

Les processus d'interaction du rayonnement cosmique

Alexandre Marcowith

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, 9 avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse, France

Abstract. Le présent exposé traite des processus de ralentissement et d'émissions à spectres continus des particules chargées dans l'environnement des objets compacts et dans le milieu interstellaire.

Table des matières

1. Introduction	245
2. Cinématique relativiste	246
3. Processus dominants pour les électrons	247
3.1 Pertes d'énergie coulombiennes et par ionisation	247
3.2 Bremsstrahlung	248
3.3 Rayonnement cyclo-synchrotron	250
3.4 Processus Compton et Compton Inverse	252
3.5 Processus dominants dans le milieu interstellaire	254
3.6 Plasma de paires électrons-positrons	256
4. Processus dominants pour les protons et les noyaux lourds	256
4.1 Pertes d'énergie coulombiennes ou par ionisation	256
4.2 Processus Bremsstrahlung Inverse	257
4.3 Interactions hadron-matière	258
Spectre des pions produits	259
4.4 Pertes dominantes dans le milieu interstellaire	260
4.5 Interactions hadron-photon	260
Différents canaux d'interaction	260
Production de paires électron-positron	261
Production de pions	261

	Temps de pertes	261
4.6	Particules secondaires	262
	Photons gamma	262
	Positrons secondaires	263
	Production de neutrons	263
	Production de neutrinos	263

1. Introduction

Un premier aspect important des interactions étudiées dans cet exposé est qu'elles sont électromagnétiques. Les interactions engageant des leptons ont une section efficace de l'ordre de celle de Thomson $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ ¹, proportionnelle au carré du rayon classique de l'électron. Les interactions impliquant des noyaux lourds de charge Ze et de numéro atomique A ont une section efficace proportionnelle au carré du rayon classique du noyau, $R_n = (Ze)^2 / Am_p c^2$. Exprimée en unité de section efficace de Thomson, la section efficace des processus hadroniques peut s'écrire $\sigma_n / \sigma_T \sim Z^4 / A^2 (m_e / m_p)^2$, soit $\sigma_n \sim 1,97 \times 10^{-31} \frac{Z^4}{A^2} \text{ cm}^2 \ll \sigma_T$. Cette inégalité montre que les noyaux lourds ne sont pas à l'origine de l'émission de radiation dans la plupart des situations astrophysiques. Nous voyons donc que pour aborder le problème de la nature des sources astrophysiques à l'origine du rayonnement cosmique, il est absolument essentiel d'étudier les particules qui participent au rayonnement, donc la composante électronique. Cette dernière donne un diagnostic sur les phénomènes locaux d'accélération, ainsi que sur les propriétés locales des sources. Cependant, si les électrons se refroidissent aussi localement, les particules plus lourdes sous certaines conditions peuvent s'échapper dans le milieu interstellaire (MIS) et/ou intergalactique. Les rayons cosmiques perdent leur énergie par interaction soit avec la matière ambiante, soit avec les photons ambiants et/ou cosmiques.

Il existe bien des objets astrophysiques dans lesquels ces interactions peuvent avoir lieu. Le présent ouvrage s'intéresse plus particulièrement à deux d'entre eux : les objets sources et le MIS. Parmi les objets sources nous pouvons distinguer les objets dits compacts (naines blanches, étoiles à neutrons et trous noirs), qui sont des objets denses, variables, émetteurs à haute énergie (X et gamma) de spectres non-thermiques, et les objets progéniteurs des objets compacts, les étoiles massives et les supernovæ, qui durant leur (parfois courte) vie produisent des vents supersoniques et des chocs susceptibles d'accélérer efficacement des particules énergétiques. Nous pouvons associer à cette liste les sursauts gamma (c.f. les cours de Frédéric Daigne et Yves Gallant) considérés à l'heure actuelle comme les événements issus des explosions des étoiles les plus massives. Le milieu interstellaire (ou intergalactique) lui est important car il est le lien entre ces sources et les observations effectuées au voisinage terrestre. C'est un milieu turbulent et donc susceptible de diffuser, de réaccélérer (et de ralentir) les particules produites dans les sources. Les conditions

¹Les quantités dans ce cours seront généralement exprimées en unités c.g.s.

régnant dans le milieu interstellaire (ou intergalactique) seront utilisées pour illustrer les amplitudes relatives des différents processus abordés ci-dessous.

Nous étudierons dans ce cours les mécanismes de radiation et de pertes d'énergie des rayons cosmiques quelque soit leur nature (électrons ou noyaux). Avant d'entrer dans le détail des mécanismes, nous effectuerons quelques rappels de cinématique relativiste inhérente aux interactions inélastiques (§2.). Les parties 3. et 4. traiterons dans un certain détail des processus d'interaction pour les électrons et les noyaux du rayonnement cosmique.

Un grand nombre d'ouvrages existent en langue anglaise traitant (au moins en partie) des interactions du rayonnement cosmique avec la matière et le rayonnement, citons de manière non exhaustive Longair (1981), Berezhinsky (1990), Gaisser (1990), Schlickeiser (2003), en ce qui concerne l'astrophysique des neutrinos nous pouvons citer Bahcall (1989).

2. Cinématique relativiste

Lors de l'interaction de deux particules 1 et 2, leur énergie dans le référentiel du centre de masse (RCM) doit être au moins égale à la masse au repos des particules produites (notée M ici). En utilisant l'invariance du quadri-moment $(E/c, \mathbf{p})$ on obtient

$$E_{cm} = \sqrt{(m_1^2 + m_2^2)c^2 + 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 c^2 \cos\theta_{12})} \geq (m_1 + m_2 + M)c^2 . \quad (1)$$

Soit,

$$(E_1 E_2 - p_1 p_2 c^2 \cos\theta_{12}) = m_1 m_2 c^2 + M c^4 (m_1 + m_2 + M/2) . \quad (2)$$

L'angle θ_{12} indique la direction dans le référentiel du laboratoire entre les deux particules incidentes.

Dans le cas où une des particules est un photon (par exemple 2), on a $m_2 = 0$ et

$$(E_1 - p_1 c \cos\theta_{12}) E_2 = M c^4 (m_1 + M/2) . \quad (3)$$

Ces formules nous seront utiles lors du traitement de l'interaction des hadrons avec les photons et/ou d'autres noyaux. Elles sont également à utiliser lors de toutes collisions inélastiques impliquant la création de particules par exemple dans le cas de la création de paires électron-positron.

3. Processus dominants pour les électrons

Intéressons nous tout d'abord aux leptons (électrons et/ou positrons)². Nous allons dans cette partie passer succinctement en revue les différents types de processus radiatifs associés aux électrons (voir également le livre de Rybicki & Lightmann 1974) à savoir le Bremsstrahlung (restes de supernovæ, fond diffus X galactique, disques d'accrétion...) et les processus synchrotron et Compton (restes de supernovæ, fonds diffus radio-X et gamma galactique, disques d'accrétion, jets galactiques et extragalactiques, sursauts gamma...). Nous renvoyons le lecteur au livre de Jauch & Rohrlich (1976) pour un exposé détaillé des différents processus du système électron-photon et électron-électron dans le cadre de l'électrodynamique quantique.

Ces processus sont en toute rigueur également à considérer pour les particules plus lourdes, mais sauf à quelques exceptions près on ne les attend pas comme étant les processus radiatifs dominants dans les domaines standards de l'astrophysique (voir cependant les cours sur les objets compacts). Nous allons tout d'abord discuter des pertes d'énergie coulombiennes et par ionisation lors de la traversée de la matière atomique par les électrons du rayonnement cosmique.

3.1 Pertes d'énergie coulombiennes et par ionisation

Les électrons relativistes traversant un milieu du type plasma (milieu complètement ionisé) ou bien un milieu atomique perdent de l'énergie par leurs interactions coulombiennes avec les ensembles de charges ambiantes ou en ionisant le milieu. Dans un milieu atomique, les pertes sont dues à l'ionisation des atomes ou à l'excitation des niveaux atomiques liés. Dans un plasma, les pertes sont dues à la diffusion des électrons dans le champ coulombien de particules isolées et/ou d'ensemble de charges.

