

# Le rayonnement cosmique à trois kelvins

---

- |   |  |
|---|--|
| I. Introduction : notions succinctes sur le rayonnement à trois kelvins et l'expansion de l'Univers | II. Origine du rayonnement fossile à trois kelvins |
| 1. Observation du rayonnement cosmique  | 1. Découplage du rayonnement et de la matière      |
| 2. L'expansion de l'Univers   | 2. Évolution du gaz de photons découplé            |
- 

## I. INTRODUCTION : NOTIONS SUCCINCTES SUR LE RAYONNEMENT A TROIS KELVINS ET L'EXPANSION DE L'UNIVERS

### 1. OBSERVATION DU RAYONNEMENT COSMIQUE

Le rayonnement cosmique fut découvert en 1964 par deux radio-astronomes, A. Penzias et R. Wilson. Ils disposaient d'une antenne radio à très faible bruit de fond et voulaient l'utiliser pour détecter le rayonnement émis par notre galaxie dans le domaine des longueurs d'onde centimétriques, principalement hors du plan de la galaxie. Les caractéristiques du récepteur, dont le bruit de fond intrinsèque avait été soigneusement étudié et réduit, devaient permettre une mesure précise des signaux recherchés. Pour calibrer leur instrument et s'assurer que ses performances atteignaient bien le niveau prévu, Penzias et Wilson le réglèrent d'abord sur une longueur d'onde de 7,35 cm, où l'émission galactique devait être négligeable. A leur grande surprise, ils reçurent un signal beaucoup plus fort qu'ils ne l'attendaient. Ce signal se révéla indépendant de la direction d'observation, et constant dans le temps, sans variations journalières ni saisonnières. Son intensité était égale à celle qu'émettrait sur cette longueur d'onde un corps noir maintenu à une température d'environ 3 K<sup>(1)</sup>.

Avant d'admettre et de publier un résultat aussi étonnant, Penzias et Wilson reprirent minutieusement l'analyse des diverses sources de bruit de fond dans l'appareillage, afin de réexaminer leur évaluation initiale. Au cours de cette période de vérifications, ils apprirent que des astrophysiciens théoriciens avaient prédit l'existence d'un rayonnement cosmique fossile, vestige d'une étape passée de l'évolution de l'Univers, qui devait présenter la distribution spectrale d'un corps noir de quelques kelvins de température. Ayant pris contact avec ces théoriciens, Penzias et Wilson se décidèrent finalement à publier, en 1965, un article décrivant leurs observations; cet article était associé à un autre, signé de R. Dicke, P. Peebles, P. Roll et D. Wilkinson, qui donnait dans la même revue l'interprétation cosmologique de ces observations<sup>(2)</sup>.

---

1. Si l'on se fixe une longueur d'onde  $\lambda$  (c'est-à-dire une pulsation  $\omega = 2\pi c/\lambda$ ), à chaque intensité de rayonnement on peut faire correspondre une température  $T$  : celle du corps noir qui émettrait cette même intensité sur la longueur d'onde choisie. Ceci ne signifie évidemment pas que le rayonnement reçu provient effectivement d'un corps noir; pour le savoir, il faut faire varier la longueur d'onde d'observation et chercher si l'intensité varie ou non suivant la loi de Planck, c'est-à-dire si la température associée aux diverses longueurs d'onde reste ou non la même.

2. L'idée que l'Univers doit être baigné par un rayonnement de corps noir de quelques kelvins provenant de son évolution a été émise pour la première fois en 1948 par R. Alpher et R. Herman, exploitant une théorie de G. Gamow. Plusieurs autres physiciens ont par la suite exprimé à nouveau cette idée, de façon apparemment indépendante.

