

TZARA C.

Rapport C.E.A. n° 814

Production de photons de spectre étroit à partir d'électrons de grande énergie.

Sommaire. - Une méthode de production de photons de spectre étroit et d'énergie variable, basée sur les propriétés de l'annihilation en vol des positons, est examinée en détail. Le spectre des photons produits, le rendement du processus sont donnés pour diverses conditions.

1958

12 pages

TZARA C.

Rapport C.E.A. n° 814

Production of photons with a narrow energy spectrum, starting from high energy electrons.

Summary. - A method for the production of photons with a narrow spectrum and of variable energy, based on the properties of the annihilation in flight of positrons, is examined in detail. The spectrum of the photons produced and the yield of the process are given for various conditions.

1958

12 pages

PRÉSIDENCE DU CONSEIL
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

Production de photons de spectre étroit à partir d'électrons de grande énergie

par

C. TZARA

Rapport CEA n° **814**

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY
SERVICE DE DOCUMENTATION
Boite postale n° 2 - Gif-sur-Yvette (S.-et-O.)

- Rapport C.E.A. N° 814 -

Section des Réactions Nucléaires à Moyenne Energie

**PRODUCTION DE PHOTONS DE SPECTRE ETROIT A PARTIR D'ELECTRONS
DE GRANDE ENERGIE**

par

C. TZARA

R. 58.822/JP

- MARS 1958 -

**PRODUCTION DE PHOTONS DE SPECTRE ETROIT A PARTIR D'ELECTRONS
DE GRANDE ENERGIE**

RESUME :

Une méthode de production de photons de spectre étroit et d'énergie variable, basée sur les propriétés de l'annihilation en vol des positons, est examinée en détail. Le spectre des photons produits, le rendement du processus sont donnés pour diverses conditions.

Introduction

La principale source de photons actuellement utilisée pour l'étude de l'interaction entre photons et noyaux et nucléons est le rayonnement de freinage dont l'inconvénient est d'avoir un spectre continu, particulièrement intense aux basses énergies.

Diverses sources de photons de spectre étroit ont été proposées ou utilisées.

1° Rayonnement γ émis par un noyau excité : ^{60}Co , ^{24}Na etc. ^7Li (p, γ) à la résonance. L'énergie de ces γ est malheureusement fixe (l'effet Döppler permet de faire varier leur énergie dans un petit domaine).

2° Rayonnement γ émis par un noyau bombardé par une particule en dehors d'une résonance. Par exemple ^7Li (p, γ) a été utilisé [1]. Le rendement est très petit : $\approx 3 \cdot 10^{-10}$ d Ω photons de $17,6 \text{ MeV} + \frac{7}{8} E_p$, de dispersion = 500 keV, dans un angle solide de d Ω stéradian. Le γ de 14,8 MeV est prédominant en dehors de la résonance.

3° Le rayonnement de freinage émis par des électrons dans une cible monocristalline. Des effets d'interférence sont prévus à certains angles [2]. L'effet est trop petit pour être utilisable.

4° Le rayonnement d'annihilation des positons produits à partir de négatons frappant une cible de Z élevé [3,4].

C'est ce dernier procédé que nous étudions ici plus en détail que dans [3].

Distribution angulaire et spectre d'énergie des photons d'annihilation.

Les processus autres que l'annihilation en 2 photons et pouvant modifier le spectre d'énergie sont :

1° L'annihilation en 1 photon qui est, à haute énergie et à Z bas, négligeable.

2° L'annihilation en 3 photons, de l'ordre $\alpha = \frac{1}{137}$ de l'annihilation en 2 photons.

3° Le bremsstrahlung que nous discuterons plus en détail plus loin.

Il est facile de prévoir qualitativement que le photon émis vers l'avant a une énergie voisine de celle du positon incident, et que la distribution angulaire est concentrée vers l'avant. Nous allons donner quelques formules utiles.

Soient: E'_+ , E'_- , β'_+ , β'_- , k' , \vec{K}' les énergies et vitesses des électrons et les énergies et impulsions des photons émis dans le système du centre de masse. Les unités d'énergies et de vitesses sont mc^2 et c .

E_+ , E_- , β_+ , β_- , k , \vec{K} ces mêmes grandeurs dans le système de laboratoire.

δ la vitesse relative de ces deux systèmes.

Comme : $E_- = 1$

$$\beta_- = 0$$

$$\beta'_+ = -\beta'_- = \beta'$$

Les formules de compositions de vitesses nous donnent :

$$\delta = \sqrt{\frac{E_+ - 1}{E_+ + 1}}$$

Les formules connues de l'effet Doppler permettent de calculer les énergies des photons émis à divers angles

$$(1) k(0) = k_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}} \frac{1+\delta}{\sqrt{1-\delta^2}} = \frac{1}{1-\delta} = \frac{\sqrt{E_+ + 1}}{\sqrt{E_+ + 1} - \sqrt{E_+ - 1}}$$

$$(2) k(\pi) = \frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}} \frac{1-\delta}{\sqrt{1-\delta^2}} = \frac{1}{1+\delta} = \frac{\sqrt{E_+ + 1}}{\sqrt{E_+ + 1} + \sqrt{E_+ - 1}}$$

Aux énergies relativistes

$$\begin{cases} k_0 \approx E_+ + \frac{1}{2} \\ k(\pi) \approx \frac{1}{2} \end{cases}$$

Le photon émis dans l'angle θ' dans le système du C.M. a, dans le système du laboratoire, l'énergie :

$$k(\theta') = \frac{1}{1-\delta^2} \frac{1+\delta \cos \theta'}{\sqrt{1-\delta^2}} = k_0 \left\{ 1 - \frac{\delta}{1-\delta} (1 - \cos \theta') \right\}$$

que nous pouvons exprimer en fonction de l'angle d'émission dans le système du laboratoire

$$k(\theta) = k_0 \left\{ 1 - \frac{\delta(1 - \cos \theta)}{1 - \delta \cos \theta} \right\}$$

Définissons l'écart relatif d'énergie des photons :

$$\xi = \frac{k_0 - k}{k_0} = \frac{\delta}{1 + \delta} (1 - \cos \theta) = \frac{\delta(1 - \cos \theta)}{1 - \delta \cos \theta}$$