Les taux de pertes d'énergie dans ces différents milieux sont traité en détail dans l'article de Gould (1975). Nous ne donnons ici que les principaux résultats.

Dans un plasma complètement ionisé, pour une particule relativiste de facteur de Lorentz γ et pour un milieu avec une densité électronique n_e nous obtenons (en s^{-1})

$$t_{coul}^{-1} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt} = \frac{3 c \sigma_T n_e}{4} \left(\frac{\ln(\gamma/\epsilon_p^2) + K}{\gamma} \right). \quad (4)$$

²Nous utiliserons de manière générique le terme électron par la suite sauf dans les paragraphes suivants et la partie 3.6.

On rappelle que $\sigma_T = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ est la section efficace de Thomson. Nous notons $\epsilon_p = h\nu_p/m_e c^2$ la fréquence plasma normalisée à l'énergie de masse des électrons, reliée à la pulsation plasma $\omega_p = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$. La constante K est différente dans le cas des électrons et des positrons. On a $K_{e^-} = 0,216$ et $K_{e^+} = -0,346$.

Le milieu interstellaire n'est pas réductible à un plasma ionisé (c.f. le cours correspondant de Katia Ferrière dans cet ouvrage). Il peut grossièrement se modéliser comme composé d'hydrogène et d'hélium en un rapport d'abondances de 10 (plus exactement 91% d'hydrogène, 9% d'hélium et 0,1% d'éléments plus lourds que l'hélium). L'hydrogène se trouve lui-même sous forme atomique neutre (HI) et moléculaire (H_2). L'hydrogène atomique se trouve dans des nuages HI froids ($T \simeq 50 \text{ K}$) et denses ($n \simeq 30 \text{ cm}^{-3}$) ou bien dans des zones inter-nuages plus chaudes ($T \simeq 10^4 \text{ K}$) et moins denses ($n \simeq 0,1 \text{ cm}^{-3}$). L'hydrogène moléculaire quant à lui, se trouve dans des nuages géants très denses ($n \simeq 10^3 \text{ cm}^{-3}$) et froids ($T \simeq 10 \text{ K}$). Il existe aussi une forme ionisée de l'hydrogène dans les régions HII proches des étoiles massives de types O et B. La composante de gaz chaud ionisé couvre un volume substantiel du MIS (Ferrière 2001), mais il contribue peu à la masse totale du fait de sa faible densité ($n \simeq 10^{-2/-3} \text{ cm}^{-3}$). La densité totale en noyau d'hydrogène est $n_{HI} + 2 n_{H_2} \simeq 1 \text{ cm}^{-3}$ dans le plan galactique pour $R \leq R_0 \simeq 8,5 \text{ kpc}$ (R_0 est la position du Soleil dans la galaxie).

Le taux de pertes d'énergie par ionisation dans le MIS neutre est

$$t_{ioni}^{-1} \simeq 2,7 c \sigma_T (n_{HI} + 2 n_{H_2}) \frac{(\ln(\gamma) + 6,85)}{\gamma} \quad (5)$$

Le facteur 2,7 provient de la prise en compte de l'hélium interstellaire dans le calcul de la section efficace d'interaction.

3.2 Bremsstrahlung

Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung se produit par l'effet de décélération d'une charge dans un champ coulombien. Le processus dominant est le Bremsstrahlung des électrons par les ions thermiques du plasma, les autres processus (électron (positron)-électron (positron), ion-ion) sont à un ordre supérieur dans le développement multipolaire.

En régime non-relativiste ($v \ll c$), le spectre rayonné par un électron (quantité d'énergie par unité de fréquence)

$$\frac{dW}{d\nu} = \frac{4e^2}{3c^3} \left(\frac{2Ze^2}{m_e b v} \right)^2, \quad (6)$$

est d'autant plus intense que la particule possède une faible vitesse (l'effet de décélération est d'autant plus important dans ce cas). L'émissivité

différentielle (puissance rayonnée par unité de volume et de fréquence) rayonnée par Bremsstrahlung est alors obtenue en multipliant l'expression précédente par la densité d'ions diffuseurs n_i et la densité d'électrons diffusés n_e

$$\frac{dP}{dV d\nu} = \frac{32\pi^2 e^6}{3\sqrt{3} c^3 m^2 \nu} n_e n_i Z^2 g(\nu, \nu) . \quad (7)$$

Le facteur de Gaunt $g(\nu, \nu)$ prend en compte les effets quantiques importants notamment pour le calcul du paramètre d'impact minimal (la distance minimale prise en compte lors de l'interaction électron-ion). Une expression détaillée de ce facteur est donnée dans Rybicki & Lightman (1974).

Il est intéressant de calculer le spectre produit par une distribution thermique d'électrons. Ce type de signature se retrouve dans de nombreuses situations en astrophysique, notamment dans les ejecta des restes de supernova. Dans ce cas, l'émissivité (en $\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{Hz}^{-1}$) due au Bremsstrahlung par une population maxwellienne d'électrons de température T_e s'exprime simplement par

$$\frac{dP}{dV d\nu} \equiv Z^2 n_e n_i \frac{1}{\sqrt{T_e}} \exp(-h\nu/k_B T_e) g(\nu) , \quad (8)$$

où $g(\nu)$ est le facteur de Gaunt moyen (c.f. Rybicki & Lightman 1974).

Une particularité du spectre Bremsstrahlung thermique et du facteur de Gaunt moyen est qu'il est peu dépendant de la fréquence. A basse fréquence, le spectre Bremsstrahlung est auto-absorbé et se trouve dans le régime de Rayleigh-Jeans.

Dans le cas où l'énergie des électrons et des photons atteint leur énergie de masse, l'approche de l'électrodynamique classique décrite ci-dessus n'est plus valable (Blumenthal & Gould 1970).

Le spectre produit par des électrons relativistes dépend de l'état d'ionisation du milieu dans lequel ils pénètrent. Le type de diffusion va également dépendre de l'énergie de l'électron incident. Nous trouvons ainsi deux limites extrêmes, celle où la charge diffuseuse sera faiblement écrantée (régime pour des électrons incidents de basse énergie) et le régime de fort écrantage (régime haute énergie). La limite entre les deux régimes se trouve pour des électrons de facteur de Lorentz $\gamma \sim 15/Z$ (Stecker 1977).

Dans le cas d'un gaz complètement ionisé donc automatiquement à faible écrantage (cas d'un plasma globalement neutre, composé d'ions de charge $Z_i = Ze$) la puissance totale rayonnée par un électron relativiste d'énergie initiale E dans le cas d'un faible écrantage est

$$P_{tot} \simeq \frac{3\alpha_f c \sigma_T}{2\pi} \Sigma_Z n_Z Z (Z + 1) E (\ln(2E) - 1/3) , \quad (9)$$

le taux de pertes d'énergie P_{tot}/E se déduit facilement.

Pour une distribution d'électrons en loi de puissance $n_e = n_{e0} \gamma^{-s}$ avec $\gamma_0 \leq \gamma \leq \gamma_{max}$ l'émissivité Bremsstrahlung peut se déduire simplement

$$\frac{dN}{dt dV d\nu} \equiv \alpha_f \sigma_T c \Sigma_Z n_{e0} n_Z Z (Z + 1) \frac{I(\nu)}{\nu}, \quad (10)$$

où $I(\nu) \propto \nu^{-(s-1)}$ si $E_{min} = h\nu$, mais est une fonction plus complexe de ν si $E_{min} = \gamma_0 m_e c^2$ (c.f. Blumenthal & Gould 1970, Eq. (3.60)).

