

Gaz moléculaire dans J1148+5251 à $z = 6.42$

Sommaire

5.1 Observations & résultats	183
5.1.1 CO (7→6) & (6→5)	183
5.1.2 CO (3→2)	183
5.1.3 CO (1→0)	183
5.2 Discussion	183
5.2.1 Conditions physiques du gaz moléculaire	183
5.2.2 Masse de gaz moléculaire & masse dynamique	185
5.2.3 Gaz ionisé	185
5.3 Conclusions	186

L’observation du gaz moléculaire dans les galaxies hôtes de quasars à grand décalage spectral introduit des contraintes nouvelles et fondamentales dans l’étude de l’évolution des galaxies. C’est en effet à partir de ces réservoirs d’hydrogène moléculaire que se forment les étoiles. L’identification dans le SDSS de quasars aux époques les plus reculées, à des décalages spectraux où l’Univers n’avait qu’un seizième de son âge actuel, correspondant à la fin de la réionisation cosmique, permet d’observer les conditions de formation stellaire dans les objets parmi les plus massifs formés et les plus lointains. Le quasar J1148+5251 à $z = 6.42$, le plus lointain connu à ce jour, est exceptionnel par sa luminosité optique et infrarouge (voir par. I chap. 6). La grande masse de poussière déduite à partir de la photométrie submillimétrique ($M_{\text{dust}} \sim 4 \times 10^8 M_{\odot}$) ainsi que le taux de formation stellaire élevé de $3000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ suggèrent que la galaxie hôte de J1148+5251 doit avoir un réservoir de gaz moléculaire très massif pour soutenir un tel taux de formation d’étoiles. Ce chapitre présente la détection du monoxyde de carbone dans J1148+5251 via trois transitions rotationnelles. Ces résultats démontrent la présence d’un réservoir de gaz moléculaire très massif dans J1148+5251 et permettent de contraindre les conditions physiques du milieu interstellaire de la galaxie hôte de ce quasar lointain.

Les observations ont été effectuées avec l’interféromètre du Plateau de Bure le VLA et le télescope de 100-mètres de Effelsberg. Les détections de CO ont été faite simultanément avec le VLA et le PdBI. Elles ont amené à deux publications, Bertoldi et al. (2003b), présenté en fin de chapitre, et Walter et al. (2003). Ayant participé à la première série d’observations, je me concentrerai donc sur celle ci par la suite.

5.1 Observations & résultats

Trois transitions de CO décalées dans les fenêtres millimétrique et radio ont été recherchées simultanément au VLA et au PDB dans J1148+5251 à savoir les transitions 7→6, 6→5 et 3→2. Les trois transitions ont été détectées et la figure 5.1 présente les spectres obtenus. La raie CO (1→0) a été recherchée ensuite à l'aide du télescope de 100-mètre d'Effelsberg, sans succès.

5.1.1 CO (7→6) & (6→5)

Les observations des raies d'émission CO (7→6) et (6→5) décalées à 108.724 et 93.206 GHz ont été effectuées à l'aide de l'interféromètre du Plateau de Bure, entre mars et mai 2003, avec 6 antennes en configuration compacte (D). Le lobe synthétique résultant est de $5''.7 \times 4''.1$ à 3.2 mm. Les données utiles représentent 22h d'intégration sur la source pour la raie (7→6), et 14h pour la raie (6→5). Les raies de CO (6→5) et (7→6) sont détectées à des niveaux de 10σ et 7σ , sans tenir compte d'une possible émission continuum. L'émission au pic est de l'ordre de 2 mJy pour les deux transitions et la largeur de raie est de 300 km/s. Le décalage spectral moyen de CO est de $z = 6.4190 \pm 0.005$. Ce décalage spectral correspond à celui obtenu à partir de la raie MgII observée dans le proche infrarouge (Willott et al. 2003) ($z_{\text{opt}} = 6.41 \pm 0.01$) mais est significativement différent du décalage estimé à l'aide des raies UV hautement ionisées qui sont à plus de 1000 km s⁻¹ (White et al. 2003).

5.1.2 CO (3→2)

La recherche de l'émission de la raie de CO (3→2) décalée à 46.61 GHz a été faite à l'aide du VERY LARGE ARRAY à une résolution spectrale de 50 MHz et en configuration compacte (D), correspondant à une résolution de $1''.8 \times 1''.5$. L'intervalle entier des décalages spectraux possibles à partir des spectres optiques ($z = 6.35 - 6.43$) a été exploré. La raie de CO (3→2) est détectée à 9σ à $z = 6.418 \pm 0.004$. La limite supérieure sur le diamètre de la source CO est déterminée à $1.5''$ correspondant à 8 kpc à $z = 6.4$. Il est également possible de déterminer une limite inférieure à ce diamètre en se basant sur la différence entre la température de brillance mesure et la température de brillance intrinsèque de la source. Ainsi, Walter et al. (2003) donne une limite inférieure de 1 kpc.

5.1.3 CO (1→0)

L'émission de la raie CO (1→0) a été recherchée à l'aide du télescope de 100 m d'Effelsberg entre mars et avril 2003 et représente ~ 50 h de temps d'intégration sur la source. Ces observations n'ont pas permis une détection de la raie CO (1→0) au décalage spectral des raies de niveau supérieure détectées avec le Plateau de Bure et le VLA. La limite supérieure à 3σ de l'intensité au pic de la raie est de < 0.36 mJy.

5.2 Discussion

5.2.1 Conditions physiques du gaz moléculaire

La détection de trois raies d'émission de CO, et d'une limite supérieure pour la transition 1→0, permet de d'estimer les propriétés du gaz moléculaire et de contraindre les conditions physiques du milieu interstellaire dans J1148.

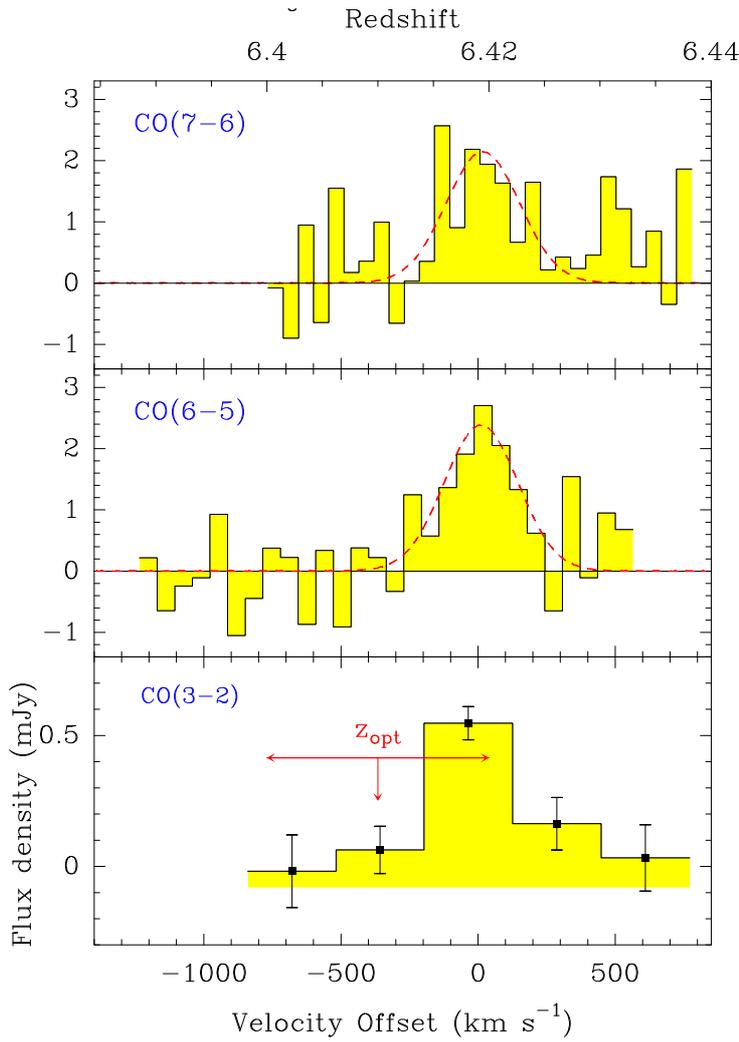


FIG. 5.1 – Spectres CO (7→6), (6→5) et (3→2) de J1148+5251. Les ajustements gaussien des raies sont également présentés. Les vitesses de références correspondent au décalage spectral moyen CO $z_{\text{CO}} = 6.4190 \pm 0.005$. L'intervalle rouge correspond au décalage spectral déterminé à partir de la raie MgII (Willott et al. 2003).