Nous allons calculer la distribution énergétique des photons en fonction de ce paramètre à partir de la section efficace différentielle donnée par DIRAC [5] dans le système du C.M. en la réécrivant sous la forme :

$$\frac{dI(x)}{dx} = 1 + \frac{2\delta^2}{1 - \delta^2 x^2} - \frac{2\delta^4 (1 - x^2)^2}{(1 - \delta^2 x^2)^2}$$

où $x = \cos \theta$, et où ne figurent que les termes donnant la dépendance angulaire. Comme x et ξ sont liés linéairement, nous en déduisons immédiatement la distribution du nombre de photons d'écart relatif d'énergie :

$$\frac{dN(\xi)}{d\xi} = \frac{1}{E} \left\{ 1 + \frac{E+1}{1 + 2(E+1)\xi(1-\xi)} - \frac{\delta(E+1)^2 \xi^2 (1-\xi)^2}{[1 + 2(E+1)\xi(1-\xi)]^2} \right\}$$

en normalisant à $\frac{dI(\xi)}{d\xi} = 1$ pour $\xi = 0$

Par intégration nous obtenons le nombre relatif de photons dont l'écart relatif d'énergie est inférieur à ξ :

$$N(\xi) = \frac{E_+(E_++2) \sqrt{E_++1} \log \frac{1 + \xi \frac{1+\delta}{1-\delta}}{1-\xi} - (E_++1) \sqrt{E_+-1} \xi \frac{1+\delta}{\delta} \frac{1 + \delta^2 - \xi\delta - \xi\delta^2}{1 - \delta^2 + \xi\delta + \xi\delta^2}}{E_+(E_++2) \sqrt{E_++1} \log \frac{1+\delta}{1-\delta} - (E_++1) \sqrt{E_+-1}}$$

Pour $E_+ \gg 1$ et $\xi \ll 1$, les approximations suivantes sont acceptables :

$$(3) \theta \approx \sqrt{\frac{2\xi}{k_0}}$$

$$(4) \frac{dN(\xi)}{d\xi} \approx \frac{1}{1 + 2\xi k_0}$$

$$(5) N(\xi) \approx \frac{\text{Log}(1 + 2\xi k_0)}{\text{Log} 2 k_0}$$

La largeur à mi-hauteur est :

$$\xi \frac{1}{2} \approx \frac{1}{2 k_0}$$

à quoi correspond :

$$\theta_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{k_0}$$

Nous en concluons que plus l'énergie incidente est élevée, plus la distribution angulaire est étroite et plus le spectre des photons est étroit, en valeur relative (la largeur à mi-hauteur vaut toujours : $\frac{\epsilon_1}{2} k_0 \frac{1}{2} \frac{mc^2}{2}$)

1)

Bremsstrahlung des positons dans la cible d'annihilation

Nous avons déjà noté que parmi les processus d'ordre plus élevé que l'annihilation en 2 photons, figure l'annihilation en 3 photons, négligeable devant celui qui nous intéresse.

Le bremsstrahlung, bien que d'ordre α^3 , a une probabilité plus élevée car il a lieu dans le champ électromagnétique d'un noyau, ce qui introduit un facteur Z^2 dans sa section efficace.

Etant à l'origine d'un spectre continu parasite, il faut le réduire et choisir Z aussi petit que possible.

La perte d'énergie par radiation dans un milieu composé de la molécule m_1 ; (A_1 ; Z_1) est :

$$\frac{\partial E_{+} = E_+}{\partial m} \sigma_{\text{rad}} \frac{r_0^2}{137} \frac{\mathcal{N}}{\sum_i A_i m_i} \sum Z_i^2 m_i$$

en mc^2 par $g.cm^{-2}$.

et le nombre de photons d'annihilation à l'approximation ultra-relativiste :

$$P = 2 \mathcal{N} r_0^2 \frac{1}{E_+} (\text{Log } 2 E_+ - 1) \frac{\mathcal{N}}{\sum A_i m_i} \sum Z_i^2 m_i \text{ par } g. \text{ cm}^2$$

L'hydrogène serait le milieu le plus favorable puisque :

$$\frac{\sum Z_i^2 m_i}{\sum Z_i m_i} = 1$$

1) Une erreur s'est glissée dans [3] concernant la distribution énergie-angle des photons d'annihilation.

Dans HLi ce rapport vaut :

$$\frac{\sum Z_1^2 m_1}{\sum Z_1 m_1} = \frac{5}{2} \text{ qui n'est pas trop élevé.}$$

Nous envisagerons, dans tout ce qui suit, le cas d'une cible de HLi, beaucoup plus commode que H₂.

Nous utilisons une approximation analytique simple du spectre de freinage en supposant que l'intensité spectrale est de la forme :

$$J(k) \approx \begin{cases} (1 - 0,6 \frac{k}{E_+ - 1}) & \text{pour } k < E_+ - 1 \\ 0 & \text{pour } k > E_+ - 1 \end{cases}$$

La perte d'énergie par g.cm⁻² de HLi étant de 6,4.10⁻³E₊, nous en déduirons le spectre de freinage :

$$\frac{dI}{dk} \approx \begin{cases} 8,6 \cdot 10^{-3} & \\ 0 & \frac{1}{k} (1 - 0,6 \frac{k}{E_+ - 1}) \text{ pour } k < E_+ - 1 \end{cases}$$

exprimé en fonction de ξ défini plus haut :

$$(6) \quad \frac{dI}{d\xi} \approx \begin{cases} 3,45 \cdot 10^{-3} \xi^{-1} (1 + 1,5 \xi) & \text{pour } \xi > \frac{3}{2 k_0} \\ 0 & \text{pour } \xi < \frac{3}{2 k_0} \end{cases}$$

à quoi nous comparons $\frac{dN}{d\xi}$ qui, normalisé au nombre total de photons d'annihilation

$$N \approx 0,15 \frac{1}{E_+} (\text{Log } 2 E_+ - 1) \text{ par g.cm}^{-2} \text{ de LiH}$$

est égal à :

$$(7) \quad \frac{dN}{d\xi} \approx 0,30 \frac{1}{1 + 2\xi k_0} \frac{\text{Log } 2 E_+ - 1}{\text{Log } (1 + 2 k_0)}$$

La figure 1 donne l'allure des spectres de freinage et d'annihilation (les proportions sont respectées).

A titre indicatif, nous donnons ci-dessous quelques valeurs du rapport du nombre des photons d'annihilation au nombre des photons de freinage compris entre k_0 et $k_0 - 3$ et $k_0 - 6$ pour diverses valeurs de k_0 [on déduit R de (6) (7) et (5)].

$k_0 = 20$	$R_3 = 140$	$R_6 = 50$
$= 40$	$= 160$	$= 60$
$= 100$	$= 190$	$= 70$
$= 200$	$= 210$	$= 80$

Ce rapport, pour des énergies comprises entre k_0 et $k_0 - \frac{3}{2}$ est évidemment infini.

Le rapport du nombre de photons de haute énergie au nombre de photons de basse énergie est donc considérablement plus élevé que dans le cas de bremsstrahlung pur.

