

Cours N°3 : Processus de production de photon γ HE

- Troisième Cours : Processus d'émission de photons haute énergie
 - Les processus d'accélération ne font intervenir que des particules chargées (électrons, rayons cosmiques)
 - Les processus conduisant à des photons ne seront que des processus de perte d'énergie (rayonnement) de ces particules chargées
 - Les processus décrits dans le cours seront :
 - Processus de perte d'énergie des particules chargées (production de photons)
 - Ionisation
 - Bremsstrahlung
 - Synchrotron
 - Décroissance des π^0
 - Processus de perte d'énergie des photons (production de chargés)
 - Effet photoélectrique
 - Compton - Inverse Compton
 - Création de Paire
 - Cascades de particules
 - Cascade électromagnétique
 - Gerbes hadroniques
 - Effet Cerenkov

Interaction particule-matière

■ Pertes par Ionisation

- Approche classique
- impulsion classique de l'électron $\int F dt$

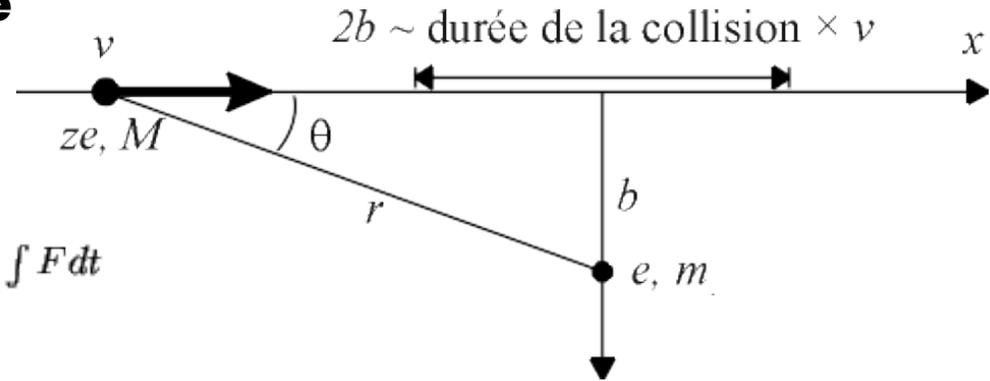
$$F_{\perp} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \sin \theta \text{ et } dt = \frac{dx}{v}$$

- On a alors $p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp} dt = -\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 bv} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta = \frac{ze^2}{2\pi\epsilon_0 bv}$ $\frac{p^2}{2m_e} = \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 b^2 v^2 m_e}$
- L'énergie perdue après un parcours dx dans la matière

$$-\frac{dE}{dx} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} N_e 2\pi b db \frac{z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 b^2 v^2 m_e} dx = \frac{N_e z^2 e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2 v^2 m_e} \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right)$$

- Après les estimations de b_{min} et b_{max}

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 v^2 m_e} \ln \left(\frac{\pi m_e v^2}{I} \right) \qquad -\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 v^2 m_e} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right)$$



Interaction particule-matière

■ Transformations relativistes du champ électrique

$$E_{x'} = \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r'^2} \cos\theta' = -\frac{ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{x'}{r'^3} \quad E_{z'} = \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r'^2} \sin\theta' = \frac{ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{b}{r'^3}$$

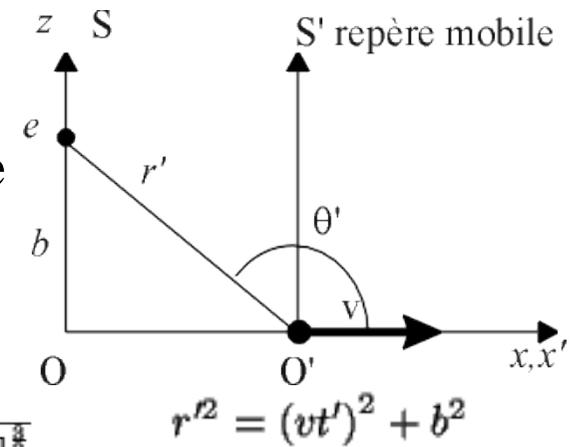
■ On a arrive à
$$E_{x'} = -\frac{ze(\gamma vt)}{4\pi\epsilon_0 [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}} \quad E_{z'} = \frac{zeb}{4\pi\epsilon_0 [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}}$$

■ En utilisant la transformation de Lorentz

$$\begin{aligned} E_x &= E_{x'} & B_x &= B_{x'} \\ E_y &= \gamma(E_{y'} + vB_{z'}) & B_y &= \gamma(B_{y'} - \frac{v}{c^2}E_{z'}) \\ E_z &= \gamma(E_{z'} - vB_{y'}) & B_z &= \gamma(B_{z'} + \frac{v}{c^2}E_{y'}) \end{aligned}$$