Restait à rechercher, en mesurant son intensité à différentes longueurs d'onde, si le rayonnement ainsi découvert présente bien la distribution caractéristique du corps noir. Ce n'est pas tâche aisée. En effet, pour une température de 3 K, la longueur d'onde correspondant au maximum d'émission du corps noir est de 0,1 cm, c'est-à-dire beaucoup plus courte que celles qui étaient accessibles à l'instrument de Penzias et Wilson. Il est évidemment crucial, pour comparer avec le corps noir, d'établir si l'intensité du rayonnement étudié passe bien par un maximum aux alentours de 0,1 cm, pour décroître ensuite lorsque la longueur d'onde continue à décroître (c'est-à-dire lorsque la pulsation croît), comme le prévoit la loi de Planck. Or les mesures s'avèrent très difficiles, dans ce domaine des ondes submillimétriques puis infrarouges, notamment parce que l'atmosphère terrestre y est pratiquement opaque. Il faut donc utiliser des ballons sondes, des fusées ou des satellites artificiels. On peut cependant faire également appel à des méthodes indirectes : il existe, dans l'espace interstellaire, certaines molécules ou radicaux tels que le cyanogène CN; l'étude des raies d'absorption par lesquelles ils se manifestent permet dans certains cas d'obtenir des renseignements sur leur environnement, et donc en particulier sur le rayonnement cosmique qui les entoure.

Il paraît établi à l'heure actuelle que l'Univers est rempli d'un rayonnement distribué selon la loi de Planck du corps noir<sup>(3)</sup>; sa température est voisine de 3 K, et il paraît réparti dans les diverses directions de façon isotrope<sup>(4)</sup>.

## 2. L'EXPANSION DE L'UNIVERS

Sans entrer dans les détails (voir réf. 1, 3, 4), rappelons que la lumière qui nous provient des galaxies lointaines est *décalée vers le rouge*, ce qui indique, selon les lois de l'effet Doppler, que ces galaxies s'éloignent de la nôtre. De façon plus précise, E. Hubble énonça en 1929 la loi empirique qui porte son nom, et selon laquelle *la vitesse de récession des galaxies est proportionnelle à leur distance*.

Notre galaxie ne joue évidemment aucun rôle privilégié dans l'Univers. La loi de Hubble signifie par conséquent que deux objets quelconques<sup>(5)</sup> de l'Univers

3. La température observée dans le domaine des radiofréquences, c'est-à-dire sur la partie décroissante de la courbe de Planck vers les hautes fréquences, est actuellement de  $2,72 \pm 0,06$  K.

4. En réalité, on s'attend à ce que la Terre soit en mouvement par rapport au référentiel du rayonnement cosmique, ce mouvement étant dû principalement à celui de notre galaxie. Si c'est le cas, la température  $T$  observée pour le rayonnement cosmique doit varier avec l'angle  $\theta$  d'observation selon la loi caractéristique de l'effet Doppler :

$$T = T_0 \left[ 1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right], \quad (1)$$

$v$  étant la vitesse de la Terre. On a pu effectivement mettre en évidence une variation de cette forme, de l'ordre de un pour mille en valeur relative, ce qui donne

$$v \sim 300 \text{ km/s} . \quad (2)$$

Si l'on retranche cette anisotropie attendue (ce qu'autorise sa forme très spécifique en  $\cos \theta$ ), le rayonnement cosmologique est parfaitement isotrope à la précision des mesures, c'est-à-dire

$$\frac{\delta T}{T} < 10^{-4} . \quad (3)$$

5. Ces objets ne doivent pas être tout à fait quelconques : au mouvement d'expansion universel qu'il s'agit de caractériser se superposent d'autres mouvements relatifs (rotation des galaxies sur elles-mêmes, mouvements à l'intérieur de chaque amas de galaxies, ...) qu'il faut éliminer ici.

s'éloignent l'un de l'autre avec une vitesse relative proportionnelle à la distance qui les sépare. Il en résulte que, durant un intervalle de temps donné, *toutes les distances de l'Univers s'accroissent dans les mêmes proportions*<sup>(6),(7)</sup>. Il suffit donc, pour caractériser l'expansion de l'Univers, de connaître l'évolution, en fonction du temps  $t$ , de la distance  $R(t)$  entre deux objets typiques. Cette distance caractéristique  $R(t)$  est souvent appelée abusivement la « taille de l'Univers ».

