
Brève histoire de la cosmologie physique

La cosmologie est la science qui étudie l'Univers en tant que système physique. Elle apparaît au début du XX^{ième} siècle, avec la relativité générale d'Einstein (1916). Cette théorie lie la géométrie de l'Univers (l'espace-temps) et son évolution à son contenu. Elle permet de décrire des Univers en expansion ou en contraction. Cependant, Einstein ajouta une constante cosmologique dans ses équations afin qu'elles puissent décrire un Univers statique plus conforme aux conceptions de son époque.

Une dizaine d'années plus tard, une observation a révolutionné notre conception de l'Univers : Hubble (1929) découvre que les galaxies s'éloignent de nous à une vitesse proportionnelle à leur distance. Ceci suggère que l'Univers est en expansion. Lemaître (1931) montre que ce phénomène se décrit grâce à la relativité générale. De plus, quelques années plus tard, Alpher *et al.* (1948) montrent que l'abondance des différents noyaux atomiques dans l'Univers ne peut s'expliquer que par le passage de celui-ci par une phase chaude et dense, en accord avec le phénomène d'expansion. On parle de nucléosynthèse primordiale. Enfin, la relique du rayonnement de corps noir du jeune Univers chaud est détectée par Penzias et Wilson (1965) sous forme d'un fond cosmologique à 2,7 K. Ces trois observations (l'éloignement des galaxies, la nucléosynthèse primordiale et le fond cosmologique) sont aujourd'hui considérées comme les piliers de la théorie du *Big Bang*, qui décrit un Univers d'abord dense et chaud qui se refroidit ensuite au cours de son expansion.

Plus récemment, l'observation de supernovae lointaines a montré que l'expansion de l'Univers s'accélère (Riess *et al.* (1998)). Ce phénomène suggère l'action d'une énergie de nature inconnue : l'énergie noire. Les observations précises du fond cosmologique (COBE, WMAP...), des distances dans l'Univers (supernovae) et de la structuration des galaxies (grand relevés cosmologiques) permettent aujourd'hui de déterminer avec précision le contenu de l'Univers (Larson *et al.* (2010)) : 72% d'énergie noire, 23% de matière noire et seulement 5% de matière baryonique (ordinaire). Un des défis de la cosmologie dans les années futures sera de comprendre la nature de ces deux premières composantes.

1.1.2 Cadre formel

Cette partie s'inspire de l'article de Hogg (1999) et du cours de cosmologie de Yannick Mellier.

L'Univers relativiste

La cosmologie moderne est construite à partir de la théorie de la relativité générale, des équations d'Einstein et du principe cosmologique. Les deux premiers éléments relient la géométrie de l'espace temps à son contenu en matière-énergie. Le principe cosmologique postule quant à lui que l'Univers est homogène et isotrope.

On peut alors montrer que, dans ce cadre, la géométrie de l'univers est donnée par la métrique de Friedmann-Robertson-Walker (FRW) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin(\theta)^2 d\phi^2 \right) \quad (1.1)$$

où ds est un intervalle infinitésimal d'espace-temps, c la vitesse de la lumière, t le temps, $a(t)$ le facteur décrivant l'expansion de l'Univers, k la constante de courbure, et (r, θ, ϕ) les coordonnées spatiales en polaire. Les mesures du satellite WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) sont compatibles avec une courbure nulle ($k = -0.011 \pm 0.012$, Spergel *et al.* (2007)), que nous supposons par la suite.

L'équation d'Einstein, quant à elle, relie la géométrie de l'espace-temps à son contenu :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (1.2)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, R la courbure scalaire, $g_{\mu\nu}$ le tenseur décrivant la métrique, Λ la constante cosmologique, G la constante de gravitation et $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie impulsion. En combinant la métrique FRW (Eq. 1.1) et l'équation d'Einstein (Eq. 1.2), on obtient le système suivant :

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} a \quad (1.3)$$

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho a^2 + \frac{\Lambda c^2}{3} a^2. \quad (1.4)$$

où ρ est la densité et P la pression. On a alors

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho + \frac{\Lambda c^2}{3}. \quad (1.5)$$

La densité ρ diminue avec l'expansion de l'Univers de la manière suivante :

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{a(t_0)}{a(t)} \right)^3 \quad (1.6)$$

où ρ_0 est la densité de matière actuelle¹. On choisit les notations suivant :

$$\Omega_m = \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_0 \approx 0.27 \quad (1.7)$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \approx 0.73 \quad (1.8)$$

où H_0 est la constante de Hubble ($\approx 71 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, Larson *et al.* (2010)). On obtient donc l'équation suivante :

$$\frac{\dot{a}}{a}(t) = H_0 \sqrt{\Omega_m \left(\frac{a(t_0)}{a(t)} \right)^3 + \Omega_\Lambda}. \quad (1.9)$$

Cette équation va nous servir de base pour calculer les distances dans l'Univers en expansion.

1.1.3 Les distances en cosmologie

Notion de décalage vers le rouge

Dans cette métrique, l'univers se dilate au cours du temps en suivant $a(t)$. La longueur d'onde d'un photon va donc varier entre son émission et sa réception. En effet, l'Eq. 1.1 implique que :

$$\lambda_e a(t_e) = \lambda_r a(t_0) \quad (1.10)$$

où t_e est la date de l'émission du photon, t_0 celle de sa réception, λ_e la longueur d'onde à l'émission, et λ_r celle à la réception.

La vitesse de la lumière étant finie, plus un objet est loin de l'observateur et plus il est vu dans le passé. Comme $a(t)$ est une fonction strictement croissante au cours du temps, plus les objets seront lointains et plus leur spectres seront décalés vers le rouge. Comme il y a bijection, le décalage vers le rouge (ou en anglais *redshift*), défini par

$$z = \frac{\lambda_r}{\lambda_e} - 1 = \frac{a(t_0)}{a(t_e)}, \quad (1.11)$$

¹ ρ ne prend ici en compte que la densité de matière. En effet, la densité de rayonnement varie en $(a(t_0)/a(t))^4$. Toutefois, cet effet n'est significatif que dans l'Univers très jeune (avant l'émission du fond cosmologique), et est totalement négligeable par la suite. L'énergie noire est, quant à elle, prise en compte par le second terme de l'Eq. 1.5.

peut donc permettre de désigner à la fois une époque et une distance.

La relation entre le *redshift* z_e et le temps de regard en arrière² t_{lb} à laquelle se situe l'objet observé peut se calculer simplement. D'après Eq. 1.9 et 1.11, on a :

$$dz = -\frac{\dot{a}(t)a(t_0)}{a^2(t)}dt = -\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\frac{a(t_0)}{a(t)}dt = H_0(1+z)\sqrt{(1+z)^3\Omega_m + \Omega_\Lambda}dt. \quad (1.12)$$

t_{lb} est le temps propre que va mettre un photon pour aller de la source à l'observateur. Grâce à l'Eq. 1.12, on obtient une expression simple le reliant à z_{obj} :

$$t_{lb} = \int_{t_e}^{t_0} dt = \int_0^{z_{obj}} \frac{1}{H_0(1+z)\sqrt{(1+z)^3\Omega_m + \Omega_\Lambda}} dz. \quad (1.13)$$

La Fig. 1.1 représente t_{lb} en fonction du *redshift*. On remarque que la relation entre t et z n'est pas linéaire. On note que t_{lb} tend vers 13.7 milliards d'années quand z tend vers l'infini. Ceci correspond au temps écoulé depuis que l'Univers a été infiniment dense ($a \rightarrow 0$). On parle improprement d'âge de l'Univers. En effet, la relativité générale cesse d'être valable pour a très petit, car la notion d'Univers infiniment dense n'a pas vraiment de sens physique.

Distances dans un Univers en expansion

Dans un Univers statique, la distance entre deux objets se définit très simplement. En revanche, dans un Univers en expansion, il existe plusieurs manières de définir la distance entre deux objets. Nous détaillons ici les différentes distances qui sont utilisées dans cette thèse.

La distance comobile (ou propre) est la distance instantanée mesurée à $t = t_0$. Les grandeurs comobiles sont très utiles car elles se conservent au cours de l'expansion. Par exemple, la distance comobile entre deux galaxies est constante au cours du temps si on néglige leurs mouvements propres. Cette distance, notée D_c , se calcule de la manière suivante :

$$D_c = \int_{t_e}^{t_0} c(1+z)dt. \quad (1.14)$$

où t_e est la date correspondant au *redshift* z et t_0 l'époque actuelle. $c \times dt$ est le petit élément de distance physique parcouru par un photon allant de la source à l'observateur à l'époque t . Sa longueur est aujourd'hui $c(1+z)dt$ du fait de l'expansion de l'Univers.

²Traduction en français du terme anglais *lookback time*, qui est bien plus élégant.

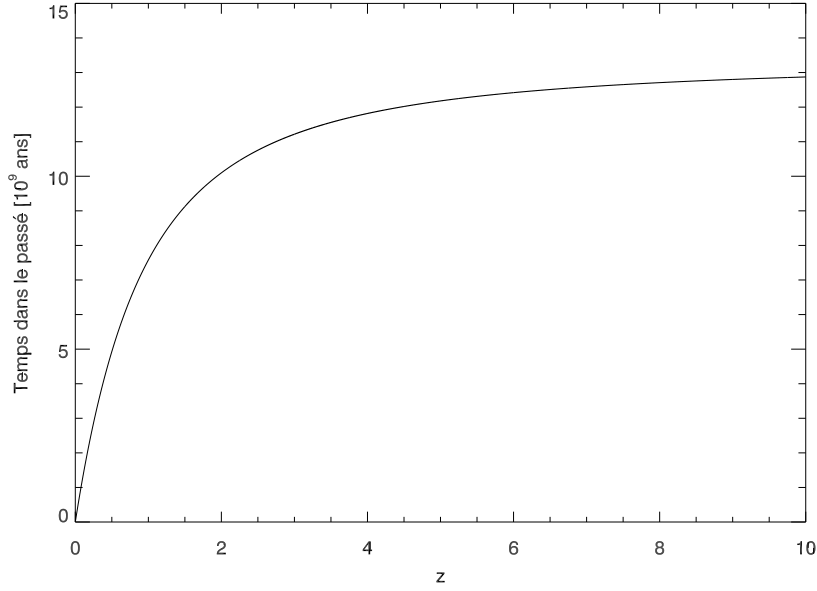


FIGURE 1.1 – Durée dans le passé à laquelle est vue un objet ayant un *redshift* z .