Cependant, dans le milieu interstellaire standard, l'écrantage ne peut pas être considéré comme faible surtout pour les électrons relativistes. On obtient ainsi le spectre différentiel en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$ pour une distribution en loi de puissance des électrons

$$\frac{dN}{dt dV d\nu} = \frac{3,9 \alpha_f c \sigma_T}{2\pi} n_{e0} \frac{\phi_{HI}(s) f(s)}{4} (n_{HI} + 2n_{H2}) (h\nu)^{-s}, \quad (11)$$

avec $f(s) = (1 - 2(s - 2))/(3s(s + 1)(s - 1))$ et $\phi_{HI}(s) \sim 45$, le facteur 3,9 provient de la prise en compte de l'hélium dans le calcul de la section efficace d'interaction.

Le taux de pertes d'énergie (en s^{-1}) est

$$t_{Brem}^{-1} \simeq \frac{3,9 \alpha_f c \sigma_T}{2\pi} \frac{\phi_{HI}(s)}{4} (n_{HI} + 2n_{H2}), \quad (12)$$

ce qui donne pour le MIS un temps caractéristique (indépendant de l'énergie) de l'ordre de 30 millions d'années.

3.3 Rayonnement cyclo-synchrotron

Une particule placée dans un champ magnétique constant possède une trajectoire hélicoïdale au cours de laquelle elle subit une accélération centripète $a_{\perp} = \omega_s v \sin\theta_p$. Ici v est la vitesse de la particule, θ_p est l'angle d'attaque entre la vitesse et le champ magnétique et $\omega_s = \omega_b/\gamma = qB/(m_e c\gamma)$ est la pulsation synchrotron (ω_b est la fréquence cyclotron). Du fait de cette accélération la particule rayonne à des pulsations multiples de ω_b (à $m \omega_b$ avec m entier naturel). Dans le régime non-relativiste ou cyclotron ($v \ll c$) le spectre produit par une particule est une succession d'harmoniques dominées par l'harmonique $m = 1$. Dans le régime relativiste ou synchrotron ($\gamma \gg 1$) le spectre est dominé par les harmoniques d'ordre $m \sim \gamma^3$, de plus comme la distance en fréquence entre deux harmoniques varie comme ω_b/γ le spectre devient continu (c.f. Bekefi 1966). Le spectre produit par une particule de facteur de Lorentz γ s'exprime par la formule bien connue (c.f. Rybicki & Lightman 1974)

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{\sqrt{3} q^2 \omega_b}{2\pi c} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\frac{\omega}{\omega_c}}^{\infty} K_{5/3}(t) dt \sim \frac{\sqrt{3} q^2 \omega_b}{2\pi c} 1,8 x^{0,3} \exp(-x), \quad (13)$$

où $\omega_c = 3/2\gamma^2 \sin\theta_p \omega_b$ et $x = \omega/\omega_c = \nu/\nu_c$. Le rayon de Larmor est $r_l = v\sin\theta_p/\omega_s$. Nous avons ajouté dans la formule précédente une expression analytique approchée de l'intégrale sur la fonction de Bessel modifiée $K_{5/3}$.

A basse énergie $\omega \ll \omega_c$, le spectre synchrotron vari comme $\omega^{1/3}$, mais subi une coupure exponentielle au dessus de ω_c (Ginzburg & Syrovatskii 1964).

En integrant l'Eq.(13) sur la distribution des photons on obtient la puissance totale rayonnée par les électrons dans un champ magnétique d'intensité B en Gauss et de densité d'énergie $U_B = B^2/8\pi$:

$$P_{tot} = 2\sigma_T\beta_{\perp}^2 c \gamma^2 U_B , \quad (14)$$

cette expression étant valable pour toute énergie.

Le temps caractéristique de pertes par rayonnement synchrotron se déduit facilement de la formule précédente (exprimée pour un électron dont l'énergie est en GeV)

$$t_{cs} = 4 \times 10^5 \left(\frac{B}{1 \text{ G}}\right)^{-2} \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}}\right)^{-1} \text{ s} . \quad (15)$$

Dans de nombreuses sources astrophysiques le spectre dans le domaine radio est produit par rayonnement synchrotron : restes de supernova, rayonnement galactique diffus, sources compactes. Un des diagnostics permettant de déceler la présence de rayonnement synchrotron est la polarisation. Le taux de polarisation est donné à partir du rapport des puissances rayonnées perpendiculairement et parallèlement au champ magnétique moyen, exprimé en fonction des quantités : $G(x) = x K_{2/3}(x)$ et $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(t) dt$

$$\Pi(x) = \frac{G(x)}{F(x)} , \quad (16)$$

dont la valeur maximale peut atteindre 0,75. Le spectre synchrotron dans les cas astrophysiques sus-mentionnés s'identifie également par sa nature non-thermique. En effet, des particules ayant une distribution en énergie en loi de puissance avec un indice spectral s produisent une puissance totale synchrotron (puissance par unité de volume et de fréquence) en loi de puissance d'indice $(s-1)/2$ (i.e. en $\nu^{-(s-1)/2}$, à comparer au spectre en $\nu^{-(s-1)}$ pour le Bremsstrahlung). Dans certains objets, du fait de l'augmentation du coefficient d'absorption avec la longueur d'onde, le spectre peut-être auto-absorbé à basse fréquence. Pour une distribution en énergie des particules en loi de puissance, il varie alors également en loi de puissance en $\nu^{5/2}$ (par rapport à ν^2 dans le cas thermique).

Dans le milieu interstellaire, le champ magnétique typique est de l'ordre de $6 \mu\text{G}$, ce qui implique $U_B \simeq 1,4 \cdot 10^{-12} \text{erg/cm}^3$, soit $\simeq 0,9 \text{eV/cm}^3$.

3.4 *Processus Compton et Compton Inverse*

La diffusion Compton est la diffusion d'un photon par un électron. Lorsque l'électron est relativiste on parle d'effet *Compton Inverse*.

La formule de Compton, obtenue par conservation du quadri-vecteur impulsion-énergie donne l'énergie du photon diffusé $h\nu_f$ en fonction de celle du photon incident $h\nu_i$ et de l'angle entre leurs directions de propagation α_{fi} ³. Dans le cas où l'électron est au repos (ou non-relativiste)

$$h\nu_f = h\nu_i [1 + \epsilon_i (1 - \cos\alpha_{fi})]^{-1} \leq h\nu_i . \quad (17)$$

On voit que dans ce régime dit de Thomson, le photon perd systématiquement de l'énergie dans l'interaction.

Ce n'est pas le cas en régime Compton Inverse, lorsque l'électron est relativiste avec un facteur de Lorentz $\gamma \gg 1$. Dans ce cas, ce dernier peut à chaque interaction communiquer une partie de son énergie au photon. Celle-ci dépend de l'énergie du photon dans le référentiel de repos instantané (RR) de l'électron. En effet, si le photon possède une faible énergie par rapport à $m_e c^2$ alors celui-ci subira effectivement une diffusion, c'est à dire verra son énergie s'accroître d'une quantité $\Delta\epsilon \ll \epsilon_i$. Si, par contre, le photon possède une énergie proche de $m_e c^2$ alors à chaque interaction l'électron perdra une fraction non négligeable de son énergie et le photon diffusé récupérera en moyenne la mise de départ, soit $\gamma m_e c^2$. Il s'agit du régime de Klein-Nishina.

