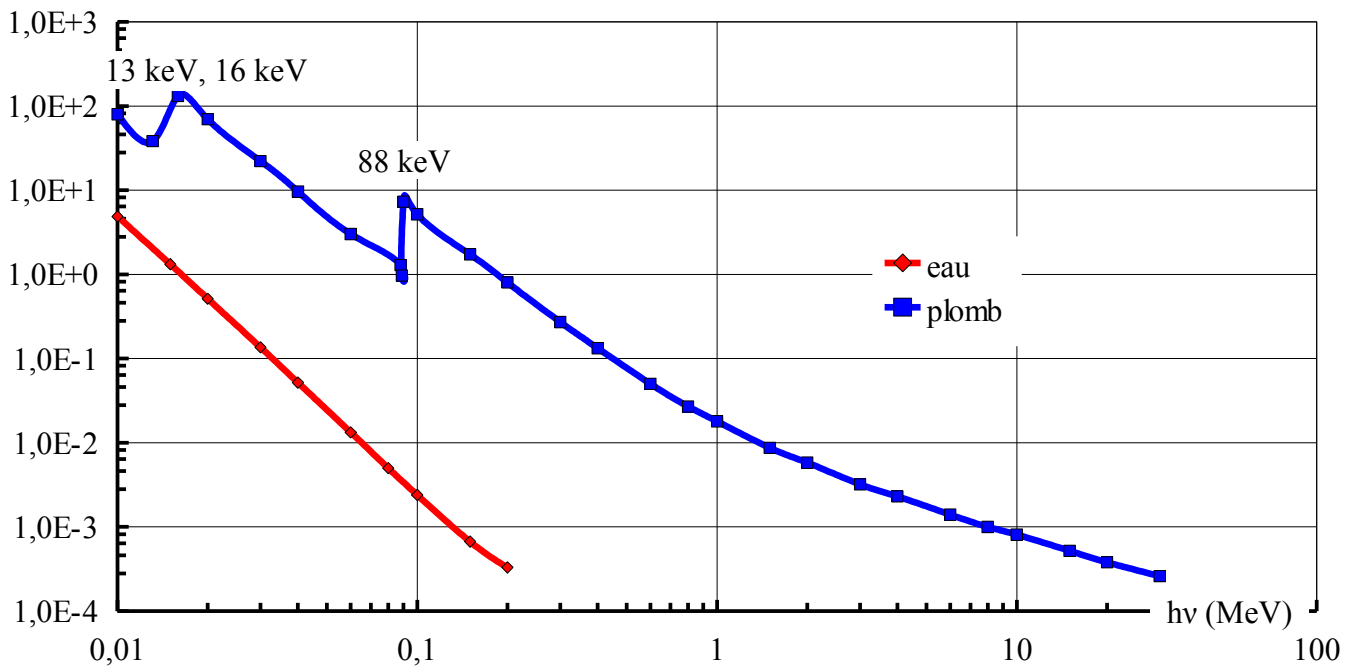
Le photon disparaît et son énergie (diminuée de l'énergie de liaison de l'électron) se retrouve sous forme d'énergie cinétique, absorbée par le milieu.

La loi de Bragg et Pierce indique que τ est proportionnel à la masse volumique ρ , au cube du numéro atomique Z et inversement proportionnel au cube de l'énergie $h\nu$ des photons incidents.

$$\frac{\tau}{\rho} = K \frac{Z^3}{(h\nu)^3}$$

τ / ρ décroît très vite avec l'énergie des photons incidents ; la contribution de l'effet photoélectrique est surtout importante pour les éléments lourds et les rayonnements peu énergétiques.