■ Soit au final, le champ transformé

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{\gamma^2 z e v t}{4\pi\epsilon_0 [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}} & B_x &= 0 \\ E_y &= 0 & B_y &= -\frac{\gamma v z e b}{4\pi\epsilon_0 c^2 [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}} \\ E_z &= \frac{\gamma z e b}{4\pi\epsilon_0 [b^2 + (\gamma vt)^2]^{\frac{3}{2}}} & B_z &= 0 \end{aligned}$$



Interaction particule-matière

■ Pertes par ionisation relativistes

- Calcul quantique exact donne la formule de Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 v^2 m_e} \left[\ln \left(\frac{2\gamma^2 m_e v^2}{I} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

- Pour les milieux denses, on est obligé de traiter le paramètre d'impact plus prudemment. L'ionisation est alors diminuée pour les noyaux lourds, c'est l'*effet de densité*

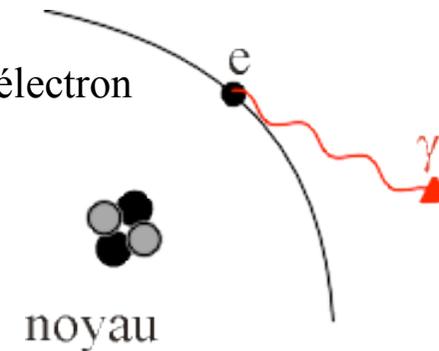
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4 N_e}{4\pi \epsilon_0^2 v^2 m_e} \left[\ln \left(\frac{2\gamma^2 m_e v^2}{\hbar} b_0 \right) + \ln \left(\frac{b(\gamma, \epsilon)}{b_0} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

- Pertes par ionisation pour les électrons

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 N Z}{8\pi \epsilon_0^2 m_e v^2} \left[\ln \frac{\gamma^2 m_e v^2 E_{max}}{2I^2} - \left(\frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \ln 2 + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right)^2 \right]$$

Perte d'énergie des électrons accélérés

- Le calcul classique sous estime les pertes d'énergie par ionisation des électrons quand ils deviennent relativistes
- Nécessité de prendre en compte un nouveau processus de perte d'énergie lié à l'interaction des électrons accélérés dans le champ coulombien des noyaux.
- Ce rayonnement de freinage est le **bremsstrahlung**.
 - Le photon émis va avoir une énergie comparable à celle de l'électron
 - Les électrons de haute énergie vont donner des photons de haute énergie



Perte d'énergie des électrons accélérés

■ Outils

- Taux de perte d'énergie $\frac{dE}{dt}$ invariant relativiste.
- Une particule accélérée rayonne

- Calcul du champ

$$E_{\theta} = \frac{q\vec{r} \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}$$

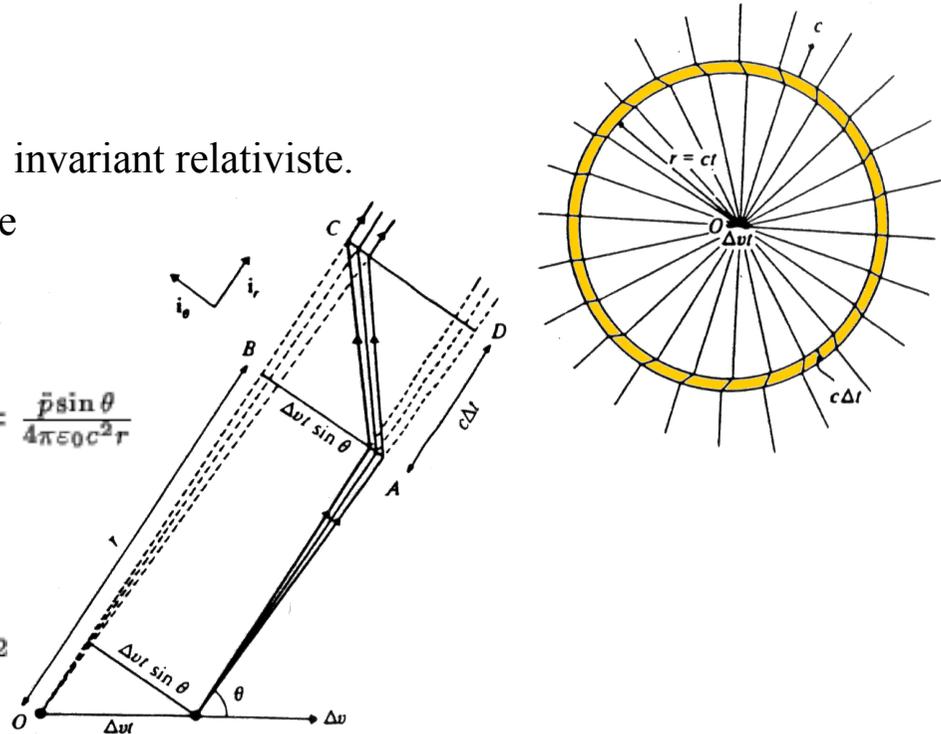
$$E_{\theta} = \frac{\vec{p} \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}$$

