

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Émission infrarouge et radio</b>	<b>32</b>
1.1.1	Milieu interstellaire	33
1.1.2	Émission infrarouge lointain des poussières	34
1.1.3	Émission radio	36
<b>1.2</b>	<b>De la poussière à grand <math>z</math></b>	<b>38</b>
1.2.1	Cas particulier : Pss 2322+1944	39
1.2.2	De l'infrarouge au taux de formation stellaire	39

---

Après une brève description de l'émission infrarouge des poussières dans le milieu interstellaire, plus particulièrement de leur émission infrarouge lointain, et de l'émission radio des galaxies, je présenterai les résultats d'une étude multi longueurs d'onde sur Pss 2322+1944, un quasar à  $z = 4.12$ , qui permet de montrer que, dans cette source, l'émission millimétrique provient de l'émission thermique des poussières. Pour les quelques quasars optiquement lumineux et radio faibles pour lesquels une telle étude est possible, l'émission observée à 1.2 mm provient toujours de l'émission thermique de poussières. Le chauffage de ces poussières peut-être de diverses natures, que ce soit par les étoiles jeunes présentes dans les galaxies hôtes de ces quasars ou le quasar lui même. Je présenterai donc un argument, basé sur la corrélation entre l'émission infrarouge et radio, qui tend à montrer que le chauffage des poussières des quasars à grand décalage spectral est au moins en grande partie dû à l'activité de formation stellaire. J'expliquerai ensuite comment dériver des quantités physiques telles que la température des poussières, la luminosité infrarouge lointain, la masse des poussières ou le taux de formation stellaire dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral à partir de mesures (sub)millimétriques. Enfin, je terminerai cette introduction en rappelant rapidement les résultats des relevés de quasars effectués à  $z \sim 4$  avec MAMBO ainsi qu'à  $z \sim 4$  et  $z \sim 2$  avec SCUBA.

## 1.1 Émission infrarouge et radio

L'émission infrarouge du milieu interstellaire est dominée par l'émission des poussières. La description de cette émission a principalement été effectuée en suivant deux approches, l'une, empirique, a permis de décrire l'émission et l'extinction du milieu diffus interstellaire de façon cohérente (Desert et al. 1990), l'autre, théorique, s'applique à décrire la physique corpusculaire des grains et ainsi à remonter à l'émission astrophysique (Draine & Lee 1984).

Après un bref rappel des principales caractéristiques du modèle de Desert et al. (1990), qui permettront de fixer les caractéristiques spectrales globales de l'émission des poussières, je présenterai plus précisément le cas de l'émission des poussières dans le domaine infrarouge lointain et je montrerai comment on peut décrire simplement leur émission.

### 1.1.1 Milieu interstellaire

L'émission et l'extinction du milieu diffus interstellaire ont été modélisées de façon cohérente par Desert et al. (1990). Leur modèle met en jeu l'émission de trois composantes de poussières, à savoir, les porteurs aromatiques (PAH), de taille comprise entre 0.4 et 1.2 nm, une composante de petits grains de taille comprise entre 1.2 et 15 nm et enfin une composante de gros grains avec des tailles comprises entre 15 et 110 nm. Ce modèle empirique a été développé afin d'expliquer le spectre infrarouge des cirrus galactiques. Les modèles ultérieurs ont adapté la même répartition et la même nature de grains. Par exemple, le modèle de Dale et al. (2001) reprend ce modèle en modifiant la distribution en température des très petits grains et en remplaçant le spectre des porteurs aromatiques par un spectre plus réaliste basé sur une moyenne effectuée sur des observations faites avec ISO. De plus, il prend en compte la possible destruction des PAHs dans les régions où le champ de rayonnement devient très important (à partir de 10 fois le champ de rayonnement stellaire (ISRF) local). Ces modèles ont également été utilisés dans de nombreuses études, notamment celle de l'émission infrarouge intégrée sur une galaxie. Ces modèles séparent l'émission infrarouge des poussières en trois composantes, présentée par la figure 1.1 :

**Gros grains (Big Grains - BG)** Les gros grains sont composés de carbone et de silicate. La distribution en taille de ces grains avec un rayon  $a$  compris entre  $a$  et  $a + da$  suit une loi de puissance du type  $n(a) \propto a^{-2.9}$  avec  $a_{min} = 15$  nm et  $a_{max} = 110$  nm. La capacité calorifique de ces grains suit celle des silicates et influe peu sur la température des grains. En effet, celle-ci ne varie pas plus de 1K suivant la taille des grains, on peut donc dire que ceux-ci sont en équilibre thermique et que leur spectre d'émission peut être décrit par l'émission d'un corps noir.

**Très petit grains (Very Small Grains - VSG)** L'excès d'émission du milieu diffus interstellaire reporté entre les longueurs d'onde 20 et 100  $\mu\text{m}$  ne peut pas s'expliquer par une émission de gros grains et/ou de PAHs. Une troisième composante de grains de propriété intermédiaire est nécessaire. Tout comme les gros grains, les très petits grains sont probablement formés de carbone et silicate. Ils ne diffèrent des gros grains que par leur taille. Celle-ci suit une distribution du type  $n(a) \propto a^{-2.6}$  avec  $a_{min} = 12$  nm et  $a_{max} = 150$  nm. Bien que la nature exacte des petits grains soit toujours questionnée puisque l'on doit encore trouver une signature spectrale caractéristique entre 15 et 60  $\mu\text{m}$ , on pense que le chauffage des petits grains est intermédiaire entre l'équilibre thermique et le chauffage par photon unique. On attend donc un spectre de corps gris pour de très petits grains baignés dans un environnement de chauffage intense, et, à l'inverse, un profil d'émission plus étendu à grande longueur d'onde pour des environnements moins chauds.

**Porteurs aromatiques (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons - PAHs)** Une large fraction de l'énergie ( $\sim 30\%$ ) émise par la poussière dans le milieu interstellaire est observée dans le domaine proche ou moyen infrarouge. Cette émission est caractéristique de la présence de très petits grains, généralement identifiés à des molécules Polycycliques Aromatique Hydrocarbonées (PAH), molécules de carbone planes aromatiques. Du fait de leur petites tailles ( $n(a) \propto a^{-3.0}$  avec  $a_{min} = 0.4$  nm et  $a_{max} = 1.2$  nm), ces molécules sont hors équilibre thermique quand elles sont excitées par un rayonnement UV/Visible. Leur tem-

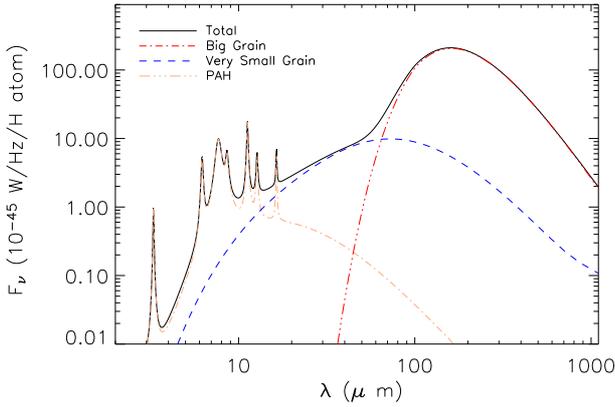


FIG. 1.1 – Modèle de Desert et al. (1990) rendant compte de l'émission infrarouge des cirrus galactiques. Les trois composantes de ce modèle, PAHs, VSGs et BGs, sont représentées. Le pic d'émission des gros grains dépend fortement de leur température, ici à  $\sim 19$  K pour représenter l'émission des cirrus galactiques.

pérature fluctue et peut atteindre des valeurs bien supérieures à la température d'équilibre. Ces grosses molécules sont caractérisées par une famille de bandes en émission caractéristiques des composés aromatiques polycycliques, les principales se trouvant à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7  $\mu\text{m}$ .

Le modèle de Desert et al. (1990) nécessite donc un nombre de paramètres important, comme l'abondance respective des différentes composantes, leurs capacités calorifiques ou leurs distributions en taille ainsi que le champ de rayonnement. Le nombre d'observables nécessaires à leurs ajustements est donc élevé.

Dans le cas des quasars à grand décalage spectral, il n'existe que peu d'observables, notamment dans le domaine proche et moyen infrarouge où les premières mesures vraiment contraignantes vont venir du satellite SPITZER. C'est pourquoi le modèle de Desert et al. (1990) n'est pas directement applicable aux observations de quasars à grand décalage spectral, d'autant plus qu'il a été élaboré pour reproduire les propriétés d'émission et d'extinction des grains *galactiques*, avec leur métallicité et leur conditions environnementales. Ainsi une description plus simple de l'émission des poussières dans le domaine infrarouge est nécessaire, notamment dans le domaine infrarouge lointain pour lequel des contraintes existent pour les quasars à grand décalage spectral.

### 1.1.2 Émission infrarouge lointain des poussières

Dans le milieu interstellaire, l'émission infrarouge lointain est dominée par de gros grains de poussière en équilibre thermique comme décrit précédemment par le modèle de Desert et al. (1990). Ce modèle décrit le domaine infrarouge moyen comme dominé par l'émission des VSG, dans le cas de quasars à grand décalage spectral, il est possible que ce domaine soit dominé par une composante de grains de poussières chaudes ( $T_{\text{warm}} \geq 100$  K). Cette composante est encore mal connue car peu d'observations existent à ces longueurs d'ondes, le chapitre 2 revient sur ces problèmes. Nous allons nous intéresser à l'émission d'un nuage de gros grains à une température donnée. L'intensité émergente d'un nuage de poussière ne contenant qu'un seul type de grain, notamment avec une seule taille, et à l'équilibre thermique à une température de  $T_{\text{dust}}$  est donnée par

$$I_\nu = [1 - e^{-\tau_{\text{dust}}(\nu)}] B_\nu(T_{\text{dust}}), \quad (1.1)$$

où  $\tau_{\text{dust}}(\nu)$ , la profondeur optique, s'écrit  $\tau_{\text{dust}}(\nu) = \kappa(\nu) \sigma_{\text{dust}}$  où  $\sigma_{\text{dust}}$  est la *densité par unité de surface* des poussières, intégrée sur la ligne de visée. La densité des poussières par unité de surface peut encore s'écrire  $\sigma_{\text{dust}} = x_{\text{dust}} \mu m_{\text{H}} N(\text{H})$ , où  $x_{\text{dust}}$  est le rapport gaz sur poussière,  $\mu$  la masse atomique moyenne du gaz et  $N(\text{H})$  est la colonne densité d'hydrogène. Ceci définit

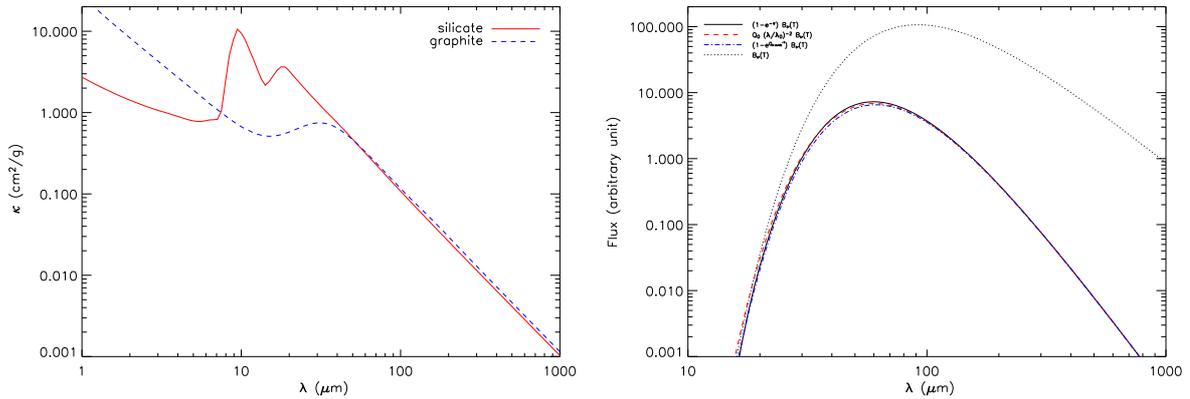


FIG. 1.2 – *Gauche* : Coefficient d’absorption des poussières de type graphite ou silicate calculée à partir des constantes optiques de Draine & Lee (1984). *Droite* : Émission d’une composante de poussière suivant les différentes approximations faites dans le texte.

l’émissivité de la poussière par atome d’hydrogène  $\epsilon_{\text{dust}}(\lambda) = \kappa(\nu) x_{\text{dust}} \mu m_{\text{H}}$ . Enfin,  $B_{\nu}(T)$  est la fonction de Planck

$$B_{\nu}(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (1.2)$$

avec  $T$  la température (K),  $\nu$  la fréquence (Hz),  $h$ , la constante de Planck,  $k_B$  la constante de Boltzman, et  $c$  la vitesse de la lumière. Le *coefficient d’absorption* des poussières  $\kappa(\nu)$  est défini comme  $\kappa(\nu) = Q_{\text{abs}}(a, \nu)/(4/3 a \rho)$  où  $a$  est le rayon effectif des grains,  $\rho$  la densité intrinsèque des poussières et  $Q_{\text{abs}}$  leur coefficient d’absorption. Les coefficients d’absorption du graphite et des silicates ”astronomiques” ont été estimés par Draine & Lee (1984) à partir de données de laboratoire et de données d’observation astronomiques. Ces coefficients sont disponibles en ligne<sup>23</sup>.

### Émission optiquement mince

Cette opacité des poussières  $\kappa_{\nu}$  est représentée sur la figure 1.2 en fonction de la longueur d’onde pour des grains de silicate et/ou de graphite. À grande longueur d’onde, l’opacité des poussières suit une loi de puissance et peut s’approximer par une fonction de la forme  $\kappa(\nu) = \kappa_0(\nu/\nu_0)^{\beta}$ , ainsi  $\tau_{\text{dust}} \ll 1$ , l’émission est optiquement mince et l’intensité émergente du nuage peut alors être approximée par  $I_{\nu} = \sigma_{\text{dust}} \kappa(\nu) B_{\nu}(T_{\text{dust}})$ . Dans le cas d’un nuage avec une émission isotrope, sa luminosité s’écrit comme  $L = 4\pi A \int_{\nu} I_{\nu}$ , avec  $A$  l’aire du nuage. Sous l’approximation optiquement mince, ce calcul peut être fait analytiquement en utilisant  $\int_{\nu} I_{\nu} \propto \int x^{3+\beta}/(e^x - 1) dx = \Gamma(4 + \beta) \zeta(4 + \beta)$ , où  $\Gamma$  et  $\zeta$  sont respectivement la fonction Gamma d’Euler et la fonction Zeta de Riemann. En remarquant que  $\sigma_{\text{dust}} \times A = M_{\text{dust}}$ , la masse du nuage de poussière, la luminosité du nuage s’écrit alors

$$L = 4\pi M_{\text{dust}} \kappa_0 \left( \frac{k_B}{\nu_0 h} \right)^{\beta} \frac{\Gamma(4 + \beta) \zeta(4 + \beta)}{\pi^5/15} \sigma T^{4+\beta}. \quad (1.3)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan. Le flux net observé  $S_{\nu}$  est le produit de l’intensité émergente  $I_{\nu}$

<sup>23</sup> <http://www.astro.princeton.edu/~draine/dust/dust.diel.html>

et de la taille angulaire du nuage  $\Omega_{\text{dust}} = A/D^2$ , où  $D$  est la distance au nuage. Il s'écrit alors

$$S_\nu = M_{\text{dust}} \kappa(\nu) B_\nu(T_{\text{dust}})/D^2. \quad (1.4)$$

On peut donc ainsi déduire la masse de poussière à partir de la mesure d'un flux à grande longueur d'onde, en connaissant la température et l'opacité des poussières. On peut également dériver la luminosité à partir de la mesure d'un flux, en égalisant  $M_{\text{dust}}$  dans les équations 1.3 et 1.4, soit

$$L = 4\pi D^2 \left(\frac{k_B}{h}\right)^\beta \frac{\Gamma(4+\beta) \zeta(4+\beta)}{\pi^5/15} \sigma T^{4+\beta} \frac{S_\nu}{\nu^\beta B_\nu(T)}. \quad (1.5)$$

### Dégénérescence température-indice spectral

Lorsque deux mesures de l'émission infrarouge lointain sont disponibles à deux fréquences distinctes,  $F_{\nu_1}$  et  $F_{\nu_2}$ , en faisant l'hypothèse que ces deux émissions proviennent de la même composante de poussière, on peut alors égaliser  $M_{\text{dust}}$  dans l'équation 1.4 et relier la température  $T_{\text{dust}}$  et l'indice spectral d'émission de poussière  $\beta$  par

$$\alpha e^{h\nu_1/kT_{\text{dust}}} - e^{h\nu_2/kT_{\text{dust}}} = \alpha - 1, \quad (1.6)$$

où  $\alpha = (\nu_2/\nu_1)^{3+\beta} F_{\nu_1}/F_{\nu_2}$ . Cette équation est la forme analytique de la dégénérescence dite  $\beta-T_{\text{dust}}$  et permet de dériver un paramètre en fonction de l'autre. Bien que cette dégénérescence permette une infinité de solutions ajustant les deux densités de flux mesurées, certaines de ces solutions peuvent être facilement exclues sur des considérations physiques sur l'émission de la poussière, par exemple à l'extrême en excluant les températures au delà de la température de sublimation des poussières  $\sim 3500$  K ou celle en deçà du rayonnement de fond cosmologique.

#### 1.1.3 Émission radio

L'émission radio des galaxies est dominée par deux types de rayonnement, le rayonnement synchrotron et le rayonnement de freinage (*free-free* ou *de Bremsstrahlung*). Ce dernier, dû au freinage des électrons libres dans le champ des noyaux atomiques, a un spectre d'émission thermique plat à basse fréquence ( $\nu < 10$  GHz) et presque plat à plus grande fréquence  $I_\nu \propto \nu^{-0.1}$ . Le rayonnement de freinage est souvent non dominant dans la distribution spectrale d'énergie (SED) des galaxies et nous le négligerons par la suite.

