
EXTRACTION DE L'EMISSION ANORMALE DES DONNEES WMAP

Sommaire

6.1	L'émission Galactique	105
6.1.1	Emission thermique des gros grains	105
6.1.2	Emission free-free	107
6.1.3	Emission synchrotron	110
6.2	Séparation de l'émission anormale et de l'émission synchrotron	113
6.2.1	Les données	113
6.2.2	Principe de la méthode	114
6.2.3	Estimation de l'intensité synchrotron	114
6.2.4	Emission anormale	116
6.3	Conclusions	116

6.1 L'émission Galactique

Nous faisons dans cette partie une revue des différents processus d'émissions Galactiques dans le domaine micro-onde et submillimétrique. Ils sont connus sous le nom d'avant-plans ou *foregrounds* dans le contexte de l'étude du CMB. Cette appellation vient du fait que le domaine de fréquences que nous considérons ici est le domaine optimal pour la mesure des fluctuations du fond diffus cosmologique. L'émission thermique des gros grains, l'émission free-free et l'émission synchrotron sont ici brièvement décrites ainsi que leur dépendance spectrale.

6.1.1 Emission thermique des gros grains

L'intensité émise par un ensemble de grains peut être exprimée par :

$$I(\nu) = \int \epsilon(\nu) dl \quad (6.1)$$

où $\epsilon(\nu)$ est l'émissivité à la fréquence ν et l'intégrale se fait le long de la ligne de visée. Cette intensité peut également être exprimée en fonction de la loi de Planck $B_\nu(T)$ ou $B_\lambda(T)$ et de l'indice spectral des gros grains β (voir §2.4.1) :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} \quad \text{en W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1} \quad (6.2)$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1} \quad \text{en W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1} \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } |d\lambda| &= \frac{c}{\nu^2} |d\nu| \quad \text{et} \quad |d\nu| = \frac{c}{\lambda^2} |d\lambda| \\ \text{et } I(\nu) &\propto B_\nu(T) \nu^{-\beta} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Un des moyens de caractériser l'intensité spécifique à une fréquence donnée est de lui donner la température du corps noir ayant la même brillance à cette fréquence. C'est la façon habituelle de représenter la brillance des sources en cosmologie. Ainsi, pour toutes les valeurs de $I(\nu)$, on définit la température de brillance¹ T_B :

$$I(\nu) = B_\nu(T_B) \quad (6.5)$$

La température de brillance est surtout utilisée en radioastronomie où l'approximation de Rayleigh-Jeans est généralement applicable :

$$\begin{aligned} h\nu \ll k_B T &\Rightarrow I(\nu) = \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T_B \\ \text{soit } T_B &= \frac{c^2 I(\nu)}{2\nu^2 k} \end{aligned} \quad (6.6)$$

La température de brillance n'a de signification que si l'équilibre thermodynamique local est réalisé. Elle permet cependant d'exprimer la brillance d'une source avec des unités très simples. Cette équation est utilisée dans la suite pour faire la conversion intensité/température de brillance pour tous les avant-plans dans le domaine radio (free-free et synchrotron). On a alors la relation : $T_B \propto \epsilon(\nu)\nu^{-2}$.

Quand on veut modéliser l'émission de la poussière, il faut donc être capable de déterminer l'émissivité et l'intensité du flux à toutes les fréquences. Or d'après Draine et Lee (1984) l'émissivité des gros grains, assimilés à du graphite, est proportionnelle à ν^2 . L'indice spectral de l'émissivité dépend de la nature du grain et il y a peu de mesures de laboratoire disponibles. Une mesure observationnelle peut être faite à partir de la distribution spectrale d'énergie des gros grains et les valeurs obtenues pour β sont comprises entre 1 et 2 (Lagache *et al.* 1999). Les régions illuminées par l'ISRF de Mathis *et al.* (1983) présentent une température moyenne de 17.5 K pour le corps noir. Une description détaillée de la nature des gros grains et de leur mécanisme d'émission est faite au chapitre 2. Plusieurs missions spatiales ont permis d'observer l'émission des gros grains : IRAS avec une bande à 100 μm ; COBE-DIRBE avec des bandes à 100, 140 et 240 μm ; COBE-FIRAS un spectrophotomètre dans l'IR lointain de 0.1 à 10 mm ; WMAP avec une bande à 94 GHz (3 mm) ; et enfin Spitzer² avec une bande à 160 μm .

¹Les radioastronomes ont l'habitude de mesurer l'énergie reçue en température d'antenne T_A . C'est la température à laquelle serait placé un corps noir qui entourerait complètement l'antenne pour donner le signal observé. Si l'antenne était parfaite, une région étendue, de brillance uniforme, aurait $T_A = T_B$. Cependant les antennes ne sont pas parfaites et il faut faire intervenir leur rendement (Lequeux 2002).

²Le télescope spatial Spitzer a été lancé par la NASA en août 2003. Il couvre une gamme de longueurs d'onde de 3.6 à 160 μm quasiment inaccessible depuis le sol à cause de l'atmosphère terrestre, opaque au rayonnement IR.

6.1.2 Emission free-free

♣ Mécanisme à l'origine de l'émission free-free

On appelle émission free-free (ou Bremsstrahlung) l'émission due à l'accélération d'une charge dans le potentiel coulombien d'une autre charge. On estime cette émission à partir d'une approche classique, dans un cadre relativiste, en apportant ensuite des termes de correction quantique. En effet, les photons émis ont des énergies comparables à celles des particules les ayant émises. On fait la simplification suivante : au cours d'une interaction électron/ion, seul l'électron émet un photon free-free. En effet, comme l'accélération est inversement proportionnelle à la masse de la particule et que l'ion est beaucoup plus massif que l'électron, on peut le considérer comme statique et donc n'émettant pas. On va donc considérer le cas d'un électron qui se déplace dans un champ fixe.

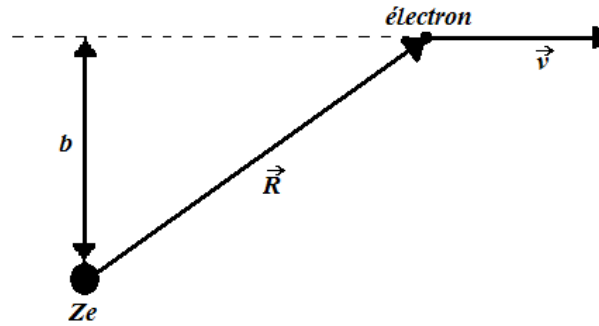


Figure 6.1 - Schéma représentant le passage d'un électron de vitesse $\vec{v}$ et de charge $-e$ au voisinage d'une particule de charge Ze , avec le paramètre d'impact b .

a) Pour un ensemble d'électrons ayant une seule vitesse

Considérons dans un premier temps le cas d'un électron unique. Pour déterminer la fonction décrivant son émission, on suppose que l'électron ne dévie quasiment pas de sa trajectoire pendant l'interaction avec le champ créé par l'ion. Ceci est une bonne approximation si l'électron se déplace rapidement : la variation de la vitesse $\vec{v}$ est alors principalement perpendiculaire à la trajectoire de l'électron et on peut négliger les variations parallèles à ce chemin. Si donc on considère un électron de charge $-e$, ayant une trajectoire rectiligne, qui passe près d'un ion de charge Ze avec le paramètre d'impact b , le moment dipolaire associé est $\vec{d} = -e\vec{R}$ et $\dot{\vec{d}} = -e\dot{\vec{v}}$ où $\vec{v}$ est la vitesse de l'électron. Dans le cadre de l'approximation dipolaire, on peut écrire que l'énergie émise par unité de fréquence est (Rybicki et Lightman 1979) :