Il est facile d'obtenir quantitativement les valeurs typiques de l'énergie finale du photon ϵ_f dans chacun des cas précédents à l'aide de la formule (17) et d'une double transformation de Lorentz

$$\epsilon_f = \epsilon_i \gamma^2 [(1 + \beta \cos\theta'_{fe}) (1 + \beta \cos\theta_{ie})] , \quad (18)$$

en régime de diffusion. Les angles θ_{ie} et θ_{fe} se réfèrent aux angles entre les directions de l'électron et des photons incidents et diffusés. Le prime marque les quantités exprimés dans le RR. En régime de Klein-Nishina, il faut en toute rigueur utiliser la formule de Compton avec les deux transformations de Lorentz. L'effet de recul de l'électron peut dans ce cas s'appréhender en examinant le spectre (c'est à dire le nombre de photons diffusés par unité de temps et d'énergie) produit par un électron suivant son énergie (Blumenthal & Gould 1970). Dans le cas où les photons

³ ϵ_i et les quantités identiques sont ici exprimées en unité d'énergie $m_e c^2$

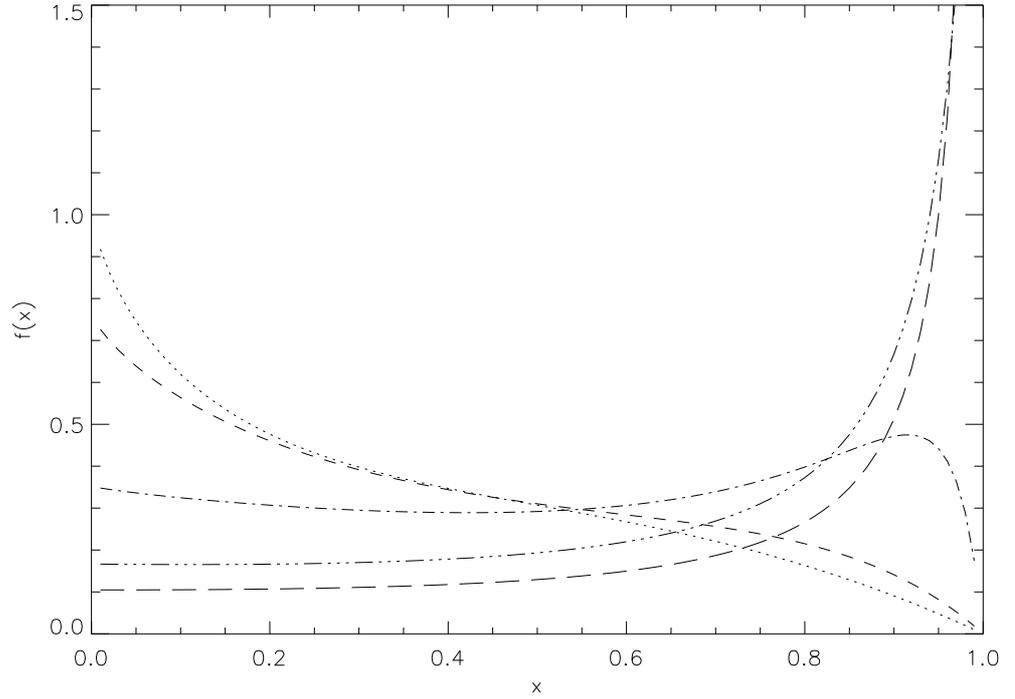


Figure 1.: *Emissivité Compton Inverse pour une particule. Les unités sont en $x = E_1/(1 - E_1)\Gamma_e$, $\Gamma_e = 4\gamma^2\epsilon_i$ et $E_1 = \epsilon_f/\gamma$. Les différentes courbes sont pour $\Gamma_e = 4\gamma\epsilon_i = 10^{-3}$ (ligne pointillé), $\Gamma_e = 1$ (tirets), $\Gamma_e = 10$ (tirets-points), $\Gamma_e = 100$ (tirets-trois points), $\Gamma_e = 10^3$ (longs tirets). Chaque courbe est normalisée à celle obtenue pour $\Gamma_e = 10^{-3}$.*

incidents possèdent une distribution isotrope n_{ph} , le spectre est formé suivant

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_f} = \frac{3\sigma_T c}{4} n_{ph} \frac{d\epsilon_i}{\gamma^2 \epsilon_i} F(X), \quad (19)$$

où $F(X)$ est une fonction représentée en figure 1. Dans le régime de Klein-Nishina ($\Gamma_e \gg 1$), l'essentiel des photons est produit avec $\epsilon_f \sim \gamma$.

Une quantité importante à retenir pour des calculs d'ordres de grandeur est la puissance rayonnée par une particule d'énergie $\gamma m_e c^2 \gg m_e c^2$. Toujours dans le cas d'une distribution de photon incident isotrope (voir Blumenthal & Gould (1970) pour des cas plus généraux) cette quantité s'exprime simplement en fonction de la densité d'énergie contenue dans les photons diffusés U_{ph} (en erg/cm³)

$$\frac{dW}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 U_{ph}, \quad (20)$$

ce qui donne le temps caractéristique de refroidissement de la particule (temps nécessaire pour perdre la moitié de son énergie exprimée ici par commodité en GeV)

$$t_{CI} \sim 1,6 \cdot 10^4 E_{GeV}^{-1} U_{ph}^{-1} s . \quad (21)$$

Le spectre Compton Inverse est donné par la convolution du spectre rayonné par une particule par la distribution en énergie des électrons. Dans les sources astrophysiques, cette dernière peut être du type maxwellienne dans le cas des plasmas environnants les sources compactes. Si la température du plasma est de l'ordre de $m_e c^2$ on parle de comptonisation et non de Compton Inverse (voir Rybicki & Lightmann 1974). Dans le cas des sources à jets ou bien dans le MIS, des distributions non-thermiques d'électrons sont courantes. Par exemple pour une loi de puissance $N(\gamma) = N_0 \gamma^{-s}$ entre γ_{min} et γ_{max} nous obtenons un spectre en photon (nombre de photons émis par seconde, par unité de volume et d'énergie) également en loi de puissance

$$\frac{dN}{dt dV d\epsilon_f} \equiv \sigma_T c N_0 n_{ph} \epsilon_f^{-(s+1)/2} . \quad (22)$$

Le régime de Klein-Nishina se caractérise par un spectre moins dur, $dN/dt dV d\epsilon_f \propto \epsilon_f^{-(s+1)}$.

Dans le milieu interstellaire, les sources de photons contribuant le plus à l'émission Compton Inverse sont le fond diffus cosmologique, l'émission galactique diffuse infra-rouge et proche infra-rouge. Les densités d'énergies pour chacun de ces champs de photons sont $U_{FDC} \simeq 4 \times 10^{-13} \text{ erg/cm}^3$ (0,25 eV/cm³), $U_{PIR} \simeq 0,8 - 4 \times 10^{-12} \text{ erg/cm}^3$ (0,5 eV/cm³ localement à 2,5 eV/cm³ dans le centre de la galaxie), $U_{IRL} \simeq 3 - 5 \times 10^{-13} \text{ erg/cm}^3$ (0,2-0,3 eV/cm³) (c.f. Chi & Wolfendale 1991). Ces quantités doivent être réinjectées dans l'Eq. (21) afin d'obtenir le temps de pertes d'énergie par Compton Inverse pour un électron du MIS.

3.5 Processus dominants dans le milieu interstellaire

Nous pouvons maintenant combiner les différents processus décrits ci-dessus afin de déterminer dans quel régime d'énergie chacun d'eux domine dans les conditions du MIS. Pour cela, nous construisons un temps total de pertes d'énergie tel que $t_{total}^{-1} = \sum_i t_i^{-1}$. Chaque processus particulier admet un temps de pertes t_i déduit ou donné par les Eq. (5,12,15,21).