- Vecteur de Poynting

$$\mathcal{P} = E \times H = \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{\frac{1}{2}} E^2$$

- Quantité d'énergie rayonnée par unité d'angle solide

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{rad} d\Omega = \frac{|\vec{p}|^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0^2 c^4 r^2} r^2 d\Omega \times \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{|\vec{p}|^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} d\Omega$$



Perte d'énergie des électrons accélérés

■ Outils

- En intégrant sur l'angle solide

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{rad} = \int_0^\pi \frac{|\vec{p}|^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} 2\pi \sin \theta d\theta = \frac{|\vec{p}|^2}{6\pi \epsilon_0 c^3} = \frac{q^2 |\vec{r}|^2}{6\pi \epsilon_0 c^3}$$

- on retrouve la formule de Larmor
- L'émission est dipolaire
- Le champ électrique varie comme le sinus de θ
- L'énergie par unité d'angle solide comme le carré du sinus de θ
- L'émission est polarisée.

Perte d'énergie des électrons accélérés

■ Bremstrahlung

- Accélération de l'électron

$$\begin{cases} a_{\parallel} = \dot{v}_x = -\frac{eE_x}{m_e} = \frac{\gamma^2 Z e^2 v t}{4\pi\epsilon_0 m_e [b^2 + (\gamma v t)^2]^{\frac{3}{2}}} \\ a_{\perp} = \dot{v}_z = \frac{eE_x}{m_e} = \frac{\gamma^2 Z e^2 b}{4\pi\epsilon_0 m_e [b^2 + (\gamma v t)^2]^{\frac{3}{2}}} \end{cases}$$

- Dans l'espace des fréquences

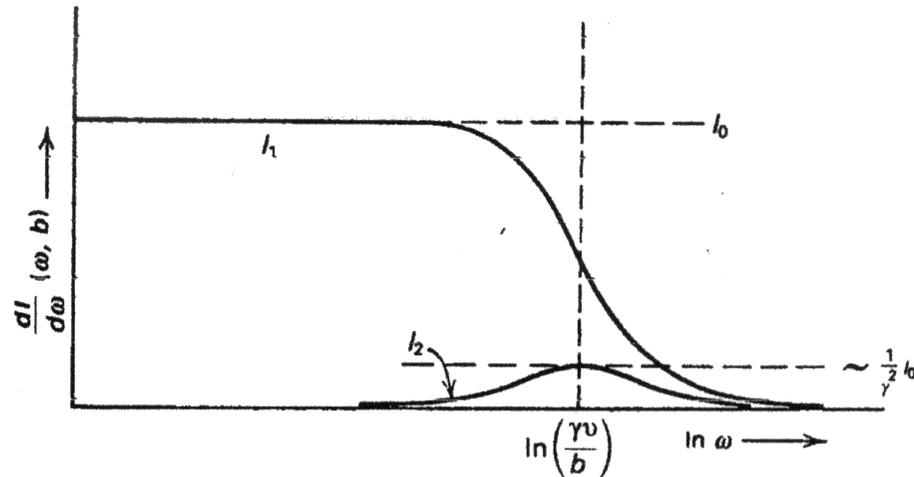
$$\begin{aligned} \dot{v}_x(\omega) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma^2 Z e^2 v t}{4\pi\epsilon_0 m_e [b^2 + (\gamma v t)^2]^{\frac{3}{2}}} \exp(i\omega t) dt \\ \dot{v}_z(\omega) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma^2 Z e^2 b}{4\pi\epsilon_0 m_e [b^2 + (\gamma v t)^2]^{\frac{3}{2}}} \exp(i\omega t) dt \end{aligned}$$

- L'intégration donne

$$\begin{aligned} \dot{v}_x(\omega) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\gamma b v} I_1(y) \\ \dot{v}_z(\omega) &= \frac{1}{(2\pi)^{\frac{1}{2}}} \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e} \frac{1}{b v} I_2(y) \end{aligned}$$

$$I_2(y) = 2yK_1(y)$$

$$I_1(y) = 2\gamma y K_0(y)$$



Perte d'énergie des électrons accélérés

■ Bremstrahlung

□ Spectre
$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2} \frac{\omega^2}{\gamma^2 v^4} \left[\frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) + K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right]$$

□ Comportement asymptotique

■ Haute fréquence

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{48\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 \gamma v^3 b} \left[\frac{1}{\gamma^2} + 1 \right] \exp\left(-\frac{2\omega b}{\gamma v}\right)$$

■ Basse fréquence

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v^2 b^2} \left[1 + \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \ln^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right]$$

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6}{24\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v^2 b^2} = Cste$$