Il est important pour la suite de noter que *les longueurs d'onde du rayonnement électromagnétique sont affectées de la même façon que les distances intergalactiques*. Dans le cadre relativiste, ceci est une conséquence directe du formalisme. Pour s'en convaincre sans avoir recours à ce formalisme, il suffit de calculer le décalage vers le rouge du rayonnement émis par une galaxie lorsqu'il est reçu en un point d'une autre galaxie<sup>(8)</sup>.

6. La vitesse relative  $v$  de deux objets séparés par la distance  $R$  est donnée par

$$v = HR, \tag{1}$$

où  $H$  est la « constante de Hubble » (bien qu'évoluant au cours de l'histoire de l'Univers, cette « constante » est indépendante des objets choisis, c'est-à-dire de  $R$ ). On a donc

$$\frac{dR}{dt} = HR, \tag{2}$$

c'est-à-dire

$$\frac{dR}{R} = H dt : \tag{3}$$

l'accroissement relatif de la distance de deux objets est indépendant du choix de ces objets.

7. Pour les vitesses de récession des galaxies les plus lointaines connues à l'heure actuelle, l'approximation non relativiste n'est plus valable. De façon générale, c'est dans le cadre de la relativité que doivent être exprimés tous les raisonnements cosmologiques. C'est par souci de simplicité que nous continuons à utiliser le langage non relativiste.

8. Raisonnons encore, pour simplifier, dans le cadre non relativiste.

Nous recevons en  $O$  des signaux lumineux émis par un point  $M$  dont la distance  $R(t)$  à  $O$  croît avec le temps. Un signal émis à l'instant  $t$  par  $M$  est reçu en  $O$  à l'instant  $t'$  tel que

$$c \cdot (t' - t) = R(t). \tag{1}$$

S'il s'agit d'une onde sinusoïdale de période  $\tau$  à l'émission, sa période  $\tau'$  à la réception en  $O$  peut être calculée en écrivant la relation (1) pour l'instant  $t + \tau$  :

$$c \cdot (t' + \tau' - t - \tau) = R(t + \tau). \tag{2}$$

Il suffit ensuite de combiner les égalités (1) et (2) pour trouver aussitôt

$$c \cdot (\tau' - \tau) = \tau \frac{dR}{dt}. \tag{3}$$

C'est la formule de l'effet Doppler non relativiste, que l'on peut transcrire sous la forme

$$\lambda' = \lambda \left( 1 + \frac{v}{c} \right) \quad \text{pour} \quad \frac{v}{c} \ll 1, \tag{4}$$

où  $\lambda' = c\tau'$  et  $\lambda = c\tau$  sont les longueurs d'onde à la réception et à l'émission, respectivement, et  $v = dR/dt$  la vitesse de récession du point  $M$ .

Pendant le même intervalle de temps  $t' - t$ , la distance  $R$  entre les points  $O$  et  $M$  devient, au premier ordre en  $v/c$ ,

$$R(t') = R(t) + v \cdot (t' - t); \tag{5}$$

.../...

## II. ORIGINE DU RAYONNEMENT FOSSILE A TROIS KELVINS

L'existence et les propriétés du rayonnement cosmique découvert par Penzias et Wilson s'expliquent essentiellement par les deux phénomènes physiques que nous allons maintenant décrire dans leurs grandes lignes.

### 1. DÉCOUPLAGE DU RAYONNEMENT ET DE LA MATIÈRE

L'expansion de l'Univers a pour conséquence son refroidissement graduel. A partir des valeurs fantastiquement élevées qui ont dû régner aussitôt après la « grande explosion » (« big bang » en anglais) qui a donné naissance à l'Univers, sa température a progressivement décrû. Lorsqu'elle atteint environ 3 000 K se produit le premier des deux phénomènes cruciaux qui nous intéressent ici : le rayonnement, qui jusque-là était en équilibre thermique avec les particules matérielles, cesse pratiquement d'interagir avec elles et en devient indépendant. Dans le « modèle standard » d'évolution de l'Univers, on calcule que ce moment crucial se situe  $0,68 \times 10^6$  ans après l'explosion initiale.