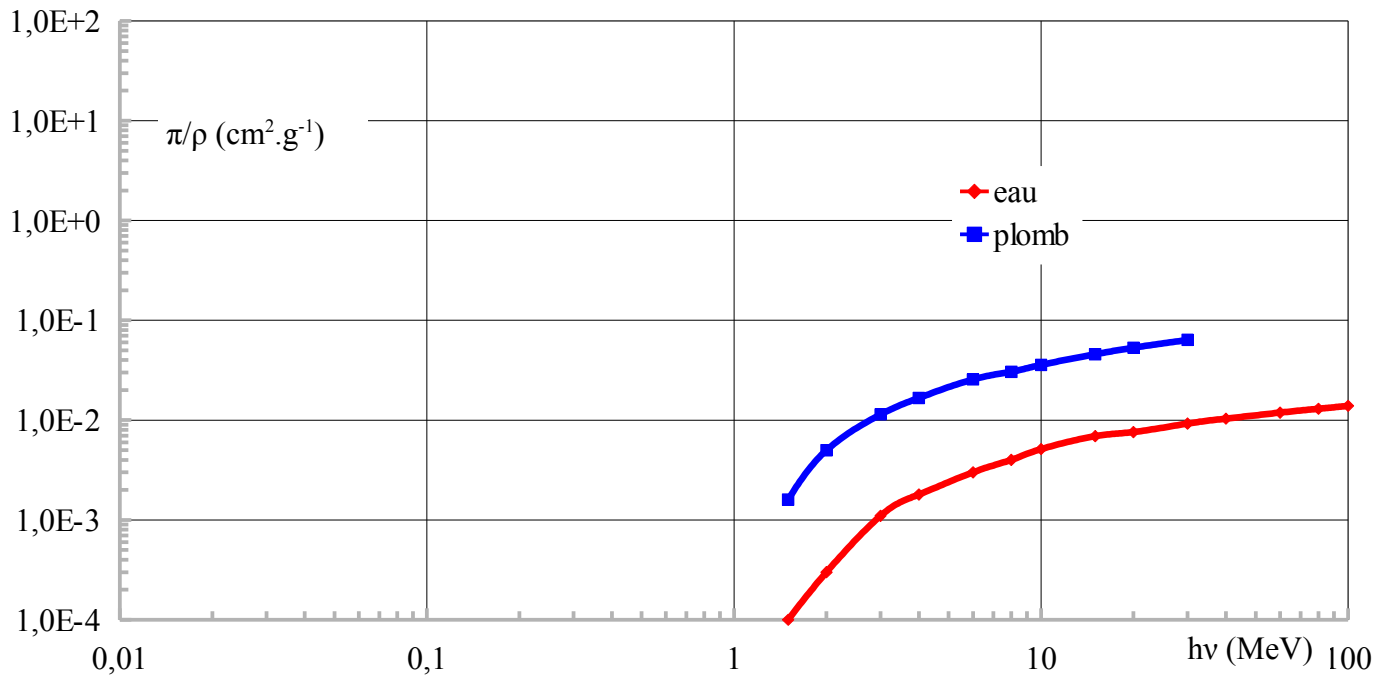
La probabilité d'interaction d'un photon est grande lorsque l'énergie du photon est égale (ou légèrement supérieure) à une des énergies de liaison des différentes couches (ce sont les "pics" que l'on observe sur la courbe). Pour les éléments légers, les énergies de liaison sont faibles ; les énergies des photons correspondants ne sont pas observables (dans cette gamme d'énergie).



Une fois ionisés, les atomes émettent des photons de fluorescence dans toutes les directions en revenant à leur état fondamental (diffusion). Ces émissions sont accompagnées de l'émission d'électrons "Auger" et des photons de fluorescence correspondants.

5.3. Atténuation par effet de matérialisation : π

La probabilité de matérialisation est nulle pour $h\nu < 1,022 \text{ MeV}$ puis devient approximativement proportionnelle à $\rho Z \ln(h\nu)$.