On peut alors appliquer un changement de variable de l'Eq. 1.12 dans l'Eq. 1.14 pour obtenir :

$$D_c = \int_0^z \frac{c}{H_0 E(z)} dz = \int_0^z \frac{c}{H_0 \sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda}} dz. \quad (1.15)$$

On définit la distance diamètre angulaire D_A de façon à vérifier :

$$D_A = \frac{r_p}{\theta} \quad (1.16)$$

où r_p est la taille physique de l'objet considéré et θ le diamètre angulaire observé. Or, la taille comobile d'un objet de diamètre angulaire θ à une distance comobile D_c est simplement θD_c .³ Sa taille physique r_p est donc $\theta D_c (1+z)$. On en déduit

$$D_A = \frac{D_c}{1+z}. \quad (1.17)$$

La distance lumineuse D_L doit vérifier

$$S = \frac{L}{4\pi D_L^2} \quad (1.18)$$

³Ce n'est vrai que dans le cas où $k=0$.

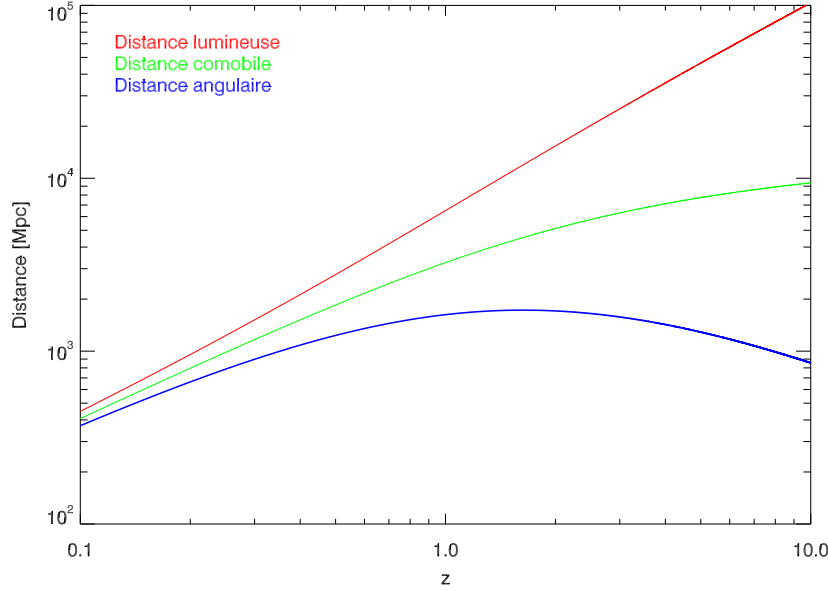


FIGURE 1.2 – Distances lumineuse (rouge), comobile (vert) et diamètre angulaire (bleu) en fonction du *redshift*.

où L est la luminosité, et S le flux. On peut relier cette distance à la distance comobile. L'énergie dE_e émise par une source de luminosité L pendant un instant dt_e vaut Ldt_e . A cause du décalage vers le rouge des photons, l'énergie reçue sera $dE_r = dE_e/(1+z)$.⁴ De même, le temps de réception dt_0 sera multiplié par $1+z$ ($dt_0 = dt_e(1+z)$). Or, l'énergie reçue peut aussi s'écrire

$$dE_r = 4\pi D_C^2 S dt_0, \quad (1.19)$$

d'où,

$$\frac{Ldt_e}{1+z} = 4\pi D_C^2 S dt_0 \quad (1.20)$$

puis,

$$S = \frac{L}{4\pi ((1+z)D_C)^2}. \quad (1.21)$$

En en déduit la relation entre la distance lumineuse et la distance angulaire :

$$D_L = (1+z)D_C. \quad (1.22)$$

Le Fig. 1.2 représente les différentes distances en fonction du *redshift*.

⁴Comme $E = hc/\lambda$, l'effet du décalage vers le rouge sur l'énergie est $E_r = E_e/(1+z)$.

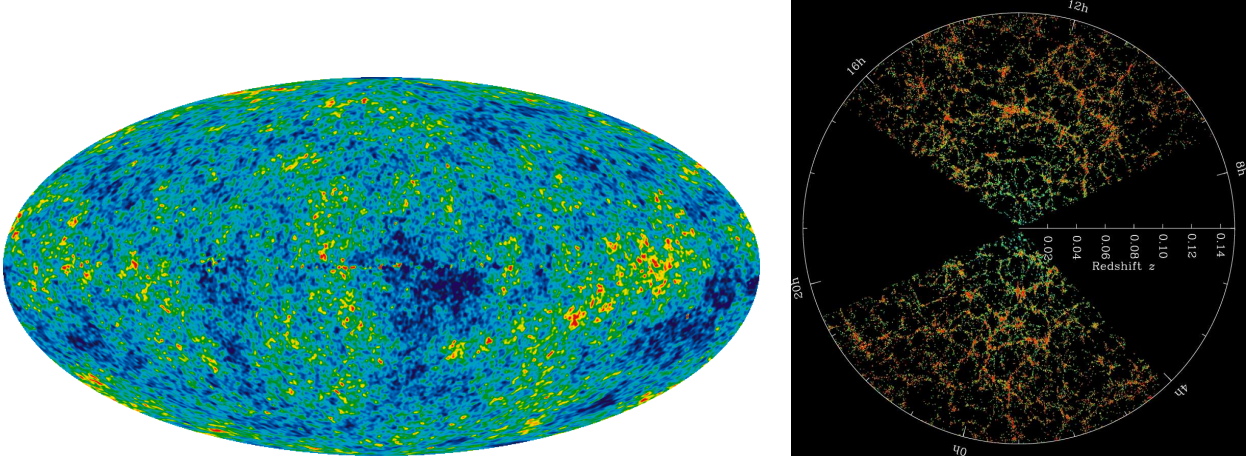


FIGURE 1.3 – A gauche : Anisotropie du fond cosmologique observée par le satellite WMAP (Jarosik *et al.* (2011)). A droite : Distribution spatiale des galaxies dans l’Univers local observé par le SDSS (Blanton et l’équipe SDSS).

Une autre grandeur intéressante pour l’étude des galaxies est le volume comobile sondé entre z et $z+dz$ pour un relevé d’angle solide $d\Omega$. La surface transverse comobile sondée est $((1+z)D_A)^2$. L’Eq. 1.15 donne la longueur comobile sondée sur la ligne de visée. On a donc

$$dV_C = \frac{c(1+z)^2 D_A^2}{H_0 \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} dz d\Omega. \quad (1.23)$$

L’avantage des volumes comobiles est qu’ils suivent l’expansion de l’Univers et que le nombre d’objets par unité de volume est donc conservé.

1.1.4 Formation des grandes structures

Les observations du fond cosmologique (voir Fig. 1.3) montrent que les hétérogénéités de densité dans l’Univers à $z=1100$ ne sont que de l’ordre de 10^{-5} (Smoot *et al.* (1991)). Bien que relativement homogène aux très grandes échelles (>1 Gpc, ce qui justifie les hypothèses effectuées dans la section précédente), l’Univers actuel est hétérogène aux autres échelles. En effet, la matière est distribuée sous forme de filaments séparés par des régions de faible densité (Bond *et al.* (1996)), voir aussi Fig. 1.3). Un défi de la cosmologie actuelle est d’expliquer avec précision comment on passe d’un Univers jeune quasi-homogène à un Univers fortement hétérogène et structuré aujourd’hui.

La formation des grandes structures de l’Univers (amas et super-amas de galaxies) est plutôt bien comprise. Sous l’effet de la gravitation, les surdensités de matière croissent progressivement pour former des halos denses. Ce processus est totalement dominé par

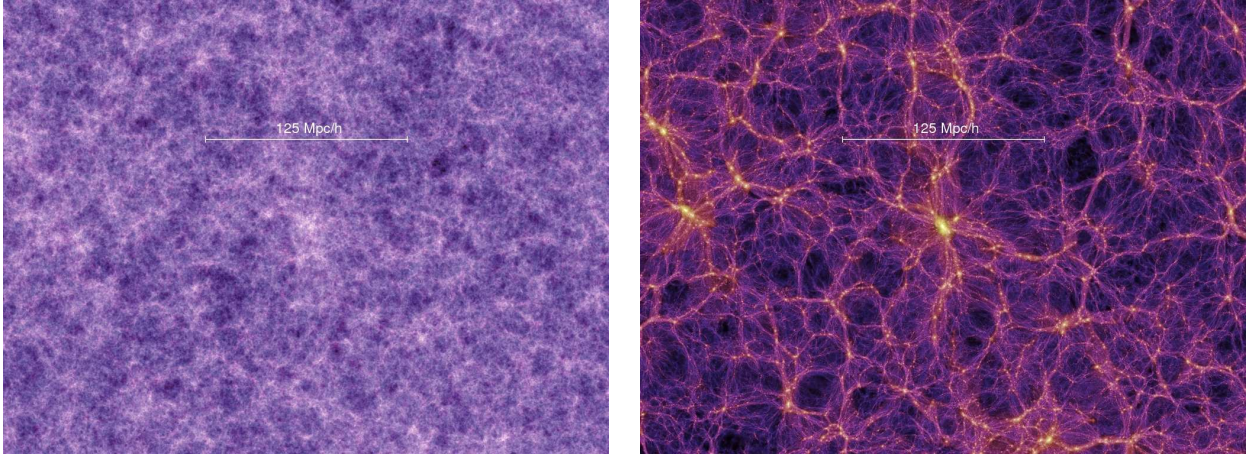


FIGURE 1.4 – Structuration de la matière noire dans l’Univers dans la simulation Millennium à $z = 18$ (gauche) et $z = 0$ (droite) (extrait de Springel *et al.* (2005)).

la matière noire, composée des particules massives n’étant sensibles qu’à la gravitation, qui représente 80% de la masse de matière dans l’Univers⁵. La croissance des perturbations peut se calculer de façon analytique dans la cas linéaire (Press et Schechter (1974)). Toutefois, aux petites échelles (< 10 Mpc) des comportements non-linéaires apparaissent, et il est alors nécessaire d’utiliser de lourdes simulations numériques. Ces grandes simulations de matière noire montrent comment les contrastes de densité augmentent au cours de l’histoire de l’Univers et comment la matière noire se structure en filaments (voire Fig. 1.4 et Springel *et al.* (2005)).