Le résultat est présenté sur la figure 2. On peut voir que les pertes coulombiennes ou par ionisation dominant à basse énergie, e.g. en dessous de 350 MeV. Au dessus de quelques GeV, les pertes synchrotron et/ou

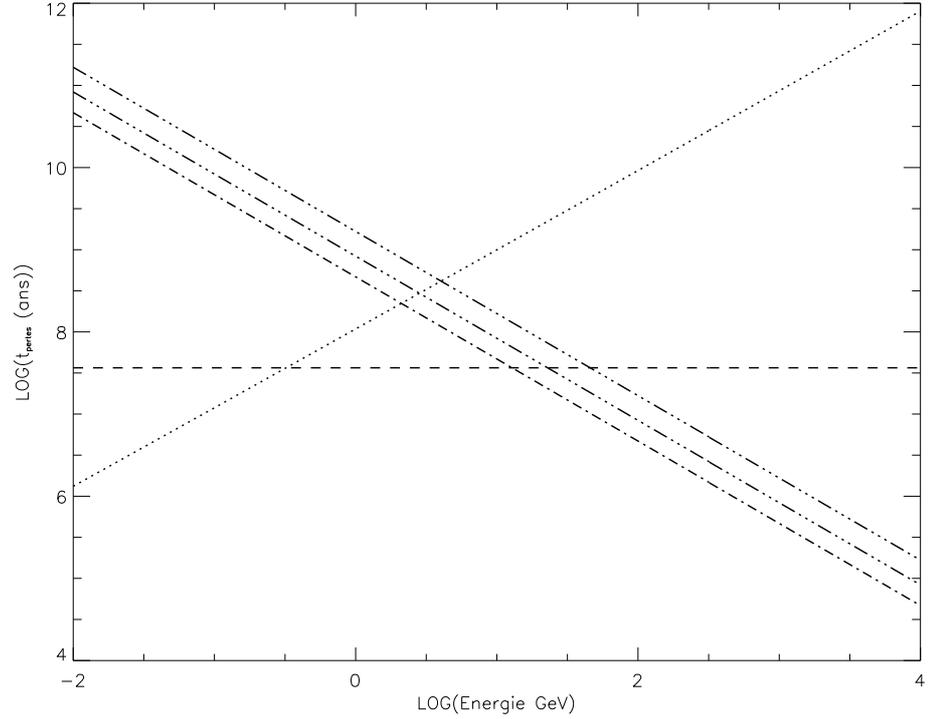


Figure 2.: Temps caractéristiques de pertes d'énergie en années dans le milieu MIS en fonction de l'énergie cinétique des électrons incidents. En pointillé, les pertes par ionisation, en tiret, les pertes par Bremsstrahlung, en tiret-point les pertes synchrotron pour $B = 6 \mu\text{G}$, en tiret-trois points les pertes Compton Inverse respectivement sur le fond infra-rouge (ligne du bas) et sur le fond diffus cosmologique (ligne du haut).

Compton Inverse deviennent prépondérantes. Entre les deux les pertes par Bremsstrahlung dominent.

A tous ces mécanismes, il est nécessaire d'ajouter (lorsque l'on s'intéresse aux pertes sur la galaxie entière) les pertes adiabatiques que subissent les électrons du fait de la variation de vitesse des vents galactiques. Le temps typique de pertes par expansion adiabatique à l'échelle h du disque galactique dans des vents de vitesse typique $u(h)$ est

$$t_{adia} = \frac{3h}{u(h)}. \quad (23)$$

Pour des valeurs typiques $u(h) \simeq 50 \text{ km/s}$, et $h \simeq 1 \text{ kpc}$ on obtient t_{adia} de l'ordre de 60 millions d'années.

A titre indicatif, Gould (1975) a considéré les différents processus dominants pour les électrons dans le milieu intergalactique. Du fait des plus faibles densités de gaz et de champ magnétique dans ce milieu, les pertes Compton Inverse sur le fond diffus cosmologique dominant dès les basses énergies ($T \geq 50$ MeV). En dessous, les pertes par ionisation et coulombiennes dominant.

3.6 Plasma de paires électrons-positrons

Plusieurs mécanismes sont à l'origine de la création de positrons, dont la décroissance β^+ des éléments radioactifs (c.f. Knödlseeder 2003). Les positrons peuvent également être produits lors de l'interaction des rayons cosmiques avec la matière interstellaire et/ou avec des photons. Nous traiterons ce mécanisme plus en détail dans les parties 4.3 et 4.5. La décroissance de matière super-symétrique peut engendrer des positrons (Jungman et al. 1996). Enfin, des paires peuvent être créés par l'interaction entre deux photons. Ce dernier processus est important dans les plasmas chauds des objets compacts. Bien que non directement lié aux rayons cosmiques plus lourds, l'interaction photon-photon est primordiale pour la compréhension de la physique des objets compacts du type noyaux actifs de galaxie, ou sursauts gamma. Ces mécanismes sont abordés dans les cours de cet ouvrage associés à ces objets et le lecteur est invité à s'y reporter.

4. Processus dominants pour les protons et les noyaux lourds

Les protons et noyaux plus lourds subissent principalement des pertes d'énergie lors de leur interaction avec la matière : pertes coulombiennes et d'ionisation, Bremsstrahlung Inverse (pertes par Bremsstrahlung des protons suprathermiques dans le MIS ou les restes de supernovæ), pertes par collisions avec les protons et les autres noyaux du MIS. A ces pertes, il faut ajouter celles que subissent les particules relativistes avec les photons (sources compactes). Nous discuterons succinctement du rôle des neutrons notamment dans les objets compacts. Nous terminerons cette section par une présentation de la production de neutrinos de haute énergie.

4.1 Pertes d'énergie coulombiennes ou par ionisation

Ce type de pertes domine pour des protons d'énergie de quelques MeV/nucléon à quelques GeV/nucléon. Elle dépend du degré d'ionisation du plasma considéré. Comme pour les électrons, nous devons distinguer le cas du plasma complètement ionisé et d'un milieu atomique.

Dans le cas du plasma, les protons vont perdre leur énergie par interactions coulombiennes en diffusant sur les électrons. Le taux de pertes

pour un noyau (A, Z) de vitesse v dans un plasma ionisé constitué de différentes espèces de masse, densité, charge et température $m_i, n_i, Z_i e, T_i$ (incluant les électrons) est

$$t_{coul}^{-1} = \frac{3 m_e c^3 \sigma_T Z^2 \ln(\Lambda)}{2\beta} \sum_i \frac{Z_i^2 n_i m_e}{m_i} |W_i(\beta/\beta_i)|, \quad (24)$$

la fonction W est donnée dans Mannheim & Schlickeiser (1999, Eq. 4.14). Nous avons $\beta_i = (2kT_i/m_e c^2)^{1/2}$.

Le rapport $m_e/m_i \simeq 1/1836$ montre que dans l'équation précédente le terme lié aux électrons domine la somme, les pertes coulombiennes des protons suprathermiques sont dominées par les électrons thermiques.

La fonction W dans le cas des électrons dépend de l'énergie des protons par rapport à l'énergie thermique des électrons. On peut montrer qu'en dessous d'une vitesse limite $\beta_c \sim (1, 5m_e/M)^{1/2} \beta_e$, les protons sont accélérés (e.g. $W \leq 0$). Au dessus de cette vitesse critique, le taux de pertes d'énergie peut s'écrire de manière condensée comme

$$t_{coul}^{-1} \simeq 3,1 \cdot 10^{-16} Z^2 \frac{n_e}{1 \text{ cm}^{-3}} \frac{\beta^2}{(x_m^3 + \beta^3) (E/1 \text{ GeV})} \text{ s}^{-1}, \quad (25)$$

avec $x_m = 1,1\beta_e$.

Dans le milieu interstellaire neutre, le taux de pertes d'énergie par ionisation peut s'écrire (c.f. Mannheim & Schlickeiser 1999 pour une discussion plus détaillée)

$$t_{ioni}^{-1} \simeq 1,8 \cdot 10^{-16} \frac{Z^2}{\beta(T/1 \text{ GeV})} \frac{(n_{HI} + 2n_{H_2})}{1 \text{ cm}^{-3}} F(\beta) \text{ s}^{-1}. \quad (26)$$

La fonction $F(\beta) = 1 + 1,85 \cdot 10^{-2} \ln(\beta)$ pour $T_0 (= 49A \text{ keV}) \leq T \leq 918 \text{ Am}_p c^2$ et $F(\beta) = 1,315(1 + 3,51 \cdot 10^{-2} \ln(A))$ pour $T \geq 918 \text{ Am}_p c^2$. En dessous de T_0 le taux de pertes s'exprime comme $t_{ioni}^{-1} \simeq 2 \times 10^7 (\beta^2/(T/1 \text{ GeV})) \sum_i (n_i/1 \text{ cm}^{-3}) (Z + Z_i) \text{ s}^{-1}$, et les particules se refroidissent en quelques années.