□ Fin du calcul

■ on doit considérer tous les paramètres d'impact

$$I(\omega') = \frac{Z^2 e^6 \gamma N}{12\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v} \ln\left(\frac{b'_{max}}{b'_{min}}\right)$$

Perte d'énergie des électrons accélérés

■ Bremstrahlung relativiste

- On reprend l'expression précédente mais il faut déterminer b_{min} et b_{max}

$$I(\omega) = \frac{Z^2 e^6 N}{12\pi^3 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2 v} \ln\left(\frac{192v}{Z^{1/3} c}\right)$$

- Calcul quantique relativiste – Formule de Bethe Heitler

$$I(\omega) = \frac{Z(Z+1.3)e^6 N}{16\pi^2 \epsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} \left[\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) + \frac{1}{8} \right]$$

- Grandeur caractéristique : la longueur de radiation

$$\xi_0 = \frac{7160 M_A}{Z(Z+1.3) \left[\ln\left(183 Z^{-1/3}\right) + \frac{1}{8} \right]} \text{kg.m}^{-2}$$

Perte d'énergie des électrons accélérés

■ Bremsstrahlung – la physique

| | $\xi_0(kg.m^{-2})$ | $X_0(m)$ | $E_c(MeV)$ |
|-----------|--------------------|----------------------|------------|
| hydrogène | 580 | $6,7 \times 10^3$ | 340 |
| air | 365 | 280 | 83 |
| Pb | 58 | $5,6 \times 10^{-3}$ | 6,9 |

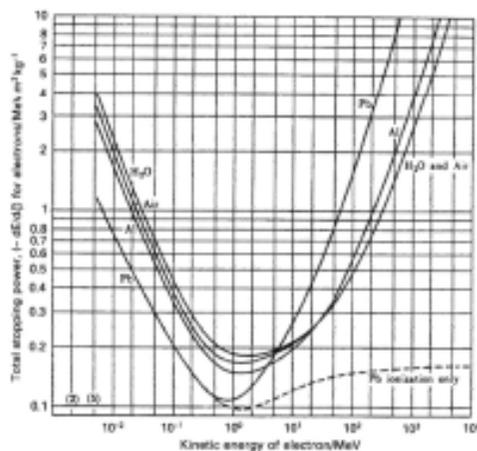


Figure 3.5. The total stopping power for electrons in air, water, aluminium and lead. At energies less than 1 MeV, the dominant loss mechanism is ionization losses. At higher energies, the dominant loss process is bremsstrahlung. For comparison, the contribution from ionization losses for electrons in lead is also shown. (From H. A. Egs (1966). *Introduction to nuclear physics*, page 190, London: Addison-Wesley Publishing Co.)

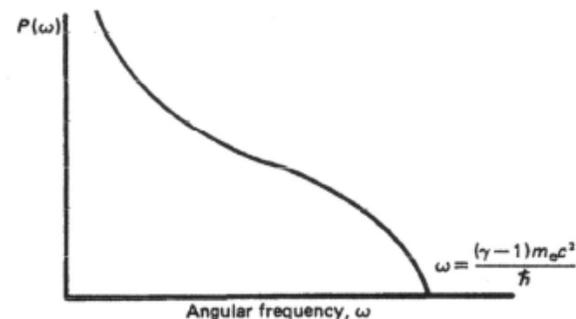
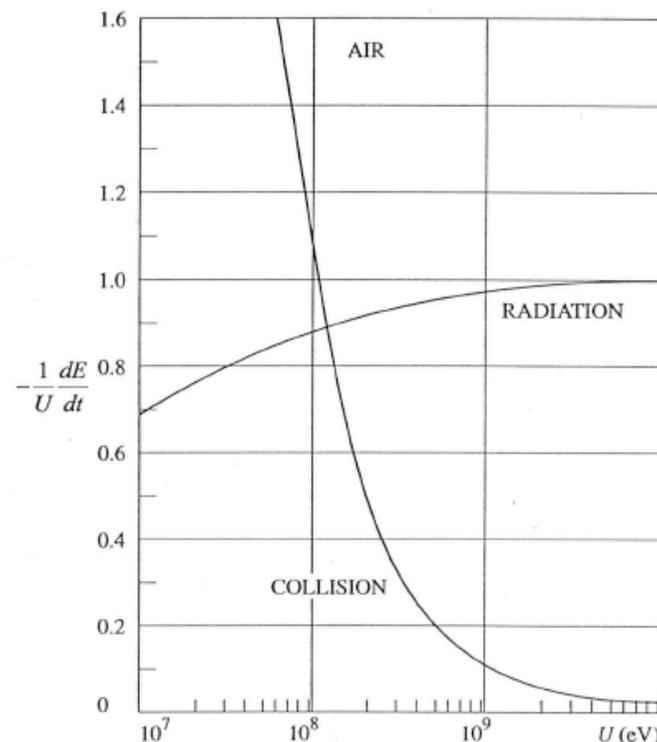
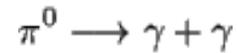


Figure 3.6. The probability per unit bandwidth of the emission of a photon by bremsstrahlung as a function of angular frequency of the emitted photon plotted linear intensity and frequency scales.