1.1.5 Formation des galaxies

La physique de la formation des galaxies est plus complexe, car elle fait appelle à la physique des baryons. Il faut ainsi prendre en compte le refroidissement du gaz par rayonnement, la formation des étoiles, les champs magnétiques... Nous ferons ici un rapide historique de l’avancée de nos conceptions sur la formation des galaxies.

Le premier modèle de formation des galaxies est proposé par Eggen *et al.* (1962), qui prédisent qu’elles se sont formées par un effondrement gravitationnel monolithique du gaz. On parle de scénario *top-down*⁶. Cette théorie a été remise en cause par l’observation de galaxies satellites (Ibata *et al.* (1994)) et de fusions de galaxies massives (Schweizer

⁵En fait, les différents modèles de physique des particules décrivant la matière noire prédisent qu’elle peut interagir avec une très faible probabilité. Toutefois, de telles interactions n’ont jamais été détectées (Ahmed *et al.* (2011)).

⁶haut-bas

(1982)).

En 1978, Searle et Zinn (1978) proposent un scénario de fusion hiérarchique des halos de matière noire dans lesquels se forment les galaxies. Les galaxies massives sont ici le fruit d'un grand nombre de fusions d'objets peu massifs. On parle dans ce cas de scénario *bottom-up*⁷. Ce modèle est en très bon accord avec le comportement observé dans les simulations de matière noire. En revanche, il peine à expliquer le fait que des galaxies elliptiques massives soient observées à haut *redshift* (Zepf (1997)).

On ne peut plus, aujourd'hui, se contenter de ces modèles simples. La physique du gaz dans les halos de matière noire doit absolument être prise en compte. La formation d'étoiles a lieu quand le gaz contenu dans une galaxies parvient à se refroidir et à s'effondrer. Les processus de refroidissement sont fortement affectés par l'environnement intérieur et extérieur de la galaxie. Différents phénomènes en compétition favorisent, ou au contraire atténuent la formation d'étoiles dans les galaxies.

La formation rapide de galaxies massives à grand *redshift* pourrait par exemple s'expliquer par une alimentation en gaz froid allant des filaments vers les halos massifs (Kereš *et al.* (2005)). Ce gaz déjà refroidi permettrait de former très efficacement des étoiles. Une forte alimentation des halos massifs en gaz froid pourrait expliquer la formation très rapide de galaxies elliptiques massives à grand *redshift*.

La fusion de galaxies permet également de déclencher des sursauts de formation d'étoiles. En effet, la fusion provoque de fortes turbulences, qui favorise la formation de nuages de gaz moléculaires, et un fort et court épisode ($\sim 10^8$ ans) de formation d'étoiles. Il faut également noter que la fusion de deux galaxies spirales produit finalement une galaxie elliptique, pauvre en gaz et formant peu d'étoiles (Bournaud *et al.* (2011)). En effet, les fusions ont tendance à éjecter le gaz des galaxies, et les fortes émissions UV des étoiles formées par le sursaut de formation d'étoiles réchauffent le gaz et coupent à long terme la formation d'étoiles.

D'autres phénomènes de rétroaction importants sont dus aux noyaux actifs de galaxies (AGNs⁸). En effet, un trou noir alimenté par un fort flux de matière, chauffe et éjecte le gaz d'une galaxie. Ainsi, l'activité AGN a tendance à couper la formation d'étoiles dans une galaxie en la privant de gaz froid (Sijacki *et al.* (2007)). Il faut toutefois noter que dans certains cas très particuliers les AGNs peuvent favoriser la formation d'étoiles (Elbaz *et al.* (2009)).

⁷de bas en haut

⁸De l'anglais, *Active Galactic Nucleus*

1.2 Les galaxies infrarouges

Les propriétés d'émissions dans l'infrarouge moyen et lointain des galaxies sont liées à la formation d'étoiles en leur sein (Kennicutt (1998)). La mesure des propriétés des galaxies émettant dans l'infrarouge est donc fondamentale pour contraindre quantitativement les scénarios de formation d'étoiles. Nous allons, dans cette section, présenter la physique des galaxies infrarouges, ainsi que l'évolution de leur propriétés statistiques au cours de l'histoire de l'Univers.

1.2.1 Distribution spectrale d'énergie des galaxies

La distribution spectrale d'énergie (SED⁹) des galaxies présente une certaine diversité. La Fig. 1.5 représente quatre spectres de galaxies de l'ultraviolet (UV) jusqu'au domaine millimétrique. Ces SED présentent certains points communs, mais aussi des différences importantes.

Toutes les galaxies présentent une forte coupure à 91 nm, appelée coupure Lyman (Steidel *et al.* (1996)). Elle correspond à l'absorption des photons par l'hydrogène atomique au niveau quantique fondamental $n=1$. Une seconde coupure autour de $0.4 \mu\text{m}$, appelée coupure Balmer correspond quant à elle aux transitions à partir du niveau quantique $n=2$ (Baker et Menzel (1938)). Le spectre présente un maximum vers $1.6 \mu\text{m}$, dû au fait que l'émission stellaire est moins absorbée dans l'infrarouge (Sawicki (2002)). Au delà, le spectre est dominé par l'émission de la poussière interstellaire. Cette émission est caractérisée par des bandes d'émissions entre 8 et $20 \mu\text{m}$, ainsi que d'une émission thermique ayant un maximum proche de $100 \mu\text{m}$ (Desert *et al.* (1990)).

Il existe en revanche de fortes disparités dans le rapport entre optique et infrarouge. En effet, le rapport optique sur infrarouge est de l'ordre de 10 pour une galaxie elliptique, alors qu'il est de l'ordre de 0.1 pour une galaxie à flambée de formation d'étoiles (ou *starburst*). Cette forte différence s'explique par la nature différente de ces deux types d'objets. Une galaxie elliptique ne contient quasiment pas de gaz, et ne forme donc pas d'étoile. En revanche, une galaxie de type *starburst* contient beaucoup de gaz et forme plus de 5 masses solaires d'étoiles par ans. L'émission infrarouge des galaxies trace donc la formation d'étoiles en leur sein (Lagache *et al.* (2005)).

1.2.2 Origine physique des émissions infrarouges

Lorsque des étoiles sont formées, la distribution en masse de celles-ci est décrite par la fonction de masse initiale (IMF). La masse stellaire est dominée par des étoiles de faibles

⁹De l'anglais, *Spectral Energy Distribution*

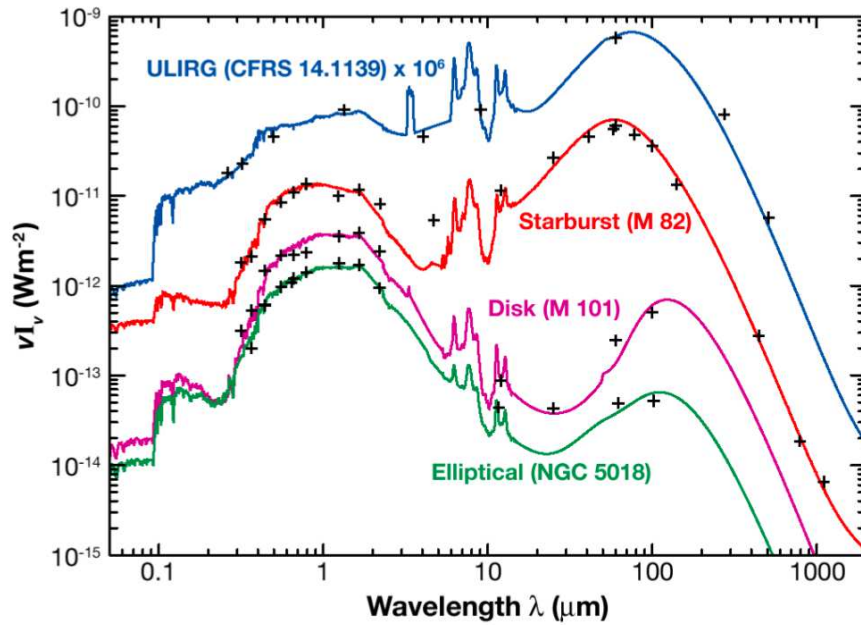


FIGURE 1.5 – Distributions spectrales d'énergie de différentes galaxies. Extrait de Lagache *et al.* (2005).

masses ayant une longue durée de vie (plusieurs milliards d'année). Ces étoiles sont en général assez froides et émettent dans le rouge et l'infrarouge proche. En revanche, comme la luminosité est proportionnelle à la masse à la puissance 3.6 (Salaris et Cassisi (2005)), l'émission totale est dans un premier temps dominée par les étoiles de fortes masses ayant une durée de vie courte (moins d'un milliards d'années). Ces étoiles émettent principalement dans l'UV et le bleu. Ainsi, une galaxie venant de former ses étoiles est bleue, puis rouge quand ses étoiles massives meurent (Bruzual et Charlot (2003)).