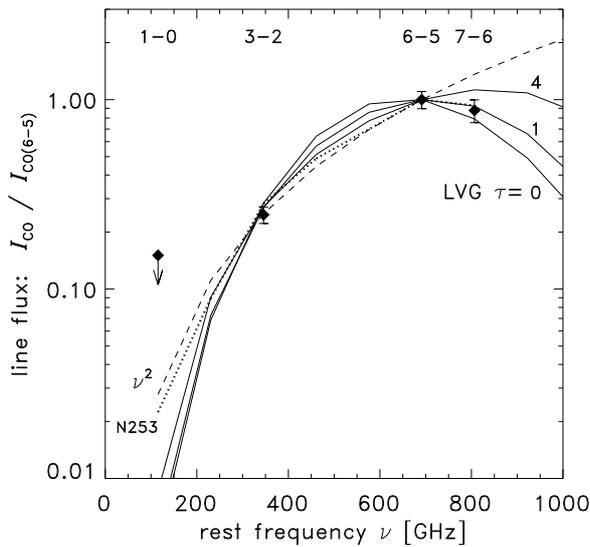


FIG. 5.2 – Flux intégré des raies de CO, normalisé au CO (6→5). Les losanges représentent les mesure de J1148+5251. Les différents traits pleins correspondent aux modèles LVG avec $T_{\text{kin}} = 120$ K et $n(\text{H}_2) = 4.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ avec différentes profondeurs optiques maximales. Les tirets représente le cas optiquement épais où le flux intégré varie en ν^2 . La ligne pointillée représente la distribution des flux intégré de la galaxie à flambée d'étoile NGC253.

Tiré de Bertoldi et al. (2003b)

Bertoldi et al. (2003a) présente un modèle *Large Velocity Gradient (LVG)* de J1148+5251. Le diagramme d'excitation de CO dans J1148+5251 ainsi que les différents modèles *LVG* sont présentés par la figure 5.2. Le rapport élevé des raies de CO (6→5) et (3→2) indique que l'excitation du gaz moléculaire doit être grande, alors que l'intensité plus faible de la raie CO (7→6) par rapport à la transition (6→5) suggère une opacité assez faible ($\tau \sim 3$). Bien que la mesure de trois transitions représente une prouesse observationnelle, ces données restent néanmoins insuffisantes pour contraindre précisément les conditions physiques du gaz moléculaire. Les mesures sont compatibles soit avec des modèles à faible opacités, où la densité et la température sont dégénérées en suivant $T n^{1/2} \approx 2.5 \times 10^4 \text{ K cm}^{-1.5}$, soit avec des modèles à opacité élevée et excitation faible. Les données sont cependant comparables à l'excitation observée dans la galaxie à flambées stellaires locale NGC 253 (Bradford et al. 2003) pour laquelle de nombreuses données indiquent une densité ($n(\text{H}_2) = 4.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$) et une température cinétique $T_{\text{kin}} = 120 \text{ K}$ élevées. Si le gaz est en équilibre thermique avec la poussière, $T_{\text{dust}} = 57 \pm 3 \text{ K}$, la densité de gaz est alors de $n(\text{H}_2) \sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

5.2.2 Masse de gaz moléculaire & masse dynamique

En l'absence de contraintes sur l'abondance de CO, la masse d'hydrogène moléculaire est estimée à partir de la luminosité en CO (1→0) en adoptant un rapport de conversion entre $L'_{\text{CO}(1\rightarrow0)}$ et M_{H_2} . Comme dans le cas de NGC 253, où les niveaux bas semblent peuplés par une composante de gaz optiquement épaisse, il est possible d'estimer la luminosité de la raie CO (1→0) à partir de celle du niveau (3→2) en faisant l'hypothèse que l'émission est optiquement épaisse.

En utilisant un facteur de conversion $\alpha = 0.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ (voir chap. 1), on peut déduire une masse de gaz moléculaire de $M(\text{H}_2) \approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Si le gaz moléculaire est distribué dans un disque d'inclinaison i et de rayon compris entre 560 et 1400 pc (voir plus haut), la masse dynamique du système est estimée à $M_{\text{dyn}} \sim (2 - 6) \times 10^9 \sin^{-2} i M_{\odot}$. Des angles d'inclinaisons importants impliqueraient une masse dynamique proche de la masse estimée du trou noir central ($3 \times 10^9 M_{\odot}$) et 4 à 10 fois plus petite que la masse de gaz moléculaire estimée. Cela pourrait indiquer une surestimation de cette dernière, à moins que l'angle d'inclinaison du disque soit faible $i \sim 20 - 30^\circ$, ce qui est probable puisque le noyau actif n'est pas obscurci en optique.

Récemment, Walter et al. (2004) ont présenté des observations au VLA à grande résolution spatiale de la raie CO (3→2). À une résolution de $0''.17 \times 0''.13$ ($\leq 1 \text{ kpc}$ à $z = 6.42$), ces observations ont permis de résoudre J1148+5251 en deux régions séparées par $0''.3$. Le flux intégré de ces deux composantes représente environ la moitié du flux de la raie CO (3-2). Il est probable que le flux non mesuré dans ces observations à haute résolution spectral provienne d'une région plus étendue. Chacun des pics d'émission représente une masse de gaz de $\sim 5 \times 10^9 M_{\odot}$, typique d'un *ULIRG* local. Si le système est gravitationnellement lié, la masse dynamique du système peut également être estimée dans un rayon de 2.5 kpc à $\sim 4.5 \times 10^{10} \sin^{-2} i M_{\odot}$, ou $\sim 5.5 \times 10^{10} M_{\odot}$ si on corrige de l'inclinaison, estimée ici à $i \sim 65^\circ$. De telles masses dynamiques laissent peu de place pour d'autres composantes que le gaz moléculaire, et notamment pour une composante stellaire de $\sim 10^{12} M_{\odot}$ déduite de la relation $M_{\text{BH}} - \sigma_{\text{bulge}}$ si celle-ci était valide au décalage spectral de $z = 6.4$.

5.2.3 Gaz ionisé

La détection d'un réservoir de gaz moléculaire massif et l'intense activité de formation stellaire dans J1148+5251 ouvre la possibilité de chercher d'autres traceurs que CO en particulier

la raie de structure fine de $[\text{CII}] \ ^3P_{3/2} \rightarrow \ ^3P_{1/2}$, qui, pour $z = 6.4$, est décalée dans une fenêtre atmosphérique. $[\text{CII}]$ est la raie la plus intense dans les spectres de nombreuses galaxies (Stacey et al. 1991; Malhotra et al. 1997), y compris la Voie Lactée où $[\text{CII}]$ représente 0.5% de la luminosité bolométrique (Bennett et al. 1994). La raie de $[\text{CII}]$ est donc un traceur potentiel important pour l'étude des galaxies et des quasars à grand décalage spectral (Petrosian et al. 1969; Loeb 1993; Stark 1997). Pour un rapport, $L_{\text{CII}}/L_{\text{CO}(1\rightarrow 0)} \sim 4000$ typique pour des galaxies à flambées stellaire locales (van der Werf 1998), la luminosité de $[\text{CII}]$ de J1148+5251 serait de $L_{\text{CII}} \sim 8 \times 10^9 L_{\odot}$, ce qui correspond à une intensité de 80 mJy pour une largeur de raie de $\sim 250 \text{ km s}^{-1}$. Des observations effectuées au 30-M par notre groupe ainsi qu'au JCMT (Bolatto et al. 2004) n'ont pas permis de détecter $[\text{CII}]$ dans J1148+5251 avec une limite supérieure à la luminosité de $[\text{CII}]$ de $L_{\text{CII}} < 2.6 \times 10^9 L_{\odot}$. Il apparaît donc que les raies de $[\text{CII}]$ sont difficiles à détecter dans les objets lumineux en infrarouge, que ce soit localement ou à grand décalage spectral.

5.3 Conclusions

La détection d'un réservoir important de gaz moléculaire dense et chaud dans J1148+5251 confirme la présence d'une activité importante de formation stellaire qui avait été suggérée par nos études précédentes du continuum infrarouge lointain. La masse de gaz estimée permet d'alimenter la formation stellaire de J1148+5251 sur un temps inférieure à 10 millions d'années. Cette durée est comparable au temps dynamique de la région de formation stellaire, ce qui implique un épuisement rapide du gaz, sauf si le système accréte efficacement du gaz.