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{c^3} |\hat{d}(\omega)|^2 \quad (6.7)$$

où $\hat{d}(\omega)$ est la transformée de Fourier du moment dipolaire qu'on peut obtenir en faisant la transformée de Fourier de $\vec{d} = -e\vec{v}$:

$$-\omega^2 \hat{d}(\omega) = -\frac{e}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\vec{v}} e^{i\omega t} dt \quad (6.8)$$

L'ion et l'électron ne sont en interaction que pendant un court intervalle de temps, le "temps de collision" : $\tau = b/v$. On peut donc simplifier l'équation précédente :

$$\begin{aligned} \hat{d}(\omega) &\simeq \frac{e}{2\pi\omega^2} \Delta v & \text{si } \omega\tau \ll 1 \\ &\simeq 0 & \text{si } \omega\tau \gg 1 \end{aligned} \quad (6.9)$$

où Δv est le changement de vitesse de l'électron pendant la collision. Avec l'hypothèse $\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\perp + \Delta \vec{v}_\parallel \sim \Delta \vec{v}_\perp$, on peut intégrer la partie perpendiculaire de l'accélération et en déduire l'émission d'une interaction électron/ion :

$$\Delta v = \frac{Ze^2}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{b dt}{(b^2 + v^2 t^2)^{3/2}} = \frac{2Ze^2}{mbv} \quad (6.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\omega} &= \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m^2 v^2 b^2} \quad \text{si } b \ll \frac{v}{\omega} \\ &= 0 \quad \text{si } b \gg \frac{v}{\omega} \end{aligned} \quad (6.11)$$

On étend maintenant ce résultat à une densité d'électrons n_e , interagissant avec n_i ions par unité de volume : le flux d'électrons par unité de temps et de surface est donc simplement $n_e v$ et la surface élémentaire de collision pour un ion est $2\pi b db$. L'émission totale par unité de temps de fréquence et de volume est alors :

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = 2\pi v n_e n_i \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dW(b)}{d\omega} b db \quad (6.12)$$

et en substituant l'Eq. 6.10, le résultat final après intégration est :

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \omega) \quad (6.13)$$

où les paramètres b_{min} et b_{max} sont inclus dans le facteur de Gaunt $g_{ff}(v, \omega)$. Ce facteur dépend de l'énergie de l'interaction et inclut les corrections quantiques nécessaires. Les valeurs de g_{ff} sont tabulées (Bressaard et Van de Hulst 1962; Karzas et Latter 1961).

b) Pour des électrons ayant une distribution de vitesse thermique

En réalité les électrons n'ont pas une vitesse de déplacement unique. On va donc considérer un ensemble thermique de paires électron/ion en interaction. La probabilité dP qu'un électron ait une vitesse dans l'intervalle $d^3\vec{v}$ est :

$$\begin{aligned} dP &\propto e^{-E/kT} d^3v = \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) d^3v \quad \text{avec } d^3v = 4\pi v dv \\ &\propto v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \end{aligned} \quad (6.14)$$

On intègre donc l'Eq. 6.13 sur la distribution de vitesses, de v_{min} à l'infini. La vitesse v_{min} correspond à la vitesse incidente minimale qui permet d'émettre un photon d'énergie $h\nu$: $v \geq v_{min} = 2h\nu/m$. On obtient donc :

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{\int_{v_{min}}^{\infty} \frac{dW}{d\omega dV dt} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv} \quad (6.15)$$

Le résultat final pour l'émissivité du free-free est (avec $\nu = \omega/2\pi$) :

$$\epsilon(\nu) = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{ff} \quad \text{en erg/s/Hz/cm}^{-3} \quad (6.16)$$

où $\bar{g}_{ff}$ est moyenné sur les vitesses. Aux fréquences GHz, les fréquences d'intérêt pour l'émission anormale, on mesure $\epsilon(\nu) \propto \nu^{-0.1}$ (soit un indice spectral de 2.1 en température).

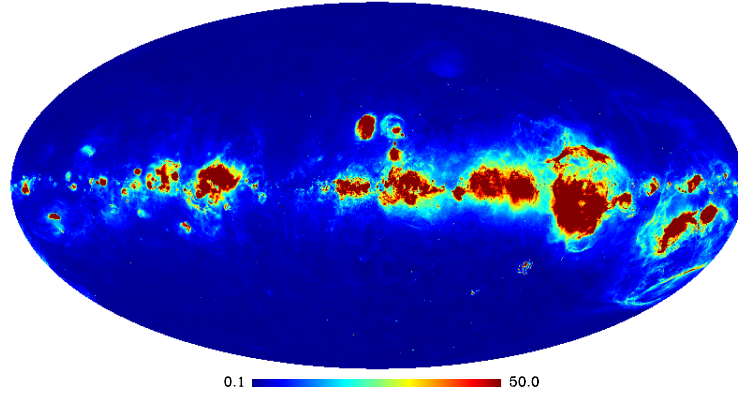


Figure 6.2 - Carte de l'émission $H\alpha$ utilisant les observations de 3 surveys : le Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM), le Virginia Tech Spectral-Line Survey (VTSS) et la Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA). Cette carte composite a été obtenue par Finkbeiner (2003), elle est en Rayleighs, avec une résolution de 6'.

♣ Observation de l'émission free-free Galactique

L'émission free-free n'étant dominante à aucune fréquence, elle est un des avant-plans les moins connus car difficile à extraire. Comme la raie de Balmer $H\alpha$ est produite par la recombinaison du même gaz ionisé que l'émission free-free et que les deux processus dépendent du produit $n_e n_i$, on peut utiliser les cartes d'émission $H\alpha$ corrigées de l'extinction pour la déterminer. En faisant quelques hypothèses, on peut déduire une relation entre les émissions $H\alpha$ et free-free (Dickinson *et al.* 2003) :

$$\frac{T_b^{ff}}{I_{H\alpha}} \propto \nu^{-2} T_e^{0.5} 10^{290/T_e} \times [\ln(0.05 \nu^{-1}) + 1.5 \ln(T_e)] \quad \text{en K/R avec } T_e \text{ en K et } \nu \text{ en GHz} \quad (6.17)$$

où T_e est la température des électrons. La première incertitude lorsqu'on essaie de prédire l'émission free-free vient de l'incertitude sur la température des électrons. L'erreur correspondante dans l'Eq. 6.17 est de 10 %. La seconde source d'erreur provient de l'estimation de l'absorption de l'émission $H\alpha$ par les nuages de poussières. La densité de colonne de ces dernières, estimée avec E_{B-V} , prend en compte toute la poussière présente sur la ligne de visée et pas seulement les nuages se trouvant entre l'observateur et le gaz ionisé. Il faut corriger l'absorption d'un facteur f_d rendant compte du mélange gaz ionisé/poussières : pour un mélange uniforme, $f_d = 0.5$. Dickinson *et al.* (2003) estiment que $f_d \sim 0.33$ sur la plus grande partie du ciel. L'erreur sur la mesure d'absorption peut donner une incertitude allant jusqu'à 30 % dans l'Eq. 6.17 dans les régions à haute latitude Galactique où la densité de poussières est moindre. Par ailleurs, pour $|b| < 5^\circ$, la confusion sur les lignes de visée est trop grande pour que l'estimation du free-free soit réellement fiable. Pour extraire l'émission anormale des données WMAP, l'émission free-free est estimée par la méthode que nous venons de décrire quand $A_V < 6$. Pour les régions plus denses, la carte d'émission free-free de l'équipe WMAP, obtenue par la méthode du maximum d'entropie, est utilisée. Ils utilisent un indice spectral constant sur le ciel et égal à 2.15. Cette estimation ne dépend pas de la température électronique.