L'émission synchrotron est émise par des électrons ultrarelativistes en mouvement giratoire dans un champ magnétique. Le spectre d'émission synchrotron est maximal à la fréquence  $(\nu_m/\text{GHz}) \approx 0.016(B \sin \theta/\mu\text{G})(E/\text{GeV})^2$  avec  $B$ , l'intensité du champ magnétique, et  $E$ , l'énergie d'un électron. Ces électrons vont perdre de l'énergie en émettant un rayonnement et, en faisant l'hypothèse que ces électrons émettent seulement à leur fréquence maximale, tout en prenant compte des pertes par effet Compton inverse, l'intensité émergente s'écrit alors

$$I_\nu \propto \frac{\nu^{-\alpha_0}}{1 + (\nu/\nu_b)^{\Delta_\alpha}} \quad (1.7)$$

où  $\Delta_\alpha = 1/2$  et  $\alpha_0 = (\gamma - 1)/2$ ,  $\gamma$  étant l'exposant du spectre d'énergie de ces électrons ( $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$ ) avec une valeur qui dépend de chaque supernova étudiée, à l'origine de leur accélération, mais qui typiquement vaut  $\gamma \approx 2.5$ .  $\nu_b$  est la fréquence de coupure où l'indice du spectre d'émission passe de  $\alpha_0$  à  $\alpha_0 + \Delta_\alpha$ . Cette fréquence critique est difficile à déterminer et, la plupart du temps, l'émission synchrotron est bien décrite par une loi de puissance en  $I_\nu \propto \nu^{-\alpha_0}$ .

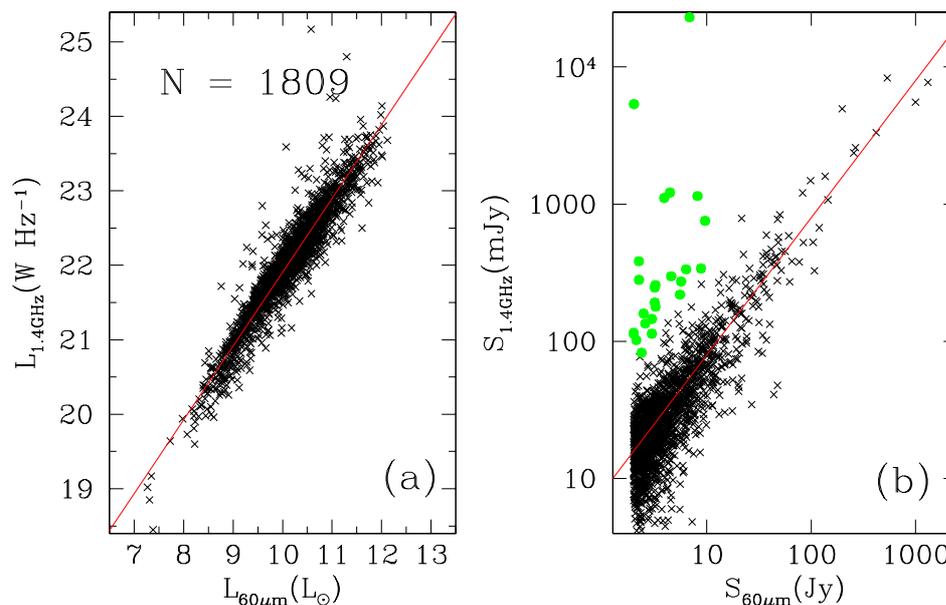


FIG. 1.3 – *Gauche* : Relation entre la luminosité monochromatique à 1.4 GHz et 60  $\mu\text{m}$  pour l'échantillon IRAS 2 JY. Le trait plein correspond à une relation linéaire - voir texte. *Droite* : Relation entre les flux à 1.4 GHz et 60  $\mu\text{m}$  pour le même échantillon. Le trait plein correspond à la même relation que précédemment. Les cercles identifient les sources avec un excès radio. (tiré de Yun et al. (2001))

### Corrélation IR-radio

Une corrélation entre l'émission infrarouge à 10  $\mu\text{m}$  et l'émission radio à 1415 MHz pour les noyaux de galaxies Seyfert a été découverte par van der Kruit (1971). On pensait au départ que l'émission infrarouge et l'émission radio étaient dues toutes les deux à l'émission d'électrons ultrarelativistes accélérés par le noyau actif de la galaxie. Harwit & Pacini (1975) proposèrent alors que l'émission infrarouge était le fait de la poussière contenue dans des régions HII, tandis que l'émission radio était dominée par l'émission synchrotron d'électrons ultrarelativistes produits lors des explosions de supernovae.

Avec l'arrivée du satellite *IRAS*, de grands relevés infrarouge ont été effectués et ont permis d'étudier cette relation plus en détail (Helou et al. 1985; Condon 1992). Plus récemment, Yun et al. (2001) ont recherché les contreparties radio du relevé IRAS REDSHIFT SURVEY, et publié un nouveau catalogue, le IRAS 2JY SAMPLE, de 1809 galaxies limité en flux ( $S_{60\mu\text{m}} > 2 \text{ Jy}$ ), contenant les flux IRAS à 60 et 100  $\mu\text{m}$  et le flux radio VLA à 1.4 GHz. La corrélation  $L_{1.4 \text{ GHz}} - L_{60 \mu\text{m}}$  est suivie par plus de 98 % des sources de cet échantillon (voir figure 1.3) avec

$$\log(L_{1.4 \text{ GHz}}) = (0.99 \pm 0.01) \log(L_{60 \mu\text{m}}) + (12.07 \pm 0.08). \quad (1.8)$$

Cette corrélation a également été observée pour de nombreux types de sources, depuis des galaxies à flambées d'étoiles à des galaxies elliptiques en passant par des galaxies spirales. Cette corrélation infrarouge-radio est expliquée par le fait que les émissions radio et infrarouge sont toutes deux des traceurs de la formation stellaire. En effet, si l'émission IR est un bon traceur de la formation stellaire récente, à travers l'absorption, par la poussière, de l'émission UV des étoiles jeunes, et que l'émission synchrotron trace la formation stellaire, à travers les explosions

de supernovae des étoiles massives, la corrélation entre infrarouge et radio doit être linéaire. C'est ce qui est observé sur 5 ordres de grandeurs sur l'échantillon IRAS 2 JY, ce qui en fait une des meilleures corrélations observées en astrophysique.

De nombreuses études ont été effectuées sur la possible non-linéarité de cette relation. En effet, il est surprenant que cette corrélation soit si forte car l'émission infrarouge peut aussi être en partie due à l'émission diffuse des cirrus chauffés par le champ de rayonnement ambiant, ce qui limite le lien entre émission infrarouge et formation stellaire, notamment dans les galaxies à faible formation stellaire. La non-linéarité de la relation est étudiée à travers le paramètre  $q$  défini par Condon (1992), pour une source à  $z = 0$ , comme

$$q = \log \left( \frac{FIR}{3.75 \times 10^{12} \text{ W m}^{-2}} \right) - \log \left( \frac{S_{1.4 \text{ GHz}}}{\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}} \right), \quad (1.9)$$

où  $S_{1.4 \text{ GHz}}$  est le densité de flux radio mesurée à 1.4 GHz et  $FIR$  est une mesure de l'émission infrarouge donnée par  $(FIR/\text{W m}^{-2}) = 1.25 \times 10^{-14} (2.58 S_{60\mu\text{m}} + S_{100\mu\text{m}}/\text{Jy})$  avec  $S_{60\mu\text{m}}$  et  $S_{100\mu\text{m}}$  les flux IRAS mesurés respectivement dans les bandes 60 et 100  $\mu\text{m}$ . La plupart des galaxies de l'échantillon IRAS 2 JY ont une valeur de  $q = 2.34$ , typique des galaxies à flambées d'étoiles. On définit ainsi des limites d'excès infrarouge ou radio avec des écart à  $\log 5$  par rapport à la valeur moyenne Yun et al. (2001).

Sopp & Alexander (1991) ont étendu l'étude de cette corrélation à différents types d'objets, reprenant les différentes études faites sur des galaxies normales, précoces et des galaxies radio, ils ont également inclus des galaxies actives de type Seyfert, quasars radio fort (*Radio Loud QSOs*) et radio faible (*Radio Quiet QSOs*) et des *Ultra Luminous InfraRed Galaxies (ULIRGs)*. Ils ont ainsi montré que les RQQSOs suivaient la même corrélation que les galaxies normales et les ULIRGs, tandis que les RLQSOs et les radio galaxies suivaient une corrélation séparée et plus dispersée. Contrairement aux RLQSOs, la corrélation suivie par les RQQSOs peut-être expliquée par un modèle de flambée d'étoiles (Colina & Perez-Olea 1995). Dans le cas des RLQSOs, la contribution dominante de l'AGN induirait alors une dispersion plus importante des flux radio observés. Les auteurs concluent que des régions de formation stellaire doivent être présentes autour du noyau actif de la plupart des RQQSOs.

## 1.2 De la poussière à grand $z$

Dans le domaine (sub)millimétrique, les observations de sources à grand décalage spectral sondent leur émission infrarouge. En effet, en observant des sources à grand décalage spectral dans le millimétrique, on détecte en réalité leur émission dans l'infrarouge lointain, décalée en suivant  $\nu_{\text{rest}}/\nu_{\text{obs}} = 1 + z$  où  $z$  est le décalage spectral,  $\nu_{\text{rest}}$  et  $\nu_{\text{obs}}$  étant respectivement les fréquences d'émission et de réception. Dans le cas de relevés (sub)millimétrique où un seul point photométrique a été mesuré, il n'est pas possible de distinguer une émission thermique due à des poussières, d'une émission non-thermique synchrotron. Cependant, pour la plupart des sources, des observations radio permettent de valider l'hypothèse d'une émission thermique des poussières en dérivant l'indice spectral radio-IR, qui diffère fortement entre le cas d'une émission thermique de poussière dans l'infrarouge accompagné d'une émission synchrotron en radio et le cas d'une émission synchrotron pure, pour lequel l'indice spectral radio-IR est beaucoup plus plat. Il existe un certain nombre de QSOs à grand décalage spectral dont les SEDs ont été observées à plusieurs longueurs d'onde (sub)millimétriques. Pour les plus brillants d'entre eux, ces mesures multi-longueurs d'onde ont mis en évidence le fait que leur émission infrarouge lointain était dominée par l'émission thermique des poussières, et, pour certain d'entre eux, de

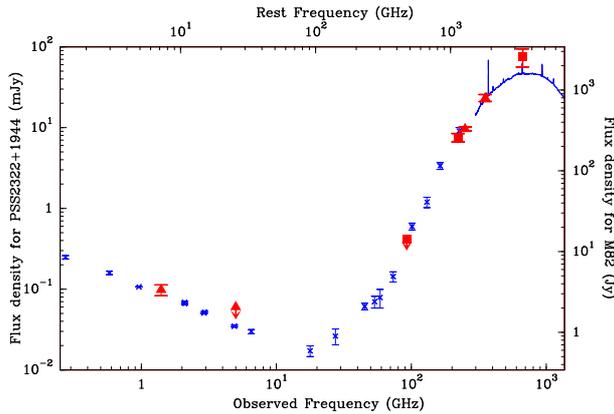


FIG. 1.4 – Distribution spectrale d'énergie de PSS 2322+1944. Les triangles et les carrés sont les mesures effectuées à  $850\ \mu\text{m}$  (Isaak et al. 2002);  $1.2\ \text{mm}$  (Omont et al. 2001);  $1.4$  et  $5\ \text{GHz}$  (Carilli et al. 2001a);  $450\ \mu\text{m}$ ,  $1.35\ \text{mm}$  et  $3\ \text{mm}$  de Cox et al. (2002). M82 est présenté en comparaison avec toutes les mesures de continus disponibles ainsi que les spectres ISO LWS et SWS Colbert et al. (1999). Tiré de Cox et al. (2002).

déterminer la température et l'indice spectral de ces poussières (voir chapitre 2). Parmi ceux-ci, le cas de PSS 2322+1944 sera détaillé ici. Enfin je détaillerai le passage des observations submillimétriques à la dérivation des grandeurs physiques intrinsèques des QSOs étudiés telles que la luminosité infrarouge lointain, la masse de poussière ou le taux de formation stellaire.

### 1.2.1 Cas particulier : Pss 2322+1944

Avec une densité de flux de  $S_{1.2\ \text{mm}} = 9.6 \pm 0.5\ \text{mJy}$ , PSS 2322+1944 est, à  $z = 4.12$ , le quasar le plus brillant détecté dans le relevé à  $1.2\ \text{mm}$  des quasars PSS à  $z \geq 4$  (Omont et al. 2001). Cette source a également été observée, et détectée, à  $450$  et  $850\ \mu\text{m}$  avec SCUBA au JCMT ainsi qu'à  $1.4$  et  $5\ \text{GHz}$  au VLA (Isaak et al. 2002; Cox et al. 2002; Carilli et al. 2001b). Les recherches qui ont conduit à la détection de l'émission de CO ont également permis d'obtenir les densités de flux du continuum à  $90$  et  $225\ \text{GHz}$  (Cox et al. 2002). Cet ensemble de données continuum est représenté sur la figure 1.4 en superposition avec la densité spectrale d'énergie de la galaxie MESSIER 82 (M82), décalée en fréquence pour reproduire le décalage spectral de PSS 2322+1944, et normalisée à  $850\ \mu\text{m}$ .

La forte similarité des densités spectrales d'énergie de M82 et PSS 2322+1944 indique que l'émission infrarouge de ce dernier est due à une composante de poussière, chauffée par l'activité des étoiles jeunes comme dans le cas de M82. Cette similarité a également été constatée pour plusieurs autres quasars à grand décalage spectral pour lesquelles des observations multi longueurs d'onde existent, par exemple BRI 1335-0417 à  $z = 4.4$  ou BR 1202-0725 à  $z = 4.7$ . De plus, dans le cas de PSS 2322+1944, des observations à  $1.4\ \text{GHz}$  effectuées au VLA par Carilli et al. (2003) ont résolu l'émission du continuum radio en un anneau d'Einstein, résultant de l'amplification gravitationnelle de la source par une masse située dans l'alignement de la ligne de visée. Cette émission a pu être modélisée par un disque de gaz et de poussière d'un rayon de  $2\ \text{kpc}$  entourant le noyau actif. Sur une telle distance, le noyau actif ne peut pas être responsable du chauffage des poussières, et les auteurs concluent en favorisant l'hypothèse d'un chauffage de la poussière dû principalement à la formation stellaire.

### 1.2.2 De l'infrarouge au taux de formation stellaire

On peut utiliser le formulaire établi à la section 1.1 pour décrire l'émission millimétrique observée des quasars à grand décalage spectral, l'estimateur de distance approprié ici est alors la distance lumineuse  $D_L$ . Si l'émission infrarouge lointain des quasars à grand décalage spectral peut être représentée par l'émission d'un seul nuage de poussière, de nature homogène, à la

température  $T_{\text{dust}}$ , leur luminosité monochromatique infrarouge lointain peut alors être décrite par :

$$L_{\nu_{\text{rest}}} = 4 \pi M_{\text{dust}} \kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}}) \quad (1.10)$$

### Température

En exprimant les densités de flux observées comme  $S_{\nu_{\text{obs}}} = (1+z)L_{\nu_{\text{rest}}}/4\pi D_L^2$ , on remarque que  $S_{\nu_{\text{obs}}} \propto B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}}) = B_{\nu_{\text{obs}}}(T_{\text{dust}}/(1+z))$ . Ainsi on peut déterminer la température des poussières à partir des luminosités monochromatiques ou, en corrigeant d'un facteur  $1+z$ , directement à partir des densités de flux observées. La détermination de la température et de l'indice spectral des poussières dominant l'émission infrarouge lointain des galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral est développée au chapitre 2. En moyenne, la température des poussières dominant l'émission infrarouge lointain dans les quasars à grand décalage spectral est de l'ordre de  $T_{\text{dust}} = 50$  K avec un indice spectral effectif de  $\beta = 1.6$ . L'indice spectral des silicates ou de graphite est de l'ordre de 2 dans l'infrarouge lointain. Un indice spectral effectif plus petit met en évidence une distribution de la température des grains, ce qui est expliqué par l'intégration effectuée sur une galaxie complète, incluant des régions avec des conditions d'excitation différentes.

Cette distribution de températures des poussières peut être décrite de manière simplifiée à l'aide de deux composantes de poussières, une composante chaude à  $T_w > 30$  K et une composante froide à  $T_c = 15 - 20$  K. Ainsi, Dunne & Eales (2001) décrivent la distribution d'énergie spectrale des galaxies de l'échantillon *IRAS Bright Galaxy Sample* par

$$S_\nu = N_w \times \nu^{\beta_w} B_\nu(T_w) + N_c \times \nu^{\beta_c} B_\nu(T_c),$$

où  $N_w$  et  $N_c$  sont les masses relatives des composantes chaude et froide. Notons que ce formalisme peut-être facilement étendu à une distribution continue de température, avec

$$L_{\nu_{\text{rest}}} = 4\pi M_{\text{dust}} \int_{T_{\text{min}}}^{T_{\text{max}}} f(T) \kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T) dT,$$

avec  $\int_{T_{\text{min}}}^{T_{\text{max}}} f(T) dT = 1$ ,  $f(T)$  représentant la masse relative de poussière entre  $T$  et  $T + dT$ . De plus, dans le cas des quasars à grand décalage spectral, une composante de poussières chaudes chauffées directement par l'AGN à  $T_h > 80$  K, et dont l'émission dominerait leur domaine infrarouge proche et moyen, peut influencer la détermination des propriétés de l'émission dominant l'infrarouge lointain. Cependant, dans les quelques cas où cette étude est possible, il semblerait qu'une séparation nette entre  $T_h$  et  $T_w$  soit suffisante pour que l'émission infrarouge lointain ne soit pas contaminée par l'émission des poussières chauffées directement par l'AGN (voir chap. 2).