De plus, dans le cas de J1148+5251, des observations récentes tendent à montrer que le trou noir se forme avant la formation du bulbe stellaire et que les halos de matière noire sont moins massifs que ce qui est prédit à partir de la relation observée localement entre la masse du trou noir et la masse du bulbe.

High-excitation CO in a quasar host galaxy at $z = 6.42^*$

F. Bertoldi¹, P. Cox², R. Neri³, C. L. Carilli⁴, F. Walter⁴, A. Omont⁵, A. Beelen²,
C. Henkel¹, X. Fan⁶, Michael A. Strauss⁷, and K. M. Menten¹

¹ Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

² Institut d'Astrophysique Spatiale, Université de Paris XI, 91405 Orsay, France

³ IRAM, 300 rue de la Piscine, 38406 St-Martin-d'Hères, France

⁴ National Radio Astronomy Observatory, PO Box, Socorro, NM 87801, USA

⁵ Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS & Université Paris 6, 98bis bd. Arago, 75014 Paris, France

⁶ Steward Observatory, The University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA

⁷ Princeton University Observatory, Princeton, NJ 08544, USA

Received 30 May 2003 / Accepted 2 September 2003

Abstract. We report the detection of high excitation CO emission from the most distant quasar currently known, SDSS J114816.64+525150.3 (hereafter J1148+5251), at a redshift $z = 6.419$. The CO ($J = 6 \rightarrow 5$) and ($J = 7 \rightarrow 6$) lines were detected using the IRAM Plateau de Bure interferometer, showing a width of $\approx 280 \text{ km s}^{-1}$. An upper flux limit for the CO ($J = 1 \rightarrow 0$) line was obtained from observations with the Effelsberg 100-meter telescope. Assuming no gravitational magnification, we estimate a molecular gas mass of $\approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Using the CO ($3 \rightarrow 2$) observations by Walter et al. (2003), a comparison of the line flux ratios with predictions from a large velocity gradient model suggests that the gas is likely of high excitation, at densities $\sim 10^{4.5} \text{ cm}^{-3}$ and a temperature $\sim 100 \text{ K}$. Since in this case the CO lines appear to have moderate optical depths, the gas must be extended over a few kpc. The gas mass detected in J1148+5251 can fuel star formation at the rate implied by the far-infrared luminosity for less than 10 million years, a time comparable to the dynamical time scale of the region. The gas must therefore be replenished quickly, and metal and dust enrichment must occur fast. The strong dust emission and the massive, dense gas reservoir at $z \sim 6.4$ provide further evidence that vigorous star formation is co-eval with the rapid growth of massive black holes at these early epochs of the Universe.

Key words. galaxies: formation – galaxies: starburst – galaxies: high-redshift – quasars: emission lines – quasars: individual: SDSS J1148+5251 – cosmology: observations

1. Introduction

The luminous quasars at redshifts $z > 6$ found in the Sloan Digital Sky Survey by Fan et al. (2001, 2003) provide a unique opportunity to study the formation of massive objects during the epoch at which the intergalactic medium was being reionized by the first luminous sources (Becker et al. 2001; Kogut et al. 2003; Cen 2003). Studying signatures of star formation in these exceptional objects is also of great interest to test whether the correlation between the central black hole mass and the stellar bulge mass observed in local spheroids (Magorrian et al. 1998; Gebhardt et al. 2000) can be traced to the early formation stages of quasars and their host galaxies.

J1148+5251, at a redshift of $z = 6.42$ (Fan et al. 2003), is the most distant quasar known, observed only ≈ 850 million years after the Big Bang (we adopt $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_{\Lambda} = 0.73$ and $\Omega_m = 0.27$ – Spergel et al. 2003). Optical, radio and millimeter observations indicate

that J1148+5251 could be weakly amplified by an intervening lens (Fan et al. 2003; White et al. 2003; Bertoldi et al. 2003), but in what follows, we will assume no lens amplification. J1148+5251 is a very luminous quasar ($M_{1450} = -27.8$, $L_{\text{bol}} \sim 10^{14} L_{\odot}$) powered by a supermassive ($\approx 3 \times 10^9 M_{\odot}$) black hole radiating close to its Eddington luminosity (Willott et al. 2003). If the mass of the dark matter halo associated with J1148+5251 is proportional to the black hole mass in a way similar to what is found in local spheroids (Shields et al. 2003), its mass would be $\approx 2 \times 10^{12} M_{\odot}$, and J1148+5251 would be among the most massive collapsed structures to have formed in the early Universe (e.g., Haiman & Loeb 2001).

The recent detection of thermal dust emission in J1148+5251 (Bertoldi et al. 2003) implies a far-infrared luminosity of $\approx 10^{13} L_{\odot}$ and a dust mass of $\approx 7 \times 10^8 M_{\odot}$. If the dominant heating mechanism is radiation from young stars, then the star formation rate implied from the FIR luminosity is $\sim 3000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ which requires vast amounts of molecular gas to be maintained.

Molecular gas in excess of $10^{10} M_{\odot}$ was detected through their CO emission in fifteen $z > 2$ far-infrared ultraluminous ($L_{\text{FIR}} > 10^{12} L_{\odot}$) radio galaxies and quasars (e.g.,

Send offprint requests to: F. Bertoldi,

e-mail: bertoldi@mpi-fr-bonn.mpg.de

* Based on observations obtained with the IRAM Plateau de Bure Interferometer, and with the Effelsberg 100 m telescope.

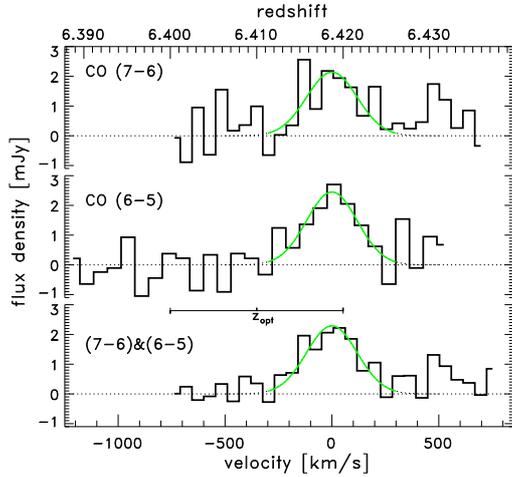


Fig. 1. J1148+5251 spectra of CO (6 \rightarrow 5), (7 \rightarrow 6), and their average, binned to 64, 55, and 55 km s^{-1} , respectively, four times the original spectral resolution. Zero velocity corresponds to the centroid of the (6 \rightarrow 5) line at 93.204 GHz. Gaussian fits with $FWHM = 279 \text{ km s}^{-1}$ are shown as light lines.

Cox et al. 2002). At $z > 4$, CO emission was detected towards four quasars (Omout et al. 1996; Ohta et al. 1996; Guilloteau et al. 1997, 1999; Cox et al. 2002). The CO emission was resolved in BR 1202–0725 (Carilli et al. 2002) at $z = 4.69$, the highest redshift CO detected so far, and PSS 2322+1944 at $z = 4.12$ (Carilli et al. 2003). The extended nature of the CO provides the most direct evidence for active star formation in the host galaxies of distant quasars, and indicates that black hole accretion and star-formation are closely related.

To explore the growth of massive black holes and their associated stellar populations at the end of the “dark ages”, we have searched for CO emission toward J1148+5251. We here report the detection of CO (6 \rightarrow 5) and (7 \rightarrow 6) line emission. In a separate study, Walter et al. (2003) report the discovery of CO (3 \rightarrow 2) emission using the Very Large Array (VLA).

2. Observations

Observations of the CO (7 \rightarrow 6) and (6 \rightarrow 5) emission lines were made with the IRAM Plateau de Bure interferometer between March and May 2003. We used the 6 antenna D configuration which results in a beam of $5.7'' \times 4.1''$ at 3.2 mm. The 3 mm receivers were tuned in single sideband and the typical SSB system temperatures were $\approx 150 \text{ K}$. The total integration time was 14 hours for CO (6 \rightarrow 5), and 22 hours for CO (7 \rightarrow 6). The spectra are displayed in Fig. 1, and the image of the averaged data is shown in Fig. 2. Within the astrometric uncertainties of $\pm 0.3''$, the CO emission coincides with the optical position given by Fan et al. (2003). At the $5''$ resolution of our Plateau de Bure observations, the CO emission is unresolved, consistent with the VLA CO (3 \rightarrow 2) detection, which is unresolved at $1.5''$ (Walter et al. 2003).