Quant au nombre total de photons d'annihilation, comparé au nombre total de photons de freinage, il devient évidemment de plus en plus petit quand E_+ croît, le rapport des deux étant de l'ordre de $\frac{20}{E_+}$ (en supposant un cut-off du spectre de freinage vers mc^2).

La source de positons. Estimation du rendement de la transformation de \bar{e} en paires $e^+ e^-$

Dans [3] nous avons basé notre estimation sur le processus 1). D'autres y contribuent :

- 1° rayonnement de freinage - création de paires dans le champ d'un noyau lourd.
- 2° la création de paires dans le champ des électrons atomiques est de l'ordre de Z fois plus petit (6) et nous négligeons cette interaction par rapport à la précédente.
- 3° il faut examiner de plus près la contribution de la création de paires par l'électron incident lui-même (2)

Nous allons comparer qualitativement le rendement des deux processus retenus.

1° a - Bremsstrahlung. A $E_+ \gg 1$, presque toute l'énergie du négaton est dissipée sous forme de photons dans un matériau lourd :

$$\int_0^E k I(k) dk = \int_0^E \left(\frac{\partial E}{\partial m} \right)_{\text{rad}} \frac{dm}{\left(\frac{\partial E}{\partial m} \right)_{\text{rad}}} \Delta m \approx g E_- \quad g \approx 1$$

La distribution angulaire des photons est déterminée essentiellement par la diffusion multiple des électrons ; son écart quadratique est de l'ordre de :

$$\Theta_0 = 3 \cdot 10^{-2} \frac{Z}{\sqrt{A}} \frac{\sqrt{m}}{E_-} \quad \begin{array}{l} \Theta_0 \text{ en radians} \\ m \text{ en mg.cm}^{-2} \\ E \text{ en MeV} \end{array}$$

(pour une évaluation plus exacte : cf (7) ; pour une cible très épaisse, ces calculs ne sont plus à leur tour très exacts, sauf pour la partie énergétique du spectre).

b - La création de paires

La section efficace est $\sigma_p \approx Z^2 r_0^2 \alpha^2 \approx 3 (\text{Log } 2k - 2,6)$

2) Je remercie ici MM. A.I. BAZ et D.A. PANOV pour avoir attiré mon attention sur ce point.

Il arrive donc un spectre $I(k)$ de photons avec une dispersion angulaire Θ_0 sur une couche terminale $\Delta m'$ suffisamment petite pour que les positons y perdent assez peu d'énergie et soient peu diffusés. La probabilité d'y créer une paire $e^+ e^-$ d'énergie totale k est donc :

$$P_1 = \frac{1}{k} I(k) Z^2 r_0^2 \alpha^3 (\text{Log } 2k - 2,6) \frac{\rho}{A} \Delta m'$$

$I(k)$ étant approximativement $= A (1 - 0,5 \frac{k}{E_-})$ (spectre en cible épaisse).

La probabilité de créer un positon d'énergie comprise entre E_+ et $\Delta E_+ + E_+$ s'en déduit aisément en faisant l'approximation que la distribution des paires est uniforme :

$$\pi_1 = \int_{E_+}^{E_-} P_1 dk \frac{\Delta E_+}{k}$$

2) La création des paires, directement à partir de \bar{e} , est d'un ordre plus élevé en α , faisant intervenir un photon virtuel. La section efficace est [8].

$$\approx Z^2 r_0^2 \alpha^2 0,3 (\text{Log } b E_-)^3 \quad b = \frac{1}{4}$$

La probabilité de créer dans $\Delta m'$ une paire $e^+ e^-$ d'énergie totale E_- est donc :

$$P_2 = Z^2 r_0^2 \alpha^2 0,3 (\text{Log } \frac{E_-}{4})^3 \frac{\rho}{A} m'$$

et, dans les mêmes conditions que ci-dessus, la probabilité de créer un positon d'énergie comprise entre E_+ et $E_+ + \Delta E_+$ est :

$$\pi_2 = P_2 \frac{\Delta E_+}{k}$$

Soit environ 1 000 fois plus petit que π_1 , sauf pour les positons d'énergie E_+ très voisine de E_- dans quel cas ce deuxième processus contribue plus sensiblement au rendement.

Nous n'envisagerons que le processus (1).

Estimation du rendement en positons

Au lieu de calculer rigoureusement le rendement de la cascade électrons-photons de bremsstrahlung - paires d'électrons, nous procéderons aux approximations suivantes, qui permettent de condenser le résultat sous une forme analytique qui le rend applicable rapidement à un cas concret.

1° le bremsstrahlung se produit dans une première tranche Δm (de platine). L'intensité spectrale est supposée de la forme $I(k) \approx (1 - a \frac{k}{E_-})$ $a \approx 0,5$ pour une cible épaisse.

La perte d'énergie est presque entièrement due à l'émission de radiation :

$$\frac{\partial E}{\partial m} \approx \beta E \quad \text{d'où } E'_- = E_- e^{-\beta m}$$

$$\beta = 0,18 \text{ pour Pt} \\ (\text{m en g. cm}^{-2})$$

Δm sera choisi par la condition $E_-/E'_- = 2$ soit $\Delta m = 3,8$ g ; au delà de cette épaisseur , la distribution angulaire du rayonnement devient excessivement étalée, et la contribution de couches plus profondes au rendement en positons devient négligeable.

2° Soit un photon créant une paire e^+ , e^- à la profondeur m mesurée à partir de la face de sortie du radiateur.

Si l'énergie du positon est comprise entre E'_+ et $E'_+ + \Delta E'_+$, elle est, après traversée de m , comprise entre E_+ et $E_+ + \Delta E_+$ avec $E_+ = E'_+ e^{-\beta m}$ et $\Delta E_+ = \Delta E'_+ e^{-\beta m}$

Le nombre de positons ($E_+ ; E_+ + \Delta E_+$) créés par un photon k est donc :

$$\int_0^{\bar{m}} \sigma_p(k) \frac{\rho}{A} dm \frac{\Delta E'_+}{k}$$

où \bar{m} est l'épaisseur maxima telle que de k , l'énergie du positon soit dégradée en E_+

$$\bar{m} = \frac{1}{\beta} \text{Log } \frac{k}{E_+}$$

3° L'écart quadratique de la distribution angulaire des positons supposée gaussienne, est inférieur à : $(\theta_-^2 + \theta_+^2)$

θ_-^2 et θ_+^2 étant respectivement les écarts quadratiques des distributions angulaires des négatons à l'issue de Δm et des positons à l'issue de m (La distribution angulaire du bremsstrahlung est plus aigüe vers l'avant que ne l'indique θ_-^2 ; cf (7) . Nous négligeons les distributions angulaires intrinsèques des photons de freinage et des paires . Pour le platine :

$$\theta_-^2 = 68 \frac{\Delta m}{E_-^2} (m, \Delta m \text{ en g ; } E_+, E_- \text{ en } mc^2)$$

$$\theta_+^2 = 68 \frac{m}{E_+^2} = 68 \frac{m}{E_+^2} e^{-2\beta m}$$

La proportion de positons recueillis dans l'angle solide sous-tendu par l'angle $\alpha < \theta_+$ et θ_- est $\frac{\alpha^2}{2(\theta_+^2 + \theta_-^2)}$

Pour des énergies élevées (400) α n'est plus très petit devant θ_+ et θ_- et la formule ci-dessus doit être modifiée. La figure 2 illustre les phases de ce calcul.