Les principaux relevés en $H\alpha$ sont les relevés WHAM³, SHASSA⁴ et VTSS⁵. La première observation de l'émission du gaz ionisé a été faite en 1962 par Hoyle et Ellis qui montrèrent l'existence d'une couche de gaz ionisé dans le plan de la Galaxie. La brillance en $H\alpha$ est dominée par l'émission des régions HII denses qui ont une faible extension spatiale et sont distribuées dans le plan de la Galaxie. Cependant, pour les galaxies spirales, 25 à 60% de la luminosité $H\alpha$ provient de leur WIM et pas de ces régions (Reynolds *et al.* 1973). Le WIM est généralement distribué comme un disque épais de H^+ ayant pour échelle de hauteur 1 à 3 kpc. La densité de ce milieu est faible ($n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$) avec des températures électroniques de 6 000 à 10 000 K. Dans la Galaxie, 90% de la masse de H^+ se trouve dans le WIM et 10% dans les régions HII (présentation orale de M. Haffner à la conférence "CMB Foregrounds", Pasadena, juillet 2008).

6.1.3 Emission synchrotron

♣ Mécanisme à l'origine de l'émission synchrotron

a) Pour un électron solitaire

Quand une particule relativiste de masse m , de charge q et de vitesse $\vec{v}$ interagit avec un champ magnétique $\vec{B}$, elle va être accélérée et émettre des photons⁶. Les équations décrivant le mouvement d'une particule chargée sont :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (6.18)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = q \vec{v} \cdot \vec{E} \quad (6.19)$$

La seconde équation implique que γ et donc $|\vec{v}|$ soient des constantes, seule la direction de la particule est modifiée. On obtient donc :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (6.20)$$

$$\text{soit } \frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \vec{v}_{\perp} \wedge \vec{B} \quad (6.21)$$

Comme $\vec{v}_{\parallel}$ est constante, $|\vec{v}_{\perp}|$ est également une constante. La projection du mouvement dans le plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique est donc circulaire et uniforme (l'accélération est constante et normale à ce plan) : le mouvement de la particule est donc hélicoïdal. Dans le cas astrophysique, la particule chargée sera un électron. En raison de la vitesse relativiste à laquelle l'électron se déplace autour du champ magnétique, son émission sera concentrée dans un cône (voir Fig. 6.3). L'observateur verra donc une impulsion lumineuse de durée inférieure à la période de giration. Le spectre sera donc étalé sur des fréquences autres que la fréquence de

³Wisconsin H Alpha Mapper, avec un champ de vue de 1° et une résolution angulaire de 60 arcmin, ce relevé couvre la partie du ciel telle que $\delta \geq -30^\circ$.

⁴Southern H Alpha Sky Survey Atlas, avec un champ de vue de 13.6° et une résolution angulaire de 0.8 arcmin, ce relevé couvre la partie du ciel telle que $\delta \leq +15^\circ$.

⁵Virginia Tech Spectral-line Survey, avec un champ de vue de 10° et une résolution angulaire de 1.6 arcmin, ce relevé couvre la partie du ciel telle que $\delta \geq -15^\circ$.

⁶Dans le cas non relativiste, on parle d'émission cyclotron et la fréquence d'émission est la fréquence de giration de la particule autour du champ magnétique.

giration. Si on regarde la Fig. 6.3, on voit que l'observateur verra les impulsions provenant des points 1 à 2 tels que les cônes d'émission incluent la direction d'observation. Avec l'Eq. 6.18, on trouve que la fréquence de rotation et le rayon de courbure sont :

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \quad \text{et} \quad a = \frac{v}{\omega_B \sin \alpha} \quad (6.22)$$

où α est l'angle entre le champ et le vecteur vitesse ("pitch angle"). Pendant une impulsion $\Delta t = t_2 - t_1$, l'électron parcourt la distance $\Delta s = a\Delta\theta$ et géométriquement, on voit que $\Delta\theta = 2/\gamma$, d'où :

$$\Delta s = \frac{2v}{\gamma \omega_B \sin \alpha} \quad (6.23)$$

Par ailleurs, $\Delta s = v(t_2 - t_1)$. Le temps entre le début et la fin d'une impulsion lumineuse telle que vue par l'observateur est inférieure à Δt d'un facteur $\Delta s/c$ qui est le temps que met la lumière pour parcourir la distance Δs . Ainsi pour l'observateur :

$$\Delta t = \frac{\Delta s}{v} - \frac{\Delta s}{c} = \frac{2}{\gamma \omega_B \sin \alpha} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sim \frac{1}{\gamma^3 \omega_B \sin \alpha} \quad (6.24)$$

Ainsi la durée des impulsions lumineuses est inférieure d'un facteur γ^3 à la période de giration. Le spectre d'émission sera large avec une fréquence seuil égale à $1/\Delta t$. On peut définir la fréquence critique⁷ ω_c :

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B \sin \alpha \quad (6.25)$$

au-delà de laquelle la puissance émise décroît. Si la totalité des calculs relativistes est effectuée, on peut montrer que la puissance totale émise est proportionnelle à ω/ω_c .

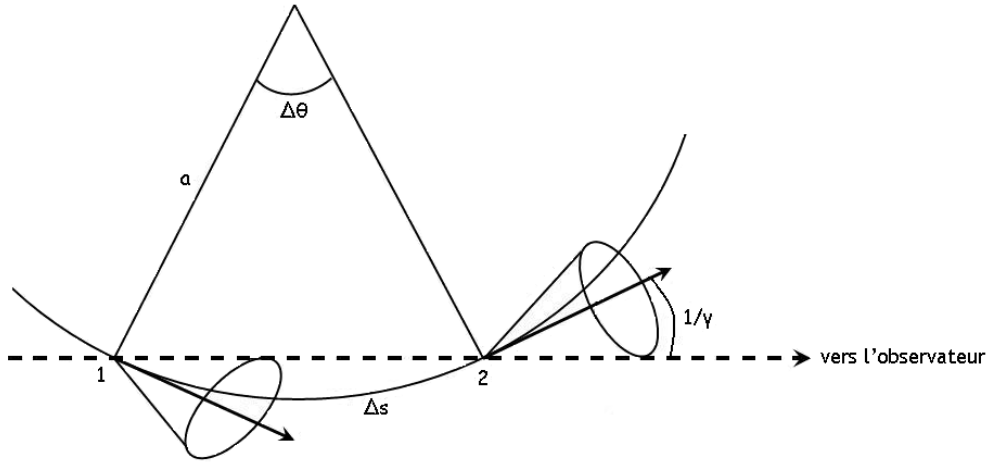


Figure 6.3 - Cônes d'émission en différents points de sa trajectoire pour une particule accélérée.

b) Pour un ensemble d'électrons

Pour un ensemble d'électrons ayant une distribution d'énergie de la forme (Longair 1992) : $N(E)dE = N_0 E^{-p} dE$ ou $N(\gamma)d\gamma = N_0 \gamma^{-p} d\gamma$, la puissance émise est donnée par :

$$P_{tot}(\omega) = N_0 \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} P\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \gamma^{-p} d\gamma \quad (6.26)$$

⁷ ω_c est la fréquence d'émission pour une particule non-relativiste se déplaçant dans un champ magnétique.