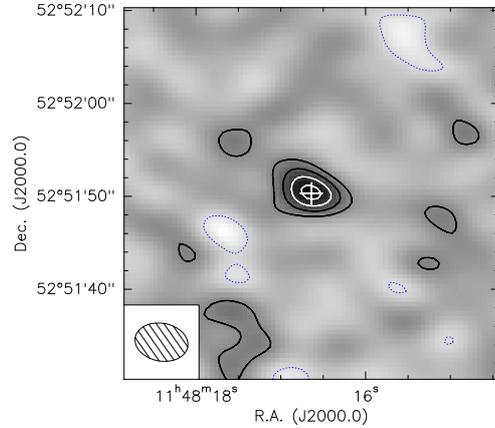


Fig. 2. Velocity-integrated (from -227 to $+213 \text{ km s}^{-1}$) map of the averaged CO (6 \rightarrow 5) and (7 \rightarrow 6) emission. Contour steps are $0.34 \text{ mJy/beam} = 2\sigma$. The cross indicates the optical position.

The CO (6 \rightarrow 5) and (7 \rightarrow 6) lines are detected at centroid frequencies of 93.206 GHz and 108.724 GHz, corresponding to a redshift 6.419 (Table 1). Within the uncertainties this agrees with the $z = 6.41 \pm 0.01$ of the $\text{MgII } \lambda 2799$ line (Willott et al. 2003) (Fig. 1). The CO redshift, which is likely to correspond to the systemic redshift of the quasar, differs significantly from the range $z = 6.36\text{--}6.39$ derived from high ionization UV lines (White et al. 2003), which trace high velocity ($\geq 1000 \text{ km s}^{-1}$), blue-shifted gas related to the quasar activity.

No continuum emission was detected in our coadded 3 mm data, which includes observations at other frequencies, but excludes the continuum redward of the CO lines; here we noticed the possible presence of weak line emission that we plan to investigate further through observations later this year. At the position of J1148+5251 we obtain a continuum flux of $0.09 \pm 0.13 \text{ mJy}$. At 43 GHz the continuum remains undetected with $-31 \pm 57 \mu\text{Jy}$. These upper limits are consistent with the measured 250 GHz flux density of $5.0 \pm 0.6 \text{ mJy}$ (Bertoldi et al. 2003), if we adopt a grey body spectrum with temperature $> 50 \text{ K}$ and dust emissivity $\propto \nu^2$.

We fit Gaussians to the line spectra within $\pm 300 \text{ km s}^{-1}$ of the centroid, with no baseline subtraction. The best fit line widths of the three spectra shown in Fig. 1 range between 280 and 320 km s^{-1} , similar to the widths found in other high redshift quasars (e.g., Cox et al. 2002). The width and centroid of the best Gaussian fit to the (6 \rightarrow 5) line were adopted for the Gaussian fit to the lower quality (7 \rightarrow 6) line to determine its flux. The CO (6 \rightarrow 5) and (7 \rightarrow 6) line fluxes are determined at strong confidence levels of 10σ and 7σ , respectively.

We searched for CO (1 \rightarrow 0) emission using the Effelsberg 100-meter telescope in March and April 2003 with a 1.9 cm HEMT receiver ($T_{\text{sys}} \sim 40 \text{ K}$ on a T_{A}^* scale, aperture efficiency $\sim 40\%$, beam width $60''$, position switching mode). The integration time was ~ 50 hours, yielding a rms of $T_{\text{A}}^* \sim 0.4 \text{ mK}$

Table 1. Properties of the CO lines observed toward SDSS J1148+5251.

Line	ν_{rest} [GHz]	ν_{obs}	z_{CO}	Peak int. [mJy]	Δv_{FWHM} [km s $^{-1}$]	I_{CO} [Jy km s $^{-1}$]	L'_{CO} [10^{10} K km s $^{-1}$ pc 2]	L_{CO} [$10^8 L_{\odot}$]
CO (7 \rightarrow 6)	806.652	108.725	6.4192 ± 0.0009	2.14	279 ‡	0.64 ± 0.088	1.73 ± 0.24	2.92 ± 0.40
CO (6 \rightarrow 5)	691.473	93.204	6.4189 ± 0.0006	2.45	279	0.73 ± 0.076	2.69 ± 0.24	2.86 ± 0.25
CO (3 \rightarrow 2)	345.796	46.610	6.419 ± 0.004	0.6	320 ‡	0.18 ± 0.02	2.68 ± 0.27	0.35 ± 0.04
CO (1 \rightarrow 0)	115.271	15.537	–	<0.36	–	<0.11 †	<14.2	<0.070

NOTE.

– For J1148+5251, the apparent CO line luminosity is given by $L'_{\text{CO}} = 3.2 \times 10^4 I_{\text{CO}} \nu_{\text{obs}}^2$, the intrinsic line luminosity $L_{\text{CO}} = 4.2 \times 10^6 I_{\text{CO}} \nu_{\text{obs}}$, in the units given above (see Solomon et al. 1997). Upper limits are 3σ .

† Adopting the line width of CO (6 \rightarrow 5).

‡ Line width corresponds to the 50 MHz channel width of the VLA 46.6 GHz observations.

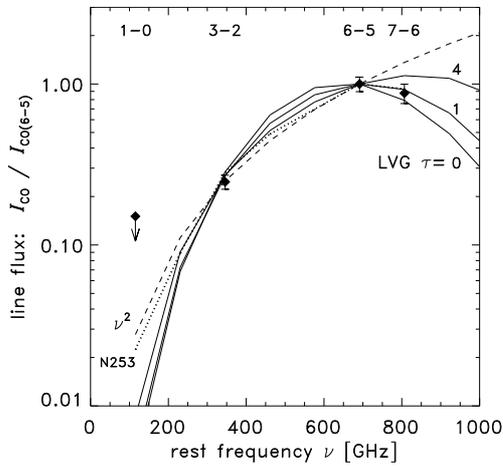


Fig. 3. Integrated line flux, I_{CO} , normalized to CO (6 \rightarrow 5). Diamonds show the values for J1148+5251. The dashed line shows line flux increasing as ν^2 , which is expected for optically thick conditions. The solid lines show LVG models with $T_{\text{kin}} = 120$ K and $n(\text{H}_2) = 4.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, with different maximum optical depth in the CO lines. The dotted line shows the line flux distribution observed for the starburst nucleus of NGC 253 (Bradford et al. 2003).

(~ 0.4 mJy per 24 km s^{-1}). No CO (1 \rightarrow 0) emission was detected at the redshift found for the higher CO transitions (Table 1).

3. Discussion

To constrain the physical conditions of the molecular gas in J1148+5251 we compared the observed CO line flux ratios with those predicted by a one-component large velocity gradient (LVG) model (Mao et al. 2000). The line flux ratios are determined by the gas density, temperature, and the optical depth in the CO lines, i.e., the column density of CO per velocity interval. The large flux ratio between the (6 \rightarrow 5) and (3 \rightarrow 2) lines implies that the gas has a high excitation. The lower excitation of the $J = 7$ level suggests a moderate optical depth (Fig. 3).

High gas densities are typical of the molecular gas present in the nuclear regions of nearby starburst galaxies (Solomon & Downes 1998). The most extreme conditions so far were found in the starburst nucleus of NGC 253 (Fig. 3), where the CO excitation is similar to that in J1148+5251. Detailed LVG modeling by Bradford et al. (2003) indicate that the CO, ^{13}CO , and H_2 data of NGC 253 are consistent with $n(\text{H}_2) = 4.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $T = 120$ K, and CO line optical depths $\tau < 4$ (Fig. 3). With only three line fluxes and one upper limit, we cannot constrain the physical conditions of the gas in J1148+5251 as tightly: the data can be fit both with low-opacity models, in which temperature and density are degenerate, $Tn^{1/2} \approx 2.5 \times 10^4 \text{ K cm}^{-1.5}$, and with high-opacity lower-excitation models. With the high excitation temperatures for the gas in NGC 253 and J1148+5251 the cosmic background temperature (3 K and 20 K, respectively) does not affect the gas excitation notably.

To infer the total molecular mass from the CO emission in the absence of constraints on the CO abundance, one typically adopts an empirical conversion factor, α , between the apparent CO (1 \rightarrow 0) line luminosity L'_{CO} , and the total molecular mass, M_{H_2} . However, this conversion may depend on the CO excitation. In nearby starbursts with moderate gas excitation, Downes & Solomon (1998) derive $\alpha = 0.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$. The high excitation and moderate line opacities of our one-component LVG model for J1148+5251 predict a CO (1 \rightarrow 0) line flux much lower than that of an optically thick distribution (Fig. 3). As observed for NGC 253, it is likely that an optically thick, low-excitation molecular component adds to the lower J level populations. Given this uncertainty, and since a value of α for very high excitation conditions is unknown, we do not estimate the mass on the one component LVG predictions, but extrapolate to $L'_{\text{CO}(1\rightarrow 0)} = 2.7 \times 10^{10} \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$, with the assumption of a constant line brightness temperature (the optically thick case) from $J = 1$ to 6. With the quoted conversion factor, we find $M_{\text{H}_2} \approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$. We then estimate the gas to dust mass ratio $M_{\text{H}_2}/M_{\text{dust}} \approx 30$, which is similar to the values found for local ULIRGs and other high redshift quasars (e.g., Guilleoteau et al. 1999; Cox et al. 2002).