En pratique m est limité à $M - \delta m$, à quoi est inférieur \bar{m} . Ce faisant, nous sous-estimons la contribution des couches antérieures du radiateur.

Finalement, en intégrant sur le spectre de photons, nous obtenons le nombre N_+ de positons d'énergie comprise entre E_+ et $E_+ + \Delta E_+$ émis dans le cône de demi-angle au sommet α lorsqu'un négaton E_- frappe le radiateur :

$$N_+ = \frac{\rho}{A} \Delta E \int_{E_+}^{E_-} I(k) \frac{1}{k} dk \int_0^{\frac{1}{\beta} \text{Log} \frac{k}{E_+}} dm \sigma_p(k) \frac{1}{k} e^{\beta m} \times \frac{a^2}{2(\theta_+^2 + \theta_-^2)}$$

avec $\frac{1}{\beta} \text{Log} \frac{k}{E_+} \ll M - \delta m$

et $\int_{E_+}^{E_-} I(k) dk = \frac{1}{2} E_-$

Nous avons calculé N_+ pour diverses valeurs de l'énergie des négatons incidents pour $M = 8 \text{ g. cm}^2$. La figure 3 donne : $\frac{N_+}{a^2 \Delta E_+}$ en fonction de $x_+ = \frac{E_+}{E_-}$

Rappelons que N_+ est une estimation approximative du rendement en positons ; un calcul rigoureux de ce rendement est simple dans son principe, mais extrêmement lourd. Pour le but assigné, la production pratique de photons monochromatiques, nous n'avons pas jugé utile de l'entreprendre .

Rendement en photons d'annihilation

Si aucune sélection angulaire ne coupe le spectre des photons d'annihilation, le rendement en photons est égal à :

$$N_Y = N_+ \times 2 \sigma_{\text{annih.}}(E_+) \frac{\rho}{A} \mu$$

où μ est la masse superficielle du radiateur de LiH
 N_Y a été calculé pour diverses conditions réalisables, à diverses énergies E_- du négaton incident (cf fig 4).

courbe I : $E_- = 60$; $\alpha = 10^{-1}$ radian conditions réalisables dans un analyseur
 $\Delta E_+ = 2 \cdot 10^{-2} E_+$ magnétique courant
 $\mu = 0,1 \text{ g.cm}^{-2}$ (perte de l'énergie de l'ordre de $0,5 \text{ mc}^2$)

courbe II: $E_- = 200$; $\alpha = 5 \cdot 10^{-2}$ radian
 $\Delta E_+ = 10^{-2} E_+$
 $\mu = 0,2 \text{ g}^{-2}$ (perte d'énergie de l'ordre de mc^2)

courbe III: $E_- = 400$; $\alpha = 5 \cdot 10^{-2}$ radian
 $E_+ = 10^{-2} E_+$
 $\mu = 0,5 \text{ g.cm}^{-2}$ (perte d'énergie de l'ordre de 3 mc^2).

En pratique, l'ouverture du faisceau des positons analysés, combinée avec la diffusion multiple des positons dans le radiateur où se produit l'annihilation, est grande par rapport à l'angle $\Theta_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{k}$, de sorte que presque tous les photons d'annihilation sont reçus vers l'avant. Leur spectre est donc du type de celui de la figure 1, modifié par l'influence de la perte d'énergie dans LiH. L'appendice et la figure 5 permettent de calculer cet effet dans les cas pratiques. L'ordre de grandeur de l'élargissement du spectre est donné par la perte d'énergie dans le radiateur, combinée avec la dispersion d'énergie due à l'analyseur.

Conclusion

Nous avons donné, dans l'introduction, une revue rapide des divers moyens d'obtenir des photons de spectre étroit et de leurs rendements, avantages et inconvénients.

Le rendement de celui proposé ici est plus élevé qu'aucun de ces derniers. La variation de l'énergie s'obtient aisément par la simple modification du courant dans l'analyseur magnétique des positons.

Les accélérateurs d'électrons à haute intensité existant actuellement permettent d'envisager l'obtention d'un flux de photons de spectre étroit assez intense pour améliorer certaines mesures dans le domaine des réactions photonucléaires, de la diffusion des photons sur les nucléons, de la photoproduction des mésons π .

Comme exemple concret, prenons celui d'un accélérateur de 30 MeV, de courant moyen 50 μA . La courbe 1 permet de prévoir un flux de photons de :

$3 \cdot 10^6$ par seconde à 21 MeV ; largeur de la raie $\approx 0,75 \text{ MeV}$

$1,5 \cdot 10^6$ par seconde à 24 MeV ; largeur de la raie $\approx 0,75 \text{ MeV}$

Une raie plus étroite peut-être obtenue au prix d'une diminution du flux de photons.

Enfin, il n'est pas exclu d'imaginer que certains types d'accélérateurs puissent accélérer la plus grande partie de tous les positons produits par les négatons incidents. Les rendements ci-dessus seraient alors multipliés par un facteur de l'ordre de 100.

Appendice

-Déformation du spectre d'annihilation dans une cible épaisse.

Nous supposons que l'énergie varie assez peu au cours de la traversée de cette cible pour que la section efficace d'annihilation puisse être regardée comme constante. Soit ΔE l'énergie perdue par le positon dans la cible.