La SED d'une galaxie n'est toutefois pas la somme des SED de ses étoiles. En effet, le gaz et la poussière des galaxies absorbent le rayonnement des étoiles. Cette absorption est d'autant plus efficace que la longueur d'onde est courte (Mathis (1990)). Ainsi, la majeure partie de l'UV est absorbée, alors que les photons infrarouges s'échappent presque tous des galaxies. Les photons UV absorbés chauffent le milieu interstellaire qui va alors rayonner dans l'infrarouge moyen et lointain. Ce phénomène permet d'expliquer pourquoi l'infrarouge trace la formation d'étoiles. En effet, une galaxie formant beaucoup d'étoiles aura un grand nombre d'étoiles jeunes massives. Ces étoiles émettent principalement des photons UV, qui vont par la suite être transformés en photons infrarouges par les cocons de poussières dans lesquels se forment les étoiles (Kennicutt (1998)).

Il existe une relation empirique entre le taux de formation d'étoiles dans une galaxie

et sa luminosité bolométrique entre 8 et 1000 μm (appelée par la suite luminosité infrarouge) :

$$\frac{SFR}{1M_{\odot}/\text{ans}} = 1.7 \times 10^{-10} \frac{L_{IR}}{1L_{\odot}}, \quad (1.24)$$

où SFR^{10} est le taux de formation d'étoile et L_{IR} (Kennicutt (1998)). Cette relation a été calibrée à partir d'un échantillon de galaxies locales, en comparant différents estimateurs du taux de formation d'étoiles (continuum UV, $H\alpha$, OII). Il existe des incertitudes de l'ordre de 30% sur la calibration de cette relation.

La forme de la SED en infrarouge est expliquée par le modèle de Desert *et al.* (1990). Il considère trois composantes distinctes. Les PAHs¹¹ sont des cycles carbonés d'une taille de l'ordre du nanomètre. Du fait de leur petite taille, leur émission n'est pas thermique. Ils rayonnent dans des bandes d'émissions dans l'infrarouge moyen, correspondant à leur modes vibrationnels. Ce processus domine l'émission des galaxies entre 5 et 20 μm . Les VSGs¹² sont des petits grains carbonés de l'ordre de 10 μm . Ils ont une émission de type thermique. Néanmoins, du fait de leur taille modeste, leur chauffage par les photons UV est irrégulier à cause du bruit de Poisson. Leur température, et donc leur spectre d'émission, varie au cours du temps. Ils dominent la SED des galaxies entre 20 et 60 μm . Les BGs¹³ sont des grains silicatés amorphes ayant une taille comprise entre la dizaine et la centaine de microns. Ces grains sont à l'équilibre thermique avec le rayonnement à une température de l'ordre de 25 K. L'émission des grains est souvent modélisée par la loi suivante :

$$L_{\nu} = \nu^{\beta} B(\nu, T) \quad (1.25)$$

où L_{ν} est la densité de luminosité à une fréquence ν , β est un paramètre appelé émissivité, et $B(\nu, T)$ le spectre d'un corps noir de température T . La Fig. 1.6 illustre la contribution des différentes composantes au spectre infrarouge d'une galaxie. Cette loi simple, qui sera utilisée dans cette thèse, n'est toutefois qu'une approximation. D'une part, β peut varier en fonction de la fréquence (?). D'autre part, la température des grains varie d'un point à l'autre d'une galaxie. Il faudrait donc en toute rigueur utiliser une distribution de température.

Le mécanisme d'émission infrarouge des AGNs est relativement proche. Le chauffage UV de la poussière est ici dû au rayonnement thermique du disque d'accrétion à 10^5 K du trou noir central. L'environnement est assez différent de celui du milieu interstellaire, ce qui aboutit à une SED différente (Stern *et al.* (2005)). Il faut noter qu'il est fréquent que l'émission infrarouge d'une galaxie soit la somme d'une composante AGN et *starburst*

¹⁰De l'anglais, *Star Formation Rate*.

¹¹De l'anglais, *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*

¹²De l'anglais, *Very Small Grains*

¹³De l'anglais, *Big Grains*

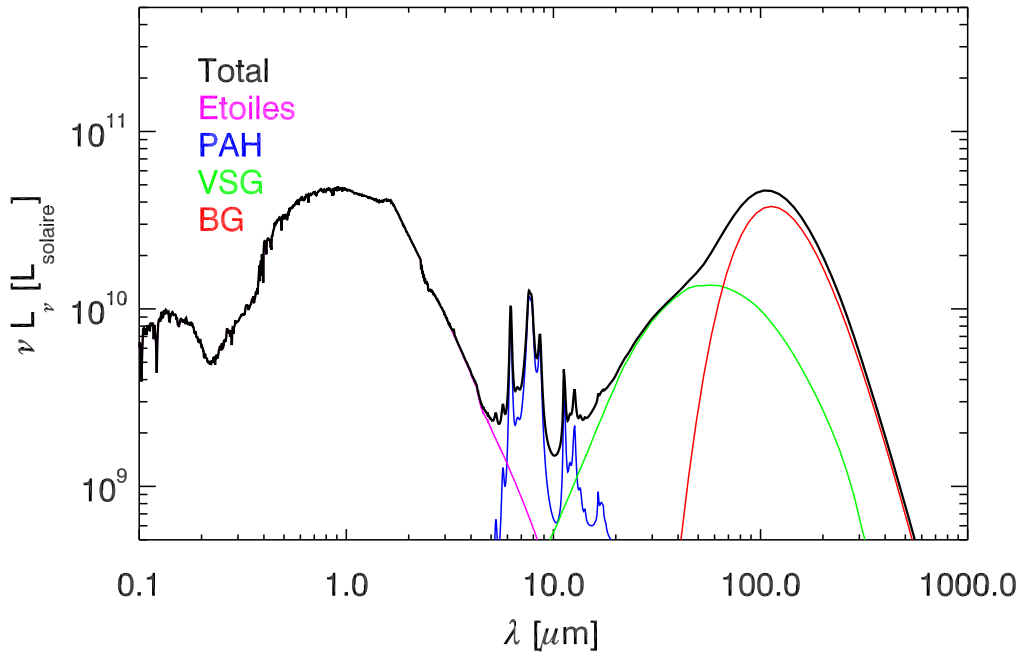


FIGURE 1.6 – Spectre d’une galaxie infrarouge typique. Les différentes composantes sont représentées en couleur. Ce spectre a été généré par *SpectrumMaker* et GALICS (voir rapport de stage de Morgane Cousin).

(e.g. Le Floc'h *et al.* (2007)).

1.2.3 Evolution des galaxies infrarouges

Dans l'Univers local, l'émission infrarouge des galaxies est dominée par des objets ayant une luminosité de l'ordre de $10^{10} L_{\odot}$ (Saunders *et al.* (1990)). Ces galaxies sont en majorité des galaxies spirales semblables à la notre. On qualifie par la suite de normales les galaxies ayant une luminosité infrarouge inférieure à $10^{11} L_{\odot}$. Bien qu'elles soient rares (environ 10% de la luminosité infrarouge totale à $z=0$ (Le Floc'h *et al.* (2005)), il existe dans l'Univers local des galaxies ayant une luminosité infrarouge supérieure. On parle alors de LIRGs¹⁴ ($10^{11} L_{\odot} < L_{IR} < 10^{12} L_{\odot}$). Ces objets sont en général le fruit d'interactions entre galaxies. Il existe une catégorie encore plus lumineuse appelée ULIRG¹⁵ ($10^{12} L_{\odot} < L_{IR} < 10^{13} L_{\odot}$). Ces objets sont en majorité dominés par l'émission infrarouge d'un AGN central, ou le fruit de fusions majeures (Imanishi (2009)).

Ces propriétés évoluent rapidement avec le *redshift*. On peut par exemple s'intéresser à l'évolution de la fonction de luminosité (LF¹⁶) infrarouge. Cette fonction décrit la distribution en luminosité des galaxies infrarouges. La Fig. 1.7 (gauche) montre cette fonction à différents *redshifts*. Entre $z=0$ et $z=1$, la fonction de luminosité se décale vers les fortes luminosités, sans évoluer en densité. Ceci indique que les galaxies étaient globalement plus lumineuses en infrarouge dans le passé. Après $z=1$, la luminosité continue d'augmenter, mais la densité commence à diminuer. A grand *redshift* ($z>2$), on constate la présence de quelques HyLIRG ($L_{IR} > 10^{13} L_{\odot}$). La nature des ULIRGs évolue également fortement avec le *redshift*. Alors que ces sources sont en majorité des AGNs dans l'Univers local, ce sont de très forts *starburst* à $z=2$ (Fadda *et al.* (2010)).

On peut s'intéresser également à l'évolution de la densité de luminosité infrarouge (voire Fig. 1.7 droite). Si on soustrait la contribution des AGNs, elle est proportionnelle au taux de formation d'étoiles (Kennicutt (1998)), augmente fortement entre $z=0$ et $z=1$, puis décroît légèrement avec le *redshift* (Caputi *et al.* (2007)). Alors que les galaxies normales dominent dans l'Univers local, les LIRGs dominent l'émission infrarouge à $z=1$. A $z=2$, les ULIRGs semblent dominer le fond. Néanmoins, les mesures sont encore peu précises. Cette évolution très rapide suggère que les conditions physiques typiques dans les galaxies formant des étoiles sont très différentes aujourd'hui et dans l'Univers jeune.

