

# Notes

## 1 Temps propagation lumière dans un espace en expansion

A envoie un signal à B située à une distance  $d$  ( $x(A) = 0$  et  $x(B) = d$ ) dans un espace en expansion selon  $t \mapsto L(t)$ .

Pour la lumière

$$c dt = \frac{L(t)}{L(0)} dx \quad (1)$$

Donc

$$d = cL_0 \int_0^T \frac{dt}{L(t)} \quad (2)$$

Exemple 1 :  $L(t) = L_0 e^{\alpha t}$  :

$$d = c \int_0^T e^{-\alpha t} dt = \frac{c}{\alpha} (1 - e^{-\alpha T}) \quad (3)$$

Donc  $T = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{1}{1 - \alpha d/c}$  si  $d \leq c/\alpha$ . De plus  $T = d/c + O(\alpha d/c)$  pour  $\alpha \rightarrow 0$

Exemple 2 :  $L(t) = L_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^\beta$  :

$$d = ct_0^\beta \int_0^T t^{-\beta} dt = \frac{ct_0^\beta}{1 - \beta} T^{1-\beta} \text{ si } \beta < 1 \quad (4)$$

Donc  $T = \left[ (1 - \beta) \frac{d}{ct_0^\beta} \right]^{1/(1-\beta)}$

Si  $d$  est mesuré à  $t_0$  :

$$d = ct_0^\beta \int_0^T t^{-\beta} dt = \frac{ct_0^\beta}{1 - \beta} (T^{1-\beta} - t_0^{1-\beta}) \quad (5)$$

## 2 Horizons

**Horizon des évènements** : distance maximale  $R_{ev}$  de laquelle peut provenir un signal lumineux en un temps fini.

Exemple 1 :  $L(t) = L_0 e^{\alpha t} \Rightarrow R_{ev} = c/\alpha$

Exemple 2 :  $L_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^\beta, \beta < 1 \Rightarrow R_{ev} = +\infty$

**Horizon des particules** : distance physique maximale à un instant  $t_1$  de laquelle peut provenir un évènement issu de  $t_0$ .

$$R_{part} = L(t_1) c \int_{t_0}^{t_1} \frac{dt}{L(t)} \quad (6)$$

## 3 Relation luminosité-z

On définit  $z$  tel que  $1 + z(t) = \frac{L(t)}{L_0}$ . On peut montrer qu'une source émettant de la lumière à la longueur d'onde  $\lambda_0$  à  $t = 0$  est perçue comme émettant à la longueur d'onde  $\lambda(t)$  au temps  $t$  selon la relation  $\lambda(t) = \lambda_0(1 + z(t))$

Une source émet  $N$  photons par seconde en  $x = 0$ . Au temps  $t$  on capte ce signal en un point originellement ( $t = 0$ ) distant de  $d$  de la source sur une "surface"  $dl$  du front d'onde  $l(t)$ . On mesure  $dN'(t)$  photons par seconde.

On doit avoir :  $dN'(t) = \frac{dl}{l(t)} \frac{f(t)}{f_0} N$

La longueur du front d'onde au temps  $t$  est donnée par  $l(t)$ . Dans un espace plat + 2D :

$$l(t) = 2\pi d \frac{L(t)}{L_0} = 2\pi d(1 + z(t)) \quad (7)$$

Dans un espace sphérique 2D :

$$l(t) = 2\pi L(t) \sin \frac{d}{L_0} = 2\pi L_0(1 + z(t)) \sin \frac{d}{L_0} \quad (8)$$

L'énergie des photons décroît en  $1 + z$  (red shift)

Espace plat 2D :

$$\bar{L}(z) = \frac{\bar{L}}{2\pi d(1 + z)^2} \quad (9)$$

Espace sphérique 2D :

$$\bar{L}(z) = \frac{\bar{L}}{2\pi L_0(1 + z)^2 \sin \frac{d}{L_0}} \quad (10)$$

Exemple :  $L(t) = L_0 \left(\frac{t}{t_0}\right)^\beta$

$$t = t_0 (1 + z(t))^{1/\beta} \quad (11)$$

Donc

$$d(z) = \frac{ct_0}{1-\beta} \left[ (1+z(t))^{(1-\beta)/\beta} - 1 \right] \quad (12)$$