### Luminosité infrarouge lointain

La luminosité infrarouge lointain,  $L_{\text{FIR}}$ , des quasars à grand décalage spectral est définie comme l'intégrale, en fréquence, des luminosités monochromatiques d'un corps noir modifié rendant compte de leur émission dans l'infrarouge lointain,  $L = \int L_{\nu_{\text{rest}}} d\nu_{\text{rest}}$ . En suivant l'hypothèse d'une seule température de poussière  $T_{\text{dust}}$  et d'un indice spectral  $\beta$ , on peut également obtenir une relation similaire à l'équation 1.5 entre la luminosité et une densité de flux observée  $S_{\nu_{\text{obs}}}$ ,

$$L_{\text{FIR}} = \frac{4\pi D_L^2}{(1+z)} \left( \frac{k_B}{h} \right)^\beta \frac{\Gamma(4+\beta) \zeta(4+\beta)}{\pi^5/15} \frac{\sigma T_{\text{dust}}^{4+\beta}}{\nu_{\text{rest}}^\beta B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}})} S_{\nu_{\text{obs}}}. \quad (1.11)$$

Ainsi, une source, à un décalage spectral de  $z = 4$ , et avec une densité de flux à 250 GHz de  $S_{250\text{GHz}} = 1$  mJy a une luminosité infrarouge lointain de  $L_{\text{FIR}} = 5 \times 10^{12} L_{\odot}$ , si la composante de poussière dominant l'infrarouge lointain est à une température de  $T_{\text{dust}} = 50$  K avec un indice spectral de  $\beta = 1.6$ .

L'incertitude sur  $L_{\text{FIR}}$  peut s'écrire

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_{L_{\text{FIR}}}}{L_{\text{FIR}}}\right)^2 &= \left(\frac{\sigma_{S_{\nu_{\text{obs}}}}}{S_{\nu_{\text{obs}}}}\right)^2 \\ &+ \left(\log \frac{k_{\text{B}} T_{\text{dust}}}{h \nu_{\text{rest}}} + \frac{\frac{\partial}{\partial \beta} \Gamma(4 + \beta) \zeta(4 + \beta)}{\Gamma(4 + \beta) \zeta(4 + \beta)}\right)^2 \sigma_{\beta}^2 \\ &+ \left((4 + \beta) - \frac{x e^x}{e^x - 1}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{T_{\text{dust}}}}{T_{\text{dust}}}\right)^2, \end{aligned}$$

avec  $x = h \nu_{\text{rest}} / k_{\text{B}} T_{\text{dust}}$ . Cette incertitude est dominée par les incertitudes de  $\beta$  et  $T_{\text{dust}}$ . Le chapitre 2 présente les contraintes que l'on peut obtenir sur la température et l'indice spectral des poussières dans les galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral à partir de mesures photométriques dans le domaine (sub)millimétrique, notamment à  $350 \mu\text{m}$ .

L'hypothèse faite en ne prenant qu'une seule composante de température et un indice spectral effectif n'intervient que peu dans la détermination de la luminosité infrarouge lointain. En effet, une distribution de température aurait pour conséquence de diminuer l'indice spectral effectif des poussières. Cependant, la description effective de l'émission infrarouge lointain rend bien compte de la distribution spectrale d'énergie, et ainsi l'intégration faite est une estimation robuste de la luminosité infrarouge lointain. Enfin, cette définition diffère de celle basée sur les flux IRAS à 60 et  $100 \mu\text{m}$  (Sanders & Mirabel 1996) ou celle définie en intégrant de 40 à  $1000 \mu\text{m}$  sur les ajustements de densité spectrale d'énergie (Dunne et al. 2000). Il faudra donc faire attention en comparant les valeurs obtenues par l'une ou l'autre méthode.

### Masse de poussière

La masse de poussière,  $M_{\text{dust}}$ , peut être déduite à partir d'une mesure de densité de flux  $S_{\nu_{\text{obs}}}$ , en intégrant l'équation 1.10 et en l'égalisant avec l'équation 1.11, soit

$$M_{\text{dust}} = \frac{D_{\text{L}}^2}{(1+z)} \frac{S_{\nu_{\text{obs}}}}{\kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}})}. \quad (1.12)$$

L'incertitude sur la masse de poussière  $\sigma_{M_{\text{dust}}}$  est

$$\begin{aligned} \left(\frac{\sigma_{M_{\text{dust}}}}{M_{\text{dust}}}\right)^2 &= \left(\frac{\sigma_{S_{\nu_{\text{obs}}}}}{S_{\nu_{\text{obs}}}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\kappa_0}}{\kappa_0}\right)^2 \\ &+ \left(\log \frac{\nu_{\text{rest}}}{\nu_0}\right)^2 \sigma_{\beta}^2 + \left(\frac{x e^x}{e^x - 1}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{T_{\text{dust}}}}{T_{\text{dust}}}\right)^2, \end{aligned}$$

Une détermination précise de  $\beta$  et  $T_{\text{dust}}$  est donc nécessaire (voir chapitre 2), ainsi, on cherchera à obtenir une valeur de  $\kappa$  la plus proche possible de  $\nu_{\text{rest}}$  afin de limiter au maximum l'effet de l'incertitude sur  $\beta$ . Enfin, dans certain cas, le coefficient d'absorption des poussières,  $\kappa_0$  peut devenir la première source d'incertitude de  $M_{\text{dust}}$ . En effet, comme le montre la table 1.1, les estimations du coefficient d'absorption de la poussière peuvent varier d'un facteur  $\sim 4$  (Alton et al. 2004). Cependant si on fixe cette valeur et que l'on fait l'hypothèse que la composition de

Références		$\kappa(1.2 \text{ mm})^\dagger$ ( $\text{cm}^2/\text{g}$ )			
Hildebrand (1983)	nébuleuse	$1/\kappa(250\mu\text{m})$	0.1	$\text{g}/\text{cm}^2$	0.43
Boulanger et al. (1996)	nuage HI	$\epsilon(250\mu\text{m})$	$1.0 \cdot 10^{-25}$	$\text{cm}^2$	$0.26^\ddagger$
Alton et al. (2004)	galaxie spirale	$\kappa(1.2\mu\text{m})$	0.57	$\text{cm}^2/\text{g}$	0.57
Kruegel et al. (1990)	Poussière	$\kappa(1.3\text{mm})$	0.1	$\text{cm}^2/\text{g}$	0.12
	Silicate	$\kappa(1.3\text{mm})$	0.17	$\text{cm}^2/\text{g}$	0.20
	Mat. Ints.	$\kappa(1.3\text{mm})$	0.003	$\text{cm}^2/\text{g}$	0.004
Dunne et al. (2000)	Poussière	$\kappa(850\mu\text{m})$	0.077	$\text{m}^2/\text{kg}$	0.39

TAB. 1.1 – Principales références pour la valeur du coefficient d’absorption  $\kappa$ , mesurée et théorique.  $^\dagger$  : ramené à 1.2 mm avec  $\beta = 2$ .  $^\ddagger$  : calculé à partir d’un rapport gaz sur poussière de 1% valide dans le voisinage solaire

la poussière ne varie pas d’un objet à l’autre, les valeurs relatives de masse de poussière, d’un objet à l’autre, seront correctes, à décalage spectral constant.

Pour la détermination de la masse de poussière, l’hypothèse d’une émission par une seule composante de poussière est ici très forte. En effet, Dunne et al. (2000) et Dunne & Eales (2001) ont montré que cette hypothèse peut sous-estimer la masse de poussière par un facteur 1.5 à 3 car une composante de poussière froide, peu lumineuse, peut dominer la masse de poussière de la galaxie. La détermination des paramètres de cette composante reste très incertaine, notamment pour les quasars à grand décalage spectral pour lesquels peu de mesures permettent de poser des contraintes dans ce domaine de longueurs d’onde. La dégénérescence des paramètres ne permet pas leur détermination simultanée et il est nécessaire, d’effectuer des ajustements soit en fixant  $\beta = 2$ , soit avec deux composantes de poussières où l’une des deux températures est fixée, ou enfin avec une distribution de température continue simplement paramétrée. Le chapitre 2 revient sur ces différents problèmes.

### Taux de formation stellaire

Il est possible de déduire le taux de formation stellaire à partir de la luminosité infrarouge lointain. En effet, si on fait l’hypothèse que le rayonnement infrarouge lointain est dû à des poussières chauffées exclusivement par des étoiles jeunes et qu’elles absorbent leur rayonnement de façon parfaite, la luminosité infrarouge lointain est alors égale à la luminosité bolométrique des étoiles chauffant les poussières. Le transfert complet du rayonnement des étoiles jeunes en rayonnement infrarouge par les poussières n’est pas parfait et on peut définir  $\delta_{\text{SB}} < 1$  le rapport entre ces deux grandeurs. Par la suite, les taux de formations stellaire ainsi déduits, seront donc toujours des limites supérieures.

Dans le cas d’une formation stellaire continue, le taux de formation stellaire,  $\dot{M}_{\text{SF}}$ , peut être relié à la luminosité bolométrique des étoiles par

$$L = \dot{M}_{\text{SF}} \frac{\int t(m) l(m) \psi(m) dm}{\int m \psi(m) dm} \quad (1.13)$$

où  $l(m)$  est la luminosité bolométrique d’une étoile de masse  $m$ ,  $\psi(m)$  la fonction de masse initiale et  $t(m)$  le temps pendant lequel l’étoile contribue au chauffage des poussières, que l’on

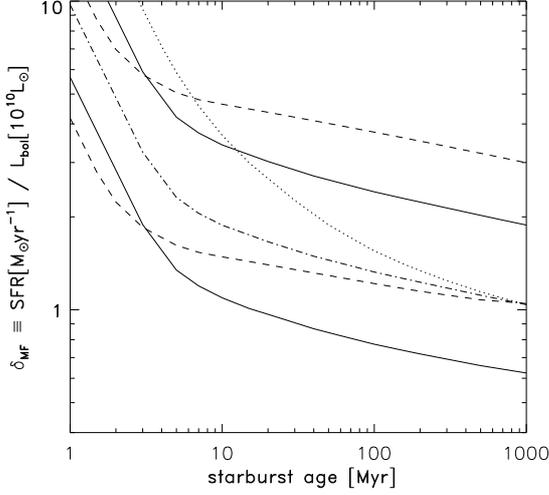


FIG. 1.5 – Taux de formation stellaire par luminosité totale,  $\delta_{MF}$ , pour une flambée d'étoile continue en fonction de l'âge de la flambée d'étoile, en adoptant différentes fonctions de masse initiale. *Lignes pleines* : fonction de masse initiale de type Salpeter avec  $m_{\text{low}} = 0.1 M_{\odot}$  et  $m_{\text{high}} = 1.6 M_{\odot}$  (ligne supérieure et inférieure, respectivement), avec les temps de vie et luminosité de Schaerer et al. (1993). *Tiret* : idem mais en utilisant les temps de vie et les luminosités de Telesco & Gatley (1984). *Tiret-pointillés* : idem mais en utilisant une fonction de masse initiale plate en dessous de  $1 M_{\odot}$ . *Pointillés* : idem mais avec une fonction de masse initiale log-normale :  $d \log \psi / d \log m = -\log m$ . Tiré de Omont et al. (2001)

prendra ici égal à son temps de vie (Thronson & Telesco 1986). Dans l'équation 1.13, le rapport des intégrales est en fait celui de la luminosité et de la masse des étoiles qui vont contribuer au chauffage des poussières. Ainsi pour une flambée stellaire d'une durée  $T_0$ , on peut écrire l'intégrale du numérateur comme

$$\int t_i(m) l(m) \psi(m) dm = \int_{m_{\text{min}}}^{m_0} T_0 l(m) \psi(m) dm + \int_{m_0}^{m_{\text{sup}}} t(m) l(m) \psi(m) dm.$$

On peut ainsi définir  $\delta_{MF} = \dot{M}_{SF} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}] / L_{\text{bol}} [10^{10} L_{\odot}]$ , la constante de proportionnalité qui relie le taux de formation stellaire à la luminosité bolométrique des étoiles jeunes. Ainsi  $\dot{M}_{SF} = \delta_{MF} \delta_{SB} L_{\text{FIR}} / 10^{10} L_{\odot}$ . Le calcul de  $\delta_{MF}$  dépend donc de la fonction de masse initiale, des luminosités et du temps de vie des étoiles. Omont et al. (2001) ont utilisé, dans un premier temps, une fonction de masse initiale de type Salpeter avec  $\psi(m) = m^{-2.35}$  et les expressions données par Telesco & Gatley (1984) pour les luminosités et le temps de vie des étoiles. Ils en déduisent  $1.2 < \delta_{MF} < 3.8$  pour une durée de formation stellaire de 100 Myr, des valeurs plus petites d'un facteur 2 que celles utilisées par Thronson & Telesco (1986) avec une durée de 2 Myr, inappropriée pour l'étude des quasars à grand décalage spectral où la formation stellaire devrait se faire sur des durées comparable au temps dynamique dans ces objets. Omont et al. (2001) ont également utilisé des modèles d'évolution stellaire (Schaerer et al. 1993), et, en considérant plusieurs métallicités et une fonction de masse initiale plus réaliste, concluent que  $0.8 < \delta_{MF} < 2$ . La figure 1.5 présente le coefficient  $\delta_{MF}$  en fonction de l'âge de la flambée stellaire pour différentes fonctions de masse initiale et différents modèles de luminosité et temps de vie des étoiles.

Ainsi, en suivant cette prescription, une source à  $z = 4$  avec une densité de flux à 250 GHz de  $S_{250\text{GHz}} = 1 \text{ mJy}$ , a un taux de formation stellaire compris entre 400 et 1000  $\delta_{SB} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Cependant, il faut noter que ces valeurs sont des limites supérieures, puisque  $\delta_{SB} < 1$ .

# Observation à 350 $\mu\text{m}$ et distribution spectrale d'énergie : Propriétés des poussières

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Observations Sharc-ii à 350 <math>\mu\text{m}</math></b> . . . . .	<b>45</b>
2.1.1	Observations . . . . .	45
2.1.2	Résultats . . . . .	45
<b>2.2</b>	<b>Discussion</b> . . . . .	<b>46</b>
2.2.1	Température et indice spectral des poussières . . . . .	46
2.2.2	Indice spectral infrarouge-radio . . . . .	50
<b>2.3</b>	<b>Conclusions</b> . . . . .	<b>52</b>

---

A grand décalage spectral, une grande partie de la formation stellaire a lieu dans des galaxies ultra-lumineuses contenant de grandes quantités de poussières qui absorbent le rayonnement des étoiles nouvellement formées et le réémettent en rayonnement thermique infrarouge autour de  $\sim 50$  K (voir chap 1). La densité spectrale d'énergie (SED) de la plupart des sources à grand décalage spectral est mal connue, notamment dans le domaine infrarouge. Par exemple dans le cas des quasars, les poussières peuvent également être chauffées, par l'AGN lui même, à des températures élevées ( $> 100$  K) et l'émission de cette composante de poussière dominerait alors le domaine infrarouge proche et moyen. La température  $T_{\text{dust}}$  et l'indice spectral  $\beta$  de l'émissivité des poussières sont des paramètres clefs pour déduire les propriétés des sources telles que leur luminosité infrarouge ou la masse de poussière à l'origine de ce rayonnement. Ces deux quantités sont fondamentales dans l'étude de l'émission infrarouge des quasars à grand décalage spectral. La détermination observationnelle de ces deux paramètres nécessite de bien échantillonner la distribution spectrale submillimétrique, en particulier au voisinage de son maximum  $\leq 500 \mu\text{m}$ . De telles observations restent difficiles à partir du sol à cause de la mauvaise transmission atmosphérique, même à partir des meilleurs sites actuels, comme le Mauna Kea. La détermination des valeurs typiques de  $T_{\text{dust}}$  et  $\beta$  repose donc sur l'observation d'un petit nombre de sources, une dizaine avant nos observations, dans les fenêtres atmosphériques à  $450 \mu\text{m}$  ou mieux à  $350 \mu\text{m}$  (Benford et al. 1999), (voir également les discussions dans Priddey & McMahon 2001; Blain et al. 2003). Les valeurs moyennes de  $T_{\text{dust}}$  et  $\beta$  ainsi déterminées sont la base de l'estimation de la luminosité dans l'infrarouge lointain des relevés de quasars détectés seulement à grande longueur

d'onde à 1.2 mm ou 850  $\mu\text{m}$ .

Dans ce chapitre, je présenterai des observations à 350  $\mu\text{m}$  d'un échantillon de 6 quasars à grand décalage spectral ( $1.8 < z < 6$ ). Toutes les sources ont été détectées, doublant ainsi le nombre de sources pour lesquelles de telles mesures sont disponibles. Avec les observations existantes à plus grandes longueurs d'onde, la mesure à 350  $\mu\text{m}$  permet de contraindre la température et l'indice spectral des poussières dans ces quasars à grand décalage spectral et ainsi leurs luminosités dans l'infrarouge lointain. Ce travail a conduit à une publication soumise à la revue ApJ présentée en fin de chapitre.

## 2.1 Observations Sharc-ii à 350 $\mu\text{m}$

Afin de mieux contraindre la température des poussières dans les quasars à grand décalage spectral, des observations à courtes longueurs d'onde sont nécessaires. Nous avons donc proposé d'observer à 350  $\mu\text{m}$  un échantillon d'une vingtaine de quasars à grand décalage spectral, optiquement lumineux et radio faible, sélectionnés à partir des sources les plus brillantes détectées à 1.2 mm par Omont et al. (2001, 2003) ou Bertoldi et al. (2003a).