Le spectre produit par l'annihilation de positons donnant vers l'avant l'énergie k_0 est (cf 4) :

$$\frac{dN}{dk} = \begin{cases} \frac{1}{k_0} \frac{1}{1 + 2(k_0 - k)} & \text{pour } k < k_0 \\ 0 & \text{pour } k > k_0 \end{cases}$$

Au cours de la traversée de la cible, E_+ varie, donc k_0 varie, au premier ordre comme E_+ . Il suffit donc d'intégrer sur k'_0 la formule ci-dessus pour obtenir le spectre réel

$$\frac{dv}{dk} = \frac{1}{\Delta E} \int_{k_0 - \Delta E}^{k_0} \frac{dN}{dk} dk'_0$$

qui se décompose en deux formes :

$$(1) \frac{dv}{dk} = \frac{1}{\Delta E} \frac{1}{2k-1} \text{Log} \frac{k [1 + 2(k_0 - k)]}{k_0} \quad \text{pour } k > k_0 - \Delta E$$

$$(2) \frac{dv}{dk} = \frac{1}{\Delta E} \frac{1}{2k-1} \text{Log} \frac{(k_0 - \Delta E) [1 + 2(k_0 - k)]}{k_0 [1 + 2(k_0 - k - \Delta E)]} \quad \text{pour } k < k_0 - \Delta E$$

La modification du spectre par la dispersion de l'énergie incidente des positons se traite exactement de la même manière. Pour trouver le spectre réel lorsque la cible produit une perte d'énergie δE et que l'énergie est dispersée de $\delta'E$, il suffit d'appliquer les formules (1) et (2) avec $\Delta E = \delta E + \delta'E$

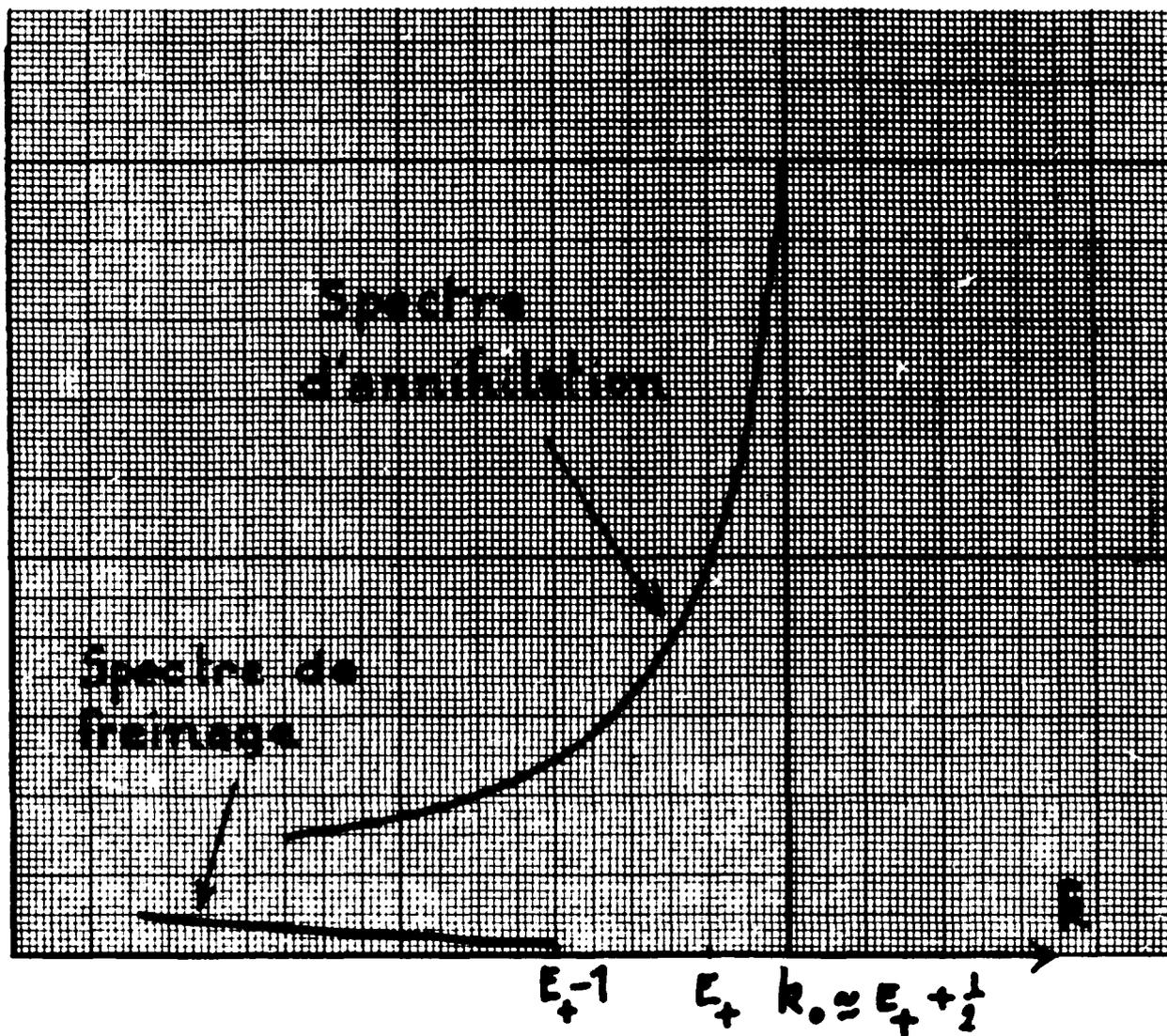
Les figures 6 a et 6 b donnent la forme des spectres idéaux et réels dans le cas

$$k_0 = 24 \text{ MeV} , \quad \Delta E = 0,75 \text{ MeV}$$

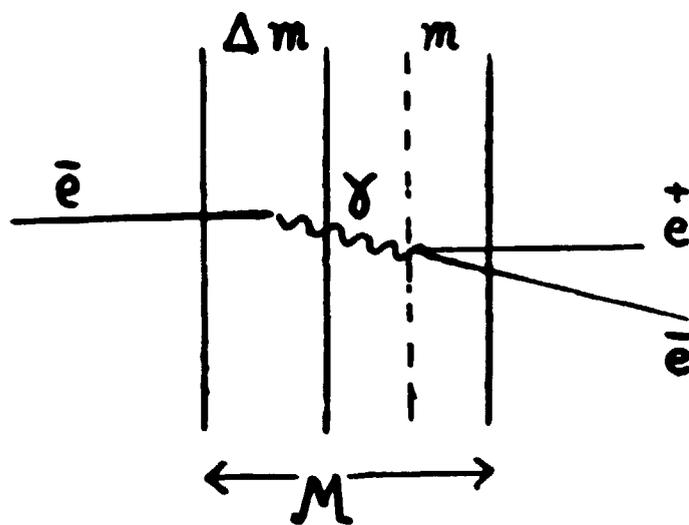
$$k_0 = 100 \text{ MeV} , \quad \Delta E = 1,5 \text{ MeV.}$$