The minimum area of the molecular region can be estimated from the ratio of the observed line brightness temperature (11 mK for CO (6 \rightarrow 5)) and the intrinsic line brightness,

which is 23 and 56 K in the LVG models with $\tau = 4$ and 1, respectively (Fig. 3). With a $5''$ beam the corresponding source radius (assuming uniform coverage) is $0.1\text{--}0.15''$, or $560\text{--}840$ pc. Placing $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ in a volume of radius 560 pc gives an average CO column density $1.2 \times 10^{20} (X_{\text{CO}}/10^{-4}) \text{ cm}^{-2}$, where X_{CO} is the CO abundance relative to H_2 . If the observed CO lines have moderate optical depth, $\tau < 4$, the CO column is $< 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, which would either require a low CO abundance, $X_{\text{CO}} < 2 \times 10^{-5}$, or a larger volume. Considering the low gas-to-dust ratio estimated above and the high metallicities implied by the optical lines (Fan et al. 2003), a CO abundance much lower than the Galactic $\sim 10^{-4}$ seems unlikely. Rather, a larger radius of ~ 1400 pc for the gas distribution could account for the moderate CO line opacities.

If the molecular gas forms an inclined disk (angle i relative to the sky plane) in Keplerian rotation about a spherical mass, the line width and a minimum source radius between 560 and 1400 pc yield a minimum gravitating (dynamical) mass enclosed by the disk of $(2\text{--}6) \times 10^9 \sin^{-2} i M_{\odot}$. For large inclination angles this mass would not be much larger than that of the black hole, and a factor 4–10 smaller than the gas mass implied by the line intensities. The latter may have been overestimated given the approximate nature of our estimate; alternatively, the CO disk inclination is close to the sky plane, $i \sim 20\text{--}30$ deg, which is more likely considering the large dust mass, and the fact that the AGN is optically unobscured.

The detection of large amounts of dense molecular gas in J1148+5251 supports the conjecture that the strong far-infrared luminosity seen from many quasars arises from extended star forming regions, and is not due to heating from the AGN (Omont et al. 2001, 2003; Carilli et al. 2001). Although for J1148+5251 the emission remains spatially unresolved, the large masses of warm CO are unlikely to be heated by the AGN at a kpc distance. With the estimated mass of molecular gas of $\sim 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ star formation in J1148+5251 could be sustained at the rate $\sim 3000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ implied by the far-infrared luminosity for a short time only, < 10 million years. This is comparable to the estimated duty cycle time of quasars (e.g. Wyithe & Loeb 2003), and to the dynamical time of the star forming region, which implies a rapid gas depletion unless the system continues to accrete gas at a high rate. If the replenishing gas is of low-metallicity, the short depletion time suggests that the enrichment with heavy elements and dust is rapid, which leaves only supernovae and winds from the most massive stars as possible sources.

Our low estimate for the dynamical to luminous mass ratio excludes the presence of a large stellar mass within the volume of the CO emission. The duration of star formation at the present rate could therefore not have been much longer than 10^7 yr, unless the starburst does not form many long-lived, low-mass stars, in which case the star formation rate would have been overestimated and the depletion time could be longer.

The dynamical mass is an order of magnitude smaller than the bulge mass deduced from the correlation between the black hole mass and the bulge mass (or velocity dispersion) in local spheroids (Magorrian et al. 1998). This could be due to a biased selection of a non-representative, bright quasar, or it confirms a tendency for the stellar to black hole mass ratio to decrease at higher redshifts (Rix et al. 2001), possibly due to self-regulating star formation mechanisms (Wyithe & Loeb 2003).

Acknowledgements. We thank the IRAM Plateau de Bure staff and the Effelsberg operators for their great support in the observations, and F. Combes and the anonymous referee for helpful comments.

References

- Becker, R. H., Fan, X., White, R. L., et al. 2001, *AJ*, 122, 2850
 Bertoldi, F., Carilli, C., Cox, P., et al. 2003, *A&A*, 406, L55
 Bradford, C., Nikola, T., Stacey, G., et al. 2003, *ApJ*, 586, 891
 Carilli, C. L., Bertoldi, F., Omont, A., et al. 2001, *AJ*, 122, 1679
 Carilli, C. L., Kohno, K., Kawabe, R., et al. 2002, *AJ*, 123, 1838
 Carilli, C. L., Lewis, G. F., Djorgovski, S. G., et al. 2003, *Science*, 300, 773
 Cen, R. 2003, *ApJ*, 591, L5
 Cox, P., Omont, A., & Bertoldi, F. 2002, in *Infrared & Submm Space Astronomy*, ed. M. Giard, EAS (EDP Sciences), 399
 Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S., et al. 2002, *A&A*, 387, 406
 Downes, D., & Solomon, P. 1998, *ApJ*, 507, 615
 Fan, X., Narayanan, V., Lupton, R., et al. 2001, *AJ*, 122, 2833
 Fan, X., Strauss, M., Schneider, D., et al. 2003, *AJ*, 125, 1649
 Gebhardt, K., Bender, R., Dressler, A., et al. 2000, *ApJ*, 539, L13
 Guilloteau, S., Omont, A., McMahon, R. G., Cox, P., & Petitjean, P. 1997, *A&A*, 328, L1
 Guilloteau, S., Omont, A., Cox, P., McMahon, R. G., & Petitjean, P. 1999, *A&A*, 349, 363
 Haiman, Z., & Loeb, A. 2001, *ApJ*, 552, 459
 Kogut, A., Spergel, D., Barnes, C., et al. 2003, *ApJ*, in press
 Magorrian, J., Tremaine, S., Richstone, D., et al. 1998, *AJ*, 115, 2285
 Mao, R. Q., Henkel, C., Schulz, A., et al. 2000, *A&A*, 358, 433
 Ohta, K., Yamada, T., Nakanishi, K., et al. 1996, *Nature*, 382, 426
 Omont, A., Petitjean, P., Guilloteau, S., et al. 1996, *Nature*, 382, 428
 Omont, A., Cox, P., Bertoldi, F., et al. 2001, *A&A*, 374, 371
 Omont, A., Beelen, A., Bertoldi, F., et al. 2003, *A&A*, 398, 857
 Rix, H.-W., Falco, E. E., Impey, C., et al. 2001, *Gravitational Lensing: Recent Progress*, ASP Conf. Ser., 237, 169
 Shields, G., Gebhardt, K., Salviander, S., et al. 2003, *ApJ*, 583, 124
 Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
 Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H., et al. 2003, *ApJ*, submitted
 Walter, F., Bertoldi, F., Carilli, C. L., et al. 2003, *Nature*, 424, 406
 White, R., Becker, R., Fan, X., & Strauss, M. 2003, *AJ*, 126, 1
 Wyithe, J. S. B., & Loeb, A. 2003, *ApJ*, submitted
 [astro-ph/0304156]
 Willott, C. J., McLure, R. J., & Jarvis, M. 2003, *ApJ*, 587, L15