On pose $x = \omega/\omega_c$:

$$P_{tot}(\omega) \propto \omega^{-(p-1)/2} \int_{x_1}^{x_2} P(x) x^{(p-3)/2} dx \quad (6.27)$$

Si on estime que les limites d'intégration sont suffisamment larges, on peut supposer que $x_1 \sim 0$ et $x_2 \sim \infty$ et l'intégrale est alors une constante et on obtient :

$$P_{tot}(\omega) \propto \omega^{-\frac{p-1}{2}} \quad (6.28)$$

Comme les électrons qui émettent un rayonnement synchrotron perdent de l'énergie, le traitement complet du problème devrait inclure une dépendance en temps dans la distribution d'énergie des électrons ($N(E, t)$). Les électrons avec les plus grandes énergies émettent plus rapidement que ceux à basse énergie : le spectre devrait donc se raidir à haute fréquence quand les sources vieillissent. Ainsi, dans le plan Galactique où l'on trouve des sources assez jeunes, l'indice spectral typique pour l'émission synchrotron est $(p-1)/2 \sim 1$ (3 en température). A plus haute latitude, l'indice spectral du synchrotron augmente avec l'énergie (Lawson *et al.* 1987).

Par ailleurs, l'émission synchrotron sera polarisée linéairement, de manière partielle, dans la direction perpendiculaire au champ magnétique Galactique, autour duquel les électrons spiralent. On peut estimer le taux de polarisation linéaire intrinsèque f_s à partir de la distribution d'énergie des électrons (Rybicki et Lightman 1979) :

$$f_s = \frac{p+1}{p+7/3} = 0.75 \quad \text{pour } p = 3 \quad (6.29)$$

Or le taux de polarisation observé est nettement inférieur à 75%. Cela est dû aux changements de direction du champ magnétique sur la ligne de visée (forme spirale du champ à grande échelle et turbulence à petite échelle) : si la ligne de visée n'est pas perpendiculaire au champ alors le taux de polarisation diminue. On exprime cela à l'aide du facteur de diminution géométrique g (Page *et al.* 2007) :

$$g \times f_s = \frac{\text{signal polarisé}}{\text{signal non polarisé}} \quad (6.30)$$

♣ Observation de l'émission synchrotron Galactique

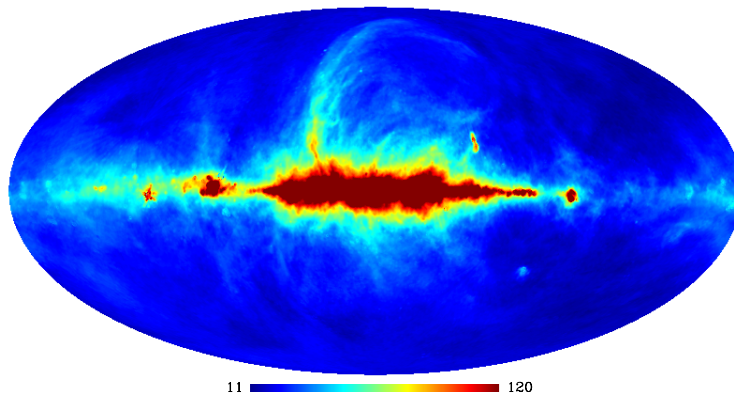


Figure 6.4 - Carte de l'émission synchrotron à 408 MHz d'après Haslam *et al.* (1981), en Kelvins, avec une résolution de $\sim 1^\circ$.

La méthode habituelle pour déterminer l'émission synchrotron dans le domaine micro-onde est d'extrapoler les cartes obtenues à plus basse fréquence à l'aide d'une loi de puissance. En général, les relevés à 408 MHz (Haslam *et al.* 1981) et 1420 MHz (Reich et Reich 1986) sont utilisés pour effectuer ce travail. Le relevé à 408 MHz a une résolution angulaire de 0.85° et celui à 1420 MHz de 0.58° . Ces deux relevés souffrent d'erreur dans la détermination du niveau zéro et du bruit atmosphérique est présent dans les cartes finales. En dehors de ces problèmes inhérents aux cartes elles-mêmes, il y a aussi le problème d'extrapolation discuter précédemment. On s'attend en effet à ce que l'indice spectral augmente quand la fréquence augmente mais on ignore de combien. La méthode d'extrapolation conduit donc systématiquement à des erreurs pour l'estimation de l'émission synchrotron dans le domaine micro-onde. Miville-Deschênes *et al.* (2008) ont proposé une nouvelle méthode basée sur l'analyse des données polarisées du satellite WMAP. Nous allons décrire cette méthode dans les paragraphes suivants.

6.2 Séparation de l'émission anormale et de l'émission synchrotron

6.2.1 Les données

Les données utilisées sont les cartes à 3 ans de la mission WMAP, délivrées dans le format de pixelisation sur la sphère HEALPix⁸ défini par Górski *et al.* (2005). Les cartes de température et de polarisation (I , Q , U) dans les bandes K (23 GHz), Ka (33 GHz), Q (41 GHz), V (61 GHz) et W (94 GHz) sont celles disponibles sur le site internet LAMBDA⁹. La résolution angulaire est de 0.82° à 23 GHz à 0.21° à 94 GHz : toutes ces cartes sont lissées à une résolution angulaire commune de 1° . Les détails concernant les caractéristiques de chaque bande sont donnés dans la Tab. 6.1. Le fond diffus cosmologique est retiré en utilisant l'estimation faite par l'équipe WMAP d'après la méthode dite ILC pour "Internal Linear Combination" (Bennett *et al.* 2003) et le niveau zéro des cartes est celui estimé par Eriksen *et al.* (2008) qui l'ont ajusté conjointement au FDC et aux émissions d'avant-plans en supposant que l'indice spectral du synchrotron entre 408 MHz et 23 GHz est $\beta_S = -3$ (Davies *et al.* 2006).

Tableau 6.1 - Caractéristiques des bandes du télescope WMAP.

	Bande K	Bande Ka	Bande Q	Bande V	Bande W
λ (mm)	13	9.1	7.3	4.9	3.2
ν (GHz)	22.8	33	40.7	60.8	93.5
$\Delta\nu$ (GHz)	5.5	7	8.3	14	20.5
Bruit ¹⁰ , σ_0 (mK)	1.424	1.449	2.211	3.112	6.498
Résolution ($^\circ$)	0.82	0.62	0.49	0.33	0.21

⁸<http://www.eso.org/science/healpix>, HEALPix = Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization

⁹<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/>

¹⁰Avec $\sigma(\text{mK}) = \sigma_0 N_{\text{obs}}^{-1/2}$.

6.2.2 Principe de la méthode

Le but de l'étude menée par Miville-Deschênes *et al.* (2008) est de définir un modèle d'émission Galactique à 23 GHz qui soit compatible à la fois avec les données en intensité et en polarisation du satellite WMAP, avec les données $H\alpha$ et avec ce que l'on sait du champ magnétique Galactique et des rayons cosmiques. Aucune hypothèse n'est faite sur la nature de l'émission anormale, elle est le résidu lorsque toutes les autres composantes sont soustraites. En particulier, aucune hypothèse sur une corrélation avec la poussière n'est faite dans ce modèle.

Les mécanismes pris en compte lors de la séparation des composantes sont l'émission synchrotron, le free-free, l'émission des gros grains à l'équilibre thermique et l'émission dite anormale. L'intensité totale lorsqu'on a soustrait le FDC peut-être exprimée comme la somme de toutes ces composantes : $I_\nu = S_\nu + F_\nu + BG_\nu + A_\nu$. La décomposition décrite ici est basée sur le fait que les émissions free-free et anormale ne sont pas polarisées (Battistelli *et al.* 2006; Martin 2007) et on peut alors exprimer l'intensité polarisée comme : $P_\nu = S_\nu^P + BG_\nu^P$. Or à 23 GHz, la fréquence qui nous intéresse ici, la contribution des gros grains est négligeable et on peut donc écrire : $P_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}}^P$. L'indice spectral du synchrotron β_s sera donc estimé à partir des données en polarisation puis les émissions thermique, free-free et synchrotron seront soustraites des cartes en intensité, le résidu étant l'émission anormale. Ce travail montre également qu'il est impossible de reproduire les taux de polarisation observés à 23 GHz si la composante anormale est négligée (Miville-Deschênes *et al.* 2008).