¹⁴Luminous Infrared Galaxies

¹⁵Ultra Luminous Infrared Galaxies

¹⁶De l'anglais, Luminosity Function

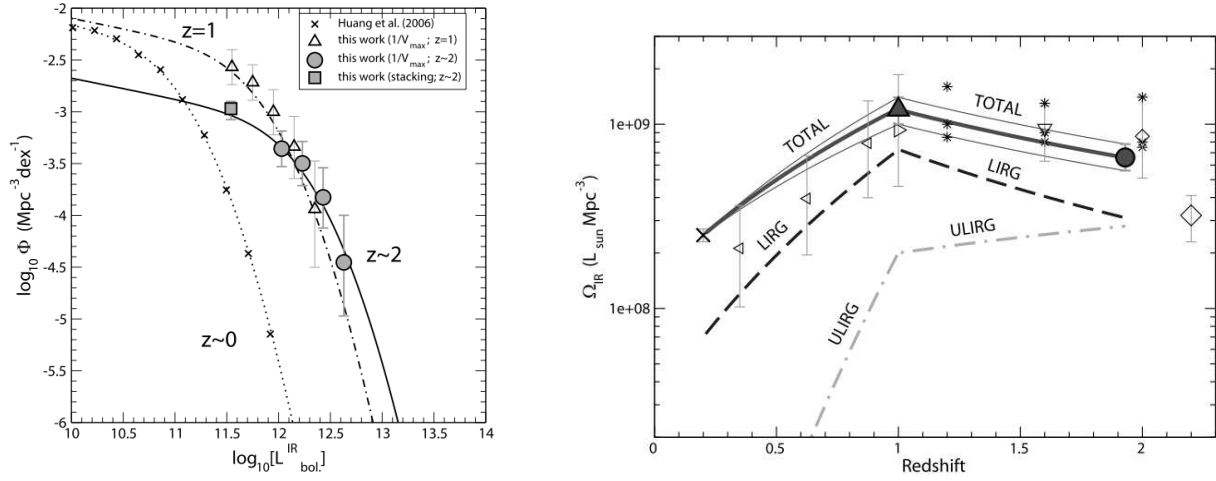


FIGURE 1.7 – (A gauche) Fonction de luminosité bolométrique infrarouge à $z=0$, $z=1$ et $z=2$ extraite de Caputi *et al.* (2007). (A Droite) Densité de luminosité bolométrique infrarouge en fonction du *redshift* extraite de Caputi *et al.* (2007).

1.2.4 Problématiques

L'évolution des galaxies infrarouges pose de nombreuses problématiques. Nous en citons ici quelques-unes.

- Le spectre des galaxies infrarouges évolue-t-il avec le *redshift* ?
- L'infrarouge est-il un bon estimateur du taux de formation d'étoile à grand *redshift* ?
- Comment les AGNs contribuent-ils à l'émission infrarouge des galaxies ? Comment cette contribution évolue-t-elle ?
- Comment évolue la formation d'étoiles à grand *redshift* ?
- Pourquoi la formation d'étoiles diminue-t-elle entre $z=1$ et $z=0$?
- Pourquoi les ULIRGs sont-elles aussi nombreuses à $z>2$?

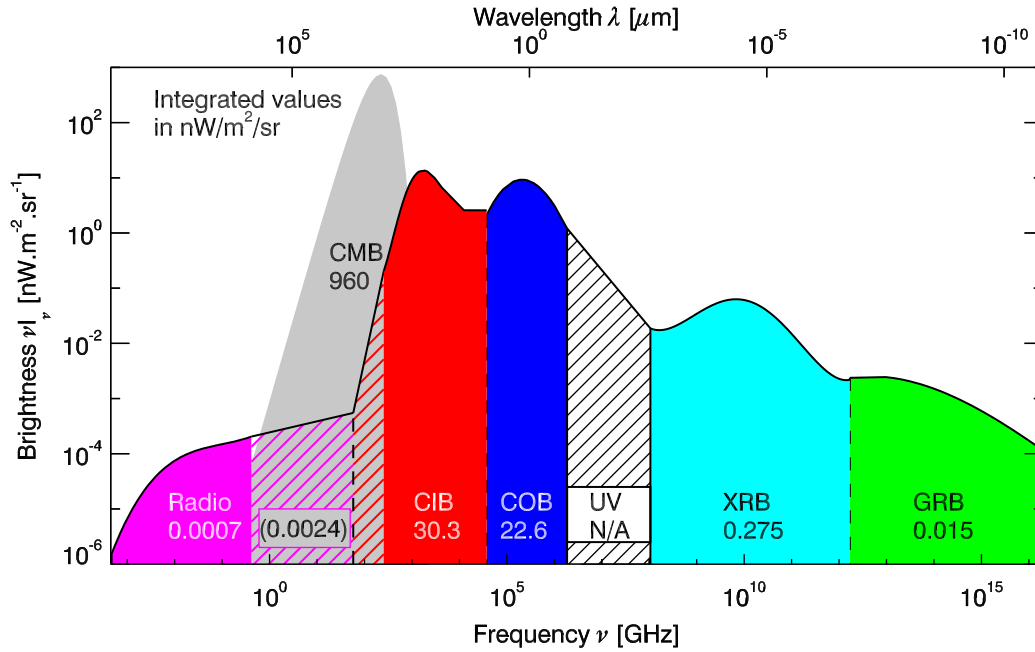


FIGURE 1.8 – Distribution spectrale d'énergie du fond de rayonnement extragalactique. Extrait de Dole et Béthermin en préparation.

1.3 Le fond extragalactique infrarouge

L'émission intégrée de toutes les galaxies infrarouges forme le fond extragalactique infrarouge. Sa distribution spectrale d'énergie donne le budget total de photons infrarouges émis par les processus de formation d'étoiles. Ses anisotropies nous renseignent sur la distribution spatiale des galaxies dans les halos de matière noire.

1.3.1 Le fond de rayonnement extragalactique

Le fond de rayonnement extragalactique (EBL¹⁷) est le rayonnement qui serait reçu par un observateur à l'extérieur de notre Galaxie. Ce rayonnement est la relique de tous les processus radiatifs ayant eu lieu dans l'Univers. La distribution spectrale d'énergie de ce fond est tracée Fig. 1.8. Elle comporte plusieurs composantes que nous allons traiter séparément.

¹⁷De l'anglais, *Extragalactic Background Light*

Fond cosmique micro-ondes

Le fond cosmique micro-onde (CMB¹⁸) est le rayonnement de corps noir émis par l'Univers jeune et chaud (3000 K à $z=1100$) lors du découplage matière-rayonnement. Ce rayonnement s'est aujourd'hui refroidi à 2.72548 ± 0.00057 K (Fixsen (2009)) à cause de l'expansion de l'Univers¹⁹. Le CMB représente 95% du fond extragalactique. Les fluctuations de températures sont de l'ordre de 10^{-5} .

Fond infrarouge

Le fond extragalactique infrarouge (CIB²⁰) se situe entre 8 et 1000 μm , et pique vers 150 μm . Il représente environ 2.5% de l'EBL (Dole *et al.* (2006)), et est essentiellement dû à l'émission de la poussière des galaxies formant des étoiles (Lagache *et al.* (2005)). Les poussières chauffées par les noyaux actifs de galaxies contribuent quand à elles à environ 15% du fond (Jauzac *et al.* (2011)). Ses fluctuations sont de l'ordre de 15% (Planck Collaboration *et al.* (2011)). L'origine de ce fond est une des problématiques principales de cette thèse.

Fond optique

Le fond optique (COB²¹) contient approximativement la même énergie que le fond infrarouge ($\sim 25 \text{ nW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$, Dole *et al.* (2006)). Il s'étend de l'UV à l'infrarouge proche et est émis principalement par les étoiles, et est maximum autour de 1.5 μm (Keenan *et al.* (2010)). Dans l'infrarouge proche, une contribution non-négligeable pourrait être due aux étoiles de populations III (Fernandez *et al.* (2010)).

Fond X

Le fond X (CXB²²) ne représente qu'environ 0.5% de l'EBL hors CMB (Dole (2010)), est maximum autour de 30 keV, et émis principalement par les AGNs (Gilli *et al.* (2007)).

Fond γ

Le fond γ (CGRB²³) représente quant à lui 0.03% du fond extragalactique hors CMB (Dole (2010)), et présente un maximum pour une énergie de 1 MeV. Ce fond ne peut s'expliquer qu'en partie par l'émission des noyaux actifs de galaxies (Abdo *et al.* (2010)).

¹⁸De l'anglais, *Cosmic Microwave Background*

¹⁹On peut montrer le rayonnement d'un corps noir de température T à un *redshift* z est observée à une température $T/(1+z)$ aujourd'hui.

²⁰De l'anglais, *Cosmic Infrared Background*

²¹De l'anglais, *Cosmic Optical Background*

²²De l'anglais, *Cosmic X-ray Background*

²³De l'anglais, *Cosmic Gamma-ray Background*

Une contribution non-négligeable pourrait être dues aux galaxies à flambées de formation d'étoiles, dont les résidus de supernova émettent en γ (Fields *et al.* (2010), Makiya *et al.* (2011)).

Fond radio

Le fond radio (CRB²⁴) trace l'émission des sources radios dans l'Univers (de Zotti *et al.* (2005)). Il ne contient qu'un dix millionième du fond extragalactique total hors CMB (Dole (2010)).

1.3.2 Les mesures du fond infrarouge

Nous allons par la suite nous focaliser sur le fond infrarouge. Nous nous proposons ici de faire une synthèse des différentes méthodes de mesure. Cette revue se base sur l'article de conférence de Béthermin et Dole (2011).

Mesures absolues

Des mesures directes du fond infrarouge peuvent être réalisées grâce à des photomètres absolus. Ces mesures sont limitées par la précision de la modélisation et de la soustraction des avant-plans, qui sont l'émission zodiacale (Kelsall *et al.* (1998)) et les cirrus galactiques (Lagache *et al.* (2000)). La lumière zodiacale est l'émission thermique de la poussière interplanétaire. Autour de $20\ \mu\text{m}$, elle domine d'un facteur 3 le fond infrarouge (Matsuura *et al.* (2010)). La précision de sa soustraction est la principale limite de ce type de mesure. Les cirrus galactiques sont, quant à eux, des nuages de poussières diffus dans notre Galaxie. Cette émission est de l'ordre de grandeur du CIB dans les régions peu contaminées. Leur soustraction peut s'effectuer grâce à l'information fournie par les données à $21\ \text{cm}^{25}$ (Pénin *et al.* (2011b)). Une synthèse des mesures absolues est faite Table 1.1 et Fig. 1.9 (points en bleu).