Désintégration des π^0

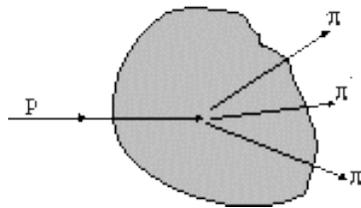
- Des gammas peuvent aussi être produits par désintégration de pions neutres



- avec $m_{\pi^0} = 134,9764 MeV$ la distribution de photons présente un pic à $\frac{m_{\pi^0}}{2}$

$$\overline{E_{\gamma}} = 70 MeV$$

- D'où viennent les π^0 .



$$n_{\pi^+} \simeq n_{\pi^-} \simeq n_{\pi^0}$$

$$\sigma_{ppHE} \simeq C \text{ste} \simeq 100 mb$$

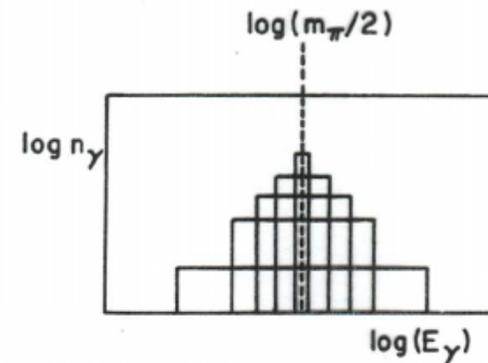


Figure 10.1: Schematic construction of the photon spectrum produced by decay of a spectrum of neutral pions. (After Stecker, 1971.)

Rayonnement Synchrotron

- C'est l'émission des particules accélérées des particules dans un champ magnétique
- C'est un des processus de rayonnement les plus importants de l'astro,
- On le rencontre au niveau de toutes les sources
- Problème : Dans un champ magnétique uniforme, une particule spirale avec un angle θ par rapport au champ.
 - Sa vitesse le long des lignes de champ est constante $v_g = \frac{eB}{2\pi\gamma m_e}$
 - La particule est accélérée vers le centre de la trajectoire, donc elle rayonne
- En utilisant ce qui a été démontré et dans le cas ultra-relativiste

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2\sigma_T c U_{rad} \gamma^2 \sin^2 \theta$$

Formule pour un angle et une énergie

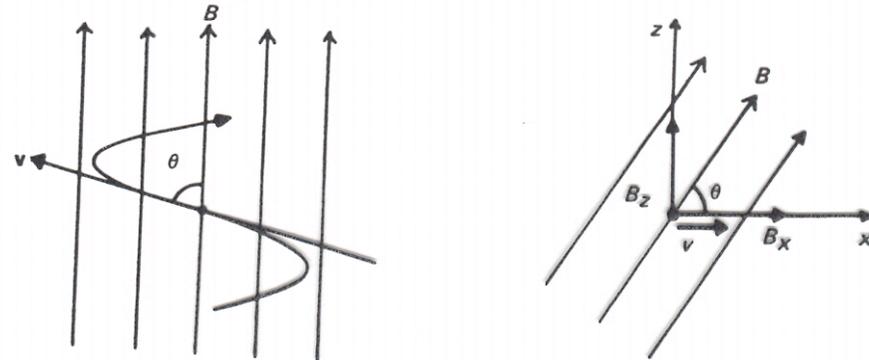


Figure 18.1. The coordinates used in working out the total radiation rate due to synchrotron radiation.

Rayonnement Synchrotron

- En intégrant sur les angles (distribution isotrope)

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3}\sigma_T c U_{rad} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \gamma^2$$

- Une approche relativiste du problème donne

- pour l' émissivité

$$j(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{8\pi^2 \epsilon_0 c m_e} F(x)$$

avec $F(x) = x \int_0^\infty K_{\frac{5}{3}}(x) dx$
 $x = \frac{\omega}{\omega_c} \quad \omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2a}$

- donc

$$-\frac{dE}{dt} = \sigma_T c U_{mag} \sin^2 \alpha \left(\frac{9\sqrt{3}}{4\pi}\right) \int_0^\infty F(x) dx$$