6.2.3 Estimation de l'intensité synchrotron

Ce paragraphe décrit dans un premier temps la façon dont Miville-Deschênes *et al.* (2008) prouvent l'existence d'une composante anormale non polarisée à partir des données en polarisation WMAP. La méthode consiste à comparer deux modèles : un *sans* et un *avec* émission anormale non polarisée. Dans un second temps, on donne l'estimation de l'émission synchrotron résultante.

♣ Modèle 1 : sans émission anormale

Dans ce cas, on peut écrire : $I_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}} + F_{23 \text{ GHz}}$ et $P_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}}^P$. L'émission synchrotron est donc simplement le résidu de l'intensité dans la bande WMAP à 23 GHz à laquelle on a soustrait l'émission free-free et les fluctuations du CMB : $S_{23 \text{ GHz}} = I_{23 \text{ GHz}} - F_{23 \text{ GHz}}$. Cette première estimation de l'émission synchrotron donne la fraction de polarisation à 23 GHz sans émission anormale illustrée par la Fig. 6.5.

♣ Modèle 2 : avec émission anormale

Dans ce cas, on peut écrire : $I_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}} + F_{23 \text{ GHz}} + A_{23 \text{ GHz}}$ et $P_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}}^P$. Il n'est donc plus possible de faire une simple soustraction car on a maintenant deux inconnues (les émissions synchrotron et anormale). On va donc faire une hypothèse pour estimer l'émission synchrotron. On a vu précédemment que l'indice spectral de l'émission synchrotron pour un ensemble d'électrons ayant une distribution en loi de puissance, $N(E)dE = N_0 E^{-p} dE$ avec $p = 3$, est $\beta_s = -(p + 3)/2 = -3$ (voir Eq. 6.28). Pour estimer l'intensité à 23 GHz, on suppose que l'émission synchrotron a un indice spectral constant sur le ciel, et égal à -3 (Davies *et al.* 2006). La meilleure estimation possible de cette émission sur tout le ciel est la carte à 408 MHz de Haslam *et al.* (1981), c'est donc à partir d'elle que l'intensité synchrotron est extrapolée :

$$S_{23 \text{ GHz}} = S_{408 \text{ MHz}} \left(\frac{\nu}{0.408} \right)^{\beta_s} \quad (6.31)$$

Cette seconde estimation de l'émission synchrotron donne la fraction de polarisation à 23 GHz avec émission anormale illustrée par la Fig. 6.5.

♣ Comparaison des deux modèles

On constate sur la Fig. 6.5 que les deux modèles avec et sans émission anormale donnent des résultats très différents pour le taux de polarisation de l'émission synchrotron. La comparaison de ces deux modèles doit donc à priori nous permettre d'invalider l'un des deux. Pour effectuer cette invalidation, on compare ces deux modèles à l'émission synchrotron estimée à partir du champ magnétique Galactique.

♣ Estimation de la fraction de polarisation de l'émission synchrotron à partir du champ magnétique

Les paramètres de Stokes Q et U (voir annexe 7.5) de l'émission synchrotron polarisées intégrés le long de la ligne de visée z sont (Miville-Deschênes *et al.* 2008) :

$$\begin{aligned} I(\nu) &= \epsilon_S(\nu) \int_z n_e B_{\perp}^{(1+p)/2} dz \\ Q(\nu) &= f_S \epsilon_S(\nu) \int_z n_e B_{\perp}^{(1+p)/2} \cos(2\Phi) \sin(\alpha) dz \\ U(\nu) &= f_S \epsilon_S(\nu) \int_z n_e B_{\perp}^{(1+p)/2} \sin(2\Phi) \sin(\alpha) dz \end{aligned} \quad (6.32)$$

avec $\cos(2\Phi) = \frac{B_x^2 - B_y^2}{B_{\perp}^2}$, $\sin(2\Phi) = -2 \frac{B_x B_y}{B_{\perp}^2}$ et $\sin \alpha = \sqrt{1 - \frac{B_z^2}{B_{\perp}^2}}$

avec $\epsilon_S \propto \nu^{\beta_S}$ l'émissivité synchrotron, Φ l'angle entre la direction de polarisation du champ électrique et un méridien Galactique, $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ la projection du champ magnétique Galactique sur le plan du ciel (perpendiculaire à la ligne de visée), f_S le taux de polarisation intrinsèque défini précédemment et n_e la densité d'électrons (Drimmel et Spergel 2001) :

$$n_e(z, r) = n_0 e^{-r/h_r} \text{sech}^2(z/h_z) \quad \text{avec } h_r = 5 \text{ kpc et } h_z = 1 \text{ kpc} \quad (6.33)$$

Le modèle bisymétrique spiral (BSS, §1.8) est utilisé pour le champ magnétique Galactique (Han *et al.* 2006) :

$$B(r, \theta, z) = B_0(r) \cos\left(\theta - \psi \ln\left(\frac{r}{r_0}\right)\right) \cos(\chi) \quad (6.34)$$

avec $\psi = \frac{1}{\tan(p)}$ et $\chi(z) = \chi_0 \tanh\left(\frac{z}{1 \text{ kpc}}\right)$

où p est l'angle entre une tangente aux bras spiraux et un rayon de la Galaxie ("pitch angle" ou angle de "tangage") et χ la composante verticale de $\vec{B}$. Localement le champ magnétique a une composante turbulente due aux mouvements turbulents du gaz. Pour les échelles inférieures à 100 pc, le spectre de puissance du champ magnétique suit une loi de puissance en $-5/3$; pour les plus grandes échelles, il est dominé par la structure spirale (Minter et Spangler 1996). Les résultats sont en accord avec ceux provenant de mesures de rotation sur des pulsars (Han et Qiao 1994; Han *et al.* 2006) pour l'angle p et pour l'amplitude de la partie turbulente du champ magnétique (0.57 pour ce travail) l'accord est bon avec les mesures d'extinction polarisée à $2.2 \mu\text{m}$ (Jones *et al.* 1992). La partie turbulente du champ magnétique ainsi que la longueur de la ligne de visée vont diminuer le taux de polarisation de l'émission synchrotron. Cette diminution du taux de polarisation est représentée par le facteur de dépolarisation g (Eq. 6.30) qu'on estime comme :

$$\frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I_{23 \text{ GHz}}} = g \times f_S \quad (6.35)$$

Cette estimation de la fraction de polarisation de l'émission synchrotron est représentée sur la Fig. 6.5.

On constate que si on considère qu'il n'y a pas de composante anormale non polarisée lorsqu'on calcule $S_{23 \text{ GHz}}$, les valeurs de g doivent être plus élevées pour pouvoir reproduire la carte du taux de polarisation et l'amplitude du champ turbulent nécessaire pour augmenter g est trop élevée (Fig. 6.5). Le modèle AVEC émission anormale reproduit mieux, à la fois en structure et en valeur, la fraction de polarisation de l'émission synchrotron estimée à partir de nos connaissances sur le champ magnétique Galactique. Ce résultat confirme l'existence d'une composante anormale forte, non polarisée, à 23 GHz.