On peut comprendre qualitativement les raisons physiques de ce phénomène. Un peu avant, lorsque par exemple la température était de 100 000 K, l'Univers contenait essentiellement des photons, des électrons et des noyaux atomiques « nus » (principalement des protons, et, dans une moindre proportion, des particules  $\alpha$ , noyaux d'hélium 4). La température était trop élevée ( $kT \sim 10$  eV) pour que les électrons et les noyaux puissent former des atomes, autrement que de manière transitoire et labile. L'interaction entre les photons et les particules chargées (surtout les électrons, les plus légères d'entre elles) est suffisamment intense, et la densité de ces dernières était alors suffisamment forte, pour que les photons soient sans arrêt diffusés, émis et absorbés. Malgré son expansion, l'Univers était alors à chaque instant en équilibre; sa température  $T$  était constamment bien définie, bien que décroissante au cours du temps. L'énergie des photons, c'est-à-dire la pulsation du rayonnement, était donc distribuée suivant la loi de Planck correspondant à cette température  $T$ .

La diminution de la température a ensuite permis la *formation d'atomes* à partir des électrons et des noyaux. Ce processus a entraîné une *chute rapide de la section efficace moyenne d'interaction entre les photons et les particules matérielles* (principalement à cause de la disparition des électrons libres), de sorte que *l'Univers est devenu transparent aux photons*. Une évaluation quantitative des caractéristiques du phénomène<sup>(9)</sup> situe ce découplage au moment où la température est descendue à 3 000 K.

en effet, d'après l'égalité (1),

$$v \cdot (t' - t) \ll c \cdot (t' - t) = R(t) . \quad (6)$$

On a donc ici aussi

$$R(t') = R(t) \left[ 1 + \frac{v}{c} \right] \quad \text{pour} \quad \frac{v}{c} \ll 1 . \quad (7)$$

Les distances  $R$  et les longueurs d'onde  $\lambda$  sont donc multipliées par le même facteur pendant le même intervalle de temps.

9. Le libre parcours moyen  $\ell$  d'un photon est de l'ordre de

$$\ell \sim \frac{1}{\rho\sigma} ,$$

où  $\rho$  est la densité de particules matérielles et  $\sigma$  la section efficace moyenne d'interaction (en  
.../...

## 2. ÉVOLUTION DU GAZ DE PHOTONS DÉCOUPLÉ

Au moment du découplage, la densité volumique d'énergie du rayonnement est distribuée dans le spectre des pulsations selon la loi de Planck :

$$u(\omega) = u_P(\omega; T) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}, \quad (\text{G.1})$$

où  $T$  est la température (3000 K environ) à ce moment-là. Cette distribution va ensuite évoluer sous l'influence de l'expansion de l'Univers.

Considérons les photons situés, à cet instant  $t$ , dans le volume  $V = R^3$ , et dont la pulsation est  $\omega$  à  $d\omega$  près; leur nombre est égal à

$$dN = R^3 \times \frac{1}{\hbar\omega} u_P(\omega; T) d\omega = \frac{R^3}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^2 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (\text{G.2})$$

Comme il n'y a plus d'absorption ni d'émission de photons, *ce nombre va rester constant*; mais, à cause de l'expansion de l'Univers, ces photons en nombre constant vont occuper un volume plus grand, et acquérir une longueur d'onde plus grande, c'est-à-dire une pulsation plus petite. Pour préciser, examinons la situation à un instant  $t'$  ultérieur. Toutes les longueurs de l'Univers ont été multipliées, entre  $t$  et  $t'$ , par le même facteur  $f$  : l'arête  $R$  du volume cubique choisi est ainsi devenue