Limites inférieures à partir des comptages de sources résolues

Dans l'infrarouge moyen, la sensibilité et la résolution angulaire des instruments permet de résoudre la majeure partie du fond infrarouge en sources individuelles. Leur émission totale fournit des limites inférieures robustes sur la valeur du fond. La fraction ainsi résolue est de l'ordre de 80% (Béthermin *et al.* (2010a)). Dans l'infrarouge lointain, la résolution angulaire des instruments est plus faible et la fraction du fond résolue en sources décroît (Dole *et al.* (2003)). Par exemple, *Herschel* ne résout que 15% du fond à $250\ \mu\text{m}$

²⁴De l'anglais, *Cosmic Radio Background*

²⁵Cette raie correspond à une transition hyperfine de l'atome d'hydrogène.

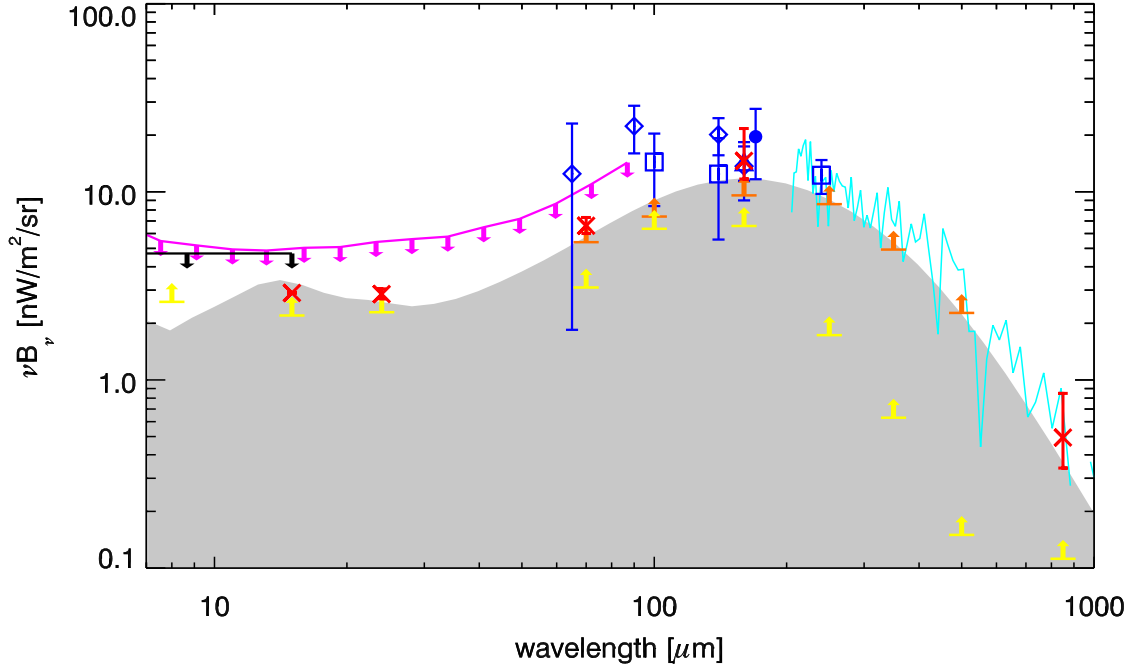


FIGURE 1.9 – SED du fond infrarouge. *Flèches jaunes* : Limites inférieures provenant des comptages de sources résolues à 8 μm (Fazio *et al.* (2004a)), 15 μm (Teplitz *et al.* (2010)), 24 μm , 70 μm (Béthermin *et al.* (2010a)), 100 μm , 160 μm (Berta *et al.* (2010)), 250 μm , 350 μm and 500 μm (Oliver *et al.* (2010)) et 850 μm (Coppin *et al.* (2006)). *Flèches oranges* : Limites inférieures provenant du stacking à 70 μm (Béthermin *et al.* (2010a)), 100 μm , 160 μm (Berta *et al.* (2010)), 250 μm , 350 μm and 500 μm (Marsden *et al.* (2009)). *Croix rouges* : Contribution totale extrapolée des galaxies au fond infrarouge à 15 μm (Teplitz *et al.* (2010)), 24 μm , 70 μm , 160 μm (Béthermin *et al.* (2010a)) et 850 μm (Zemcov *et al.* (2010)). *Carrés bleus* : Mesures absolue de DIRBE (Lagache *et al.* (2000)). *Losanges bleus* : Mesures absolues de AKARI (Matsuura *et al.* (2010)). *Triangle bleu* : Mesure absolue de MIPS à 160 μm (Pénin *et al.* (2011b)). *Rond bleu* : Mesure absolue avec ISOPHOT à 170 μm (Juvela *et al.* (2009)). *Ligne continue cyan* : Spectre du CIB obtenu avec FIRAS (Lagache *et al.* (2000)). *Flèches noires* : Limites supérieures provenant de l'opacité de l'Univers aux photons ayant une énergie de l'ordre du TeV (Renault *et al.* (2001)). *Flèches violette* : Autres limites supérieurs fourni par les hautes énergies (Mazin et Raue (2007)). *Zone grisée* : Fond infrarouge prédit par mon modèle (Béthermin *et al.* (2011)). Extrait de Béthermin et Dole (2011).

(Oliver *et al.* (2010)) malgré son miroir de 3.5 m de diamètre. Au-delà de 850 μm , l'atmosphère devient suffisamment transparent pour effectuer des mesures au sol avec des instruments de grands diamètres. Ceci permet de résoudre environ 20 à 30% du fond (Coppin *et al.* (2006)). Une synthèse de ces limites est réalisée Table 1.1 et Fig. 1.9 (points en jaune). Des comptages plus profonds peuvent être estimés grâce au lentillage gravitationnel provoqué par des amas de galaxies proches (Altieri *et al.* (2010), Zemcov *et al.* (2010)). Néanmoins, la correction des effets d'amplification de la lentille pour retrouver les comptages initiaux est difficile, et les champs utilisés sont très petits et donc soumis à une forte variance d'échantillon.

Limites inférieures par stacking

Dans l'intervalle 200-800 μm , les sources faibles responsables du fond infrarouge ne peuvent être résolues à cause de la résolution angulaire limitée des instruments actuels. Ces sources sont toutefois détectées par les relevés profonds à 24 μm . Leur signal collectif peut être mesuré à grande longueur d'onde grâce à la méthode de l'empilement (voir Chap. 3), qui fournit des limites inférieures très proches du fond total estimé. Cette méthode permet également d'estimer les comptages de galaxies en dessous du seuil de détection individuel. Les Table 1.1 et Fig. 1.9 (points en orange) synthétisent ces mesures. En extrapolant la pente des comptages à bas flux, on peut également produire une estimation de la contribution totale des galaxies au fond (Béthermin *et al.* (2010a), et points en rouge).

Limites supérieures grâce à l'opacité de l'Univers aux photons ayant une énergie de l'ordre du TeV

Deux photons peuvent interagir si l'énergie au centre de masse est suffisante pour produire une paire électron-positron. Les photons à hautes énergies peuvent donc être absorbés par collision avec ceux du fond infrarouge. Cette absorption est détectée sous forme d'une coupure dans le spectre à hautes énergies des blazars. Une analyse de ces coupures permet de produire des limites supérieures sur le fond infrarouge (Mazin et Raue (2007)). Une synthèse de ces limites est faite Table 1.1 et Fig. 1.9 (points en violet et noir).

1.3.3 Fond extragalactique et bilans d'énergie

Cette partie s'inspire en partie du cours de M2 de David Elbaz.

Energie rayonnée par les étoiles au cours de l'histoire de l'Univers

L'énergie rayonnée par les étoiles peut-être estimée à partir de la fraction d'hélium et de métaux produit au cours de l'histoire de l'Univers. Alors que la fraction en masse d'Hélium primordial est $Y_0 = 24.2 \pm 0.2\%$ (Izotov et Thuan (2004)), elle passe à $Y = 27.5\%$