Conclusions

Au cours de cette thèse, j'ai présenté les résultats de plusieurs relevés de l'émission infrarouge lointain de quasars à grand décalage spectral couvrant des décalages spectraux de $z \sim 1$ à $z = 6.4$. Dans un premier temps, je me suis intéressé à la distribution spectrale d'énergie d'un échantillon de 6 quasars à grand décalage spectral pour lesquels des observations à $350 \mu\text{m}$ ont été effectuées à l'aide de SHARC-II au CSO à Hawaï, doublant ainsi le nombre de sources pour lesquelles de telles observations existent. Cette étude a permis de mettre en évidence de façon plus systématique la nature de l'émission infrarouge lointain de ces quasars, qui est due à l'émission thermique d'une composante de poussière tiède, de température moyenne $T_{\text{dust}} \sim 50 \text{ K}$, dont l'indice spectral moyen est de $\beta = 1.6$. Puis, je décris les résultats de deux relevés de quasars optiquement lumineux et radio faible : le premier concerne un échantillon de 35 quasars à $1.8 < z < 2.8$ ayant des magnitudes bleues absolues $-29.5 < M_B < -27$, le second un échantillon de 75 quasars optiquement plus faible ($-28.0 < M_B < -24.5$) à des décalages spectraux de $1.6 < z < 2.5$ et $3.6 < z < 4.8$. En combinant ces résultats avec l'ensemble des relevés (sub)millimétriques de quasars optiquement lumineux et radio faible à grand décalage spectral, il a été possible de mettre en évidence un lien entre l'activité du trou noir supermassif et celle de formation stellaire dans les galaxies hôtes de ces quasars. Cette relation est néanmoins moins prononcée que celle observée localement entre les propriétés des trous noirs centraux et les bulbes de leur galaxies hôtes. L'origine de cette différence est encore incertaine et est en cours d'investigation. La partie consacrée à l'étude de la poussière dans les quasars à grand décalage spectral se termine par les travaux en cours sur l'émission infrarouge lointain des quasars les plus distants ($z > 5.7$) connus à ce jour, avec notamment J1148+5251 à $z = 6.42$. Pour ce dernier quasar, de nombreuses données photométriques existent et permettent d'estimer sa luminosité infrarouge lointain à $3 \times 10^{13} L_{\odot}$, pour une masse de poussière de $5 \times 10^8 M_{\odot}$. Une telle masse de poussières met en avant le problème du processus de leur formation. En effet, l'Univers n'était alors âgé que d'un milliard d'années, ce qui est insuffisant pour produire de telles quantités de poussières avec les processus de formation faisant intervenir des étoiles évoluées. Il est donc nécessaire de prendre en compte d'autres processus de formation de la poussière, notamment dans les enveloppes de supernovae de type II et d'étoiles super massives. Si le chauffage des poussières est dominé par l'activité formation stellaire, comme semble le montrer la corrélation infrarouge-radio suivie par les galaxies à flambée stellaire locales et les quasars à grand décalage spectral, il est possible d'estimer le taux de formation stellaire des galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral. Pour l'ensemble des sources étudiées dans cette thèse, les taux sont de l'ordre de quelques $\sim 1000 M_{\odot}/\text{yr}^{-1}$.

De grandes quantités de gaz moléculaire sont nécessaires pour alimenter de telles activités de formation stellaire. La seconde partie de ma thèse est consacrée à l'étude du gaz dense dans les quasars à grand décalage spectral, détectés principalement à l'aide des transitions rotationnelles de la molécule CO. J'ai détaillé tout d'abord la détection des raies CO (3-2) et (7-6) dans le quasar optiquement lumineux J1409+5628 à $z = 2.58$, qui a permis d'estimer la masse de gaz moléculaire présente dans sa galaxie hôte et de déterminer précisément le décalage systématique de cette source. J'ai présenté ensuite une étude homogène, comparative et globale de l'émission de CO dans l'ensemble des sources (galaxies submm, quasars, radio galaxies, galaxies à coupure de Lyman) à grand décalage spectral ($z > 1$), en construisant une base de données regroupant l'ensemble des informations les concernant. Cette étude a permis de montrer que la relation non linéaire observée localement entre la luminosité infrarouge lointain et la luminosité CO se poursuit pour les sources à grand décalage spectral, plus lumineuses. La luminosité infrarouge lointain pouvant être reliée à l'activité de formation stellaire, et la luminosité CO à la masse de gaz moléculaire, cette tendance peut être interprétée comme une augmentation de l'efficacité de formation stellaire avec la luminosité. J'ai également présenté deux études du gaz dense dans les

quasars à grand décalage spectral basées sur des traceurs autres que le monoxyde de carbone ; Tout d'abord à l'aide de la molécule HCN, détecté dans le quasar J1409+5251. Les données HCN actuellement disponibles pour les sources à grand- z montrent que la relation locale entre la luminosité infrarouge lointain et la luminosité HCN se poursuit aux luminosités les plus grandes, indiquant que le taux de formation stellaire est défini par la quantité de gaz dense. Ensuite à l'aide de l'émission du carbone neutre, dont la transition $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ a été détectée dans le quasar PSS 2322+1944 à $z = 4.12$. Cette détection est confrontée à des résultats dans les quelques sources à grand z où [CII] est détecté et permet de faire un premier bilan des principales raies de refroidissement, bilan comparée à des sources locales. Cette partie, consacrée au gaz moléculaire dans les quasars à grand décalage spectral, se termine sur les résultats d'une étude de l'émission du gaz moléculaire dans le quasar J1148+5251.

L'observation du continuum thermique des poussières dans un nombre croissant de quasars à grand- z et dans certains cas du gaz moléculaire a permis de mieux contraindre les conditions physiques dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral, qui sont parmi les objets les plus massifs formés dans l'Univers. Ces programmes exploratoires ouvrent la voie à l'étude du milieu interstellaire dans l'environnement extrême des premières galaxies à flambées d'étoiles. Les années à venir verront l'aboutissement de nombreux relevés profonds multi longueur d'onde (GOODS, COSMOS, ...). En particulier, les relevés effectués dans le domaine infrarouge (SPITZER), submillimétrique (LABOCA, SCUBA-II) ou radio vont résulter en de nouveaux catalogues de sources qui permettront des études plus complètes de l'histoire de la formation stellaire dans l'Univers. D'autres part, de nouveaux grands relevés optiques et infrarouge proche sonderont l'Univers à des époques de plus en plus reculées, remontant peut-être jusqu'aux premières sources. Les suivis (sub)millimétriques et radio de ces sources nous apporteront des informations essentielles sur les conditions des premières flambées de formation stellaire. Ces champs de recherche connaîtront un nouvel essor avec la mise en opération des générations suivantes d'instruments, tels que les satellites HERSCHEL et JWST, et les interféromètres EVLA et ALMA. Les gains en résolution spatiale et en sensibilité ainsi que la possibilité d'observer sur une large gamme de fréquence ouvriront une ère entièrement nouvelle dans la cosmologie observationnelle. Ces nouveaux observatoires permettront de sonder les conditions physiques et chimiques du milieu interstellaire des galaxies les plus lointaines, sans être limité aux objets extrêmes, et de suivre leur évolution cosmique. Ces progrès rendront également possible l'étude morphologique et cinématique des premières galaxies, avec en particulier la détermination des masses dynamiques de ces systèmes, testant ainsi directement les prédictions des modèles de formation des structures.

Annexe A

Notion de cosmologie

Sommaire

A.1	Décalage spectral	195
A.2	Équations de Friedmann	196
A.3	Paramètres Cosmologiques	197
A.4	Distances	197
A.4.1	Distance lumineuse	197
A.4.2	Distance diamètre angulaire	197
A.5	Correction K inverse	197
A.5.1	Correction K	198
A.5.2	correction K inverse	198

En supposant un univers homogène et isotrope, sa géométrie est décrite par la métrique de Friedmann-Robertson-Walker

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

où t est le temps propre, $R(t)$ le facteur d'échelle, r la coordonnée comobile radiale et k le paramètre de courbure prenant les valeurs discrètes $-1, 0$ et 1 , correspondant respectivement à un univers à géométrie hyperbolique, euclidien ou sphérique. On peut alors définir une distance effective ou distance propre comme l'intégrale sur l'élément de distance, correspondant au temps de traversée des photons d'un point à un autre cdt

$$D_{\text{pr}} = \int_0^r \frac{R(t) dr}{\sqrt{1 - kr^2}} = R(t)f(r).$$

En comparant la distance propre d'un objet au temps t à celle au temps t_0 , on peut montrer que celle-ci change avec le temps, les objets ont donc une vitesse radiale qui suit la loi de Hubble $v_r = H(t)D_{\text{pr}}$, avec $H(t) = \dot{R}(t)/R(t)$, le paramètre de Hubble.

A.1 Décalage spectral

La lumière provenant des galaxies distantes subit un décalage de leurs spectres vers le rouge. Par définition ce décalage spectral z s'exprime comme le rapport entre la différence de longueur

d'onde reçue λ_{obs} et émise λ_{rest} , et la longueur d'onde émise, soit

$$z \equiv \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{rest}}}{\lambda_{\text{rest}}}. \quad (\text{A.1})$$

Il est possible de relier le décalage spectral au rapport des facteurs d'échelle lors de l'émission et de la réception du photon qui se déplace sur une géodésique $ds^2 = 0$, soit

$$1 + z = \frac{R(t_0)}{R(t)}.$$

Le décalage spectral observé sur la lumière provenant des galaxies distantes peut donc être expliquée par la différence de rayon de courbure lors de l'émission et la réception des photons émis par ces objets, en d'autre terme, puisque ce décalage est toujours mesuré vers le rouge, par l'expansion de l'univers. Nous verrons par la suite que ce décalage spectral est aussi une mesure de temps et de distance utilisé en cosmologie.