4.2 Processus Bremsstrahlung Inverse

Le processus de Bremsstrahlung Inverse est un processus à un photon par lequel un proton suprathermique interagit avec un électron au repos. Stricto sensu, il s'agit du processus inverse du Bremsstrahlung présenté au paragraphe 3.2 (Haug 2003 et références incluses). Cet effet a été invoqué dans plusieurs contextes astrophysiques; émission à haute énergie des éruptions solaires (Emslie & Brown 1985), contribution des protons du rayonnement cosmique au fond diffus galactique gamma (Pohl

1998), ou bien dans l'émission X des restes de supernova (Baring et al. 2000).

Le temps de pertes dépend ici encore du type de cible. A titre indicatif, dans le cas où la cible est épaisse, comme attendu par exemple dans un nuage moléculaire, le temps de pertes s'écrit (Haug 2003)

$$t_{BI}^{-1} = \frac{3}{2} \frac{\sigma_T c n_{p,MIS}}{p/(m_p c)} \frac{m_e}{m_p} \Lambda, \quad (27)$$

où Λ est le logarithme coulombien. Cette estimation donne des temps de l'ordre de plusieurs millions d'années à des énergies de l'ordre du GeV.

Haug (2003) donne le calcul complet des sections efficaces relativistes dans l'approximation de Born. Le lecteur est invité à s'y reporter pour une dérivation précise des spectres des photons émis dans le domaine non-relativiste (émission optique et X) et dans le domaine relativiste (émission X et gamma).

4.3 Interactions hadron-matière

Les interactions nucléaires des rayons cosmiques avec la matière du MIS s'effectue lors de collisions inélastiques du type $p-p$, $p-\alpha$ ou bien $\alpha-p$. Celles-ci produisent des pions neutres et chargés. Les premiers décroissent en deux photons gamma et les derniers en muons, électrons et positrons et neutrinos cosmiques. De manière condensée, nous pouvons écrire ce type de réaction

$$p + p \rightarrow p + p(n) + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (28)$$

les quantités a et b sont la multiplicité de la réaction pour les pions et n symbolise les neutrons. Lorsqu'à la place d'un proton, une particule α est engagée, il peut également y avoir une multiplicité dans le nombre de protons et/ou de neutrons dans le membre de droite de l'Eq.(28) (de manière à assurer la conservation de la charge). Dans ce cas, il est à noter que la réaction peut produire des noyaux He^3 et H^2 . Nous ne considérerons cependant que les interactions dominantes du type $p-p$ par la suite.

En reprenant l'Eq.(2) (nous traitons le cas $a=1$ et $b=0$), nous trouvons l'énergie seuil d'interaction (on posera dorénavant $c = 1$ pour les formules où l'énergie de masse intervient)

$$E_s = m_p + \frac{m_{\pi^0}}{m_p} (2m_p + \frac{m_{\pi^0}}{2}) = 1,22 \text{ GeV}, \quad (29)$$

avec $m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$ et $m_p = 938 \text{ MeV}$, soit l'énergie cinétique seuil $T_s = E_s - m_p = 280 \text{ MeV}$.

La section efficace d'interaction $p + p$ dépend peu de l'énergie du proton incident (Karol 1988). Elle vaut $\sigma^{pp} \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ à quelques GeV, $4 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ à $10^3 - 10^4 \text{ GeV}$ et n'augmente guère plus d'un facteur 3 à plus haute énergie. En prenant $\sigma^{pp} = 4 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$, et une inélasticité $K^{pp} \sim 1/2$ (soit la fraction d'énergie perdue à chaque interaction), on obtient un temps caractéristique de pertes

$$t_{pp} = [n_{p,cible} c \sigma^{pp} K^{pp}]^{-1} \sim 1,6 \cdot 10^{15} n_{p,cible}^{-1} \text{ s}, \quad (30)$$

où la densité de protons cibles est exprimée en cm^{-3} . Avec $n_{p,cible} \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ on obtient un temps de pertes d'environ 50 millions d'années.

Dans le milieu interstellaire standard, pour un noyau, nous pouvons réécrire ce temps suivant (Schlickeiser 2003)

$$t_{Ap}^{-1} \simeq 1,4 \cdot 10^{-16} \frac{(n_{HI} + 2 n_{H2})}{A^{0,47}} \left(\frac{E_p}{m_p c^2}\right)^{0,28} \text{ s}^{-1}, \quad (31)$$

expression vraie pour $\gamma_p \geq 1,3$ (c.f. l'estimation de l'énergie seuil ci-dessus).

Spectre des pions produits Une manière simple d'appréhender le calcul de l'émissivité différentielle des pions produits (nombre de pions produits par unité de temps, de volume et d'énergie) est de relier directement l'énergie du pion à celle du proton incident (Aharonian & Atoyan 2000). Dans ce modèle, si l'énergie totale du proton incident est E_p , les pions (neutres) sont créés avec une énergie cinétique moyenne $\bar{T}_{\pi^0} = K_{\pi^0} T_p$, où $K_{\pi^0} = 1/6$ est la fraction de l'énergie cinétique du proton incident dévolue au pion neutre. Schlickeiser (2003) donne une relation un peu différente de l'énergie moyenne des pions neutres ; $\bar{E}_{\pi^0} \sim 0,14 E_p^{0,75}$.

L'émissivité des pions neutres est alors

$$\frac{dq_{\pi^0}}{dE_{\pi^0}} = \frac{4\pi n_{p,MIS}}{K_{\pi^0}} \frac{dJ_{p,RC}(\bar{E}_p)}{dE_p} (\xi \bar{\sigma}_{\pi^0})(\bar{E}_p), \quad (32)$$

avec $\bar{E}_p = m_p + E_{\pi^0}/K_{\pi^0}$. Le terme $(\xi \bar{\sigma}_{\pi^0})(\bar{E}_p)$ est la section efficace inclusive de la réaction. Elle se trouve dans Stephens & Badhwar (1981), Dermer (1986) et Moskalenko & Strong (1998). De manière succincte, la section efficace augmente rapidement au dessus de l'énergie seuil T_s à des valeurs de l'ordre de $3 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ à des énergies $\simeq 2 \text{ GeV}$ puis finalement uniquement de manière logarithmique suivant $\xi \bar{\sigma}_{\pi^0} \simeq 3 \times 10^{-26} (0,95 + 0,06 \ln(T/1 \text{ GeV})) \text{ cm}^2$ (Dermer 1986). Le spectre différentiel en RC est donné par $dJ_{p,RC}/dE_p$ (en nombre de protons par unité de temps et d'énergie).

Par la formule (32) et la dépendance en énergie de la section efficace inclusive, on peut facilement voir que le spectre en pion reproduit celui en rayons cosmiques incidents.

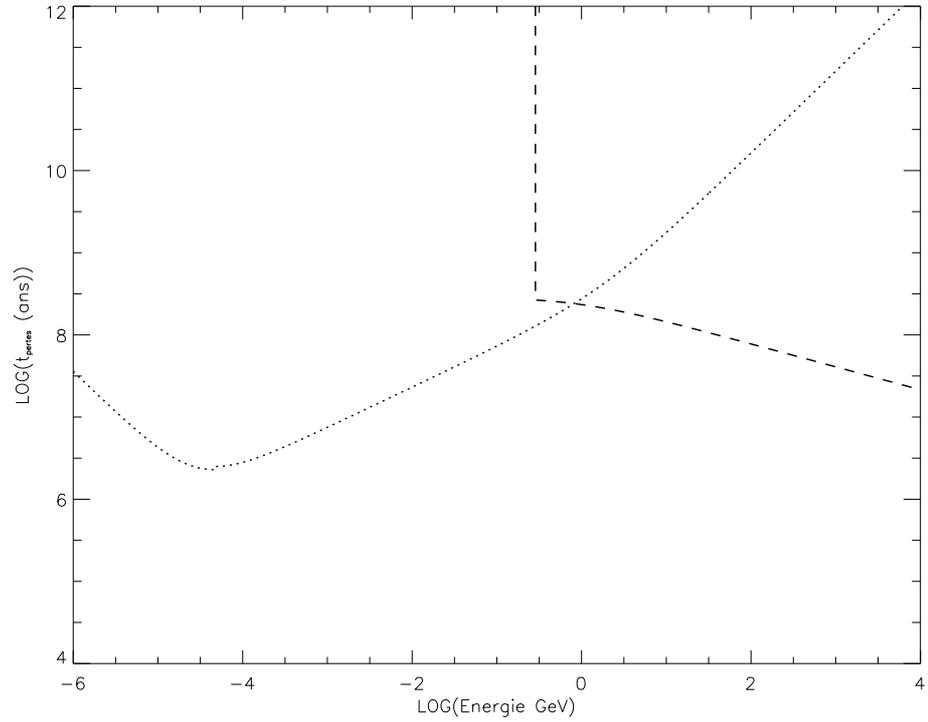


Figure 3.: *Temps caractéristiques de pertes en années dans le MIS en fonction de l'énergie cinétique des protons incidents. En pointillé, le temps de pertes par ionisation (dominant les pertes coulombiennes). En tiret, le temps de pertes par production de pions.*