Longueur d'onde μm	Référence	Niveau du CIB $\text{nW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$	Instrument
Mesures absolues			
65	Matsuura et al. (2010)	$12.5 \pm 1.4 \pm 9.2$	AKARI
90	Matsuura et al. (2010)	$22.3 \pm 1.7 \pm 4.7$	AKARI
100	Lagache et al. (2000)	14.4 ± 6.0	DIRBE
140	Lagache et al. (2000)	12.4 ± 6.9	DIRBE
140	Matsuura et al. (2010)	$20.1 \pm 3.4 \pm 1.1$	AKARI
160	Matsuura et al. (2010)	$13.7 \pm 3.9 \pm 40.8$	AKARI
160	Pénin et al. (2011)	14.43 ± 3	<i>Spitzer</i> /MIPS
170	Juvela et al. (2009)	$19.6 \pm 5.8 \pm 5.5$	ISOPHOT
240	Lagache et al. (2000)	12.3 ± 2.5	DIRBE
200-1000	Lagache et al. (2000)	see figure	FIRAS
Limites inférieures obtenue grâce aux sources résolues			
8	Fazio et al. (2004)	2.6	<i>Spitzer</i> /IRAC
15	Teplitz et al. (2010)	2.2 ± 0.2	<i>Spitzer</i> /IRS
24	Béthermin et al. (2010)	2.29 ± 0.09	<i>Spitzer</i> /MIPS
70	Béthermin et al. (2010)	3.1 ± 0.2	<i>Spitzer</i> /MIPS
100	Berta et al. (2010)	6.33 ± 1.67	<i>Herschel</i> /PACS
160	Berta et al. (2010)	6.58 ± 1.62	<i>Herschel</i> /PACS
250	Oliver et al. (2010)	1.73 ± 0.33	<i>Herschel</i> /SPIRE
350	Oliver et al. (2010)	0.63 ± 0.18	<i>Herschel</i> /SPIRE
500	Oliver et al. (2010)	0.15 ± 0.07	<i>Herschel</i> /SPIRE
850	Coppin et al. (2008)	$0.11^{+0.05}_{-0.04}$	SCUBA
Limites inférieures obtenue grâce au stacking			
70	Béthermin et al. (2010)	5.4 ± 0.4	<i>Spitzer</i> /MIPS
100	Berta et al. (2010)	7.4 ± 0.5	<i>Herschel</i> /PACS
160	Berta et al. (2010)	9.6 ± 0.7	<i>Herschel</i> /PACS
250	Marsden et al. (2009)	8.6 ± 0.6	BLAST
350	Marsden et al. (2009)	4.9 ± 0.3	BLAST
500	Marsden et al. (2009)	2.3 ± 0.2	BLAST
Contribution totale extrapolée des galaxies au CIB			
24	Béthermin et al. (2010)	$2.86^{+0.19}_{-0.16}$	<i>Spitzer</i> /MIPS
70	Béthermin et al. (2010)	$6.6^{+0.7}_{-0.6}$	<i>Spitzer</i> /MIPS
160	Béthermin et al. (2010)	$14.6^{+7.1}_{-2.9}$	<i>Spitzer</i> /MIPS
850	Zemcov et al. (2010)	0.34-0.85	SCUBA
Limites supérieurs provenant des hautes énergies			
5-15	Renault et al. (2001)	4.7	CAT & HEGRA
1-90	Mazin&Raue (2007)	5-40	Collection of TeV data

TABLE 1.1 – Synthèse des mesures du fond infrarouge. Extrait de Béthermin et Dole (2011)

dans le système solaire (Pagel (1998)). On a donc $\Delta Y = 3.3\%$ d'hélium non primordial dans les galaxies. Alors qu'ils ne sont pas formés dans l'Univers primordial, les métaux²⁶ représentent $Z_{\odot} = 1.4\%$ dans le voisinage du système solaire (Przybilla *et al.* (2008)). La nucléosynthèse stellaire produit donc $\Delta Y/Z = 2.35$ masse d'hélium par masse de métal formé. On peut ensuite calculer l'énergie dégagée pour la formation d'un kg de métal :

$$\epsilon_{nucl} = \frac{\rho_{m\acute{e}tal}}{m_p} \left(E_{l,m\acute{e}tal} + \frac{\Delta Y}{Z} E_{l,He} \right) = \frac{\rho_{m\acute{e}tal}}{1 \text{ kg/m}^3} \times 1.4 \times 10^{28} \text{ MeV.m}^{-3} \quad (1.26)$$

$$= \frac{\rho_{m\acute{e}tal}}{1 \text{ kg/m}^3} \times 2.24 \times 10^{15} \text{ J.m}^{-3}, \quad (1.27)$$

où ϵ_{nucl} est la densité d'énergie due à la nucléosynthèse primordiale, ρ_b la masse volumique de métaux, m_p la masse du proton, Z la métallicité, et $E_{l,m\acute{e}tal}$ l'énergie de liaison par nucléon pour les métaux. On a pris $E_{l,He} = 7 \text{ MeV/nucléons}$, $E_{l,m\acute{e}tal} = 8 \text{ MeV/nucléons}$ ²⁷.

La densité de métaux n'est pas la même dans les galaxies elliptiques, spirales et le milieu inter-galactique. On suppose que la métallicité dans les galaxies spirales vaut $Z_d = Z_{\odot}$. Dans les galaxies elliptiques, on prend arbitrairement $Z_b = 2 \times Z_{\odot}$ (cette valeur est plus élevée car elles ont transformé tout leur gaz en étoiles). Quant à la métallicité intergalactique (qui devrait être plus faible que dans les galaxies), on la fixe arbitrairement à $Z_{ig} = 0.3 \times Z_{\odot}$. On prends également $\Omega_d = 0.00055$, $\Omega_b = 0.0015$, et $\Omega_{ig} = 0.04$ (Fukugita et Peebles (2004)). On a alors

$$\epsilon_{nucl} = Z_d \rho_d + Z_b \rho_b + Z_{ig} \rho_{ig} = 2.65 \times 10^{-30} \text{ kg.m}^{-3}, \quad (1.28)$$

où ρ_i est calculé grâce à la formule

$$\rho = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \Omega_i. \quad (1.29)$$

On en déduit, grâce à Eq. 1.26, l'énergie rayonnée par la nucléosynthèse est $6.0 \times 10^{-15} \text{ J.m}^{-3}$.

Energie rayonnée par accréation dans les trous noirs super-massif

Les trous noirs super-massifs au centre des galaxies rayonnent également lorsqu'ils accrètent de la matière. La conversion masse-énergie a une efficacité de l'ordre de $\eta_{AGN} = 6\%$ pour un trou noir de Schwarzschild (1916). La densité de matière contenue dans les trous noirs super-massif est de l'ordre $\rho_{AGN} = 3.8 \times 10^{-32} \text{ kg.m}^{-3}$ (Fukugita et Peebles (2004)). On en déduit donc la densité d'énergie due aux noyaux actifs de galaxies :

$$\epsilon_{AGN} = \eta_{AGN} \rho_{AGN} = 2 \times 10^{-16} \text{ J.m}^{-3}. \quad (1.30)$$

²⁶Désigne en astrophysique tous les éléments plus lourd que l'hélium.

²⁷Valeur moyenne pour les différents métaux présents dans le système solaire.

La contribution des AGNs à la densité de rayonnement ne représente donc que 3.3% de la contribution stellaire, et est donc négligeable. Cette estimation peut être comparée avec les 6% de Dominguez *et al.* (2010).

Estimation du fond extragalactique

La densité d'énergie due aux processus stellaires et AGNs est donc $\epsilon_{tot} = 6.2 \times 10^{-15} \text{ J.m}^{-3}$. On peut en déduire le fond extragalactique (hors CMB) grâce à :

$$B = \frac{c}{4\pi} \epsilon_{tot} = 148 \text{ nW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}. \quad (1.31)$$

Cette valeur est élevée par rapport aux observations ($58.2 \text{ nW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ selon Dole (2010) et $68.2 \text{ nW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ selon Dominguez *et al.* (2010)). Toutefois, si on considère que le rayonnement a été émis à $z=1$ (voir par exemple ?) et Béthermin *et al.* (2011)), il faut alors diviser ce résultat par $(1+z)$. On obtient alors $\sim 74 \text{ nW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. Cette valeur est complètement compatible avec les observations étant donné les larges incertitudes sur le contenu en métaux de l'Univers.

Fond infrarouge et formation d'étoiles

Le fond infrarouge permet d'accéder à la masse d'étoiles formées au cours de l'histoire de l'Univers. Si on suppose le CIB émis à $z=1$, la densité d'énergie contenue dans le CIB est alors :

$$\epsilon_{CIB} = B_{CIB} \frac{4\pi(1+z)}{c} = 2.1 \times 10^{-15} \text{ J.m}^{-3}, \quad (1.32)$$

où B_{CIB} est l'émissivité du fond infrarouge prise à $25 \text{ nW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ (Dole *et al.* (2006), Béthermin *et al.* (2011)), et ϵ_{CIB} la densité d'énergie contenue dans le CIB.

La luminosité infrarouge peut être reliée au taux de formation d'étoiles grâce à la constante de Kennicutt (1998) : $K = 1.7 \times 10^{-10} \text{ M}_\odot.\text{yr}^{-1}.\text{L}_\odot^{-1} = 2.6 \times 10^{-14} \text{ kg.s}^{-1}.\text{W}^{-1}$. Elle peut également permettre de relier le fond infrarouge et la masse stellaire formée dans l'histoire de l'Univers :

$$\rho_{\star,form} = K\epsilon_{CIB} = 5.2 \times 10^{-29} \text{ kg.m}^{-3} = 7.7 \times 10^8 \text{ M}_\odot.\text{Mpc}^{-3}. \quad (1.33)$$

On a négligé dans ce calcul la contribution des AGNs. Cette valeur est supérieure avec l'estimation de la masse d'étoile dans l'Univers local ($\rho_\star = 1.9 \times 10^8 \text{ M}_\odot.\text{Mpc}^{-3}$, Fukugita et Peebles (2004)). Ceci montre qu'il y a donc eu nécessairement plusieurs générations d'étoiles dans l'Univers, et que le gaz des étoiles mortes a été recyclé. Si on suppose un taux de formation d'étoiles constant sur les 13 derniers milliards d'années, on trouve un taux de formation d'étoiles "moyen" de $0.06 \text{ M}_\odot.\text{ans}^{-1}.\text{Mpc}^{-3}$, en accord avec les observations (par exemple Rodighiero *et al.* (2009)) et les modèles d'évolution des galaxies (par exemple Le Borgne *et al.* (2009)).

Efficacité de la conversion masse-énergie dans les étoiles

On peut également calculer l'énergie rayonnée par masse d'étoile formée, e_* :

$$e_* = \frac{\epsilon_{tot}}{\rho_{*,form}} = 8 \times 10^{13} J.kg^{-1}, \quad (1.34)$$

où on a pris $\epsilon_{tot} = 4.2 \times 10^{-15} J.m^{-3}$ correspondant au fond extragalactique mesuré aujourd'hui ($50 \text{ nW.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) et supposé émis à $z=1$. Ce qui correspond à une efficacité de conversion masse-énergie dans les étoiles de l'ordre de 8.8×10^{-4} . Ceci est en très bon accord avec l'efficacité de cette conversion par le Soleil, $\eta_\odot$:

$$\eta_\odot = \frac{L_\odot T_\odot}{M_\odot c^2} = 7 \times 10^{-4}, \quad (1.35)$$

où $T_\odot$ est la durée de vie du Soleil ($\sim 10^{10}$ ans).