### 2.1.1 Observations

Les observations se sont déroulées les 5 et 6 janvier 2004 avec SHARC II, une caméra bolométrique de  $12 \times 32$  pixels opérant à 350  $\mu\text{m}$  (Dowell et al. 2003) au CALTECH SUBMILLIMETER OBSERVATORY (CSO). L'opacité atmosphérique, surveillée à l'aide du *taumeter* du CSO, était stable pendant la durée des observations, avec un niveau moyen excellent de 0.04 à 225 GHz, correspondant à une opacité de 1.0 à 350  $\mu\text{m}$ . Le pointage, vérifié régulièrement sur des sources brillantes comme des planètes ou des calibrateurs secondaires, était stable durant les observations, avec une précision  $\leq 1''$ . Le *focus* était déterminé en début de chaque nuit. Nous avons utilisé le système d'optimisation de la surface du télescope (*Dish Surface Optimisation System*) qui corrige la surface de ses imperfections et des déformations dues à la gravité lorsque le télescope se déplace en élévation. En utilisant ce système, le lobe primaire du télescope est bien approximé par une gaussienne circulaire avec une largeur à mi hauteur (*Full Width Half Maximum - FWHM*), de  $8''5$ . La calibration a été effectuée à l'aide d'Uranus comme calibrateur primaire et les astéroïdes Pallas et Ceres comme calibrateurs secondaires. A partir des observations des calibrateurs primaires et secondaires, la calibration absolue en flux est estimée à 20%. Les observations ont été effectuées en balayant la matrice SHARC II en azimuth en utilisant un motif de Lissajous la première nuit, et, pour éviter tout effet systématique, un motif en boîte la seconde, avec respectivement des amplitudes de  $15'' \times 14''$  et  $25'' \times 35''$ . Les sources ont été observées à différentes élévations, avant et après le transit et au moins une fois chaque nuit, à l'exception d'un quasar exceptionnellement brillant, APM 08276+5255 qui n'a été observé que 20 minutes. Sur l'échantillon initial, nous avons sélectionné 6 sources visibles lors des deux nuits d'observations.

### 2.1.2 Résultats

Les données ont été réduites à l'aide du logiciel COMPREHENSIVE REDUCTION UTILITY FOR SHARC II (CRUSH) v1.3B2, écrit par Attila Kovács à CALTECH. L'option *-deep*, appropriée pour des sources ayant des densités de flux plus petites que 100 mJy, a été utilisée. Pour retrouver les densités de flux, des gaussiennes circulaires et un continuum plat ont été ajustés sur les cartes en laissant en paramètres libres, la position, la largeur à mi hauteur et l'intensité de la

TAB. 2.1 – Résultats des observations effectuées à 350  $\mu\text{m}$  avec SHARC II au CSO sur les 6 quasars optiquement lumineux et radio faibles présentés ici.

Source	$z$	$M_B$	R.A. (J2000.0)	Dec.	$S_{350\mu\text{m}}$ (mJy, $\pm 1 \sigma_{\text{stat}}$ †)	$\sigma_{\text{map}}$ (mJy)	Int. (min)
KUV 08086+4037	1.78	-27.0	08 12 00.41	40 28 15.00	$48 \pm 8$	9	240
APM 08279+5255	3.91		08 31 41.70	52 45 17.35	$392 \pm 36$	31	20
HS 1002+4400	2.08	-28.3	10 05 17.45	43 46 09.30	$78 \pm 10$	10	170
J1148+5251	6.42	-28.4	11 48 16.64	52 51 50.30	$23 \pm 3$	6	430
J1409+5628	2.58	-28.4	14 09 55.56	56 28 26.50	$159 \pm 14$	13	220
PSS 2322+1944	4.12	-28.1	23 22 07.25	19 44 22.08	$66 \pm 9$	10	150

NOTE – †, L'incertitude sur la calibration absolue de 20% n'est pas incluse dans les valeurs présentées. L'erreur statistique des ajustements des flux doit être additionnée quadratiquement à l'incertitude des cartes pour obtenir une estimation de l'erreur sur les flux.

gaussienne, à l'exception de J1148+5251 où la largeur à mi hauteur a été fixée à  $8''5$ . Les 6 quasars ont tous été détectés à des niveaux  $> 3\sigma$ . La figure 2.1 présente les cartes reconstruites des 6 sources observées, lissées à la taille du lobe primaire de l'antenne du CSO, tandis que la table 2.1 rapporte les résultats des ajustements effectués sur les cartes brutes. Cette table rapporte les densités de flux à 350  $\mu\text{m}$ ,  $S_{350\mu\text{m}}$ , ainsi que les incertitudes statistiques sur les ajustements  $\sigma_{\text{stat}}$  et les incertitudes des cartes  $\sigma_{\text{map}}$ , estimées à partir de la largeur à mi hauteur d'une gaussienne ajustée à la distribution des pixels de chaque carte. L'incertitude sur le flux  $\sigma_S$ , sans tenir compte de l'incertitude de 20% sur la calibration absolue, est estimée en effectuant la somme quadratique de ces deux incertitudes, soit,

$$\sigma_S^2 = \sigma_{\text{stat}}^2 + \sigma_{\text{map}}^2$$

## 2.2 Discussion

En utilisant les données photométriques déjà existantes sur les sources observées à 350  $\mu\text{m}$  nous avons étudié, dans un premier temps, la température et l'indice spectral des poussières, puis la relation entre la luminosité infrarouge et radio dans les quasars à grand décalage spectral.

### 2.2.1 Température et indice spectral des poussières

Pour chacune des sources de l'échantillon, nous avons ajusté un corps noir modifié avec une composante de température  $T_{\text{dust}}$  et un indice spectral  $\beta$  (voir chap. 1) sur les densités spectrales d'énergie, entre 40 et 800  $\mu\text{m}$ , des 6 quasars observés à 350  $\mu\text{m}$ . Lorsque cela était possible, les ajustements étaient effectués à la fois sur  $T_{\text{dust}}$  et  $\beta$ , dans le cas contraire,  $\beta$  était fixé à 1.6 (voir plus loin).

Les températures déduites vont de 40 à 60 K (voir les tables dans l'article présenté en fin de chapitre). Pour les deux sources où une détermination simultanée de  $T_{\text{dust}}$  et  $\beta$  était possible, les valeurs de l'indice spectral des poussières sont de  $\beta = 1.8 \pm 0.2$  et  $\beta = 1.6 \pm 0.3$ , pour, respectivement, APM 08237+5255 et PSS 2322+1944. Les luminosités infrarouge lointain, calculées

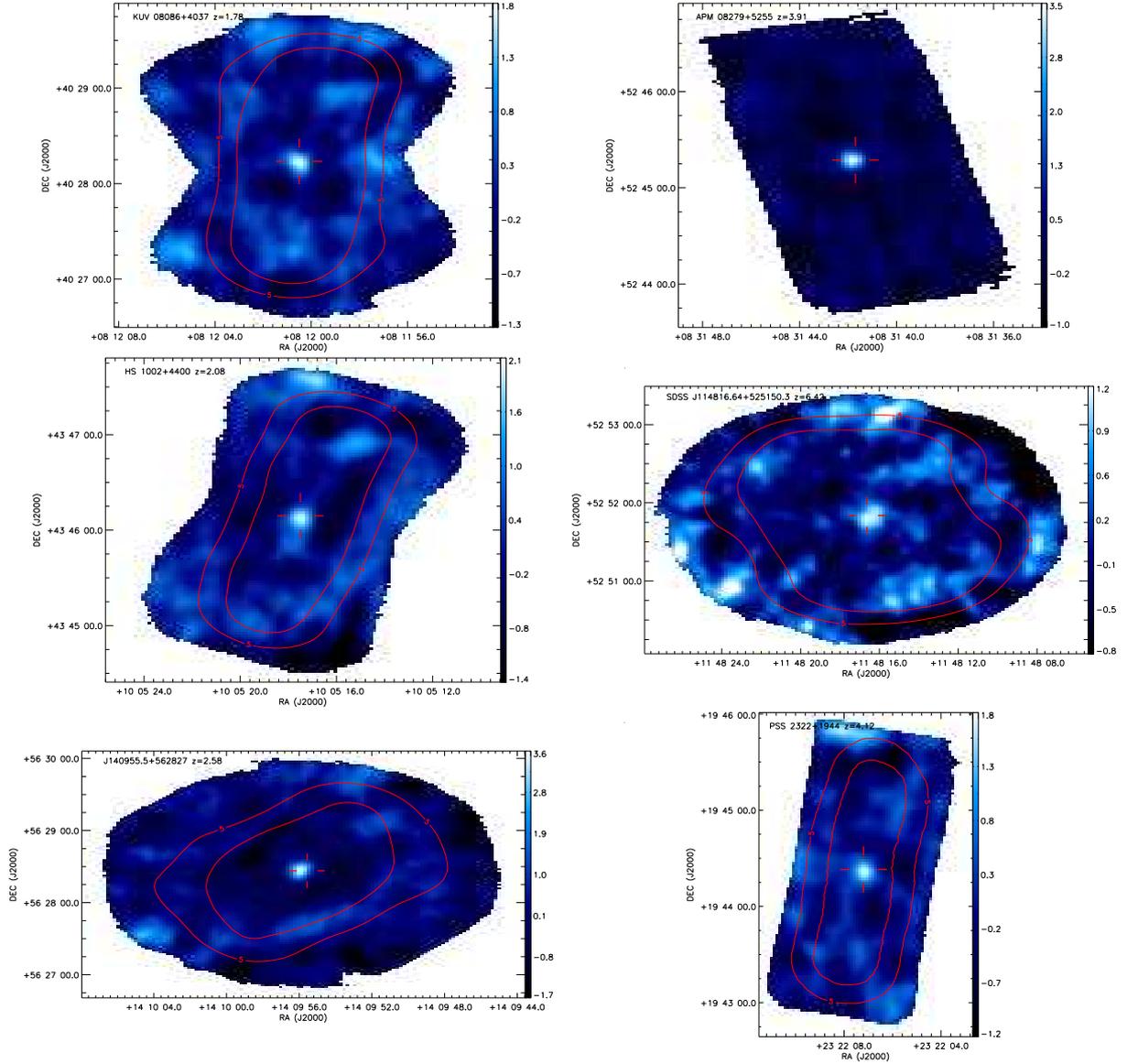


FIG. 2.1 – Cartes du rapport signal sur bruit obtenues avec SHARC II à 350  $\mu\text{m}$  sur les 6 quasars optiquement lumineux et radio faibles étudiés ici. Les cartes sont lissées avec une gaussienne de  $FWHM = 8''5$ . Les contours représentent des courbes isochrones avec des temps d'intégration de 5 et 10 minutes. Les croix indiquent les positions optiques des sources présentées dans la table 2.1.

en intégrant sur le corps noir modifié, sont de quelque  $10^{13} L_{\odot}$ , corrigées de l'amplification gravitationnelle lorsque ce facteur est connu. En utilisant un coefficient d'absorption des poussières de  $0.4 \text{ cm}^2/\text{g}$  à  $1200 \mu\text{m}$  (Alton et al. 2004, voir chap. 1), ces luminosités infrarouge lointain correspondent à des masses de poussières de quelques  $10^8 M_{\odot}$ . Cependant, ces valeurs restent encore très incertaines, notamment si on tient compte des incertitudes sur la température et l'indice spectral des poussières lors de la détermination de la luminosité infrarouge lointain (voir chap. 1). En effet, l'estimation des luminosités dans l'infrarouge lointain ne tient pas compte de la présence d'une possible composante de poussière chaude dominant le domaine infrarouge proche ou moyen. Cet effet est exploré ci-dessous, pour les quelques sources où cela est possible. Le coefficient d'absorption des poussières n'est connu qu'à un facteur 4 près, même localement (Alton et al. 2004), de plus l'hypothèse d'une seule composante de température peut amener à sous-estimer la masse des poussières d'un facteur 1.5-3, dans le cas où une seconde composante de poussière froide est présente et, bien que peu lumineuse, concentre une grande partie de la masse des poussières (Dunne et al. 2000, voir également chap. 1). Ainsi la détermination des masses de poussière est très incertaine et ne doit être utilisée qu'à titre d'ordre de grandeur.

## Deux composantes de poussières

En attendant les résultats du satellite Spitzer, il n'existe que peu d'objets à grand décalage spectral ayant des mesures photométriques à très courtes longueurs d'onde. En effet, seuls 3 quasars ont un échantillonnage de leurs SEDs suffisant pour permettre d'étudier l'effet d'une composante de poussière chaude ( $T_{\text{hot}}$ ), dominant l'infrarouge proche et moyen, sur l'ajustement d'une composante de poussière tiède ( $T_{\text{warm}}$ ) dominant l'infrarouge lointain avec un même indice spectral d'émissivité  $\beta$ . Nous avons donc effectué un ajustement de deux composantes de poussières, l'une à  $T_{\text{hot}}$  et l'autre à  $T_{\text{warm}}$ , sur les densités spectrales d'énergie de ces quasars entre 10 et  $800 \mu\text{m}$  afin de comparer les valeurs de  $T_{\text{warm}}$  ainsi déduites à celles de  $T_{\text{dust}}$  ajustées à l'aide d'un modèle à une composante de poussières entre 40 et  $800 \mu\text{m}$ , comme décrit précédemment.

La figure 2.2 présente le résultat de cette étude sur IRAS F10214+4724 à  $z = 2.29$ , H1413+117 à  $z = 2.56$  et APM 08279+5255 à  $z = 3.91$ . Les températures, déduites à l'aide des modèles à une ou deux composantes, sont résumées dans la table 2.2. Dans chacun des cas, les valeurs de  $T_{\text{warm}}$  et  $T_{\text{dust}}$  sont en bon accord. Cet accord est renforcé lorsque l'indice spectral des poussières utilisé dans l'ajustement à deux composantes est fixé à la valeur déduite de l'ajustement à une composante. L'ajustement des distributions spectrales d'énergie entre 40 et  $800 \mu\text{m}$  par une seule composante de température représente donc bien la composante tiède trouvée lors d'un ajustement à deux températures effectué entre 10 et  $800 \mu\text{m}$ . Cependant, bien que les valeurs des températures soient compatibles aux erreurs près, celle déduite à l'aide d'un modèle à une composante est *systématiquement* plus élevée que la température tiède du modèle à 2 composantes. Ainsi, la luminosité infrarouge lointain de la composante de poussière tiède pourrait être légèrement surévaluée lorsque l'ajustement est effectué avec une seule composante de poussières. Cette tendance doit être confirmée quantitativement par des observations à plus courtes longueurs d'onde sur d'autres sources à grand décalage spectral.

## Température et indice spectral moyen

Dans l'échantillon observé, il n'existe que peu de sources pour lesquelles un ajustement simultané de la température et de l'indice spectral des poussières soit possible par manque de contraintes observationnelles. Il est donc nécessaire de combiner les mesures photométriques de plusieurs quasars à grand décalage spectral afin d'obtenir la température et l'indice spectral

TAB. 2.2 – Résultats des ajustements à 2 composantes de poussières à  $T_{\text{hot}}$  et  $T_{\text{warm}}$  entre 10 et 800  $\mu\text{m}$  ou à 1 composante de poussière à  $T_{\text{dust}}$  entre 40 et 800  $\mu\text{m}$

Source	$z$	2 composantes			1 composante	
		$T_{\text{hot}}$ (K)	$T_{\text{warm}}$ (K)	$\beta$	$T_{\text{dust}}$ (K)	$\beta$
IRAS F10214+4724	2.29	$83 \pm 17$	$29 \pm 15$	$2.3 \pm 1.3$	$32 \pm 19$	$2.1 \pm 1.2$
		$85 \pm 7$	$31 \pm 3$	$2.1^\dagger$	$32 \pm 3$	$2.1^\dagger$
H1413+117	2.56	$104 \pm 11$	$31 \pm 3$	$2.4 \pm 0.3$	$38 \pm 3$	$2.0 \pm 0.2$
		$118 \pm 10$	$36 \pm 1$	$2.0^\dagger$	$38 \pm 1$	$2.0^\dagger$
APM 08279+5255	3.91	$155 \pm 15$	$47 \pm 6$	$1.8 \pm 0.2$	$51 \pm 7$	$1.8 \pm 0.2$
		$157 \pm 14$	$49 \pm 2$	$1.8^\dagger$	$51 \pm 2$	$1.8^\dagger$

NOTE –  $^\dagger$  valeur fixée lors de l'ajustement.

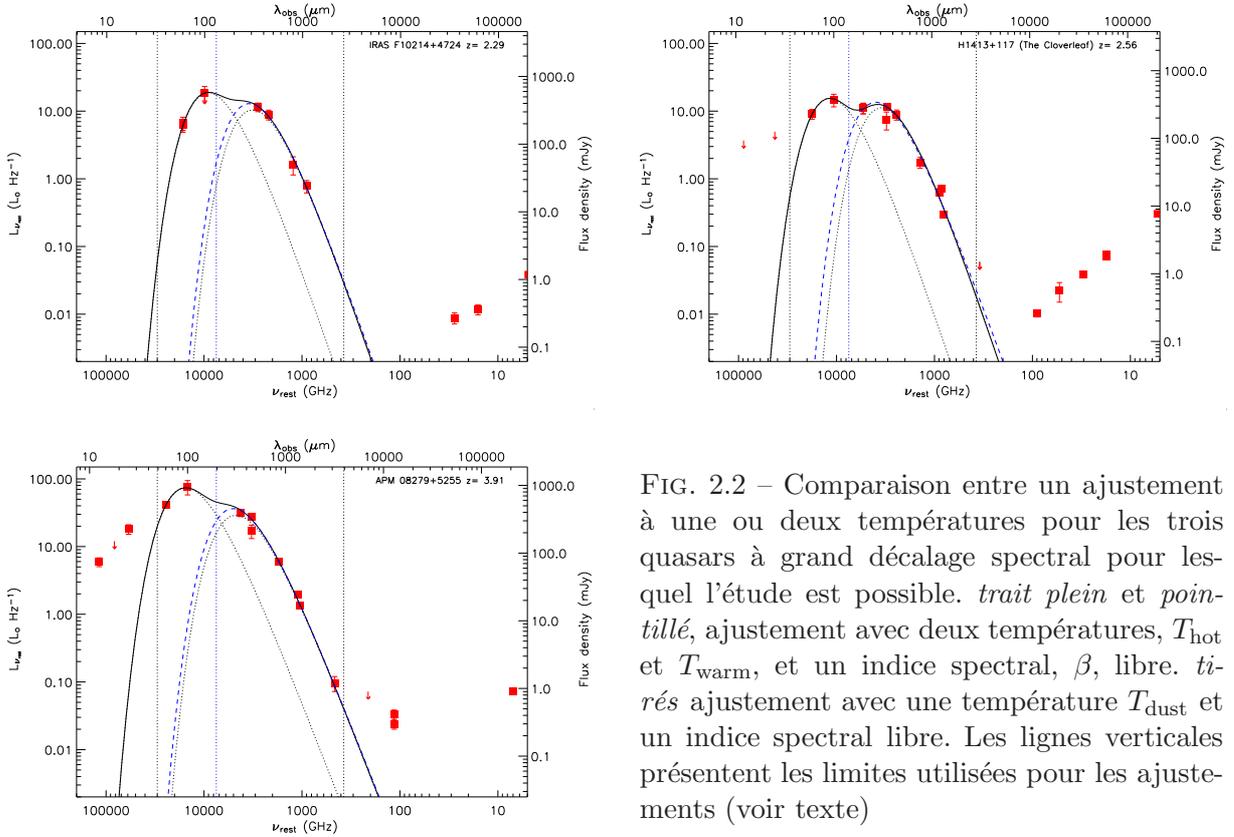


FIG. 2.2 – Comparaison entre un ajustement à une ou deux températures pour les trois quasars à grand décalage spectral pour lequel l'étude est possible. *trait plein et pointillé*, ajustement avec deux températures,  $T_{\text{hot}}$  et  $T_{\text{warm}}$ , et un indice spectral,  $\beta$ , libre. *tirés* ajustement avec une température  $T_{\text{dust}}$  et un indice spectral libre. Les lignes verticales présentent les limites utilisées pour les ajustements (voir texte)

moyen des poussières de ces sources. En effet, une distribution en décalage spectral permet de sonder la SED moyenne à différentes longueurs d’ondes dans le référentiel au repos. Priddey & McMahon (2001) ont utilisé une telle approche sur un échantillon de 7 quasars à  $z \sim 4$ , et en ont déduit une température moyenne  $T_{\text{dust}} = 41 \pm 5$  K et  $\beta = 1.9 \pm 0.3$ . Afin de normaliser les différentes SEDs, Priddey & McMahon ont utilisé une approche itérative qui consiste à normaliser chaque SED à une longueur d’onde au repos commune, en admettant un indice spectral des poussières, puis à ajuster la température et l’indice spectral moyen sur ces SEDs normalisées. Le processus est itérée en normalisant de nouveau les SEDs, avec l’indice spectral moyen trouvé à l’étape précédente, ainsi de suite, en vérifiant au final que les solutions ont bien convergé.