♣ Estimation finale de l'émission synchrotron

L'indice spectral du synchrotron β_s peut alors être estimé à partir du modèle de champ magnétique Galactique et de la carte WMAP en polarisation :

$$\beta_s = \frac{\log(M_{23}/S_{408})}{\log(23/0.408)} \quad \text{avec} \quad M_{23} = \frac{P_{23}}{g f_s} \quad \Rightarrow \quad \beta_s = -3 \pm 0.06 \quad (6.36)$$

Et l'intensité synchrotron non polarisée est simplement : $S_{23 \text{ GHz}} = S_{408 \text{ MHz}} \left(\frac{\nu}{0.408} \right)^{\beta_s}$. (6.37)

6.2.4 Emission anormale

L'émission anormale à 23 GHz peut alors être estimée :

$$A_{23 \text{ GHz}} = I_{23 \text{ GHz}} - S_{408 \text{ MHz}} \left(\frac{\nu}{0.408} \right)^{\beta_s} - F_{23 \text{ GHz}} - BG_{23 \text{ GHz}} \quad (6.38)$$

avec β_s déterminé par l'Eq. 6.36 et $BG_{23 \text{ GHz}}$ le modèle de Finkbeiner *et al.* (1999). On constate que la carte d'émission anormale ainsi obtenue est bien corrélée avec la carte de $E(B-V)$ (Fig. 6.8) alors qu'aucune hypothèse n'a été faite au départ sur la corrélation du résidu avec la poussière. Par ailleurs, on voit sur la Fig. 6.8 que l'émission anormale domine le signal par rapport à l'émission synchrotron dans les régions où la densité de colonne d'hydrogène est importante. Elle domine dans le plan Galactique et jusqu'aux latitudes moyennes, les nuages de la ceinture de Gould et du North Celestial Loop sont également visibles en émission anormale (Fig. 6.7).

6.3 Conclusions

A partir d'un modèle de champ magnétique Galactique contraint par les mesures de pulsars, radio et proche IR, l'analyse des données à 23 GHz en polarisation indique la présence d'une composante forte, non polarisée. Cette composante anormale est très fortement corrélée avec l'émission des gros grains ou de manière équivalente avec l'excès de couleur standard E_{B-V} (avec un coefficient de corrélation de Pearson égal à 0.94). Aucune hypothèse n'a été faite sur la nature de l'émission anormale, en particulier sur une quelconque corrélation avec l'émission des poussières interstellaires. Cette composante anormale est dix fois plus forte que l'intensité synchrotron dans le plan Galactique et trois fois plus faible dans les régions les plus diffuses de la Galaxie.

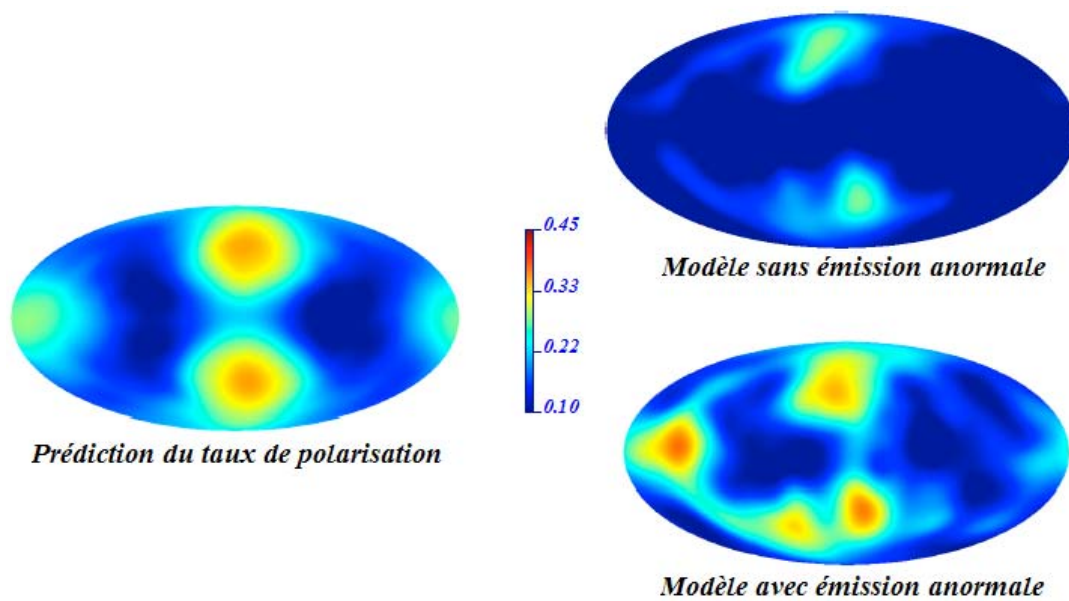


Figure 6.5 - La figure à gauche montre le taux de polarisation prédit à partir du modèle de champ magnétique Galactique. La figure en haut à droite montre le taux de polarisation pour les données WMAP si on suppose qu'il n'y a pas de composante anormale non polarisée. La figure en dessous inclut cette composante. On remarque que les résultats ne sont compatibles que si on inclut la composante anormale non polarisée. Les trois cartes sont lissées à une résolution angulaire de 20° .

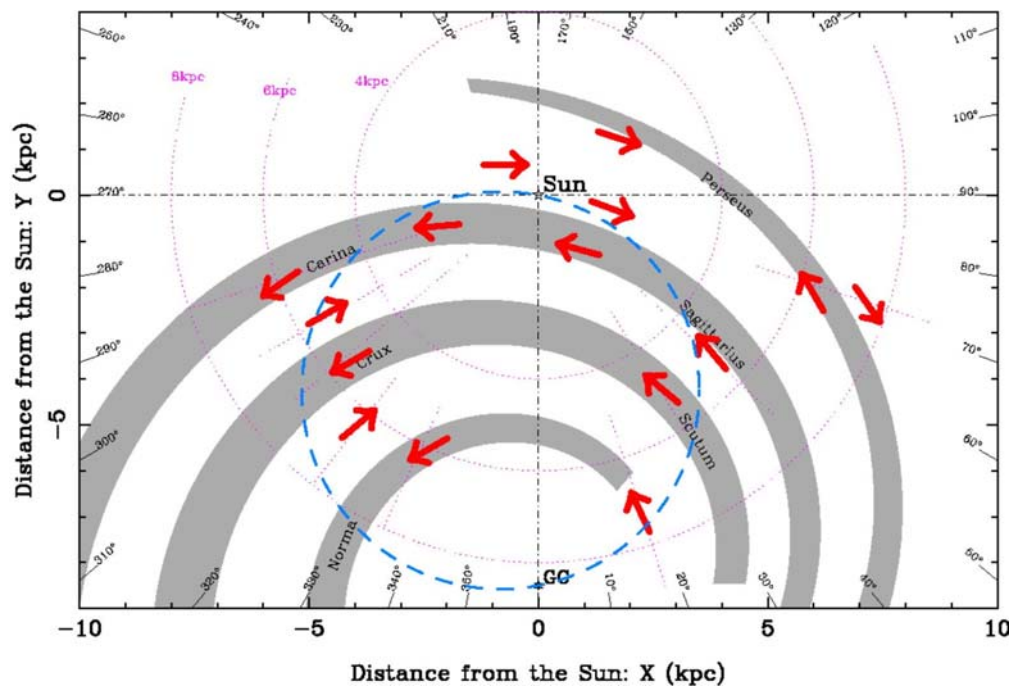


Figure 6.6 - Structure et direction (flèches rouges) du champ magnétique Galactique déduites à partir de mesure de rotation sur des pulsars (Han *et al.* 2006).