4.4 Pertes dominantes dans le milieu interstellaire

En comparant les Eqs.(26, 31) on voit que dans le milieu interstellaire standard, les pertes par ionisation pour les protons dominent à basse énergie (typiquement pour des énergies cinétiques inférieures à 500 MeV). Au dessus, la production de pion est le principal processus de refroidissement (c.f. figure 3).

4.5 Interactions hadron-photon

Différents canaux d'interaction On dénombre *trois* canaux principaux d'interaction des protons relativistes avec les photons. Le premier est la photoproduction de hadrons (principalement des pions) suivant $p + \gamma \rightarrow p(n) + \pi$. Le second est la photoproduction d'électrons-positrons suivant $p + \gamma \rightarrow p + e^{+/-}$. Enfin le dernier processus est la photodésintégration

de noyaux suivant $A + \gamma \rightarrow (A - 1) + p(n)$, qui ne sera pas abordé ici (c.f. Schlickeiser 2003).

Production de paires électron-positron En reprenant l'Eq. (3), il est facile de déduire l'énergie seuil pour produire une paire e^\pm avec un proton au repos ($E_a = m_a$)

$$E_s = 2 m_e \left(1 + \frac{2m_e}{m_p}\right) \simeq 2m_e , \quad (33)$$

soit environ 1 MeV. Il est plus intéressant d'obtenir pour un proton d'énergie $E_a = \gamma_a m_a$ l'énergie seuil des photons distribués de manière isotrope pour une telle interaction. Toujours à l'aide de l'Eq. (3)

$$E_s \simeq 2m_e / \gamma_a , \quad (34)$$

Nous pouvons déduire également le calcul de l'énergie minimale des protons pouvant interagir avec des photons dont l'énergie moyenne est \bar{E}

$$\gamma_{pmin} \simeq \frac{m_e}{\bar{E}} , \quad (35)$$

soit de l'ordre de 7×10^{17} eV lors de l'interaction avec le fond diffus cosmologique dont l'énergie moyenne est de l'ordre de $\bar{E} \sim 7 \times 10^{-4}$ eV.

Production de pions Pour la production de pion, l'énergie seuil des photons dépend du canal considéré et de la multiplicité ξ des pions produits. On obtient toujours à partir de l'Eq. (3)

$$\gamma_p (1 - \cos\theta_{as}) E_s = \xi m_\pi \left(1 + \frac{\xi m_\pi}{2m_p}\right) . \quad (36)$$

Pour un proton d'énergie E_p et une distribution isotrope de photons, l'énergie seuil des photons devient $E_s = \xi m_\pi / \gamma_p (1 + \xi m_\pi / 2m_p)$. De même l'énergie minimale nécessaire à un proton pour produire des pions sur des photons d'énergie moyenne \bar{E} est

$$\gamma_{pmin} = \frac{\xi m_\pi}{2\bar{E}} \left(1 + \frac{\xi m_\pi}{2m_p}\right) , \quad (37)$$

soit pour des photons du fond diffus cosmologique $E_{pmin} \simeq 10^{20} \xi$ eV.

Temps de pertes La section efficace d'interaction proton-photon peut être trouvée dans les travaux suivants : Maximon (1968) pour la production de paires électrons-positrons et Genzel et al. (1973) pour la production de pion. Begelman et al. (1990) donne une vue synthétique de

ces différents travaux. En résumé, pour la production de positrons, la section efficace augmente de manière monotone avec l'énergie des photons de $\sigma_{ee}^{p\gamma} \sim 1,2 \times 10^{-27} (E'_\gamma/E'_s - 1)^3 \text{cm}^2$ proche du seuil d'interaction (e.g. $E'_\gamma \geq E'_s \sim 2m_e$ dans le référentiel au repos du proton (référentiel primé)) à $1,8 \times 10^{27} \text{cm}^2 \ln(2(E'_\gamma/m_e) - 2,6)$. L'inélasticité de la réaction vaut $K^{ee} \sim 2m_e/m_p$ au seuil puis décroît de manière monotone avec l'énergie du photon. Pour ce qui est de la production de pion, la section efficace pique proche du seuil avec $\sigma_\pi^{p\gamma} \sim 5 \times 10^{-28} \text{cm}^2$ à $E'_\gamma \sim 2 E'_s$ (donné par l'Eq. (36)) puis se stabilise à haute énergie à une valeur de l'ordre de $1,4 \times 10^{-28} \text{cm}^2$. L'inélasticité quant à elle augmente de $m_\pi/m_p \sim 0,14$ proche du seuil à 0,5 à haute énergie.

Le taux de pertes (en s^{-1}) d'un proton d'énergie cinétique $T_p = \gamma_p m_p$ s'obtient en intégrant sur le spectre de photon

$$t_{p\gamma}^{-1} = \frac{2\pi c}{\gamma_p^2} \int_{\epsilon'_{min}}^{2\gamma_p \epsilon_{max}} \epsilon'_\gamma \sigma_{ee/\pi}^{p\gamma} K_{ee/\pi} d\epsilon'_\gamma \int_{\epsilon_\gamma}^{\epsilon_{max}} \frac{dq_\gamma}{d\epsilon_\gamma} d\epsilon_\gamma, \quad (38)$$

où $dq_\gamma/d\epsilon_\gamma$ est le nombre de photon incident par unité de volume et d'énergie, défini entre ϵ_{min} et ϵ_{max} (quantités exprimées en unité d'énergie de masse de l'électron).

Dans le cas où les photons incidents ont une distribution non-thermique avec une loi de puissance α , le temps de pertes par interaction $p + \gamma$ sera proportionnel à $U_{rad} \gamma_p^\alpha$ où U_{rad} est la densité d'énergie dans le spectre de photons. Le lecteur peut se reporter aux différents cours sur les objets compacts et sur la coupure GZK pour avoir une estimation de ce temps de pertes dans un contexte astrophysique donné (c.f. entre autre le cours sur les noyaux actifs de galaxie).

4.6 Particules secondaires

Photons gamma Les deux processus sus-mentionnés sont à même de produire des pions neutres. Les pions neutres vont décroître en deux photons gamma. Ces photons dans le centre de masse du pion auront une énergie de $m_{\pi^0}/2 \sim 67 \text{ MeV}$ ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$). Bien évidemment, les énergies des pions (et des photons) produits vont dépendre de l'énergie des protons primaires et dans le cas du processus photohadronique de l'énergie moyenne des photons incidents.