- Et au final

$$-\frac{dE}{dt} = 2\sigma_T c U_{mag} \gamma^2 \sin^2 \alpha$$

Table 18.1. The function $F(x)$, which describes the synchrotron radiation spectrum of a single ultrarelativistic electron (see expressions (18.36) and (18.31))

| x | F(x) | x | F(x) | x | F(x) |
|----------------------|--------|----------------------|-------|----|-----------------------|
| 1.0×10^{-4} | 0.0996 | 2.0×10^{-1} | 0.904 | 1 | 0.655 |
| 1.0×10^{-3} | 0.213 | 2.8×10^{-1} | 0.918 | 2 | 0.301 |
| 1.0×10^{-2} | 0.445 | 3.0×10^{-1} | 0.918 | 3 | 0.130 |
| 3.0×10^{-2} | 0.613 | 5.0×10^{-1} | 0.872 | 5 | 2.14×10^{-2} |
| 1.0×10^{-1} | 0.818 | 8.0×10^{-1} | 0.742 | 10 | 1.92×10^{-4} |

Rayonnement Synchrotron

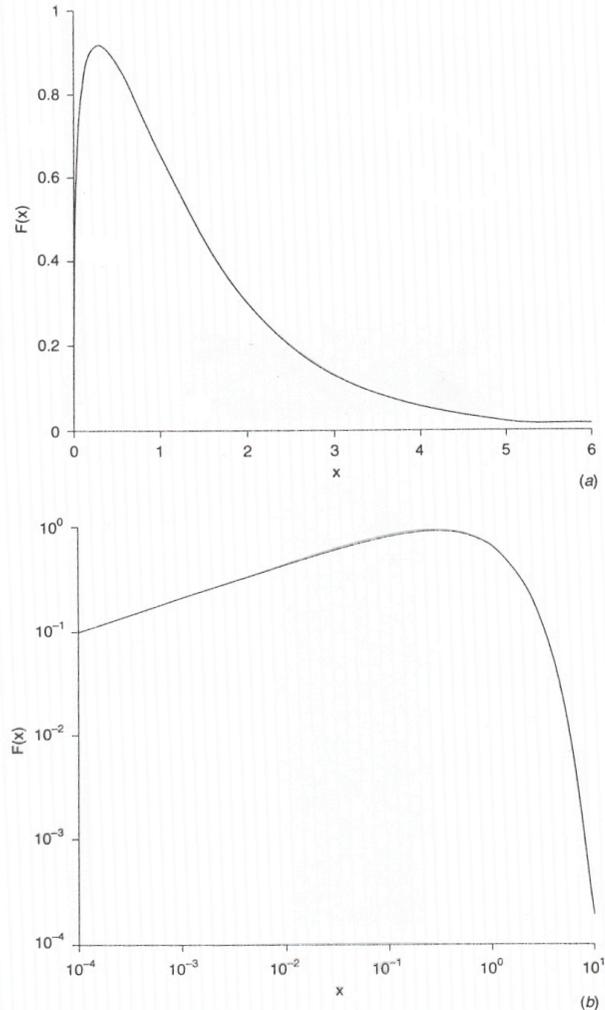


Figure 18.8. The intensity spectrum of the synchrotron radiation of a single electron shown (a) with linear axes and (b) with logarithmic axes. The function is plotted in terms of $x = \omega/\omega_c = \nu/\nu_c$, where ω_c is the critical angular frequency, $\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{3}{2} \left(\frac{c}{r}\right) \gamma^3 \omega_r \sin \alpha$.

■ Emissivité

□ comportement asymptotique

■ haute fréquence

$$F(x) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}} \exp(-x)$$

$$j(\nu) \propto \nu^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\nu}{\nu_c}\right)$$

cut-off exponentiel

■ basse fréquence

$$F(x) = \frac{4\pi}{\sqrt{3}\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)} \left(\frac{x}{2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$j(\omega) = \frac{e^2}{3^{\frac{1}{3}}\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)2\pi\epsilon_0 c} \left(\frac{eB \sin \alpha}{\gamma m_e}\right)^{\frac{2}{3}} \omega^{\frac{1}{3}}$$

$$j(\nu) \propto \nu^{\frac{1}{3}}$$

Interaction Photon-Matière

■ Effet Photoélectrique

- Un photon arrache un électron périphérique d'un atome
- Processus basse énergie
- A haute énergie la section efficace décroît en ν^{-3}

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}\sigma_T\alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{\hbar\omega}\right)^{\frac{7}{2}} = \frac{e^{12} m_e^{\frac{9}{2}} Z^5}{192\sqrt{2}\pi^5 \epsilon_0^6 \hbar^4 c} \left(\frac{1}{\hbar\omega}\right)^{\frac{7}{2}}$$

Effet Compton

- Diffusion Thomson

diffusion d'un faisceau non polarisé sur un électron au repos

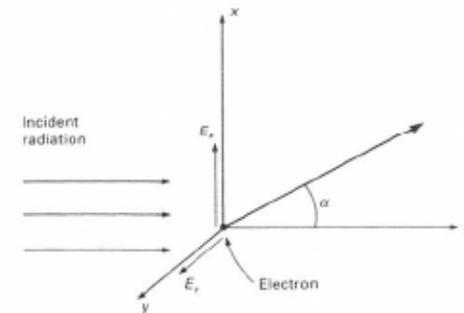


Figure 4.3. Illustrating the geometry of Thomson scattering of a beam of radiation by a free electron.