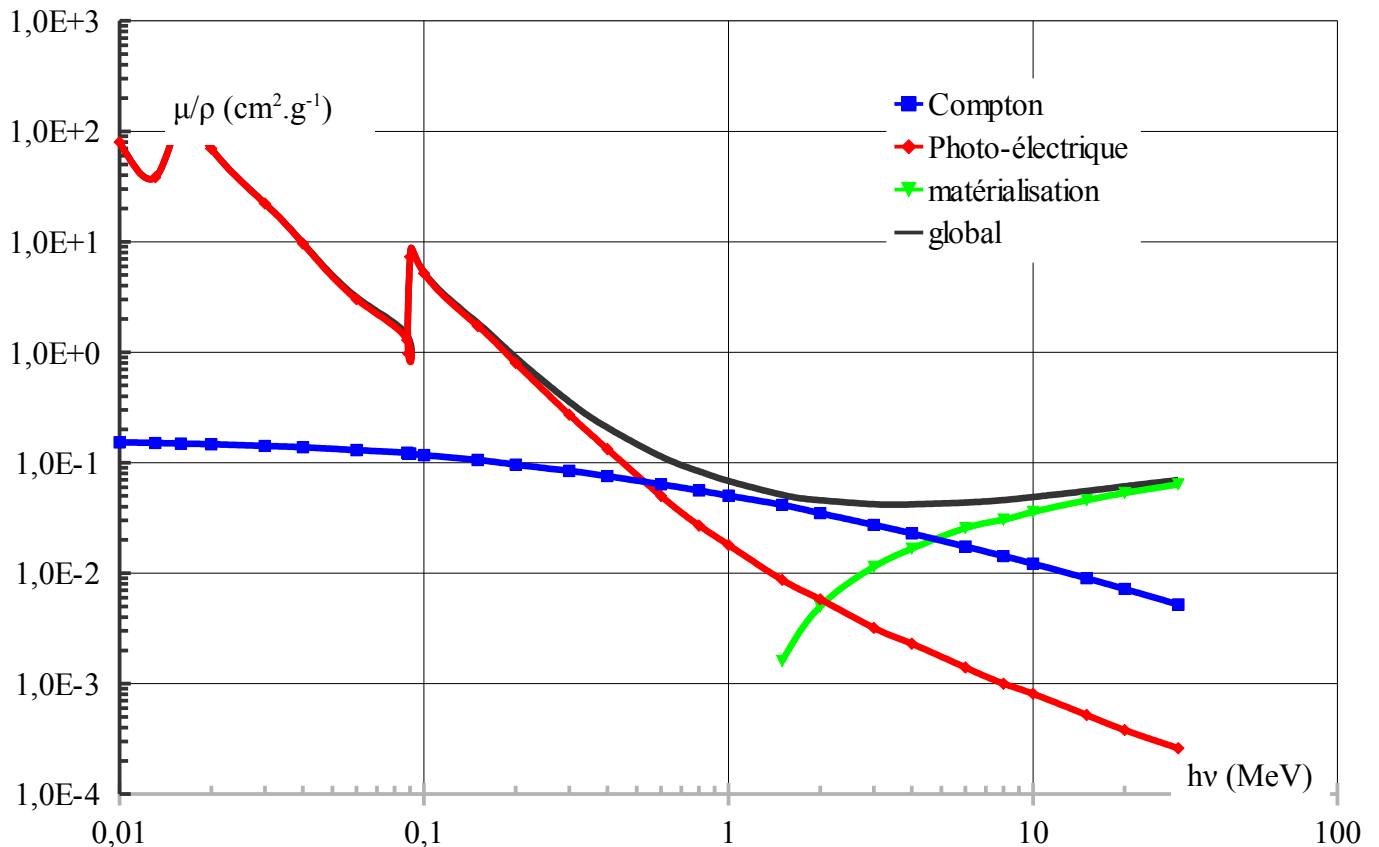


Pour chaque événement, il y aura formation de deux photons diffusés d'énergies 0,511 MeV par la suite (annihilation du positon).