Il est cependant possible d’utiliser une approche où le facteur de normalisation de chaque objet est laissé en tant que paramètre libre de l’ajustement. Ainsi, aucune hypothèse n’est faite pour normaliser les SEDs et l’ajustement s’effectue de manière directe. Pour aboutir, cette approche nécessite que chaque source utilisée ait au moins deux points photométriques dans l’intervalle considéré, pour apporter un degré de liberté à l’ajustement. L’ensemble des quasars présentant plus de deux mesures photométriques dans leur domaine infrarouge lointain a été utilisé pour effectuer cet ajustement dont le résultat est présenté sur la figure 2.3, avec également les contours iso- $\chi^2$  de l’ajustement. Les incertitudes de calibration absolue ont été prises en compte en augmentant de 20% les incertitudes des observations aux différentes longueurs d’ondes. Les paramètres de température et indice spectral moyen que l’on déduit sont  $T_{\text{dust}} = 50 \pm 3$  K et  $\beta = 1.6 \pm 0.1$ . Ces résultats sont légèrement différents de ceux présentés par Priddey & McMahon (2001), mais toujours dans la limite de  $1\sigma$ . Cependant, contrairement à Priddey & McMahon (2001) nous avons utilisé des données à grande longueur d’onde ( $\geq 1$  mm) qui influent de façon importante sur la détermination de l’indice spectral des poussières et favorisent une température plus élevée et un indice spectral plus petit que ceux trouvés par Priddey & McMahon (2001).

Cette description empirique moyenne de la distribution spectrale d’énergie des quasars à grand décalage spectral peut alors être utilisée pour décrire l’émission infrarouge lointain de ces objets lorsque l’échantillonnage de leur SED ne permet pas une estimation simultanée de  $T_{\text{dust}}$  et  $\beta$ . De plus l’indice spectral effectif moyen de  $\beta = 1.6 \pm 0.1$ , déduit avec cette méthode, exclut la valeur de  $\beta = 2$  attendue dans le cas de grains de silicates et/ou graphite. Cela peut être expliqué partiellement par une distribution en température des grains de poussières qui a pour effet de diminuer la valeur de  $\beta$ . Par exemple, on peut aussi bien décrire l’émission infrarouge lointain par la somme de deux corps noirs modifiés avec  $T_{\text{warm}}$  et  $T_{\text{cold}}$  et un indice spectral de  $\beta = 2$  qu’avec un corps noir modifié à  $T_{\text{warm}}$  et un indice spectral  $\beta < 2$ . La description à deux composantes montre également qu’une grande partie de la masse des poussières peut être *cachée* dans une composante de poussière froide,  $T_{\text{cold}} < 20$  K, pour laquelle l’ajustement à une composante est insensible. Cependant, dans le cas des quasars à grand décalage spectral, l’absence de données à grande longueur d’onde ne permet pas de contraindre significativement cette composante de poussière froide. Des données supplémentaires à 2 et 3 mm sont indispensables pour pouvoir tester ces hypothèses.

### 2.2.2 Indice spectral infrarouge-radio

Une corrélation très marquée entre la luminosité monochromatique à 1.4 GHz,  $L_{1.4\text{GHz}}$  et la luminosité infrarouge lointain,  $L_{\text{FIR}}$  est présente pour les galaxies à flambées d’étoiles locales, avec seulement un facteur  $\approx 2 - 3$  de dispersion autour de la relation sur plus de quatre ordres de grandeur (Condon 1992; Yun et al. 2001, voir chap. 1). Cette relation est généralement expliquée comme étant un lien entre l’activité de formation stellaire, tracée d’une part par

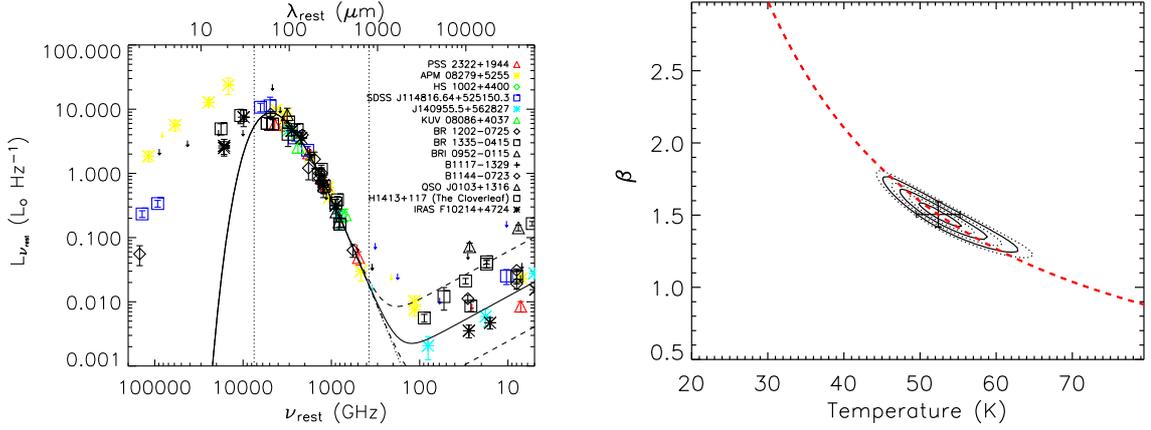


FIG. 2.3 – *Gauche* : Distribution spectrale d'énergie combinée des quasars à grand décalage spectral pour les 6 quasars observés à  $350 \mu\text{m}$  de ce chapitre et les sources discutées dans Benford et al. (1999) et Priddey & McMahon (2001). La ligne continue présente le meilleur ajustement sur les données comprises entre les deux lignes pointillées verticales. L'émission radio a été extrapolé à partir de la luminosité infrarouge lointain en suivant la corrélation infrarouge radio (et sa dispersion - tiret pointillée) vu dans les ULIRGs locaux (voir texte). *Droite* : Contours iso- $\chi^2$  dans le plan  $\beta - T_{\text{dust}}$  correspondants au meilleur ajustement présenté à gauche. Les contours présentent les incertitudes à 1,2,et  $3\sigma$ .

l'émission infrarouge provenant des poussières chauffées par les étoiles jeunes, et d'autre part par l'émission radio synchrotron due aux supernovae.

La relation infrarouge lointain/radio peut être paramétrée par

$$q = \log \left( \frac{L_{\text{FIR}}}{3.75 \times 10^{12} \text{ W}} \right) - \log \left( \frac{L_{1.4\text{GHz}}}{\text{W Hz}^{-1}} \right) \quad (2.1)$$

où  $L_{1.4\text{GHz}}$  est la luminosité monochromatique à 1.4 GHz, et  $L_{\text{FIR}}$  est la luminosité infrarouge lointain (adapté de Helou et al. 1985; Condon 1992, voir chap. 1). La luminosité infrarouge lointain est souvent calculée à partir des densités de flux ou luminosités monochromatiques à 60 et  $100 \mu\text{m}$  à l'aide d'une formule linéaire qui suppose une température des poussières de 30 K, pour un indice spectral de 1.5. Cette définition n'est pas applicable aux quasars à grand décalage spectral, car leur température de poussière est plus élevée, typiquement 40–60 K. Nous avons donc utilisé l'intégrale en fréquence sur le corps noir modifié, ajusté sur l'intervalle 40–800  $\mu\text{m}$  des SEDs des quasars à grand décalage spectral, comme définition de la luminosité infrarouge lointain. Pour chaque quasar, la luminosité monochromatique à 1.4 GHz a été calculée à partir des données existantes en ajustant une loi de puissance,  $\propto \nu^{\alpha_0}$  (voir chap 1) sur la partie radio des SEDs, en fixant  $\alpha_0 = -0.75$  (Condon 1992) lorsque cela était nécessaire.

La figure 2.4 présente la luminosité monochromatique à 1.4 GHz en fonction de la luminosité infrarouge lointain des quasars à grand décalage spectral étudiés dans ce chapitre, à l'exception de HS 1002+4400 pour lequel aucune donnée radio n'est disponible. Pour comparaison, les sources du IRAS 2 JY SAMPLE (Yun et al. 2001) sont représentées. Pour cet échantillon, les luminosités infrarouge lointain et monochromatiques à 1.4 GHz ont été recalculées à partir des flux IRAS à 60 et  $100 \mu\text{m}$  et des densités de flux radio à 1.4 GHz du VLA en suivant la même prescription que pour les quasars à grand décalage spectral. La plupart des quasars suivent la corrélation infrarouge-radio avec un  $q$  médian de  $1.8 \pm 0.4$  comparé à la valeur moyenne de  $2.4 \pm 0.3$  obtenue pour les sources du IRAS 2JY SAMPLE. Cet accord se renforce lorsque l'on

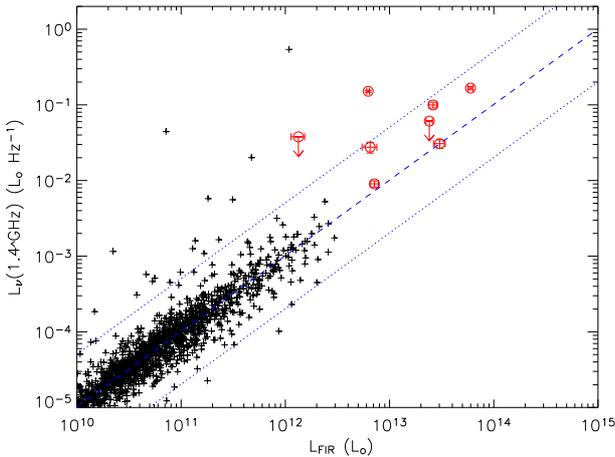


FIG. 2.4 – Luminosité monochromatique à 1.4 GHz en fonction de la luminosité infrarouge lointain pour les quasars à grand décalage spectral et les sources du IRAS 2 JY SAMPLE (croix). La ligne en tirets présente la valeur moyenne de l’IRAS 2 JY SAMPLE avec en pointillés les limites d’excès infrarouge et radio définies par Yun et al. (2001). Les luminosités des quasars à grand décalages spectral ont été corrigées des effets d’amplification quand celui ci est connu.

prend en compte la possible surévaluation de la luminosité infrarouge lointain lorsqu’elle est évaluée à partir d’un modèle à une composante plutôt que deux. En suivant la définition de Yun et al. (2001), deux sources sont en excès radio, BRI 0952-0115 qui a une luminosité radio compatible avec une galaxie radio peu lumineuse, et *H1413+117* (*The Cloverleaf*), un quasar radio fort, qui a l’excès radio le plus important de l’échantillon. Le fait que les quasars à grand décalage spectral suivent la corrélation infrarouge-radio est une indication d’une activité de formation stellaire dans leurs galaxies hôtes (voir chap 1). Cette hypothèse est soutenue par la détection d’importants réservoirs de gaz moléculaire dans la plupart de ces sources, nécessaires pour soutenir une formation stellaire importante.

## 2.3 Conclusions

Nous avons présenté des observations à  $350 \mu\text{m}$  de 6 quasars optiquement lumineux et radio faibles effectuées avec la matrice SHARC II au CSO. Les 6 quasars sont détectés avec des niveaux  $> 3\sigma$ , avec notamment J1148+5251, le quasar le plus lointain connu, à  $z = 6.42$ , sa densité de flux à  $350 \mu\text{m}$  est de  $S_{350\mu\text{m}} = 23 \pm 7 \text{ mJy}$  la plus faible détectée à ce jour à  $350 \mu\text{m}$ . Ces observations ont permis d’effectuer des ajustements de l’émission infrarouge lointain dans ces quasars à grand décalage spectral, avec des températures typiques entre  $T_{\text{dust}} = 40$  et  $60 \text{ K}$ . Sur certains objets, on peut montrer que la détermination de la température des poussières dominant l’émission dans l’infrarouge lointain est peu influencée par la présence d’une composante de poussière chaude probablement chauffée par l’AGN lui-même. Les mesures à des longueurs d’ondes submillimétriques sont sensibles au pic d’émission de la composante de poussières dominant l’infrarouge lointain dans les quasars à grand décalage spectral, et sont donc fondamentales pour contraindre leur température. Au contraire, les observations à grandes longueurs d’onde, de 1 à 4 mm, permettent de contraindre l’indice spectral des poussières dans les quasars à grand décalage spectral et de tester la présence d’éventuelles composantes de poussières froides, dans lesquelles de grandes masses peuvent être masquées.

En faisant l’hypothèse d’une émission thermique isotherme, les données actuelles permettent de contraindre la température et l’indice spectral des poussières avec une incertitude de 12%, dans le cas de PSS 2322+1944 ou APM 08279+5255, les deux sources de notre échantillon pour lesquelles une estimation simultanée des deux paramètres est possible. Une telle incertitude permet de déterminer une luminosité infrarouge lointain avec une incertitude de 20% lorsque les incertitudes sur la température et l’indice spectral sont prises en compte et que l’ajustement est

fait pour minimiser les incertitudes sur la luminosité infrarouge lointain.

Cependant, les incertitudes sur la température et l'indice spectral des poussières peuvent avoir des conséquences importantes sur la dérivation de la luminosité infrarouge lointain lorsqu'elle est calculée à partir de la formule 1.5. En effet, si on considère la température comme seul paramètre,  $L_{\text{FIR}} \propto T^{4+\beta}$  et

$$\frac{\sigma_{L_{\text{FIR}}}}{L_{\text{FIR}}} = (4 + \beta) \frac{\sigma_T}{T}.$$

Avec un indice spectral  $\beta = 1.5$ , il faudrait une mesure de la température à mieux que 2% pour obtenir une incertitude sur la luminosité infrarouge lointain à 10%, sans prendre en compte les incertitudes sur  $\beta$ . Il est donc nécessaire d'utiliser des techniques d'ajustement qui permettent de dériver directement l'incertitude de la luminosité infrarouge lointain en fonction des incertitudes sur  $\beta$  et  $T_{\text{dust}}$ , et effectuer des ajustements sur  $(L_{\text{FIR}}, \beta, T_{\text{dust}})$ . Cependant, pour la plupart des sources à grand décalage spectral, le nombre de mesures de l'émission continuum ne permet pas de déterminer simultanément l'indice spectral et la température des poussières. C'est pourquoi, dans la plupart des cas l'indice spectral des poussières est fixé lors du calcul des incertitudes sur la température et la luminosité infrarouge lointain. Ainsi, seules les incertitudes sur la température et sur les densités de flux mesurées sont prises en compte lors de l'estimation des incertitudes sur la luminosité infrarouge lointain. L'utilisation d'instruments plus sensibles, avec une calibration absolue bien connue, et une couverture spectrale plus large, tel qu'HERSCHEL ou ALMA, permettra de mieux contraindre la température et l'indice spectral des poussières, notamment avec des observations à plus grande longueurs d'onde, et ainsi de connaître plus précisément la luminosité infrarouge lointain dans ces objets.

Même si la description de l'émission infrarouge lointain des galaxies hôtes des quasars à grand décalage spectral ne reste qu'effective, elle permet néanmoins une détermination de la luminosité infrarouge lointain indépendamment du modèle utilisé. L'estimation de la masse de poussière présente dans ces quasars à grand décalage spectral est plus délicate. Certainement liée à la luminosité infrarouge lointain, l'incertitude sur la masse de poussière profitera également des plus grandes sensibilités et des meilleures calibrations absolues des instruments à venir. Cependant, le coefficient d'absorption des poussières dans les quasars à grand décalage spectral reste inconnu. Il est contraint dans les galaxies spirales proches qu'à un facteur 4 près (Alton et al. 2004). Il est possible que ce facteur devienne limitant, empêchant toute détermination précise de la masse de poussière dans les quasars à grand décalage spectral. Enfin, des observations à grandes longueurs d'onde permettront de fixer des contraintes sur la présence d'une composante de poussière froide dont la masse pourrait dominer celle des composantes plus chaudes, autorisant ainsi une estimation de la masse totale de poussière présente dans ces objets. Mais celle ci restera soumise à l'incertitude sur l'émissivité. Cette détermination directe de la luminosité dans l'infrarouge lointain permet de vérifier dans quelle mesure la corrélation générale observée dans les galaxies à flambées stellaires entre les luminosités infrarouge lointain et radio s'applique également aux quasars à grand  $z$ .