Et en espace plat :

$$\bar{L}(z) = \frac{\bar{L}(1-\beta)}{2\pi ct_0 \left[ (1+z)^{(1+\beta)/\beta} - (1+z)^2 \right]} = \frac{\bar{L}(1-\beta)}{2\pi ct_0 (1+z) \left[ (1+z)^{1/\beta} - (1+z) \right]} \quad (13)$$

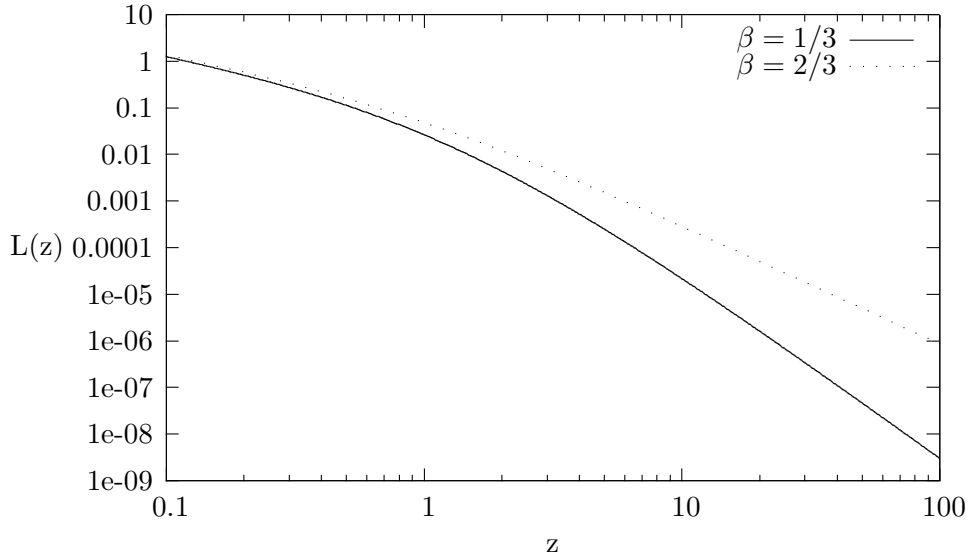
Et de plus

$$H(t) = \frac{\dot{L}}{L}(t) = \frac{\beta}{t_0} \quad (14)$$

Donc

$$\bar{L}(z) = \frac{\bar{L}(1-\beta)H_0}{2\pi\beta c(1+z) \left[ (1+z)^{1/\beta} - (1+z) \right]} \quad (15)$$

FIGURE 1 –  $L(z)$  en espace 2D plat pour  $\beta = 1/3$  et  $\beta = 2/3$



En sphérique :

$$\bar{L}(z) = \frac{\bar{L}}{2\pi L_0(1+z)^2 \sin \frac{c\beta}{H_0 L_0(1-\beta)} \left[ (1+z)^{(1-\beta)/\beta} - 1 \right]} \quad (16)$$

Exemple :  $L(t) = L_0 e^{\alpha t}$

$$t = \frac{1}{\alpha} \ln(1+z(t)) \quad (17)$$

Donc

$$d(z) = \frac{c}{\alpha} \frac{z(t)}{1+z(t)} \quad (18)$$

Et si la courbure est nulle :

$$\bar{L}(z) = \frac{H_0 \bar{L}}{2\pi c z (1+z)} \quad (19)$$

Pour une géométrie sphérique :

$$\bar{L}(z) = \frac{\bar{L}}{2\pi L_0 (1+z)^2 \sin \frac{c}{H_0 L_0} \frac{z}{1+z}} \quad (20)$$

FIGURE 2 –  $L(z)$  en espace 2D plat pour  $\beta = 1/3$  et  $\beta = 2/3$