5.4. Atténuation totale.

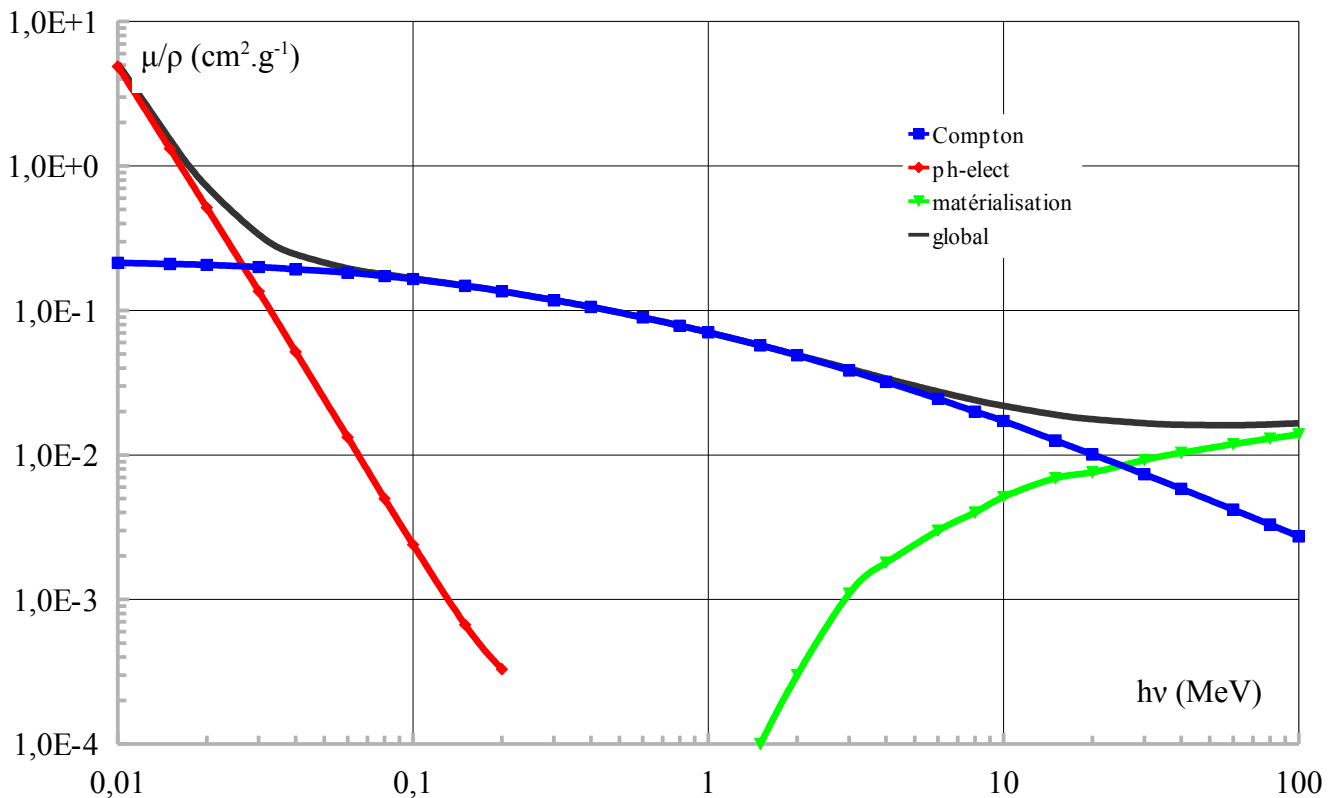
Le coefficient massique μ/ρ peut se retrouver graphiquement à partir des trois coefficients partiels précédents.

Pour le Plomb :