# 350 Micron Dust Emission from High Redshift Quasars

Alexandre Beelen & Pierre Cox

*Institut d'Astrophysique Spatiale, Bât. 121, Université de Paris XI, F-91405 Orsay, France*

alexandre.beelen@ias.u-psud.fr

and

Dominic J. Benford

*NASA / Goddard Space Flight Center, Code 685, Greenbelt, MD 20771*

dominic.benford@gsfc.nasa.gov

and

Daren Dowell & Attila Kovacs

*Caltech Institute of Technology, MS 320-47, Pasadena, CA 91125*

cdd@submm.caltech.edu, attila@submm.caltech.edu

and

Frank Bertoldi

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

bertoldi@mpifr-bonn.mpg.de

and

Alain Omont

*Institut d'Astrophysique de Paris, CNRS, 98bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France*

omont@iap.fr

and

Chris L. Carilli

*National Radio Astronomy Observatory, P.O. Box, Socorro, NM 87801, USA*

ccarilli@aoc.nrao.edu

## ABSTRACT

We report observations of a sample of six high redshift ( $1.7 \leq z \leq 6.4$ ), optically luminous, radio-quiet quasars at  $350 \mu\text{m}$  using the SHARC II bolometer camera at the Caltech Submillimeter Observatory (CSO). The six quasars were detected at  $> 4\sigma$  including the  $z = 6.43$  quasar J 1148+5251, doubling the number of high- $z$  sources for which such measurements are available. By combining the  $350 \mu\text{m}$  with photometry at other submillimeter/millimeter wavelengths, we derive for each source the temperature of the warm dust and the far-infrared luminosity which are in the range  $30 - 55 \text{ K}$  and  $0.3$  to  $3.3 \times 10^{13} L_{\odot}$ . By examining the mean spectral energy distribution (SED) obtained by co-adding the data of all the high- $z$  quasars with at least three photometric measurements in their far-infrared rest-frame, we derive the best-fitting  $\chi^2$  values for the dust temperature ( $T_{\text{dust}} = 50 \pm 3 \text{ K}$ ) and the power-law emissivity index ( $\beta = 1.6 \pm 0.1$ ), simultaneously. It is shown that this warm dust component is a good tracer of the starburst activity of the quasar's host galaxy. Comparison of the far-infrared and radio luminosities indicates that, with the exception of 2 sources which are radio-loud AGN, the high- $z$  quasars follow the radio/far-IR linear relation for star-forming galaxies.

*Subject headings:* infrared: QSOs, galaxies — galaxies: starburst, evolution, active quasars: individual (KUV 08086+4037, APM 08279+5255, HS 1002+4400, SDSS J1148+5251, J1409+5628, PSS 2322+1944)  
— infrared: ISM: continuum

## 1. Introduction

At high redshifts, a large fraction of the star formation occurs in very luminous ( $> 10^{12} L_{\odot}$ ) galaxies which are obscured by dust. Most of the radiation of the newly formed stars in these systems is absorbed by the dust and re-emitted at infrared wavelengths. In the rest-frame, the spectral energy distribution (SED) of dusty galaxies typically peaks at 60-80  $\mu\text{m}$  and can be approximated with a modified black-body spectrum with dust temperatures in between 40 and 80 K. In host galaxies of quasi-stellar objects (QSOs), some dust can be directly heated by the central Active Galactic Nucleus (AGN) to temperatures in excess of 100 K and dominate the near- to mid-infrared part of the SED. For sources at high redshifts ( $z > 1$ ), the peak emission and the far-infrared (far-IR) part of the SED are shifted at submillimetre (submm) and millimetre wavelengths. The submm and millimetre atmospheric windows are therefore key to find active star-forming systems at high redshifts and to study the star formation history in the early universe.

To derive properties such as the dust temperature,  $T_{\text{dust}}$ , and the dust emissivity index ( $\beta$ ) in dusty galaxies, photometric measurements points at different frequencies of their SED are required, ideally around the peak and the Rayleigh-Jeans part. A precise determination of  $T_{\text{dust}}$  and  $\beta$  is crucial when estimating for instance the far-infrared (far-IR) luminosity, which is proportional to  $T_{\text{dust}}^{4+\beta}$ , and thereby to estimate the star formation rates. A good knowledge of the SED around the peak emission is also important to estimate redshifts when spectroscopic redshifts are not available, although it is now realised that photometric redshifts are not sufficiently accurate - see, e.g., discussion by Blain, Barnard, & Chapman (2003). However, sampling the SED of high-redshift infrared luminous galaxies at the different millimetre and submm atmospheric windows (usually 3000, 1200, 850, 450 and 350  $\mu\text{m}$ ) is difficult and has only been achieved for a few high- $z$  sources (Benford et al. 1999; Priddey & McMahon 2001; Blain, Barnard, & Chapman 2003, and references therein).

In this paper we present measurements at 350  $\mu\text{m}$  towards a sample of 6 high-redshift quasars with redshifts  $1.8 \lesssim z \lesssim 6.4$ , doubling the number

of high- $z$  sources for which such measurements are available. These optically luminous, radio-quiet quasars were selected from 1.2 mm millimetre continuum surveys done with the Max-Planck Millimeter Bolometer (*MAMBO*) by Omont et al. (2001, 2003) and Bertoldi et al. (2003a) - see Table 1. A wavelength of 350  $\mu\text{m}$  roughly corresponds to the peak flux density of highly redshifted ( $z \simeq 3$ ) dust emission of objects with dust temperatures of 40 to 60 K. Combining with measurements at longer wavelengths, the 350  $\mu\text{m}$  flux density strongly constrains the dust temperature and spectral index and hence the far-infrared luminosity of the sources. In this paper, we adopt the concordance  $\Lambda$ -cosmology with  $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_{\Lambda} = 0.73$  and  $\Omega_m = 0.27$  (Spergel et al. 2003).

## 2. Observations

The measurements were made in January 5 and 6, 2004 with the 10.4 m Leighton telescope of the CSO on the summit of Mauna Kea, Hawaii, during excellent weather conditions, with stable 225 GHz atmospheric opacities of 0.04 (corresponding to an opacity of 1.0 at 350  $\mu\text{m}$ ). We used the CSO bolometer camera, SHARC II, described by Dowell et al. (2003). It consists of a  $12 \times 32$  array of doped silicon 'pop-up' bolometers operating at 350  $\mu\text{m}$ . Under good weather conditions, the point-source sensitivity at 350  $\mu\text{m}$  is of  $\sim 1 \text{ Jy}/\sqrt{\text{Hz}}$  or better. The pixels of SHARC II cover the focal plane with 90% filling factor and are separated by  $0.65 \lambda/D$ .

Pointing was checked regularly on strong sources including planets and secondary calibrators and the focus was checked at the beginning of each night. The pointing was found to be stable with a typical accuracy of  $\lesssim 1''$ . We used the Dish Surface Optimization System (DSOS) which corrects the 10.4-meter primary surface for imperfections and deformations due to gravitational forces as the dish moves in elevation (Leong et al. 2003). The DSOS improves the beam shape and provides an elevation-independent telescope efficiency  $\sim 10\%$  better than the passive telescope (which has an aperture efficiency of 33% at 350  $\mu\text{m}$ ) at intermediate elevation and 50% better at high elevation. The beam of the CSO at 350  $\mu\text{m}$  is approximated by a circular gaussian with FWHM of  $8''.5$ . Uranus served as a primary flux calibrator

and the asteroid Pallas and Ceres as secondary calibrators. At the time of the observations, the temperature brightness of Uranus was 64 K and its diameter  $3''.4$ , corresponding to a  $350\ \mu\text{m}$  flux density of 220 Jy. The secondary calibrators Pallas and Ceres have  $350\ \mu\text{m}$  flux densities of 8.0 and 48 Jy, respectively. The absolute calibration was found to be accurate to within 20-30%.

SHARC II was also used at  $450\ \mu\text{m}$  to observe APM 08279+5255 in January 13, 16 and 18, 2004 under very good weather conditions ( $\tau_{225\ \text{GHz}} \sim 0.05$ ). For these observations, we used as the secondary calibrators Ceres and the AGB star IRC+10216 which had flux densities at  $450\ \mu\text{m}$  of 28 and 13 Jy, respectively.

The observations were performed by scanning in azimuth the SHARC II array using Lissajous and box-scan patterns with amplitudes of  $15''.0 \times 14''.14$  and  $25''.0 \times 35''.22$ , respectively, in order to reduce systematic errors. The sources were also observed at different elevation before and after transit. The final maps have typical sizes of  $\approx 2 \times 1\ \text{arcmin}^2$ . At  $350\ \mu\text{m}$ , the total integration time per map is in between 150 and 430 minutes, with the exception of APM 08276+5255, which was only observed for 20 minutes. The corresponding r.m.s values, derived by fitting a gaussian to the histogram of the pixels in the maps are in the range from 5 to 10 mJy (Table 1).

The data were reduced using the 1.3b2 version of the software package *CRUSH* (Comprehensive Reduction Utility for SHARC II; Kovaks 2004). *CRUSH* is based on a procedure which solves a series of models which try to reproduce the observations iteratively taking into account instrumental effects and using statistical estimators on the data. For the current data, we used the option *deep* which is appropriate for sources with typical flux densities smaller than 100 mJy/beam. To derive the flux densities of the high- $z$  quasars from the  $350\ \mu\text{m}$ , we fit circular gaussians and the background level, leaving the position, the full width half maximum and the intensities as free parameters. The resulting noise maps were used to derive the statistical uncertainties on the fitted parameters which served to estimate the uncertainty on the flux densities. These uncertainties do not take into account the calibration errors.

### 3. Results

All six quasars were detected at levels of  $4\sigma$  and above (see Table 1). The signal-to-noise maps of the  $350\ \mu\text{m}$  continuum emission are shown in Fig. 1. In the following, we comment on the individual sources.

**KUV 08086+4037** This  $z = 1.78$  broad emission line quasar was discovered by Darling & Wegner (1996) and detected at 1.2 mm by Omont et al. (2003). The 1.4 GHz radio continuum emission is compatible with a star-forming galaxy (Petric et al. 2004). We detect KUV 08086+4037 at  $350\ \mu\text{m}$  with a flux density of  $42 \pm 10\ \text{mJy}$ .

**APM 08279+5255** This is a strongly lensed  $z = 3.91$  broad absorption line quasar with a bolometric luminosity of  $\sim 10^{14}\ L_{\odot}$  after correction for magnification by 20 [CHECK] (Downes et al. 1999). It is a strong infrared/submillimeter source which was also detected by IRAS (Irwin et al. 1998). Its mid-infrared spectrum was observed with the *Spitzer Space Telescope*, revealing a strong continuum likely due to the hot dust heated by the AGN (Soifer et al. 2004). The massive reservoir of dust (a few  $\sim 10^8\ M_{\odot}$ ) and warm molecular gas ( $3 \times 10^9\ M_{\odot}$ ), which is associated with this high- $z$  quasar, is distributed in a nuclear disk of radius 100-200 pc around the Active Galactic Nucleus (AGN) and an estimated dynamical mass of  $1.5 \times 10^{10}\ M_{\odot}$  (Lewis et al. 2002). With a  $350\ \mu\text{m}$  flux density of  $389 \pm 43\ \text{mJy}$ , APM 8279+5255 is the strongest high- $z$  source yet detected at  $350\ \mu\text{m}$ . The flux density at  $450\ \mu\text{m}$  measured with SHARC II is  $342 \pm 26\ \text{mJy}$ , a value which is higher than the values of  $211 \pm 47\ \text{mJy}$  reported by Lewis et al. (1998) and  $285 \pm 11\ \text{mJy}$  by Barvainis & Ivison (2002).

**HS 1002+4400** Discovered in the Hamburg survey (Hagen et al. 1999), HS 1002+4400 is a quasar at  $z = 2.08$  which displays broad emission lines with no peculiar features. It was detected at 1.3 mm by Omont et al. (2003) and in the 1.4 GHz radio continuum by Petric et al. (2004). The radio and dust continuum ratio flux indicates a starburst activity in the host galaxy of this infrared luminous quasar. HS 1002+4400 is detected at  $350\ \mu\text{m}$  with a flux density of  $78 \pm 13\ \text{mJy}$ .

**SDSS J114816.64+5251** At  $z = 6.42$ , this quasar, hereafter referred to as J1148+5251, is the

most distant quasar known to date at (Fan et al. 2003). An optically very luminous quasar powered by a supermassive black hole, J1148+5251 is also an infrared luminous quasar with an estimated far-infrared luminosity of  $1.2 \times 10^{13} L_{\odot}$  (Bertoldi et al. 2003a) and a corresponding rate of star formation of  $\approx 3000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . This high rate could be sustained by the observed massive ( $\approx 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ ) reservoir of molecular gas seen in the emission lines of CO (Walter et al. 2003; Bertoldi et al. 2003b). The 1.4 GHz radio continuum emission from J1148+5251 follows the radio-FIR correlation for star-forming galaxies (Carilli et al. 2004). Recently, Charmandaris (2004) reported the detection of J1148+5251 with the *Spitzer Space Telescope* at 16 and 22  $\mu\text{m}$ , revealing a hot dust component likely heated by the AGN. J1148+5251 is detected at 350  $\mu\text{m}$  at a level of  $21 \pm 3 \text{ mJy}$ . To date, this is the lowest flux density ever reported at 350  $\mu\text{m}$ .

**J140955.5+562827** This  $z = 2.56$  optically very bright quasar, radio quiet quasar is by far the strongest source in the Omont et al. (2003) 1.2 mm survey of  $z \approx 2$  quasars. It has a massive reservoir of warm and dense molecular gas with an estimated mass of  $6 \times 10^{10} M_{\odot}$ , sufficient to fuel star formation at the rate of several  $1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  implied by the far-infrared luminosity of  $4 \times 10^{13} L_{\odot}$  (Beelen et al. 2004). The radio emission is consistent with the radio-FIR correlation for star forming galaxies (Petric et al. 2004). High resolution VLBA observations resolve out the radio emission implying an intrinsic brightness temperature of  $\sim 10^5 \text{ K}$  at 8 GHz, which is typical for nuclear starbursts (Beelen et al. 2004). The 350  $\mu\text{m}$  flux density of  $158 \pm 17 \text{ mJy}$  places J1409+5628 among one of the strongest submillimeter high- $z$  sources.

**PSS 2322+1944** This optically luminous  $z = 4.12$  quasar was studied in detail both in the dust and radio emission and in various emission lines of CO. With an apparent far-infrared luminosity of  $3 \times 10^{13} L_{\odot}$ , it harbours a massive reservoir of molecular gas which is likely the site of active star formation with an estimated rate of  $\approx 1000 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (Omont et al. 2001; Cox et al. 2002; Carilli et al. 2002). The CO line emission is resolved into an Einstein ring which can be modeled as a disk of dense and warm molecular gas surrounding the QSO with a radius of 2 kpc and a dynamical mass of a few  $10^{10} M_{\odot}$  (Carilli et

al. 2003). PSS 2322+1944 is clearly detected at 350  $\mu\text{m}$  with a flux density of  $65 \pm 11 \text{ mJy}$ .

#### 4. Discussion

Considering dust at a single temperature  $T_{\text{dust}}$ , the emergent intensity is  $I_{\nu} = B_{\nu}(T_{\text{dust}})[1 - e^{-\tau_d}]$ , where  $B_{\nu}(T_{\text{dust}})$  is the Planck function and  $\tau_d(\lambda) = \kappa(\lambda) \int \rho ds$  is the dust optical depth, with  $\kappa$  being the mass absorption coefficient and  $\rho$  the total mass density. At far-IR wavelengths, defined in this paper as the wavelength range from 40 to 800  $\mu\text{m}$ ,  $\tau_d \ll 1$ , and the emission is optically thin. The far-IR emission of a dusty galaxy can be approximated by the emission of a single temperature dust, so that the flux density at frequency  $\nu_{\text{obs}}$  is

$$S_{\nu_{\text{obs}}} = \frac{(1+z)}{D_L^2} M_{\text{dust}} \kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}}) \propto \nu_{\text{rest}}^{3+\beta} \frac{1}{\exp(h\nu_{\text{rest}}/kT_{\text{dust}}) - 1}, \quad (1)$$

with the mass absorption coefficient  $\kappa(\nu) = \kappa_0(\nu/\nu_0)^{\beta}$ . However, dusty galaxies typically show multi-temperature components in their far-IR SEDs. At rest-frame near- and mid-infrared wavelengths, the emission arises from a hot (several 100 K) but not very massive dust component heated by the AGN. The far-IR emission is more likely to arise from starburst regions where most of the energy emerges from dust with temperatures from 30 to 80 K, while most of the dust mass could be hidden in a 10-20 K component.

The dust temperature and emissivity index can be determined simultaneously only if enough photometric data points sample the rest-frame far-IR SED. When describing the SEDs of dusty galaxies with a single temperature modified black body law (3 free parameters), *at least* 4 photometric data points are needed in order to fit the SED with more than one degree of freedom. In most cases, only two photometric data points ( $S_1$  and  $S_2$  at  $\nu_1$  and  $\nu_2$ ) are available, so that a degeneracy between the dust temperature and  $\beta$  remains (Priddey & McMahon 2001; Blain, Barnard, & Chapman 2003):

$$\alpha e^{h\nu_1/kT_{\text{dust}}} - e^{h\nu_2/kT_{\text{dust}}} = \alpha - 1, \quad (2)$$

where  $\alpha = (\nu_2/\nu_1)^{3+\beta} S_1/S_2$ .

#### 4.1. Individuals objects

For the six high- $z$  quasars observed at  $350\ \mu\text{m}$ , a modified optically thin black body (see Eq. 1) was fit to the data points between the rest-frame wavelengths 40 and  $800\ \mu\text{m}$ . To take into account the uncertainties in the absolute calibration of the submillimeter and millimeter photometry, we added 20% to the errors of all the flux densities.