$$R' = fR, \quad (\text{G.3})$$

et la longueur d'onde des photons considérés

$$\lambda' = f\lambda, \quad (\text{G.4})$$

de sorte que leur pulsation vaut à l'instant  $t'$

$$\omega' = \frac{2\pi c}{\lambda'} = \frac{\omega}{f}. \quad (\text{G.5})$$

Donc, l'énergie contenue à cet instant dans le volume  $V' = R'^3$  et dans la bande de pulsations  $(\omega', \omega' + d\omega')$ , que nous écrirons  $R'^3 u'(\omega') d\omega'$ , est donnée par<sup>(10)</sup>

$$R'^3 u'(\omega') d\omega' = \hbar\omega' dN = \hbar\omega' \frac{R^3}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^2 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1}. \quad (\text{G.6})$$

La densité volumique d'énergie  $u'(\omega') d\omega'$  à l'instant  $t'$ , pour la bande de pulsations  $(\omega', \omega' + d\omega')$ , s'écrit donc

$$u'(\omega') d\omega' = \hbar\omega' \frac{1}{f} \frac{1}{\pi^2 c^3} \frac{f^2 \omega^2 \times f d\omega}{e^{\hbar f\omega'/kT} - 1}. \quad (\text{G.7})$$

réalité,  $\rho\sigma$  est une somme de termes, un pour chaque type de particules matérielles). La densité  $\rho$  décroît régulièrement au cours du temps par suite de l'expansion de l'Univers; la section efficace  $\sigma$  chute brutalement pendant la période de formation des atomes. Le découplage entre les photons et la matière se produit au moment où  $\ell$  devient de l'ordre de  $ct$ , où  $t$  est l'âge de l'Univers : les photons existant à cet instant  $t$  n'ont pratiquement plus aucune chance d'interagir avec la matière. Ce découplage est irréversible,  $\ell$  ne repassant plus jamais au-dessous de la limite cruciale  $ct$ . On peut dire de façon plus imagée que, après le découplage, un photon peut traverser tout l'Univers sans interagir.

10. Les photons contenus à l'instant  $t'$  dans le volume  $V'$  ne sont pas vraiment ceux qui se trouvaient dans le volume  $V$  à l'instant  $t$  : ceux-ci s'éloignaient à la vitesse  $c$  dans toutes les directions. Mais la distribution initiale est homogène et isotrope, et l'expansion préserve ces propriétés, de sorte que le nombre  $dN$  de photons dans le volume  $R'^3$  à l'instant  $t'$  est bien le même qu'à l'instant  $t$  dans le volume  $R^3$ .

Il s'ensuit que la distribution spectrale de l'énergie est encore à l'instant  $t'$  celle du corps noir :

$$u'(\omega') = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega'^3}{e^{\hbar f \omega' / kT} - 1} = u_P(\omega'; T'), \quad (\text{G.8})$$

la température correspondante  $T'$  étant telle que

$$T' = \frac{T}{f}. \quad (\text{G.9})$$

Ainsi, après son découplage d'avec la matière, le rayonnement cosmique évolue en conservant la distribution d'un corps noir dont la température décroît régulièrement, dans la même proportion que s'accroissent les distances au cours de l'expansion de l'Univers (depuis le moment du découplage, le facteur  $f$  d'expansion est très voisin de 1000).

C'est en se fondant sur ce raisonnement que divers auteurs furent amenés à prédire l'existence, dans l'Univers actuel, d'un rayonnement fossile de quelques kelvins. La découverte de Penzias et Wilson, qui confirme parfaitement cette prédiction, est généralement considérée comme l'argument le plus solide en faveur du « modèle cosmologique standard », qui reconstitue l'histoire de l'Univers à partir de la « grande explosion » initiale.

#### Références

1. S. Weinberg, *Les Trois Premières Minutes de l'Univers*, Seuil, Paris (1978).
2. R.A. Muller, « Le Rayonnement Thermique Cosmologique et le Nouveau Vent d'Éther », *Pour la Science* 9, p. 81 (juillet 1978).
3. P.J.E. Peebles, *Physical Cosmology*, Princeton University Press, Princeton (1971).
4. S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley, New York (1972).