L'émissivité différentielle des photons (nombre de photons créés par unité de temps, de volume et d'énergie) est reliée à l'émissivité des pions neutres par

$$\frac{dq_\gamma}{dE_\gamma} = 2 \int_{E_{\pi^0 min}}^{\infty} \frac{dq_{\pi^0}}{dE_{\pi^0}} \frac{1}{\beta_{\pi^0} E_{\pi^0}} dE_{\pi^0}. \quad (39)$$

Le facteur 2 tient compte du fait que l'on crée deux photons et le facteur $1/\beta_{\pi^0} E_{\pi^0}$ est la probabilité d'obtenir un photon d'énergie E_γ

par désintégration d'un pion d'énergie E_{π^0} . L'énergie minimale du pion nécessaire pour produire un photon d'énergie E_γ est obtenue à partir de la cinématique de la désintégration et vaut $E_{\pi_{min}^0} = E_\gamma + m_{\pi^0}^2 c^4 / (4E_\gamma)$. L'émissivité différentielle des pions neutres est donnée par l'Eq. (32) dans le cas de l'interaction $p+p$. L'émissivité en photons gamma à des énergies $\gg 1\text{GeV}$ se comporte comme le spectre de protons (c.f. Aharonian & Atoyan 2000).

Positrons secondaires Les positrons et les électrons sont produits soit directement comme dans le processus de photoproduction de paires, soit indirectement du fait de la désintégration des pions chargés produits dans les interactions $p+p$ ou $p+\gamma$. Les principaux canaux sont $\pi^{+/-} \rightarrow \mu^{+/-} + \nu$ et $\mu^{+/-} \rightarrow e^{+/-} + \nu\bar{\nu}$. Ici encore, les énergies des pions puis des positrons créés lors des réactions pp ou $p\gamma$ peuvent être très différentes.

Pour dériver le spectre de positrons secondaires il faut prendre en compte la double désintégration des pions puis des muons (procédure identique à celle décrite par l'Eq.(39)). L'expression globale est facile à établir mais nécessite un développement trop long pour être présenté dans ce cours. Le lecteur pourra trouver l'ensemble de la procédure du calcul du spectre exposé dans l'article de Dermer (1986).

Un phénomène cependant important à souligner est l'asymétrie dans la production des électrons et des positrons. Celle-ci résulte du fait que les muons produits par décroissance des pions chargés sont polarisés. On produit ainsi environ trois fois plus de positrons que d'électrons dans le processus de désintégration.

Production de neutrons Les neutrons sont produits pour environ 1/4 des protons incidents dans les interactions $p+p$ et 1/2 dans les interactions $p+\gamma$. Ces neutrons ont un intérêt du fait qu'ils ne sont pas sensibles aux forces électromagnétiques qui confinent souvent les particules chargées dans les sources. Ils peuvent ainsi, si ils n'interagissent pas eux-mêmes soit avec la matière soit avec les photons environnants, emporter une fraction parfois non négligeable de l'énergie hors de la zone de production du rayonnement cosmique. De plus, contrairement aux protons, ils ne produisent pas de paires $e^{+/-}$. Enfin, ils décroissent à nouveau en proton en un temps de demi-vie de $t_{dec} \sim 10^3 \gamma_n$ s, où γ_n est le facteur de Lorentz des neutrons.

Production de neutrinos Les rayons cosmiques interagissant avec la matière du milieu interstellaire produisent des pions chargés qui décroissent en électrons et positrons mais également en neutrinos suivant les réactions :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu \nu_e, \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \nu_\mu \bar{\nu}_e .$$

L'énergie minimale des neutrinos issus de la décroissance du pion est simplement

$$E_{\nu min} = \frac{m_{\pi^\pm}^2 - m_{\mu^\pm}^2}{2 m_{\pi^\pm}} \sim 30 \text{ MeV} . \quad (40)$$

Le spectre des neutrinos pp est dérivé dans Stecker (1979). Si le spectre de protons interagissant avec un milieu de densité cible n_p est non-thermique en loi de puissance $N(E_p) = k_p E_p^{-\alpha_p}$ (avec $\alpha_p \geq 2$), alors le spectre en neutrinos produits par la décroissance du pion chargé (la première réaction ci-dessus) sera en loi de puissance également $N(E_\nu) = k_\nu E_\nu^{-\alpha_\nu}$ avec $\alpha_\nu = \alpha_p$. Cette égalité correspond à une multiplicité de production de pions indépendante de l'énergie du proton. Dans le cas contraire, les particules secondaires ont toujours un indice plus dur que l'indice des primaires (e.g. $\alpha_\nu \geq \alpha_p$). Ces conclusions sont également vraies pour les neutrinos issus de la décroissance des muons $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu\bar{\nu}$, qui ont des énergies de l'ordre de 25 à 50 MeV (Stecker 1971).

En ce qui concerne les neutrinos produits par interaction $p(n) + \gamma$, la dérivation du spectre est traitée dans Stecker (1979) ainsi que Berezhinsky & Gazizov (1993 a & b). Parmi les sources astrophysiques compactes, les noyaux actifs de galaxie et les sursauts gamma devraient être celles produisant des neutrinos de plus haute énergie (PeV voire EeV). Le lecteur est renvoyé aux cours associés pour plus de détails.

Remerciements : Je remercie V. Tatischeff pour sa relecture attentive et critique du manuscrit.

Références

- Aharonian, F. & Atoyan, A., 2000, *A&A*, 362, 937
 Bahcall, J. 1989, *Neutrinos Astrophysics*, Cambridge university press.
 Baring, M.G., Jones, F.C. & Ellison, D.C., 2000, *ApJ*, 528, 776
 Bekefi, G., 1966, *Radiative processes in Plasmas*, Wiley and sons, New York.
 Begelman, M.C. et al., 1990, *ApJ*, 362, 38
 Berezhinsky, V.S. et al, 1979, *Astrophysics of cosmic-rays*, Amsterdam North-Holland.
 Berezhinsky V.S. & Gazizov. A.Z., 1993, *Phys. Rev.D*, 47, 4206 (a) et 4217 (b).
 Blumenthal, G.R. & Gould, R.J., 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 227
 Chi, X. & Wolfendale, A.W., 1991, *J.Phys.G* 17, 987
 Dermer, C.D., 1986, *A&A*, 157, 223
 Emslie, A.G. & Brown, D.G., 1985, *ApJ*, 295,648
 Ferrière, K., 2001, *Rev. Mod. Phys.*, 73, 1031

- Gaisser, T. K., 1990, *Cosmic-rays and particle physics*, Cambridge university press.
- Genzel H., Joos, P. & Pfeil, W., 1973, *Photoproduction of elementary particles*, Landolt-Börnstein, vol.8, Springer.
- Ginzburg, V.L. & Syrovatskii, S.L., 1964, *Origin of Cosmic-rays*, Pergamon press.
- Gould, R.J., 1975, *ApJ*, 196, 689
- Haug., E., 2003, *A&A*, 406, 31
- Jauch, J.M. & Rohrlich, F., 1976, *The theory of photons and electrons*, Springer.
- Jungman, M., Kamionkowski, M. & Griest, K., 1996, *Phys. Rep.*, 267, 195
- Karol, R.J., 1988, *ApJ*, 332, 615
- Knödlseher, J., 2003, in final stages of stellar evolution, EAS publications series, Motch C. & Hameury J.M. eds, vol 7, p. 177
- Mannheim, K. & Schlickeiser, R., 1994, *A&A*, 286, 983
- Maximon, R.L., 1968, *J. Res. N BS*, 72B, 79
- Mosklenko, I.V. & Strong, A.W., 1998, *ApJ*, 493, 694
- Pohl, M., 1998, *A&A*, 339, 587
- Rybicki & Lightmann, 1979, *Radiative processes in Astrophysics*, Wiley.
- Schlickeiser, R., 2003, *Cosmic-ray Astrophysics*, Springer-Verlag.
- Stecker, F.W., 1979, *ApJ*, 228, 919
- Stecker, F.W., 1977, *ApJ*, 212, 60
- Stephens, S.A. & Badhwar, G.D., 1981, *Ap&SS*, 76, 213



C'est fou tout ce qui peut arriver à une boule de pétanque au cours de sa propagation! Jürgen n'en revient pas lui-même...



Yves s'essaye aux chocs relativistes... mais son bras manque encore un peu de tonus!