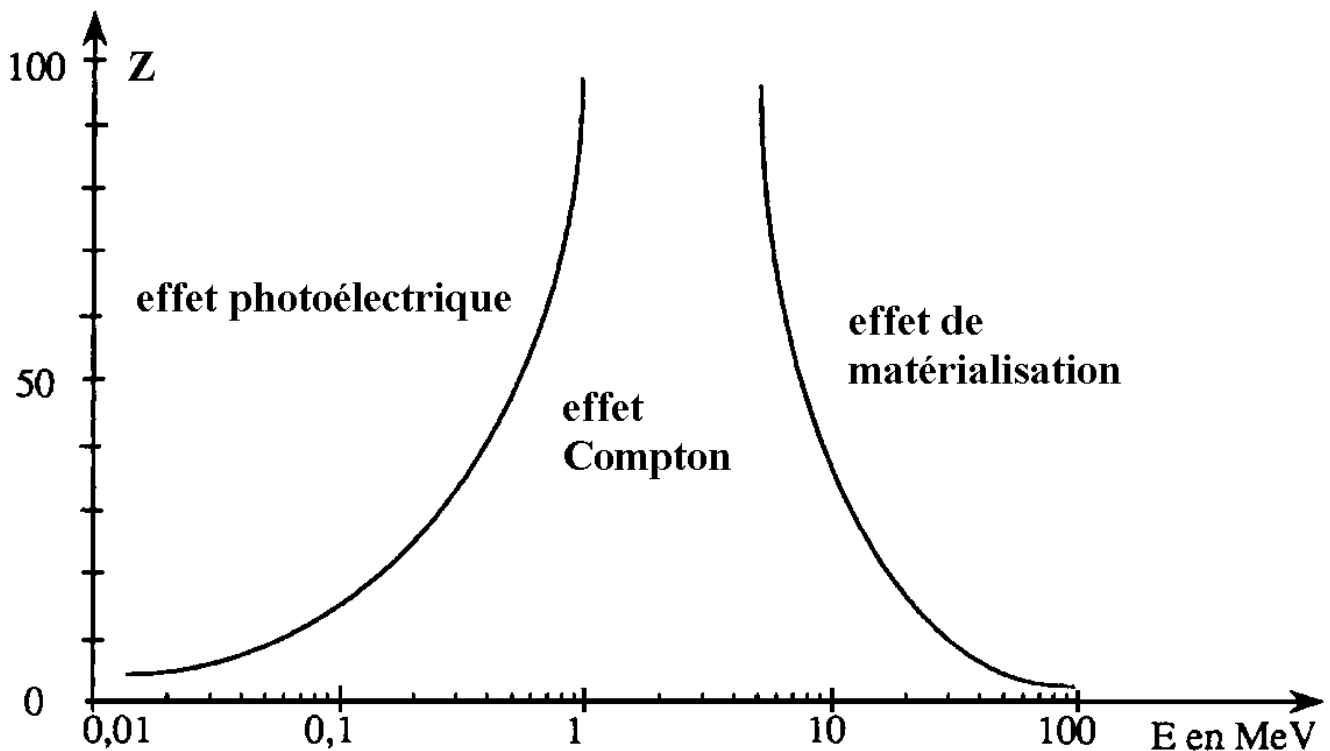


On voit sur cet exemple que l'effet photoélectrique est prédominant pour les photons de faibles énergies, alors que c'est l'effet de matérialisation qui l'emporte pour les photons de hautes énergies ; l'effet Compton se produit plutôt pour les énergies intermédiaires.

L'évolution du coefficient massique est semblable pour l'eau ; c'est surtout la contribution de l'effet photoélectrique qui différencie les deux courbes.



Ce comportement peut être généralisé aux autres milieux ; on peut schématiser tous les cas de figure :



On a alors un aperçu des domaines de prédominance des différents types d'interaction en fonction de l'énergie des photons et du numéro atomique (éventuellement moyen) de la matière traversée.

6. Atténuation d'un faisceau poly-chromatique.

Pour un rayonnement constitué de photons de diverses énergies, chaque type de photon obéit à sa propre loi d'atténuation ; les coefficients d'atténuation des photons de faibles énergies sont plutôt élevés alors que les faisceaux de photons énergétiques sont peu atténués (il faut cependant remarquer que, à haute énergie, les coefficients d'atténuation ré-augmentent avec l'énergie des photons).

Si on considère un faisceau constitué de N_1 photons d'énergie $h\nu_1$ et N_2 photons d'énergie $h\nu_2$ (avec $h\nu_1 < h\nu_2$), on peut écrire que le nombre de photons total après une traversée de matière d'épaisseur x vaut :

$$N = N_1 \exp(-\mu_1 x) + N_2 \exp(-\mu_2 x)$$

Comme $\mu_1 > \mu_2$, $N_1 \exp(-\mu_1 x)$ devient rapidement petit devant $N_2 \exp(-\mu_2 x)$ et le faisceau s'appauvrit en photons les moins pénétrants ; les photons les moins pénétrants (qui ont davantage interagi) sont donc filtrés par les premières épaisseurs de matière.

7. Importance de la diffusion

La part d'énergie diffusée lors des phénomènes d'interaction des photons avec la matière est importante à considérer pour trois raisons :

Elle est responsable d'une grande part du flou des images en radiodiagnostic.

Elle constitue une énergie perdue (ou du moins incontrôlable simplement) en radiothérapie.

Elle peut entraîner une irradiation accidentelle (professionnelle en particulier) dont on ne se méfie pas car elle peut contourner les écrans.

A consulter en ligne :

[Les animations de l'IUT de Caen](#) (absorption d'un faisceau de photons)