BIBLIOGRAPHIE

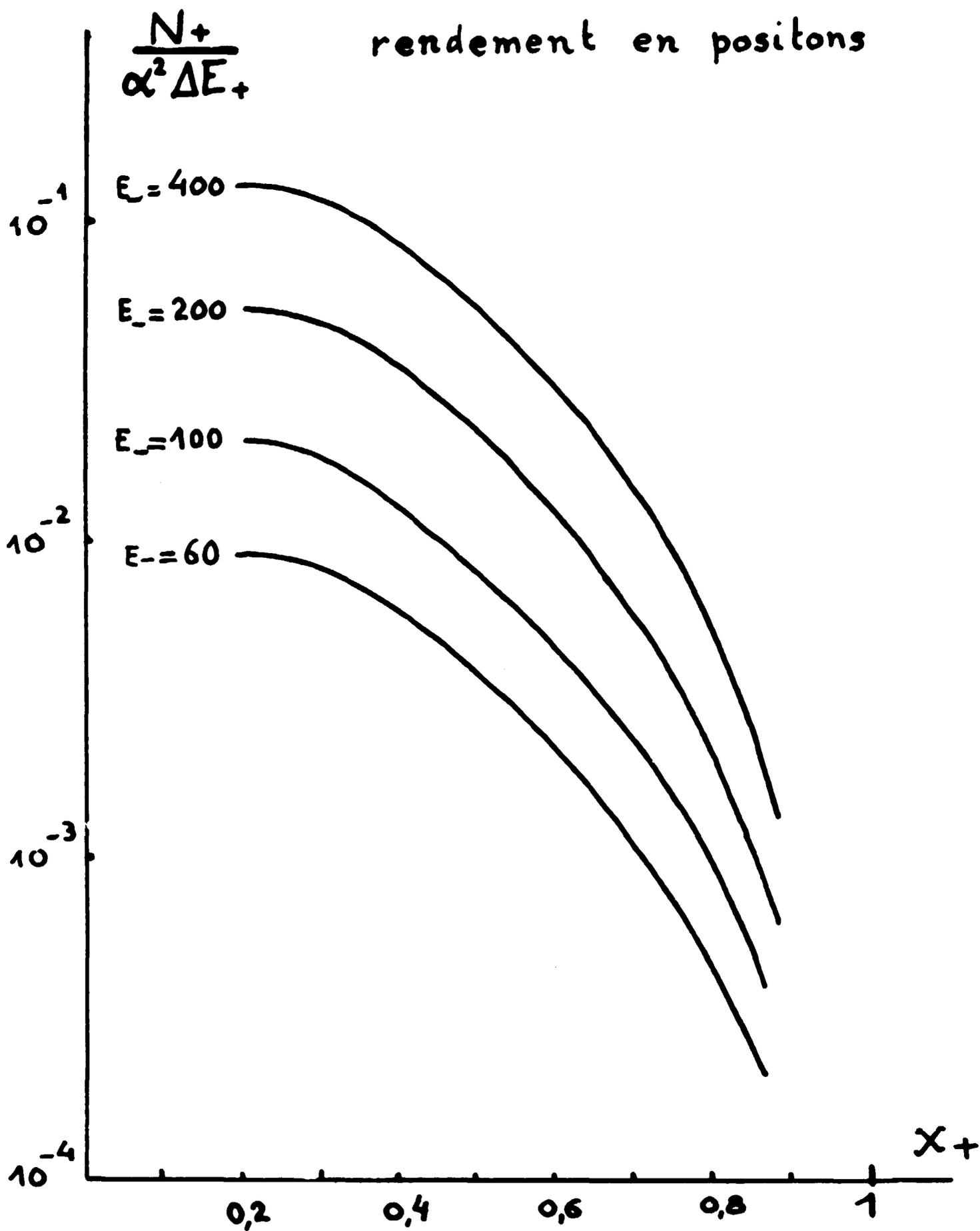
- [1] J.G. CAMPBELL, *Phys.Rev.*, 1954, 95, p. 1357
- [2] H. UBERALL, *Phys.Rev.*, 1956, 103, p. 1055
- [3] C. TZARA *C.R. Acad.Sci.*, 1957, t. 245, p.56
- [4] E.G. FULLER et HAYWARD, *Communication privée.*
- [5] P.A.M. DIRAC, *Proc.Camb.Phil.Soc.*, 1930, 26, 761
- [6] Nombreuses références dans N.B.S. Report 1003
"X Ray attenuation coefficient" 1952.
- [7] J.MILLER, *Rapport C.E.A. n° 665*, 1957
- [8] Références dans Heitler -*Quantum Theory of Radiation*, 3ème édition p. 264.