For the quasars for which only two photometric data points are available in the rest-frame far-IR, we fixed  $\beta = 1.6$  (see below) and we derived  $T_{\text{dust}}$  using Eq. 2. When more photometric measurements are available, we performed a  $\chi^2$ -fit to  $T_{\text{dust}}$  only. The resulting SED fits are shown in Fig. 2 for four of the quasars for which at least three flux densities measurements at rest-frame far-IR wavelengths are available. Fig. 2 also displays the available radio, near- and mid-IR data points. For completeness, we also show the expected radio continuum emission as derived from the far-IR luminosity based on the Condon relation for star-forming galaxies (Condon 1992) - see § 4.3.

For each source, the far-IR luminosity is derived by integrating over the fitted modified black body. The dust mass ( $M_{\text{dust}}$ ) at  $T_{\text{dust}}$  is related to far-IR luminosity by  $L_{\text{FIR}} = 4\pi M_{\text{dust}} \int \kappa(\nu) B_{\nu}(T_{\text{dust}}) d\nu$ , or to the flux density  $S_{\nu_{\text{obs}}}$  observed at frequency  $\nu_{\text{obs}}$  by

$$M_{\text{dust}} = \frac{D_L^2}{(1+z)} \frac{S_{\nu_{\text{obs}}}}{\kappa(\nu_{\text{rest}}) B_{\nu_{\text{rest}}}(T_{\text{dust}})}. \quad (3)$$

A major source of uncertainty in estimating the dust mass comes from the mass absorption coefficient  $\kappa$ , related to the dust emissivity, which is poorly constrained by observations or laboratory experiments. In this paper, we adopt a value of  $0.4\ \text{cm}^2/\text{g}$  at  $1200\ \mu\text{m}$ , within the range of values derived in the literature (Alton et al. 2004 and references therein). The temperature, spectral index, luminosity, and dust mass derived under the above assumptions are given for each source in Table 2.

The derived temperatures for the warm dust are in the range 35 to 50 K which is typical for local infrared luminous galaxies where the heating is dominated by young massive stars (Dunne et al. 2000, e.g., ) and comparable to the dust tem-

peratures derived for other high- $z$  sources (Benford et al. 1999). The fits, however, do not take into account the hot dust component dominating at rest-frame mid-infrared wavelengths. For example, for APM 08279+5255, adopting  $\beta = 1.8$  a two dust temperature fit of the SED between 10 and  $800\ \mu\text{m}$ , yields  $T_{\text{hot}} = 157 \pm 15\ \text{K}$  and  $T_{\text{warm}} = 49 \pm 2\ \text{K}$ . The latter value is in close agreement with the temperature derived with a the single dust component analysis. Similar conclusions are reached for the Cloverleaf, where a single component fit yields  $T_{\text{dust}} = 38 \pm 3\ \text{K}$  and  $\beta = 2.0 \pm 0.2$ , whereas a two-component fit with  $\beta = 2$  gives  $T_{\text{hot}} = 120 \pm 13\ \text{K}$  and  $T_{\text{warm}} = 37 \pm 1\ \text{K}$ , in good agreement with the analysis by Weiß et al. (2003). Therefore we believe that for high- $z$  quasars the single component fit to the far-IR SED provides a good fit to the warm dust component.

The dust spectral index could be derived only for two sources, APM 08279+5255 and PSS 2322+1944 with values of  $1.8 \pm 0.2$  and  $1.6 \pm 0.3$ , respectively. The assumed value of  $\beta$  for the other sources is based on the mean SED discussed in § 4.2. These values are compatible with the values derived in studies of dusty galaxies where  $1.3 \leq \beta \leq 2.0$  (Dunne et al. 2000; Priddey & McMahon 2001; Alton et al. 2004 and references therein). A dust spectral of  $\sim 1.6 - 1.8$  is only slightly lower than the value of  $\beta = 2$  expected for silicate and graphite (Draine & Lee 1984).

The derived dust masses are a few  $10^8$  to  $10^9\ M_{\odot}$ , (Table 2) indicating the presence of huge reservoirs of dust in these high- $z$  quasars. However, these dust masses are uncertain for at least two reasons. First, the mass absorption coefficient  $\kappa$  is poorly constrained within a factor of 4 (Alton et al. 2004). Second, assuming only one dust temperature can underestimate the dust mass by a factor 1.5–3, in the case of a second colder dust component or a distribution of dust temperatures (Dunne et al. 2000; Dunne & Eales 2001).

#### 4.2. Dust temperature and spectral index of the mean far-IR SED of high- $z$ quasars

As shown above, the determination of both  $\beta$  and  $T_{\text{dust}}$  is possible only for a few objects. Even when enough photometric data points are available for individual sources, the uncertainties on the temperature and the spectral index are large

and the  $\beta - T_{\text{dust}}$  degeneracy prevents accurate estimates of the far-IR luminosities.

After considering individual sources, we will examine the properties of the mean SED obtained by co-adding the data of high- $z$  quasars with at least three photometric measurements in their far-IR rest-frame, and derive the best-fitting  $\chi^2$  values for  $T_{\text{dust}}$  and  $\beta$ . The spread in redshift of this sample of 13 quasars ( $1.78 < z < 6.4$ ) enables us to sample the SED over a much larger range in wavelengths than is possible for individual objects. Figure 3 shows the resulting mean SED and the caption lists the individual sources together with the references to the measurements.

A similar approach was used by Priddey & McMahon (2001) on a smaller sample of  $z > 4$  quasars where they found as best-fitting values  $T_{\text{dust}} = 41 \pm 5$  K and  $\beta = 1.95 \pm 0.3$ . Instead of using an iterative approach to normalize the SEDs, we left the normalization factor of each SED as a free parameter in the combined fit. With this approach no assumption is made to scale the SEDs of the high- $z$  quasars but each source needs two or more far-IR flux densities to bring at least one degree of freedom to the fit. The best fit parameters, the  $\chi^2$  contours and the  $\beta - T_{\text{dust}}$  degeneracy are shown in Fig. 4. The best-fitting values are  $T_{\text{dust}} = 50 \pm 3$  K and  $\beta = 1.6 \pm 0.1$ . The modified black body law based on these values is overplotted on the mean SED in Fig. 3. These results are compatible within  $1\sigma$  with the conclusions by Priddey & McMahon (2001). The present analysis, which are based on a larger sample and a wider wavelength coverage, tends to indicate higher dust temperatures and lower  $\beta$  values than Priddey & McMahon (2001).

This simple isothermal fit provides a useful empirical description of the mean far-IR SED of dusty high- $z$  galaxies, which can be used as a template to derive the far-IR luminosities when only a few photometric measurements are available. However, it can only be used as an effective description of the physical conditions in a starburst since one expects a distribution of dust temperatures tracing the heating sources.

In addition, the derived mean spectral index of  $\beta = 1.6 \pm 0.1$  excludes the value of  $\beta = 2$  expected for dust grains made of pure silicates and/or graphites (Draine & Lee 1984). This is the value which was adopted in § 4.1 to derive

the properties of sources with only a few photometric measurements. A distribution of dust temperatures or dust grain sizes will lower the effective value of  $\beta$ . For instance, the simple sum of two modified black-bodies with dust temperatures  $T_{\text{warm}}$  and  $T_{\text{cold}}$  with  $\beta = 2$  provides a fit to the mean far-IR SED which is comparable to the one with one dust temperature. The warm component would dominate the far-IR emission whereas most of the dust mass would reside in the cold component. However, the cold component is not well constrained and additional data at longer wavelengths, in particular observations at 2 or 3 mm, would be useful in this regard.

### 4.3. Infrared to Radio spectral index

A very tight linear correlation between the radio continuum ( $L_{1.4\text{GHz}}$ ) and the far-IR luminosity ( $L_{\text{FIR}}$ ) is seen for local star-forming galaxies, with only a factor of  $\approx 2 - 3$  dispersion around the relationship over more than four orders of magnitude (Condon 1992; Yun, Reddy, & Condon 2001). This relationship is generally understood as being a relation between the star-forming activity, measured through infrared emission from dust heated by young massive stars, and the radio synchrotron emission probing the star formation through the supernovae remnants. This linear relationship can be used for high- $z$  sources to constrain the star formation properties. That this relation holds at higher redshifts has recently been shown by Appleton et al. (2004), who reported evidence that this correlation is valid out to  $z = 2$  by matching *Spitzer Space Telescope* 24 and 70  $\mu\text{m}$  sources and VLA radio sources. In the following, we check if the far-IR/radio correlation found for local galaxies also holds for the high- $z$  infrared luminous quasars studied in this paper.

Usually the far-IR/radio relationship is quantified by a parameter

$$q \equiv \log\left(\frac{L_{\text{FIR}}}{3.75 \times 10^{12} \text{ W}}\right) - \log\left(\frac{L_{1.4\text{GHz}}}{\text{W Hz}^{-1}}\right), \quad (4)$$

where  $L_{1.4\text{GHz}}$  is the monochromatic rest-frame 1.4 GHz luminosity (Helou, Soifer, & Rowan-Robinson 1985; Condon 1992).  $L_{\text{FIR}}$  is the far-IR luminosity which is usually computed from the rest-frame 60 and 100  $\mu\text{m}$  monochromatic luminosities (Helou, Soifer, & Rowan-Robinson 1985) and assumes a typical dust temperature of

$\approx 30 K$ . However, this definition is not appropriate for ULIRGs which have higher dust temperature, typically in the range 40-60 K. Instead, we used the far-IR luminosity derived from the warm dust component as explained in § 4.1.

The monochromatic rest-frame 1.4 GHz luminosities were derived by fitting a power-law to the rest-frame radio continuum flux densities of the high- $z$  quasars. When only one data point was available, we fixed the radio spectral index to  $-0.75$  (Condon 1992). The resulting  $q$  values are listed in Table 2. Figure 5 displays the monochromatic rest-frame 1.4 GHz luminosity as a function of the far-IR luminosity for the 2 Jy galaxy sample of Yun, Reddy, & Condon (2001) (for which we recomputed the far-IR luminosities by fitting for each galaxy a single dust temperature modified black-body adopting  $\beta = 1.6$ ) and the high- $z$  quasars discussed in this paper with the exception of HS 1002+4400 for which no radio data is available.

Most of the high- $z$  quasars follow the far-IR/radio correlation and have a median  $q$  value of  $1.8 \pm 0.4$  as compared to the value of  $2.3 \pm 0.1$  derived for the 2 Jy galaxy sample. Two sources have radio emission well in excess of the emission expected from the relation (Fig. 5): BRI 0952 – 0115 which has a radio luminosity compatible with a low-luminosity radio galaxy (Yun et al. 2000) and the Cloverleaf which has the largest radio excess of the sample and is a known radio-loud AGN.

The fact that the high- $z$  quasars follow the far-IR/radio correlation for star-forming galaxies is an indication for starburst activity in the host galaxies of these QSOs. However, this is not definite proof thereof and other evidence is needed to reach a more definite conclusion - see, e.g., Carilli et al. (2001) and Petric et al. (2004). In the case of the quasars studied in this paper, the majority of the sources have large reservoirs of molecular gas providing direct evidence for the fuel needed to sustain the star formation activity.

## 5. Summary

- Comment on what measurements are critical to determine accurately  $\beta$  and  $T_{dust}$ . What is needed is the widest possible leverage, i.e. a wide enough separation in frequency along the RJ art of the modified black-body and

ideally measurements around the emission peak. Therefore emphasize the importance of the continuum point at 3 mm and the high-frequency at 350  $\mu\text{m}$ .

- Try to illustrate the above in a graph by sampling an SED at say the ALMA bands and the Herschel (PACS and SPIRE). Information on  $\beta - T_{dust}$ ; any use for the photometric redshift? worth mentioning?
- How more accurate are the present estimates of  $L_{FIR}$  and  $T_{dust}$ ? How do the errors in the photometric measurements propagate in the estimate of the infrared luminosity? In other words, how accurate should a measurement be to assess its properties precisely enough - cf calibration accuracy for ALMA.

The CSO is funded by the NSF under contract AST96-15025 [check]. One of us (A.B.) acknowledges financial support from the Programme National de Galaxies. We acknowledge useful discussions with A. Jones and F. Boulanger during the writing of this paper.

## REFERENCES

- Alton, P. B., Xilouris, E. M., Misiriotis, A., Dasyra, K. M., & Dumke, M. 2004, A&A, in press
- Appleton, P.N., Fadda, D.T., Marleau, F.R. et al. 2004, ApJSS, in press
- Barvainis, R. & Ivison, R. 2002, ApJ, 571, 712
- Beelen, A., Cox, P., Pety, J. et al. 2004, A&A, in press
- Benford, D.J., Cox, P., Omont, A., Phillips, T.G., & R.G. McMahon 1999, ApJ, 518, L65
- Bertoldi, F., Carilli, C.L., Cox, P. et al. 2003a, A&A406, L55
- Bertoldi, F., Cox, P., Neri, R., et al. 2003, A&A409, L47
- Blain, A.W., Barnard, V.E., & Chapman, S.C. 2003, MNRAS, 338, 773
- Carilli, C.L., Menten, K.M., & Yun, M.S. 1999, ApJ, 521, L25

- Carilli, C. L., et al. 2001, ApJ, 555, 625
- Carilli, C.L., Cox, P, Bertoldi, F. et al. 2003, ApJ, 575, 145
- Carilli, C.L., Lewis, G.F., Djorgovski, S.G. et al. 2003, Science, 300, 773
- Carilli, C.L., Walter, F., Bertoldi, F. et al., 2004, AJ, in press.
- Charmandaris, V., Uchida, K.I., Weedman, D. et al. 2004, ApJSS, in press
- Condon, J. J. 1992, ARA&A, 30, 575
- Cox, P., Omont, A., Djorgovski, S.G. et al. 2002, A&A, 387, 406
- Darling, G. W. & Wegner, G. 1996, AJ, 111, 865
- Dowell, C. D., Allen, C.A., Babu, R. et al. 2003, Proc. SPIE, 4855, 73
- Downes, D., Neri, R., Wiklind, T., Wilner, D. J., & Shaver, P. A. 1999, ApJ, 513, L1
- Dunne, L., Eales, S., Edmunds, M., Ivison, R., Alexander, P., & Clements, D. L. 2000, MNRAS, 315, 115
- Dunne, L. & Eales, S. A. 2001, MNRAS, 327, 697
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89
- Fan, X., et al. 2003, AJ, 125, 1649
- Hagen, H.-J., Engels, D., & Reimers, D. 1999, A&AS, 134, 483
- Helou, G., Soifer, B. T., & Rowan-Robinson, M. 1985, ApJ, 298, L7
- Irwin, M. J., Ibata, R. A., Lewis, G. F., & Totten, E. J. 1998, ApJ, 505, 529
- Leong, M., Houde, M., Peng, R., Yoshida, H., Chamberlin, R., & Phillips, T.G. 2003, Proceedings of the AMOS Conference
- Lewis, G. F., Chapman, S. C., Ibata, R. A., Irwin, M. J., & Totten, E. J. 1998, ApJ, 505, L1
- Lewis, G. F., Carilli, C., Papadopoulos, P., & Ivison, R. J. 2002, MNRAS, 330, L15
- 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, 657
- Petric, A., Carilli, C.L., Bertoldi, F. et al. 2004, AJ, in press
- Priddey, R.S., & McMahon, R.G. 2001, MNRAS, 324, L17
- Robson, I., Priddey, R.S., Isaak, K. & McMahon, R.G. 2004, MNRAS, in press
- Spergel, D. N., et al. 2003, ApJS, 148, 175
- Soifer, B.T., Charmandaris, V., Brandl, B.R. et al. 2004, ApJSS, in press
- Walter, F., Bertoldi, F., Carilli, C.L. et al. 2003, Nature, 424, 406
- Weiß, A., Henkel, C., Downes, D., & Walter, F. 2003, A&A, 409, L41
- Yun, M. S., Carilli, C. L., Kawabe, R., Tutui, Y., Kohno, K., & Ohta, K. 2000, ApJ, 528, 171
- Yun, M. S., Reddy, N. A., & Condon, J. J. 2001, ApJ, 554, 803

---

This 2-column preprint was prepared with the AAS L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X macros v5.2.

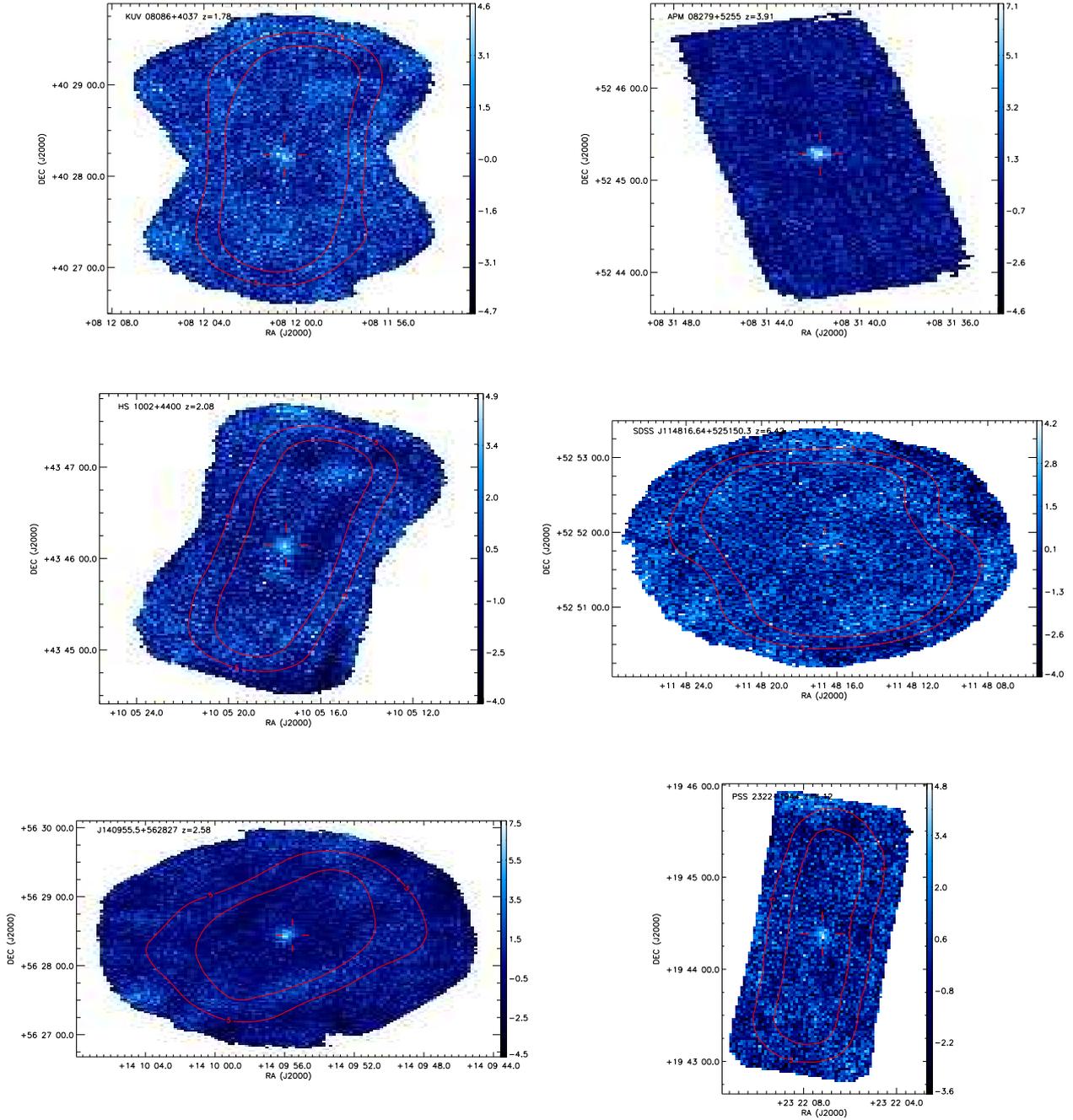


Fig. 1.— Signal-to-noise SHARC II maps at  $350\ \mu\text{m}$  of the six optically luminous, radio-quiet high- $z$  quasars studied in this paper. The names and redshifts are given in the upper left corner of each panel. The signal-to-noise values are indicated for each plot along the right vertical axis. The contours show the pixels with integration times of 5 and 10 minutes. The crosses indicate the optical positions of the quasars as listed in Table 1.