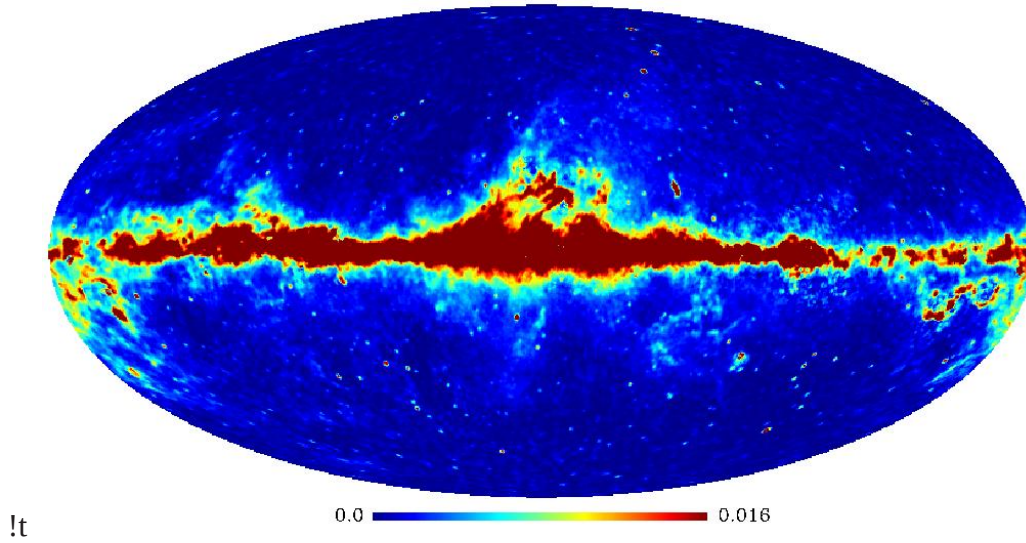


Figure 6.7 - Emission anormale à 23 GHz en MJy/sr, avec une résolution angulaire de 1° .

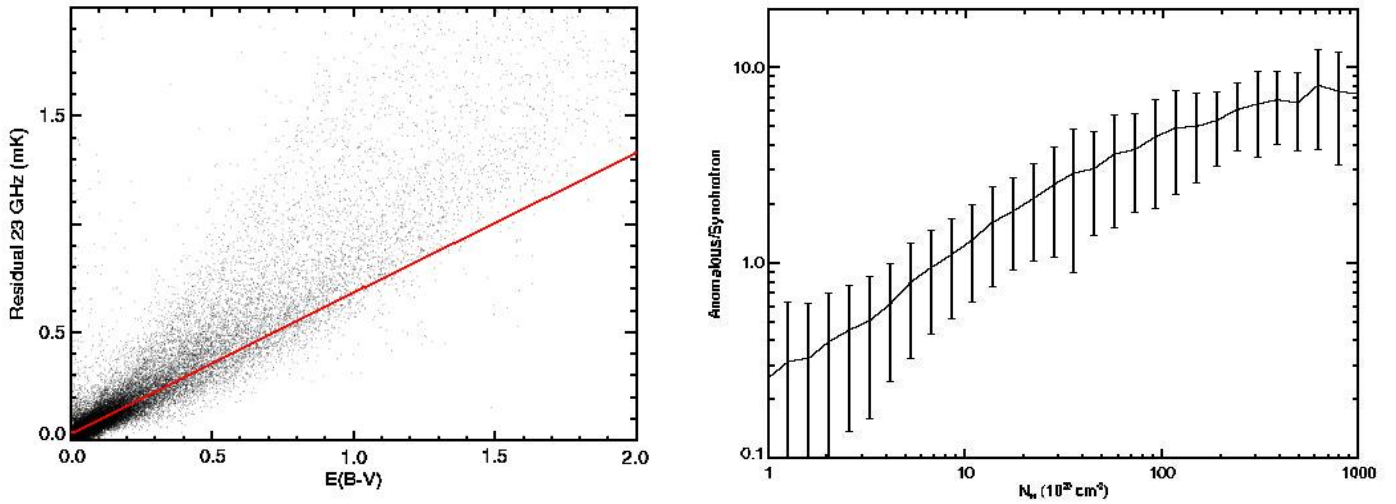


Figure 6.8 - *A gauche* : résidu de la carte WMAP à 23 GHz quand l'émission free-free et l'émission synchrotron ($\beta_S = -3$) sont soustraites, en fonction de $E(B - V)$. Pour les régions diffuses avec $E(B - V) < 0.5$, l'équation de la droite de corrélation est $A_{23} = (0.65 \pm 0.01) E(B - V) + (0.03 \pm 0.01)$. *A droite* : rapport entre l'émission anormale et l'émission synchrotron à 23 GHz en fonction de la colonne de densité $N_H = 5.8 \times 10^{21} E(B - V)$. Les barres d'erreur représentent l'écart-type du rapport.

COMPARAISON DU MODELE DE ROTATION AUX OBSERVATIONS

Sommaire

7.1	Le nuage moléculaire G159.6-18.5	120
7.2	La région HII [LPH96]201.663+1.643	123
7.3	Corrélation émission IR/émission anormale	124
7.3.1	Les données IRIS	125
7.3.2	Intensité du champ de rayonnement G_0	125
7.3.3	Comparaison sur tout le ciel	128
7.3.4	Comparaison dans une sélection de champs	130
7.4	Contraindre les PAH à partir de l'émission anormale	148
7.4.1	Densité de colonne et abondance	148
7.4.2	Contrainte sur la taille et le moment dipolaire des PAH	149
7.5	Discussion	150

Dans ce chapitre, une comparaison du modèle de rotation décrit au chapitre 5 avec les données en émission anormale est effectuée. Certaines régions du ciel, pour lesquelles les caractéristiques physiques sont plus ou moins bien connues, ont été observées sur une gamme de fréquences permettant de déterminer le spectre d'émission anormale. Deux régions sont présentées ici : le nuage moléculaire G159.6-18.5 et la région HII diffuse [LPH96]201.663 +1.643. Par ailleurs, le modèle est également testé avec les cartes d'émission anormale extraites des données WMAP (voir chapitre 6). Les questions posées ici sont les suivantes :

- Peut-on ajuster le spectre d'émission anormale avec des PAH en rotation ?
- Le résultat est-il compatible avec le spectre IR des PAH (abondance, distribution de tailles) ?
- Les cartes d'émission anormale sont-elles bien corrélées avec les cartes d'émission IR ?
- Les cartes d'émission anormale sont-elles mieux corrélées avec l'émission IR des PAH qu'avec celles des VSG et des BG ?
- La prédiction concernant la variation de l'émission rotationnelle avec G_0 est-elle compatible avec l'émission anormale ?
- Les moments dipolaires électriques déduits des observations sont-ils compatibles avec ceux mesurés en laboratoire (Tab. 5.1.3) ?

7.1 Le nuage moléculaire G159.6-18.5

L'expérience COSMOSOMAS (COSMOlogical Structures On Medium Angular Scales), localisée à l'Observatoire du Teide à Ténérife, a produit des cartes du ciel d'environ 10 000 degrés carrés, avec une résolution angulaire de 1° , dans quatre bandes : 10.9, 12.7, 14.7 et 16.3 GHz. Watson *et al.* (2005) ont cherché dans ce relevé des sources brillantes à 13 GHz et présentant un spectre croissant entre 10 et 15 GHz. Parmi les sources ainsi détectées, l'une d'elle est la région G159.6-18.5 située dans le complexe moléculaire de Persée. La Fig. 7.3 montre le spectre de cette région entre 3 et 4 000 GHz. Le complexe moléculaire de Persée est composé d'une suite de nuages moléculaires longue de 30 pc, connue en particulier pour ses deux régions de formation d'étoiles : IC 348 et NGC 1333. Cependant, quand on l'observe de l'IR moyen à l'IR lointain, il est dominé par un anneau ayant un rayon d'environ 0.75° : c'est cet anneau qu'on connaît sous le nom de G159.6-18.5. La Fig. 7.1 présente les cartes d'extinction et d'émission $H\alpha$ pour cette région.