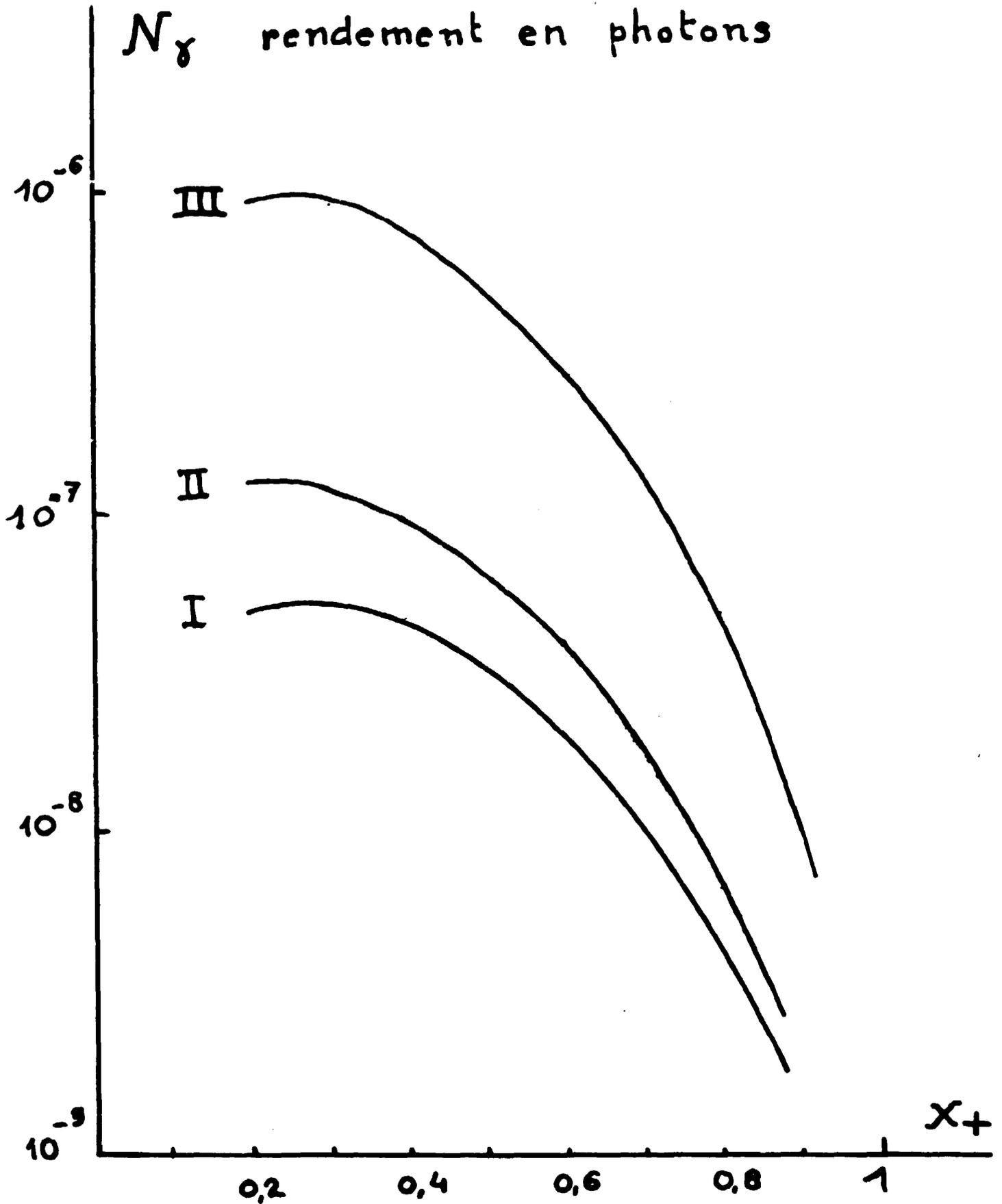
- fig. 1 -



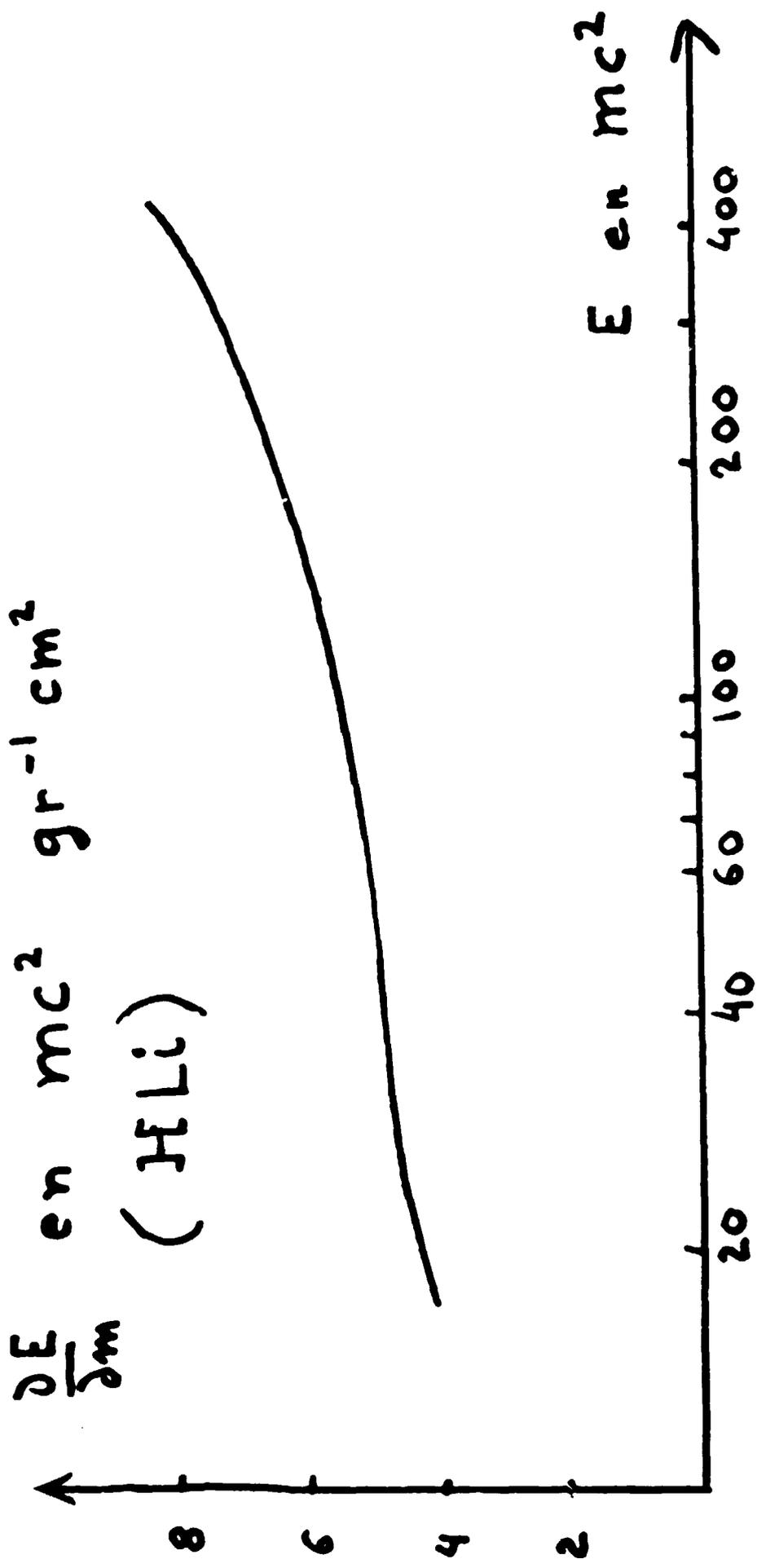
- fig. 2 -



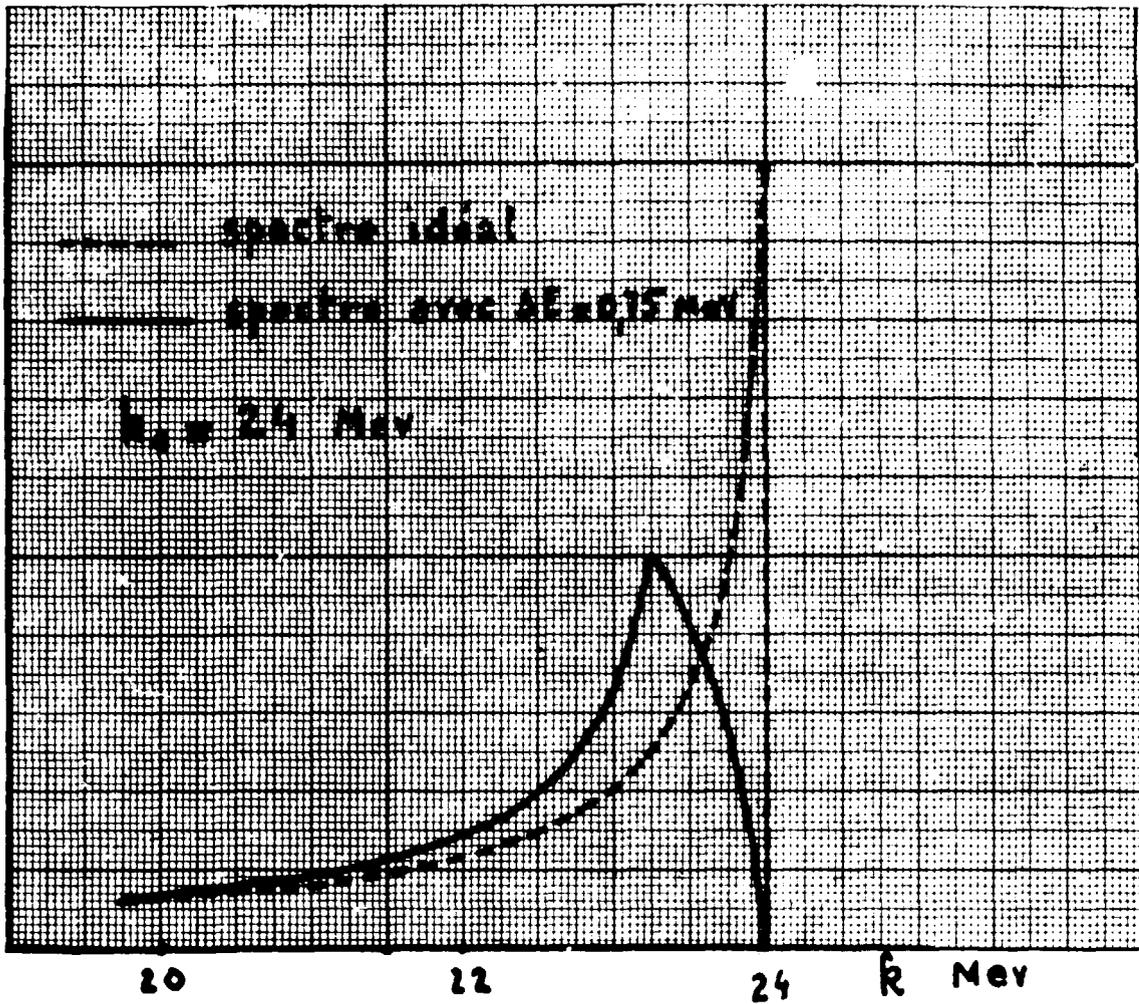