1.3.4 Problématiques

De nombreuses problématiques scientifiques se posent à propos du fond infrarouge. Nous en avons sélectionné quelques-unes.

- Le CIB et le COB contiennent environ la même énergie. En revanche, le rapport optique sur infrarouge est de l'ordre de 3 dans l'Univers local (Soifer et Neugebauer (1991)). Les pics d'émission du COB et du CIB étant très éloigné ce pseudo-paradoxe ne peut s'expliquer que des effets de *redshift*. Ceci montre donc une forte évolution des propriétés des galaxies au cours de l'histoire de l'Univers. La compréhension de cette évolution est un enjeu majeur de ma thèse.
- Quelle est la contribution des AGNs au fond infrarouge et comment évolue-t-elle avec le *redshift* ?
- Les galaxies à flambées de formation d'étoile ont une contribution à la fois au fond infrarouge et γ . A quel points les deux fonds sont-ils liés (corrélations, distribution en *redshift*...) ?

1.4 Les observations infrarouges

Pour étudier les galaxies et le fond infrarouge, il est nécessaire d'utiliser des techniques spécifiques. Nous allons ici présenter les moyens observationnels à notre disposition.

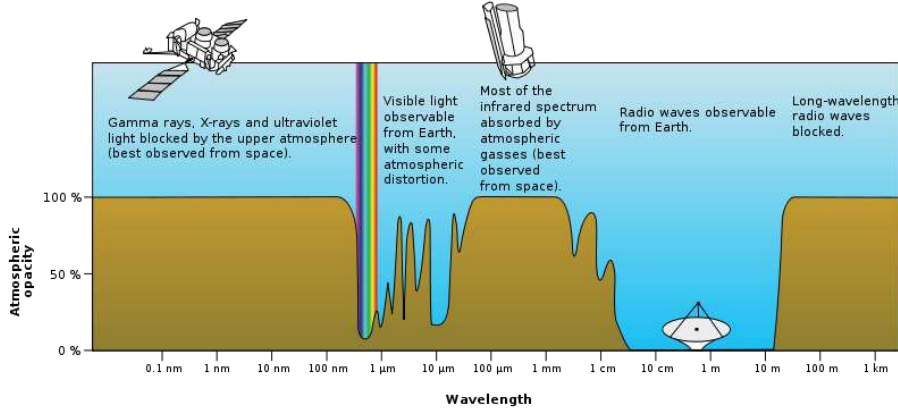


FIGURE 1.10 – Transmittance atmosphérique en fonction de la longueur d'onde (Crédit :NASA).

1.4.1 Spécificités des observations infrarouges

L'atmosphère est essentiellement opaque au rayonnement infrarouge. Ceci rend les observations au sol quasi-impossibles entre 3 et 450 μm de longueur d'onde (voir Fig. 1.10). Il est donc nécessaire de construire des télescopes infrarouges spatiaux.

La diffraction est également un problème dans l'infrarouge lointain. En effet, la résolution angulaire d'une télescope infrarouge vaut $\theta = \lambda/D$, λ étant la longueur d'onde d'observation, et D le diamètre du télescope. Pour avoir une résolution angulaire permettant de séparer les galaxies entre elles, il faut donc réaliser des miroirs spatialisables de grandes tailles.

Dans l'infrarouge moyen et lointain, l'émission thermique du miroir de diamètre D (et donc de surface $\pi D^2/4$) peut dominer l'émission des sources observées²⁸. Le rapport entre ces deux émissions dépend de la longueur d'onde et de la température du miroir. La puissance P_{source} , issue d'une source astrophysique ponctuelle de flux S , au foyer du télescope vaut :

$$P_{\text{source}} = F_{\nu} \Delta\nu \frac{\pi}{4} D^2, \quad (1.36)$$

où F_{ν} est le densité de flux de la source, et $\Delta\nu$ la largeur (en fréquence) du filtre utilisé. On considère par la suite un filtre large bande avec $\nu/\Delta\nu = 3$. La puissance due à l'émission thermique du miroir, P_{miroir} , vaut quant à elle :

$$P_{\text{miroir}} = B_{\nu}(\nu, T) \Delta\Omega \Delta\nu \frac{\pi}{4} D^2, \quad (1.37)$$

²⁸Ce calcul s'inspire de celui présenté par Hervé Aussel à l'école *Herschel* des cigales, organisée en Décembre 2009 à l'IAS et soutenue par l'ANR D-SIGALE.

où $B_\nu(\nu, T)$ est la luminance monochromatique d'un corps noir de température T , $\Delta\Omega$ est l'angle solide observé. On prend pour $\Delta\Omega$, l'angle solide correspondant à la taille de la tâche image de l'instrument :

$$\Delta\Omega = \frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{D} \right)^2. \quad (1.38)$$

Le bruit de photon de la source observée, σ_{source} , est :

$$\sigma_{sources} = \sqrt{N_{source}} = \sqrt{\frac{P_{source}\Delta t}{h\nu}} = \sqrt{\frac{F_\nu \Delta\nu \frac{\pi}{4} D^2 \Delta t}{h\nu}}, \quad (1.39)$$

où N_{source} est le nombre de photons reçus de la source, Δt est le temps d'intégration, et h la constante de Planck. De même, on a :

$$\sigma_{miroir} = \sqrt{N_{miroir}} = \sqrt{\frac{P_{miroir}\Delta t}{h\nu}} = \sqrt{\frac{B_\nu(\nu, T) \Delta\Omega \Delta\nu \frac{\pi}{4} D^2 \Delta t}{h\nu}}. \quad (1.40)$$

On peut également estimer le temps d'intégration nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit de 5. On néglige ici, le bruit de photon des avant-plans (par exemple, l'émission zodiacale). On suppose également une électronique parfaite. Le rapport signal sur bruit est alors donné par :

$$S/N = \frac{N_{source}}{\sqrt{\sigma_{sources}^2 + \sigma_{miroir}^2}} = \frac{F_\nu}{\sqrt{F_\nu + B_\nu(\nu, T) \Delta\Omega}} \sqrt{\frac{\Delta\nu \frac{\pi}{4} D^2 \Delta t}{h\nu}} \quad (1.41)$$

La Fig. 1.11 montre le temps d'intégration nécessaire pour des sources de différents flux et un miroir de 0.85 cm (diamètre du miroir de *Spitzer*) à différentes températures. On remarque qu'au delà d'une longueur d'onde de $2 \mu\text{m}$, il n'est pas possible de réaliser des observations à température ambiante, car les temps d'intégration de sources faibles ($\sim 1 \mu\text{Jy}$) deviennent supérieurs à la dizaine d'heures. Pour un miroir à 100 K (ce qui est possible d'obtenir par refroidissement passif dans l'espace), on peut observer jusqu'à environ $5 \mu\text{m}$. Dans l'infrarouge lointain, on observe des sources de l'ordre du mJy. Dans cette gamme de longueur d'onde, un refroidissement à 5 K, permet d'être dominé par le bruit de photon jusqu'à $200 \mu\text{m}$. Toutefois, les valeurs fournies ici ne sont jamais atteintes, entre autres à cause de la lumière zodiacale qui domine largement l'émission des galaxies dans l'infrarouge moyen, et du bruit intrinsèque des détecteurs.

Les observations infrarouges sont donc difficiles à réaliser, car elles nécessitent l'utilisation de télescopes spatiaux de grands diamètres, refroidis à environ 5 K.

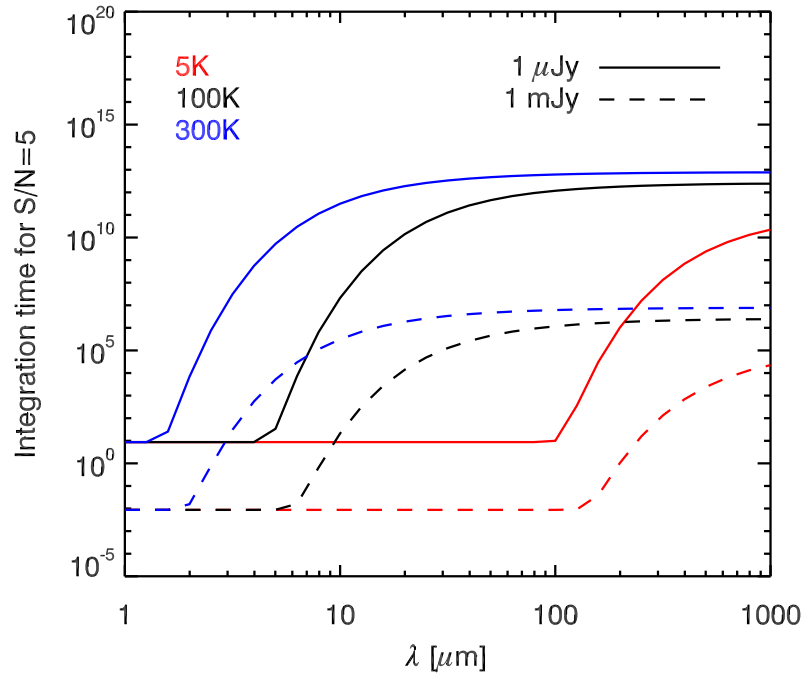


FIGURE 1.11 – Temps d'intégration nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit de 5. On suppose que les seuls bruits sont les bruits de photons de la source et du miroir. Les lignes pleines correspondent à une source de $1 \mu\text{Jy}$, et les tirets à une source de 1 mJy . Les couleurs correspondent à des températures de miroir de 5 K (*rouge*), 100 K (*noir*) et 300 K (*bleu*).