A.2 Équations de Friedmann

A partir des équations d'Einstein qui établissent une relation entre la matière-énergie et la métrique, on peut dériver une l'équation de Friedmann qui régit l'évolution de la courbure de l'espace dans le temps :

$$\dot{R}(t)^2 = \frac{1}{3} (8\pi G\rho + \Lambda c^2) R(t)^2 - kc^2,$$

où G est la constante de gravitation universelle, ρ la densité moyenne et Λ la constante cosmologique. A partir de cette équation on peut calculer une densité critique pour laquelle la courbure $k = 0$, soit $\rho_c = 3H^2/8\pi G$, ce qui permet de définir le paramètre de densité cosmologique $\Omega = \rho/\rho_c$, ainsi que ce qui s'apparente à une densité due à la constante cosmologique $\Omega_\Lambda = \Lambda c^2/3H^2$. Le terme de courbure peut également s'écrire sous une forme de densité $\Omega_k = -kc^2/H^2R^2$. L'équation de Friedmann s'écrit alors $\Omega + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1$ ce qui conduit à une relation entre le terme de courbure et la densité totale $\Omega_t = \Omega + \Omega_\Lambda$. Ainsi, lorsque $\Omega_t > 1$ (resp < 1) alors $k = 1$ (resp -1), ou bien lorsque $\Omega_t = 1$ alors $k = 0$, le contenu de l'univers détermine ainsi sa géométrie globale. En re-définissant les densités au temps actuel ($\Omega = \Omega(0)$ et $\Omega_\Lambda = \Omega_\Lambda(0)$), l'évolution du facteur d'échelle s'écrit

$$\begin{aligned} H(z)^2 = H_0^2 E(z) &= H_0^2 [\Omega(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda], \\ &= H_0^2 [(1+z)^2(1+\Omega z) - z(2+z)\Omega_\Lambda], \end{aligned}$$

En remarquant que $H(z) = \dot{R}/R = \dot{z}/(1+z)$, on peut exprimer le temps écoulé entre le décalage spectral z et $z = 0$,

$$t(z) - t(0) = \int_0^z dt = \int_0^z \frac{dz}{(1+z)H(z)},$$

ce qui permet, par exemple, de calculer l'âge de l'univers en posant $z = \infty$. La coordonnée radiale de la métrique peut également être calculée par

$$r(z) = \int_{t_e}^{t_o} \frac{c dt}{R(t)} = \int_{R_e}^{R_o} \frac{c dR}{R\dot{R}} = \frac{c}{R(t_0)} \int_0^z \frac{dz}{H(z)}.$$

$$\begin{aligned}\Omega_t &= 1.02 \pm 0.02 & \Omega_\Lambda &= 0.73 \pm 0.04 \\ \Omega &= 0.27 \pm 0.04 & h &= 0.71^{+0.04}_{-0.03}\end{aligned}$$

A.3 Paramètres Cosmologiques

Le modèle cosmologique qui, à l'heure actuelle rends le mieux compte des observations est décrit entre autres par les paramètres suivant :

où $H_0 = 100 h \text{ kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$. Ces paramètres ont été déterminés à partir d'observations de différentes natures mais sont principalement déduites des données sur le fond diffus micro-onde cosmologique provenant du satellite WMAP (Spergel et al. 2003). Comme on peut le voir, Ω_t qui détermine la géométrie globale de l'univers est proche de 1. Nous ferons donc ici l'hypothèse que le paramètre de courbure de l'univers est nul et donc que $f(r) = r$. C'est dans ce cadre là que nous parlerons par la suite de distance et de temps.

A.4 Distances

En plus de la distance propre introduite précédemment qui détermine la distance physique mesurée par le temps de traversée des photons entre deux décalages spectraux, il existe d'autres définitions de distance en cosmologie. Nous nous intéresserons ici qu'à la distance lumineuse D_L et la distance angulaire D_A .

A.4.1 Distance lumineuse

La distance lumineuse est définie pour préserver la loi euclidienne de diminution de la luminosité en fonction de la distance soit $D_L = (L/4\pi l)^{1/2}$ où L est la luminosité absolue émise par la source à la coordonnée comobile r_1 au temps t , et l est le flux reçu par l'observateur à $t = t_0, r = 0$. La source émet une énergie $L dt$ pendant l'intervalle dt , cette énergie est distribuée sur une sphère de rayon $4\pi(R(t_0)r(t))^2$, mais sera reçue pendant un interval de temps dt_0 tel que $dt_0 = R(t_0)/R(t)dt$. La densité de flux étant aussi affecté par le décalage vers le rouge, on obtient finalement $l4\pi(R(t_0)r(t))^2dt_0 = Ldt(1+z)^{-1}$. En utilisant la définition de la distance de luminosité on arrive à

$$D_L = \frac{R(t_0)^2}{R(t)}r = (1+z)\frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{E(z)}. \quad (\text{A.2})$$

A.4.2 Distance diamètre angulaire

La distance diamètre angulaire est elle construite afin de préserver les propriétés de l'espace euclidien pour la variation angulaire d'un objet en fonction de la distance à l'observateur. Ainsi si un objet placé en r au temps t a un diamètre propre D_{pr} et qu'il est observé en $t = t_0, r = 0$ avec un angle $\Delta\theta$, alors $D_{\text{pr}} = R(t)r\Delta\theta$. Par définition la distance diamètre angulaire est donc

$$D_A = \frac{D_{\text{pr}}}{\Delta\theta} = R(t)r = \frac{1}{1+z} \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{E(z)} = (1+z)^{-2}D_L. \quad (\text{A.3})$$

A.5 Correction K inverse

L'expansion de l'Univers permet de relier décalage spectral à une distance, cependant ce décalage, entre la longueur d'onde émise par un objet et celle reçue par un observateur, induit

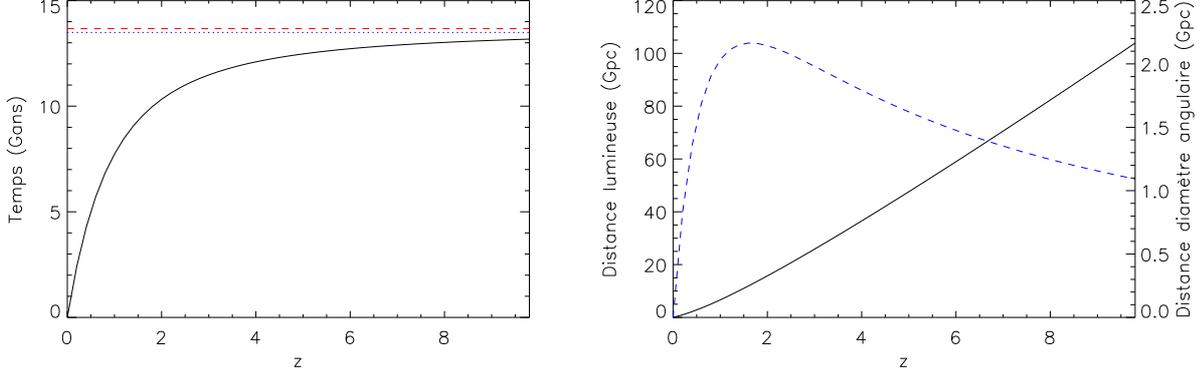


FIG. A.1 – *Gauche* : Temps écoulé depuis $z = 0$ en fonction du décalage spectral. *Droite* : Distance lumineuse D_L et distance diamètre angulaire D_A en fonction du décalage spectral

que pour une longueur d'onde d'observation donnée, on observe un rayonnement qui a été émis à des longueurs d'onde différentes pour des sources à des décalages spectraux différents. Cet effet doit être corrigé par le facteur de correction K qui dépend de la forme du spectre de l'objet étudié et la bande passante du filtre avec lequel on observe.