- fig. 3 -



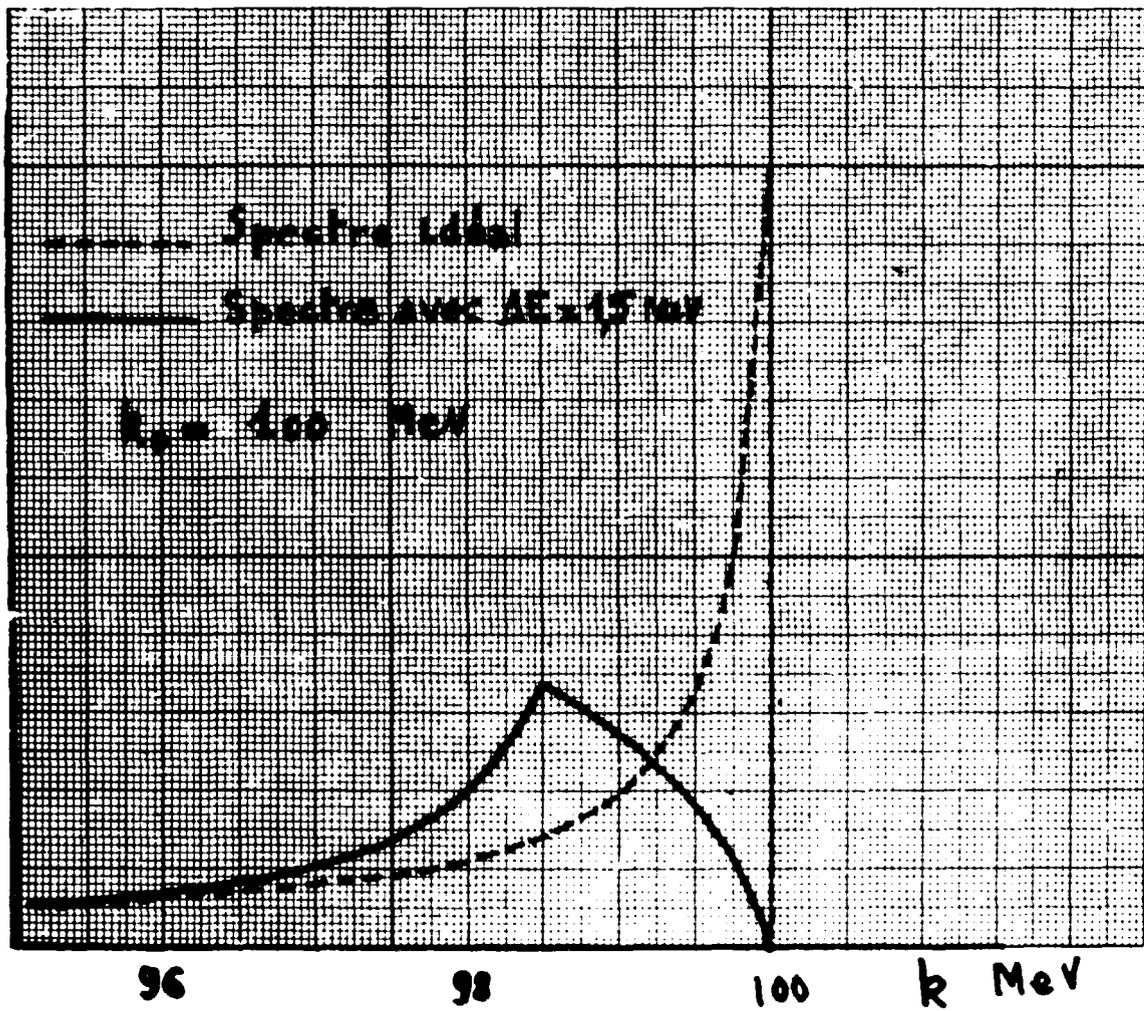
- fig. 4 -



- fig. 5 -



- fig. 6 a -



- fig. 6 b -

FIN