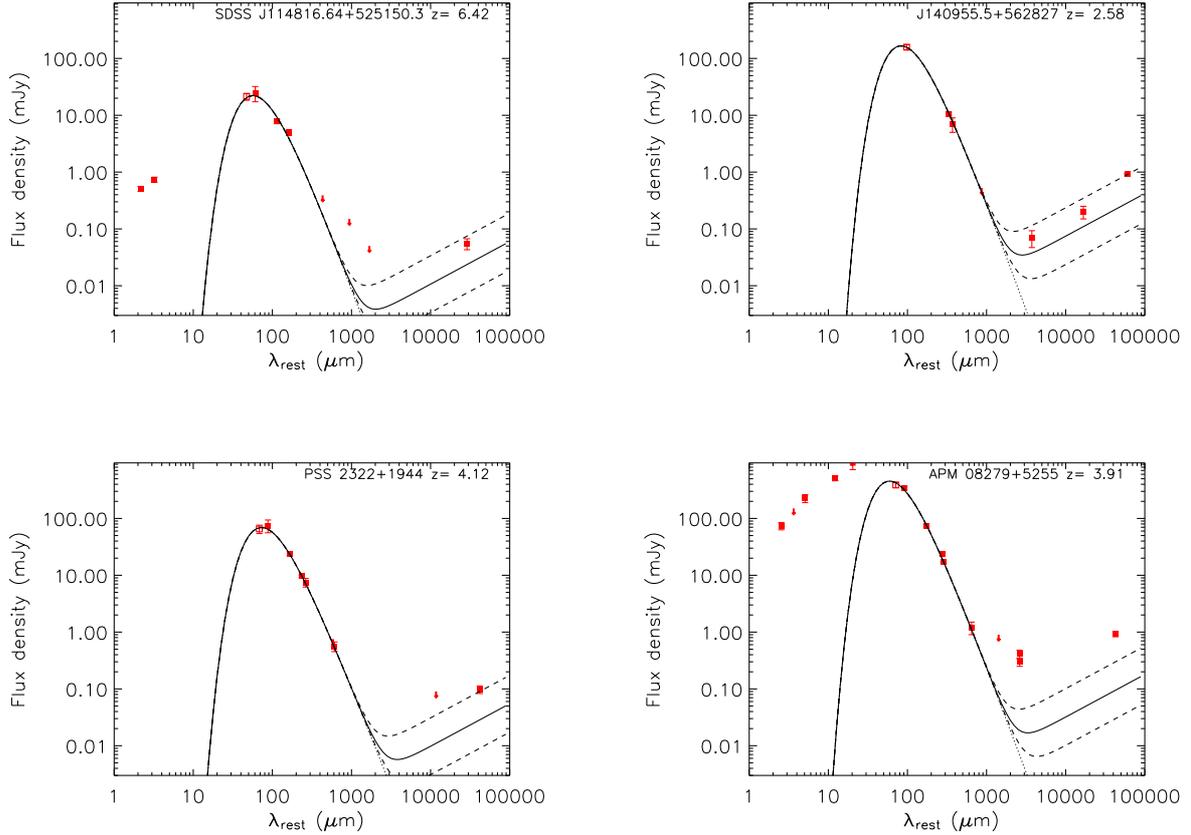


Fig. 2.— Spectral energy distributions (SEDs) of J1148+5251, J1409+5628, APM 08279+5255 and PSS 2322+1944 in the rest-frame of the sources. The SHARC II 350 and 450  $\mu\text{m}$  points are shown as open squares. Other measurements (taken from the literature) are displayed with filled squares with arrows indicating  $3\sigma$  upper limits. The dotted lines show the best fit to the far-infrared data using a modified black-body fit to the far-infrared data (see text and parameters in Table 2). The solid line shows the far-infrared to radio SEDs where the radio continuum is scaled to the far-infrared luminosities using the Condon relation for star-forming galaxies (see text for details). The dashed lines indicate the radio excesses which are 5 times above and below the value expected from the linear far-IR/radio relation. The references to the photometric measurements other than from SHARCII are: J1148+5251 - Bertoldi et al. (2003a); Carilli et al. (2003, 2004); Robson et al. (2004); Charmandaris (2004); J1409+5628 - Omont et al. (2003); Beelen et al. (2004); Petric et al. (2004); PSS 2322+1944 Cox et al. (2002, and references therein); APM08279+5255 - Irwin et al. (1998); Lewis et al. (1998, 2002); Downes et al. (1999).

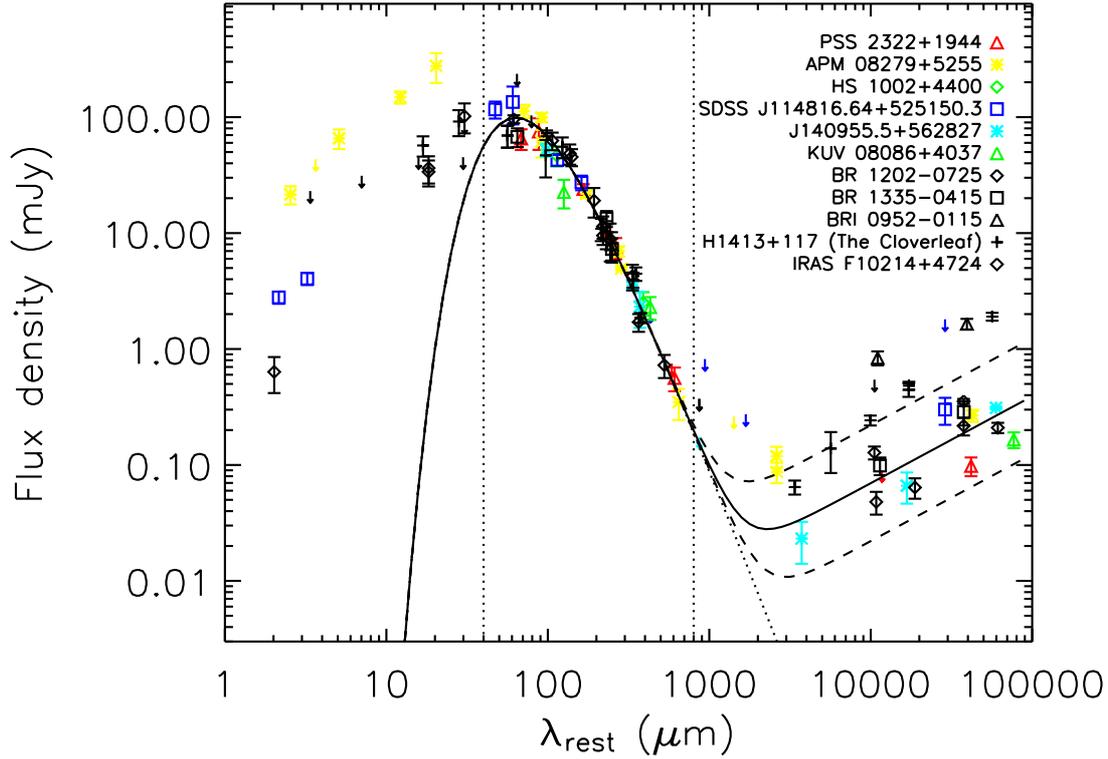


Fig. 3.— Combined SED, in the rest-frame, for all the high- $z$  quasars from this paper and sources discussed in Benford et al. (1999) and (Priddey & McMahon 2001) (see references therein and in Fig. 2). The SEDs have been normalized to the far-infrared luminosity of PSS 2322+1944 (see text). Each quasar is represented with a different symbol identified in the panel. The best fit to the rest-frame far-IR data together with the derived radio continuum are shown using the same definitions as in Fig. 2. The corresponding dust temperature and spectral index are displayed in Fig. 4. The two vertical dot-dashed lines delineate the wavelength domain defined as the far-infrared in this paper.

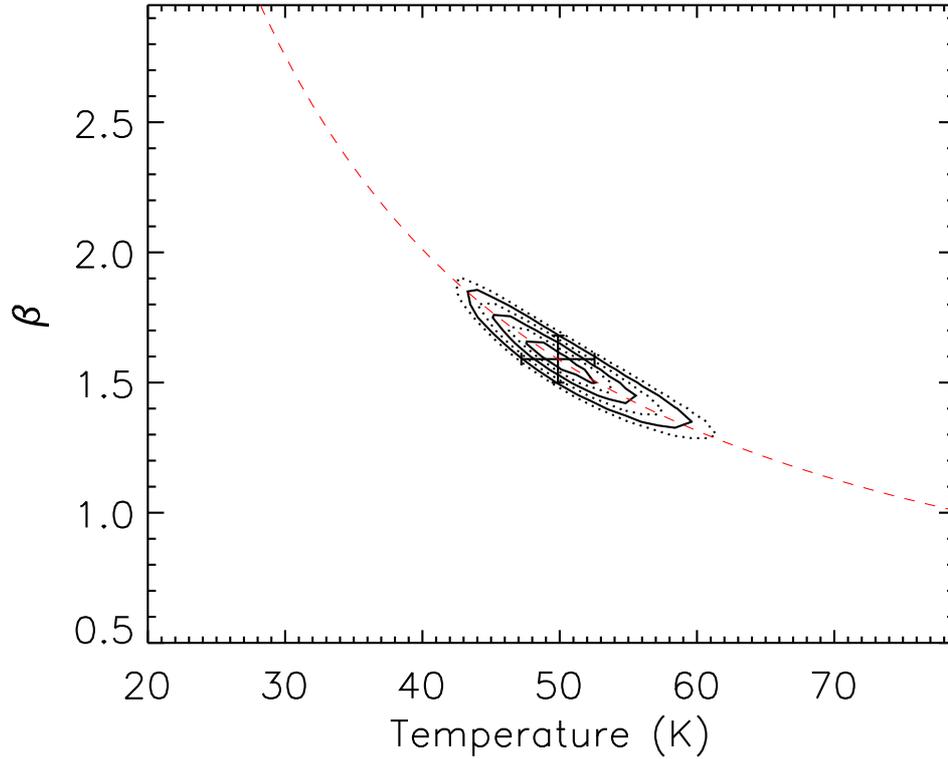


Fig. 4.— Contours of  $\chi^2$  in the  $\beta - T_{\text{dust}}$  plane for the combined SEDs of the high- $z$  quasars shown in Fig. 3, except J1148+5251 (see text). Contours represent the 1, 2, and  $3\sigma$  uncertainties. The solid lines show the result when using only one free parameter, and the dotted line when the 2 parameters are free. The cross indicates the result of the best fit shown in Fig. 3 and corresponds to  $T_{\text{dust}} = 50 \pm 3$  K and  $\beta = 1.6 \pm 0.1$ . The dashed line represents the  $\beta - T_{\text{dust}}$  degeneracy (see text for details).

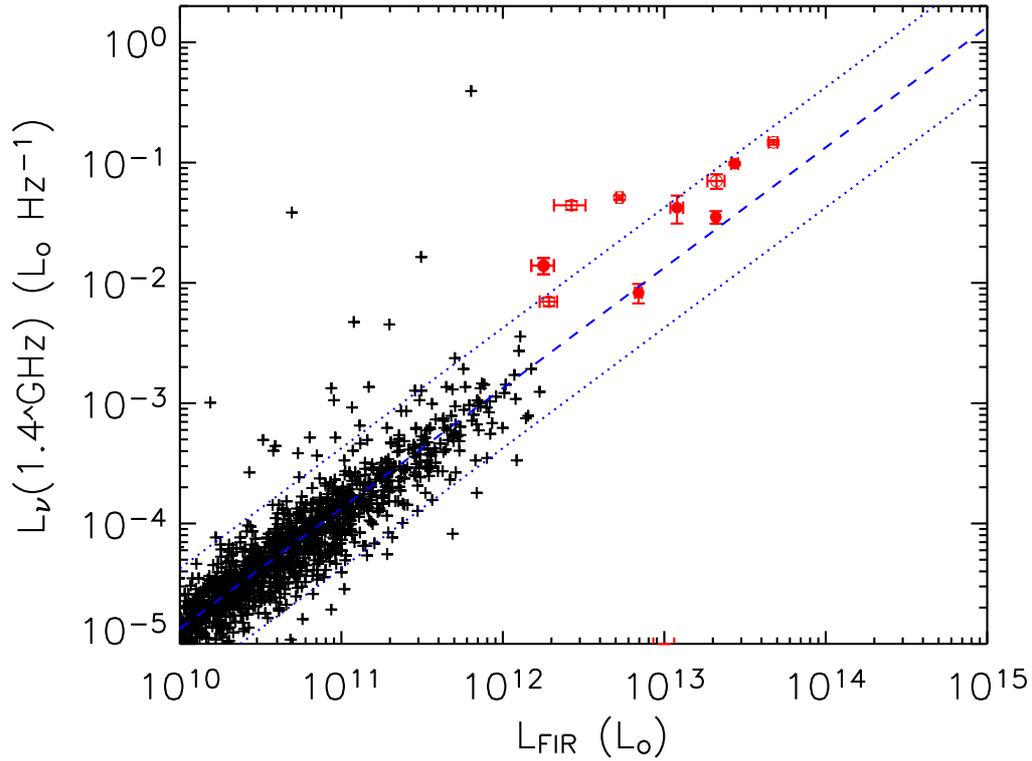


Fig. 5.— Rest-frame 1.4 GHz luminosity as a function of the  $L_{\text{FIR}}$  as defined by Condon (1992) - see text. The crosses are for the IRAS 2 Jy sample of Yun, Reddy, & Condon (2001) and the stars for the sources discussed in this paper which have radio detection. The dashed line shows the mean value of  $q$  while the dotted lines display the infrared and radio excesses which are 5 times above and below the value expected from the linear far-IR/radio relation. When known, the luminosities of the high- $z$  sources have been corrected for lensing.

Table 1: Observational Parameters.

Source	$z$	$M_B$	R.A. (J2000.0)	Dec.	$S_{350\ \mu\text{m}}$ (mJy, $\pm 1\ \sigma^\dagger$ )	Map r.m.s. (mJy)	Int. time (min)
KUV 08086+4037	1.78	-27.0	08 12 00.41	40 28 15.00	$42 \pm 10$	6	240
APM 08279+5255 <sup>‡</sup>	3.91		08 31 41.70	52 45 17.35	$389 \pm 43$	21	20
HS 1002+4400	2.08	-28.3	10 05 17.45	43 46 09.30	$77 \pm 13$	7	170
J1148+5251	6.42	-28.4	11 48 16.64	52 51 50.30	$21 \pm 3$	5	430
J1409+5628	2.58	-28.4	14 09 55.56	56 28 26.50	$157 \pm 17$	9	220
PSS 2322+1944	4.12	-28.1	23 22 07.25	19 44 22.08	$65 \pm 11$	7	150

<sup>†</sup>The absolute calibration uncertainty of 20% is not included in the quoted values

<sup>‡</sup>For APM 08279+5255, the flux density measured at  $450\ \mu\text{m}$  with SHARC II is  $342 \pm 26$  mJy

Table 2: Derived Properties.

Source	$T_{\text{dust}}$ (K)	$\beta$	amp. factor	$L_{\text{FIR}}$ ( $10^{13}\ L_\odot$ )	Dust Mass ( $10^8\ M_\odot$ )	$q$
KUV 08086+4037	$26 \pm 5$	$1.6^\ddagger$	–	0.3	22.6	$1.5 \pm 0.1$
APM 08279+5255	$51 \pm 9$	$1.8 \pm 0.2$	7	3.1	4.1	$2.2 \pm 0.1$
HS 1002+4400	$39 \pm 9$	$1.6^\ddagger$	7	1.2	11.0	
J1148+5251	$56 \pm 3$	$1.6^\ddagger$	–	2.5	1.9	$2.0 \pm 0.1$
J1409+5628	$40 \pm 3$	$1.6^\ddagger$	–	3.3	22.8	$1.87 \pm 0.02$ <sup>+</sup>
PSS 2322+1944	$43 \pm 7$	$1.6 \pm 0.3$	3.5	0.9	3.6	$2.3 \pm 0.1$

The far-IR luminosities and dust masses are corrected for amplification when indicated.

<sup>‡</sup>fixed value

<sup>+</sup>derived  $\alpha_{\text{radio}} = -1.0 \pm 0.1$