- Les formules calculées précédemment conduisent à

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_x d\Omega = \frac{e^2 |\vec{r}_x|^2 \sin^2 \theta}{16\pi^2 \varepsilon_0 c^3} d\Omega = \frac{e^4 |E_x|^2 \cos^2 \alpha}{16\pi^2 m_e^2 \varepsilon_0 c^3} d\Omega$$

suivant la direction x .

- Réécrit en terme de vecteur de Poynting, cela donne

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_x d\Omega = \frac{e^4 \cos^2 \alpha}{16\pi^2 \varepsilon_0 m_e^2 c^3} \sum_i \overline{E_x^2} d\Omega = \frac{e^4 \cos^2 \alpha}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e^2 c^4} S_x d\Omega$$

- Et suivant y

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_y d\Omega = \frac{e^4}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e^2 c^4} S_y d\Omega$$

- En tout ...

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_- d\Omega = \frac{e^4}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e^2 c^4} (1 + \cos^2 \alpha) \frac{S}{2} d\Omega$$

Effet Compton

■ Diffusion Thomson (2)

- La section efficace s'écrit alors

$$\frac{d\sigma_T(\alpha)}{d\Omega} = \frac{\text{énergie rayonnée par unité de temps et unité d'angle solide}}{\text{énergie incidente par unité de temps et de surface}}$$

- soit

$$d\sigma_T = \frac{e^4}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e^2 c^4} \frac{(1 + \cos^2 \alpha)}{2} d\Omega$$

- Et en intégrant

$$\sigma_T = \int_0^\pi \frac{e^4}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e^2 c^4} \frac{(1 + \cos^2 \alpha)}{2} 2\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{e^4}{16\pi^2 \varepsilon_0^2 m_e^2 c^4} = 6,653 \times 10^{-29} m^2$$

Effet Compton

- Mais dans la diffusion Thomson l'énergie des photons n'est pas modifiée.
- Ce n'est physiquement acceptable que si l'énergie des photons est très inférieure à l'énergie de masse de électrons.

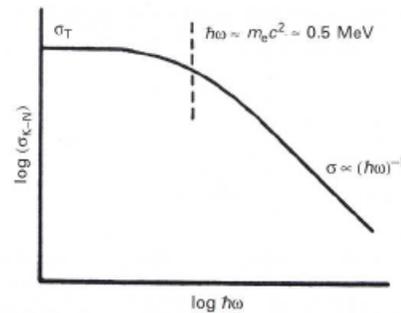
- Sinon le traitement de l'effet Compton doit être traité correctement.
 - problème classique de relativité

 - Le traitement quantique relativiste conduit à la formule de Klein-Nishina

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left\{ \left[1 - \frac{2(\epsilon + 1)}{\epsilon^2} \right] \ln(2\epsilon + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\epsilon} - \frac{1}{2(2\epsilon + 1)^2} \right\}$$

- basse énergie

$$\sigma_{K-N} \simeq \frac{8\pi}{3} r_e^2 (1 - 2\epsilon) \simeq \sigma_T (1 - 2\epsilon) \simeq \sigma_T$$



Haute énergie

$$\sigma_{K-N} = \pi r_e^2 \frac{1}{\epsilon} \left(\ln 2\epsilon + \frac{1}{2} \right)$$

Figure 4.5. A schematic diagram showing the dependence of the Klein-Nishina cross-section upon photon energy.

Inverse Compton

- Effet Compton direct : diffusion de photons énergétiques sur des électrons au repos
- Inverse Compton : diffusion de photons basse énergie sur des électrons ultra-relativistes
- Processus extrêmement important pour l'astrophysique des hautes énergies puisque partant d'une population de photons basse énergie, il conduit à des photons énergétiques.

$$\left(\frac{dE}{dt}\right) = \frac{4}{3}\sigma_T c U_{rad} \left(\frac{v^2}{c^2}\right) \gamma^2$$

- Spectre d'émission

$$I(\nu) d\nu = \frac{3\sigma_T c}{16\gamma^4} \frac{N(\nu_0)}{\nu_0^2} \nu \left[2\nu \ln \frac{\nu}{4\gamma^2 \nu_0} + \nu + 4\gamma^2 \nu_0 - \frac{\nu^2}{2\gamma^2 \nu_0} \right] d\nu$$

- Important $\nu \simeq \gamma^2 \nu_0$

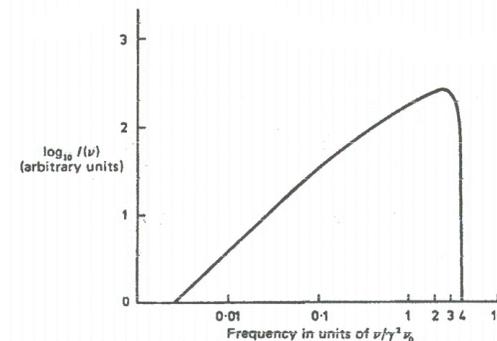


Figure 4.8. The emission spectrum of inverse Compton scattering; ν_0 is the frequency of the unscattered radiation. (From G. R. Blumenthal and R. J. Gould (1970). *Rev. Mod. Phys.*, **42**, 237.)