A.5.1 Correction K

Une source ayant une magnitude absolue M_Q dans le filtre au repos R sera observée dans le filtre R avec une magnitude apparente m_R . Le facteur de correction K sera alors défini par

$$m_R = M_Q + DM + K_{QR},$$

où DM est le module de distance, défini par $DM = 5 \log [D_L/10\text{pc}]$. En définissant m_R et M_Q comme étant l'intégrale sur la fréquence de la distribution spectrale d'énergie ou de la luminosité monochromatique de la source dans les filtres R et Q , normalisée au système de magnitude de référence, on peut alors écrire

$$K_{QR} = -2.5 \log \left[(1+z) \frac{\int \frac{d\nu_o}{\nu_o} L_\nu((1+z)\nu_o) R(\nu_o) \int \frac{d\nu_e}{\nu_e} g_\nu^Q(\nu_e) Q(\nu_e)}{\int \frac{d\nu_e}{\nu_e} L_\nu(\nu_e) Q(\nu_e) \int \frac{d\nu_o}{\nu_o} g_\nu^R(\nu_o) R(\nu_o)} \right],$$

où $L_\nu(\nu)$ est la luminosité monochromatique de la source à la fréquence ν , $R(\nu)$ et $Q(\nu)$ sont les réponses des filtres dans les bandes R et Q et g_ν^X est le spectre de référence dans la bande X du système de magnitude utilisé.

A.5.2 correction K inverse

L'effet de correction K n'a pas la même application à toutes les longueurs d'ondes. En effet, si on observe dans le domaine millimétrique, le décalage spectral subit par le rayonnement des galaxies lointaines compense la diminution de flux due à l'éloignement. Si on approxime le rayonnement infrarouge d'une galaxie L_ν par un corps noirs modifié avec $T = 45$ K et $\beta = 1.5$, on peut calculer le flux reçu S_ν à une certaine longueurs d'onde en fonction de décalage spectral de la source,

$$\nu_{\text{rest}} L_{\nu_{\text{rest}}} = \nu_{\text{obs}} S_{\nu_{\text{obs}}} 4\pi D_L^2.$$

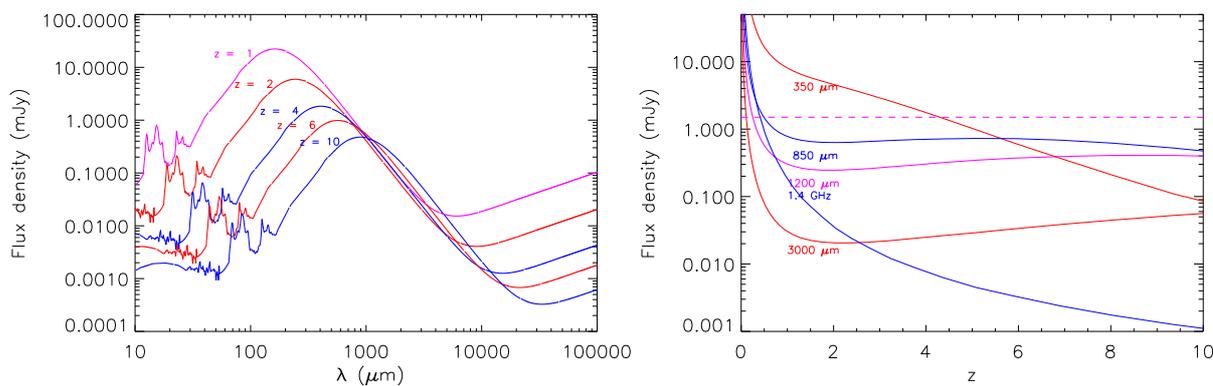


FIG. A.2 – *Gauche* : Spectre typique d’une galaxie à flambée d’étoile avec $L_{\text{FIR}} \approx 10^{12}M_{\odot}$ observée à différents décalages spectraux. Aucune évolution temporelle n’est appliquée. On peut remarquer pour une longueur d’onde donnée, différents décalages spectraux sondent la distribution spectrale d’énergie à différentes longueurs d’ondes. *Droite* : Illustration de l’effet de k-correction inverse pour différentes longueurs d’ondes. Le flux d’une galaxie typique à flambée d’étoile à une certaine longueur d’onde observée est reporté en fonction du décalage spectral

Si on néglige les effets d’évolution et que l’on prends le même objets à différent décalage spectral, on peut alors voir sur les figures A.2 que pour les longueurs d’onde millimétrique et submillimétrique, l’effet d’éloignement est compensé par la correction K , c’est la *correction K inverse*. Cet effet est très utilisé dans ces domaines car il permet, en théorie, d’observer aussi facilement des objets à $z = 1$ qu’à $z = 10$.

Annexe B

Éléments de transfert radiatif

Sommaire

B.1 Flux net & Luminosité	201
B.2 Cas d'une émission isotrope	201

Je présente ici quelques notions de transfert radiatif qui permettront de fixer le vocabulaire utilisé.

Considérons un élément d'aire dA exposé à une radiation pendant un temps dt . la quantité d'énergie E passant par cet élément doit être proportionnelle à $dA dt$, et on peut l'écrire $E = F dA dt$, le flux d'énergie F est alors mesuré en $W m^{-2}$. Le flux est une mesure de l'énergie portée par l'ensemble des photons passant par une surface donnée. Une description plus détaillée peut être faite en s'intéressant à l'énergie transportée par un ensemble réduit de photons. L'énergie passant dans un temps dt , par une aire dA , normale à la direction d'un photon donné, et provenant d'un ensemble de directions comprises dans un angle solide $d\Omega$ autour de la direction du photon initial (cf fig B.1) est donné par

$$dE = I_\nu dA dt d\Omega d\nu, \tag{B.1}$$

où I_ν est appelé intensité spécifique ou brillance et est exprimé en $W m^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}$.

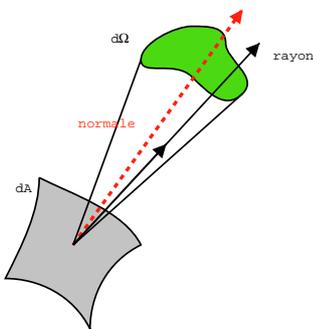


FIG. B.1 – Définition de l'intensité spécifique

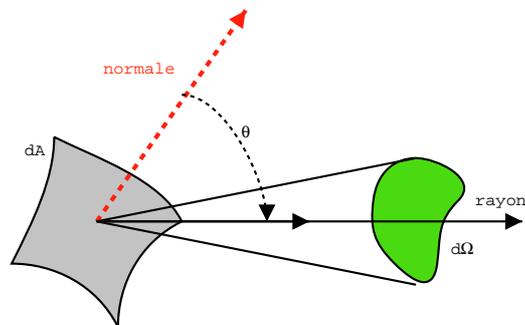


FIG. B.2 – Définition du flux net

B.1 Flux net & Luminosité

Si on considère maintenant un élément de surface non perpendiculaire aux rayons incidents, l'élément de flux venant de l'angle solide $d\Omega$ est alors le produit de l'intensité spécifique et de l'angle solide vu par la surface dA (cf fig. B.2), donc réduit par la quantité $\cos \theta$

$$dS_\nu = I_\nu \cos \theta d\Omega. \quad (\text{B.2})$$

Le flux net S_ν reçu par la surface dA est obtenu en intégrant sur l'ensemble des angles solides $S_\nu = \int I_\nu \cos \theta d\Omega$. Si I_ν est un champ de radiation isotopique alors le flux net est zéro car $\int \cos \theta d\Omega = 0$. C'est à dire qu'il y a autant d'énergie passant par une face de dA que par l'autre face. On peut ainsi obtenir le flux total et la brillance totale en intégrant sur les fréquences comme $S = \int S_\nu d\nu$ en W m^{-2} , et $I = \int I_\nu d\nu$ en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$, respectivement. On définit alors la luminosité L comme la puissance émise par l'ensemble des éléments dA , ou la dérivée par rapport au temps de l'énergie émise, $E = L dt$, on l'obtient en intégrant le flux sur la surface de la source $L = \int S dA$ définie alors en W .

B.2 Cas d'une émission isotrope

Considérons le cas d'une sphère de rayon R et de brillance uniforme B , c'est à dire que chaque rayons quittant la sphère a la même brillance. En un point P, situé à une distance r de la sphère, la brillance reçue est B si le rayon passe par la sphère, zéro sinon. On a alors,

$$S = \int I \cos \theta d\Omega = B \int_0^{2\pi} d\Phi \int_0^{\theta_c} \sin \theta \cos \theta d\theta$$

où $\theta_c = \sin^{-1} R/r$ est l'angle auquel le rayon en P est tangent à la sphère. On peut alors écrire $S = \pi B \sin^2 \theta_c = \pi B (R/r)^2 = B A/r^2$, où A est l'aire projetée de la source suivant la ligne de visée. Dans le cas où l'on se place à la surface de la sphère $r = R$, on a $S = \pi B$ et $L = 4 \pi^2 R^2 B$.