Création de paires électron-positon

- Si l'énergie des photons est supérieure à 2 fois l'énergie de masse de l'électron, il est possible de créer une paire de particules e^+e^-
- On peut montrer que pour des raisons de conservation de l'impulsion, la création de paire ne peut exister qu'au voisinage d'un noyau.



- La section efficace de création de paire est donnée suivant l'énergie:

- énergies intermédiaires (pas d'écrantage du champ du noyau) $1 \ll \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \ll \frac{1}{\alpha Z^{\frac{1}{3}}}$

$$\sigma_{pair} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2\hbar\omega}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right] m^2 atom^{-1}$$

- limite ultra relativiste (écrantage total) $\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \gg \frac{1}{\alpha Z^{\frac{1}{3}}}$

$$\sigma_{pair} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln \left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) - \frac{2}{27} \right] m^2 atom^{-1}$$

Création de paires électron-positon

- Comme pour le bremsstrahlung, on peut définir une longueur de radiation

$$\xi_{pair} = \frac{\rho}{N_i \sigma_{pair}} = \frac{M_A}{\mathcal{N}_0 \sigma_{pair}}$$

- A haute énergie on a $\xi_{pair} \approx \xi_{brems}$
- Normal la description des deux phénomènes est identique du point de vue de l'électrodynamique quantique

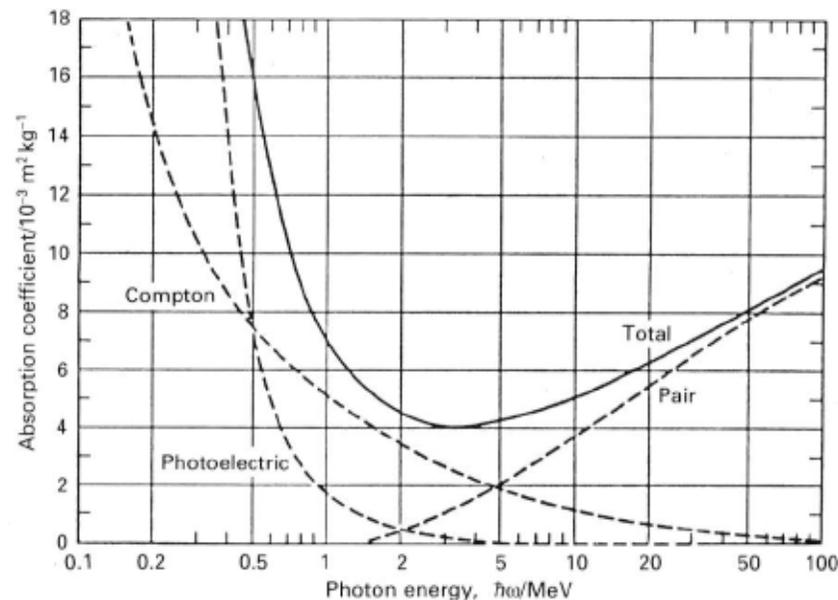


Figure 4.16. The total mass absorption coefficient for high energy photons in lead, indicating the contributions associated with the photoelectric absorption, Compton scattering and electron-positron pair production. (From H. A. Engle (1966). *Introduction to nuclear physics*, page 193, London: Addison-Wesley Publishing Co.)

Effet Cerenkov

- Lorsqu'une particule chargée va plus vite que la lumière....

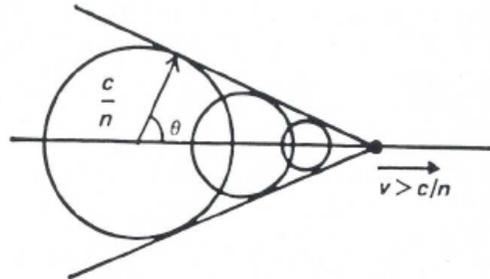


Figure 4.19. Illustrating Huygens' construction for determining the direction of propagation of the wavefront of Cherenkov radiation.

- Interprétation géométrique donne l'angle d'émission

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$$

- vitesse limite et angle limite

$$\beta = \frac{1}{n} \quad \cos \theta_{max} = \frac{1}{n}$$

- Nombre de photons émis par longueur d'onde par unité de distance

$$\frac{dN}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta$$