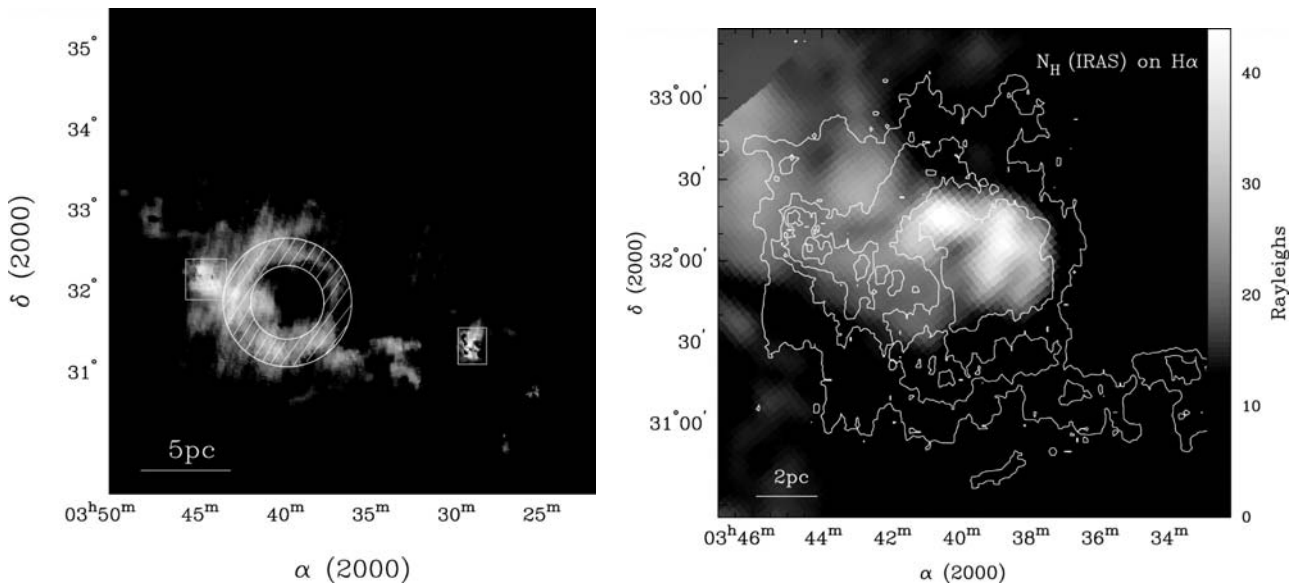


Figure 7.1 - *A gauche* : carte d'extinction de G159.6-18.5. L'étoile HD 278942 se trouve au centre de l'anneau hachuré. Les boîtes grises représentent les régions de formation d'étoiles IC 348 et NGC 1333. *A droite* : carte d'émission $H\alpha$ de G159.6-18.5 les contours représentent l'émission IRAS à 100 μm . D'après Ridge *et al.* (2006).

Cette région, connue depuis une quinzaine d'années, a fait l'objet d'un certain nombre d'études dont le but était de déterminer sa nature exacte (Fiedler *et al.* 1994; de Zeeuw *et al.* 1999; Andersson *et al.* 2000; Ridge *et al.* 2006). L'anneau, quasiment complet dans la bande IRAS à 100 μm , est centré sur l'étoile HD 278942, de type B0 V (Andersson *et al.* 2000; Ridge *et al.* 2006). C'est le vent stellaire de cette étoile qui est à l'origine de la géométrie de la région. La partie centrale de l'anneau est remplie d'émission $H\alpha$, signe de la présence d'une région HII en expansion. Elle est due à l'interaction des photons UV de l'étoile centrale avec ce qui reste du nuage moléculaire parent. Pour modéliser le nuage G159.6-18.5, on va donc utiliser une contribution de type WIM pour représenter la région HII centrale et une contribution de type nuage moléculaire pour représenter l'anneau. La Fig. 7.2 présente une vision simple de la structure de cet objet. La résolution de l'instrument COSMOSOMAS ne permet de séparer les contributions de la région HII et de l'anneau moléculaire.

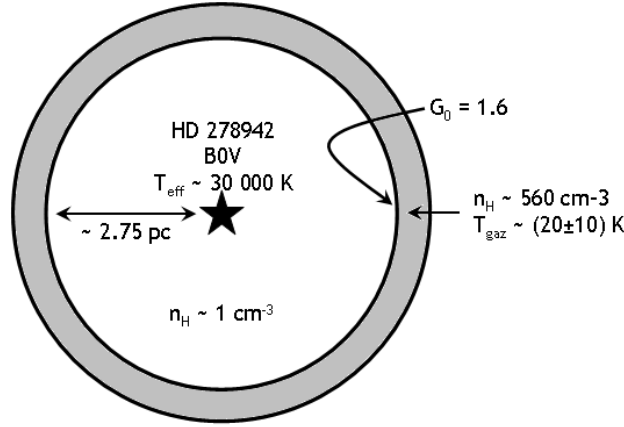


Figure 7.2 - Schéma présentant une vision simplifiée de la structure de G159.6-18.5.

Avant de pouvoir ajuster et tester notre modèle de rotation sur le spectre d'émission anormale de G159.6-18.5, un certain nombre de paramètres physiques doivent être déterminés. D'après Ridge *et al.* (2006), l'étoile HD 278942 est une étoile de type B0V : ce type d'étoile a une température effective de l'ordre de 30 000 K et à partir des cartes IRIS à 12 μm , on trouve $G_0 = 1.6$. On utilise donc comme champ de rayonnement un corps noir à 30 000 K dont l'intensité est telle qu'à une distance égale au rayon de l'anneau, elle correspond à $G_0 = 1.6$. A ce corps noir nous ajoutons le CMB. Le rayon apparent de l'anneau étant de 0.75°, connaissant la distance de G159.6-18.5 (~ 260 pc d'après Ridge *et al.* 2006 et Andersson *et al.* 2000), le rayon de l'anneau est d'environ 2.75 pc. Pour qu'une étoile du type de HD 278942 puisse creuser une région HII de cette taille avec son vent stellaire, Ridge *et al.* (2006) montrent que la densité locale doit être de l'ordre de $n_H \sim 1 \text{ cm}^{-3}$. Cette densité est celle que nous utilisons pour modéliser la contribution de type WIM dans G159.6-18.5. Les autres paramètres du gaz ($T_{\text{gaz}}, n_e, n_{H^+}, n_{C^+}$) sont déterminés à l'équilibre thermique avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998). Pour la contribution de type nuage moléculaire provenant de l'anneau, Andersson *et al.* (2000) ont déterminé la température et la densité du gaz à partir d'observations spectroscopiques de la molécule C_2 . Cette molécule est particulièrement importante car les populations relatives de ses niveaux rotationnels dans le fondamental électronique sont mesurables et directement liées à la densité et à la température des atomes du gaz dans lequel elle se trouve (van Dishoeck et Black 1982). A partir de ces résultats théoriques, Federman *et al.* (1994) et Andersson *et al.* (2000) ont pu montrer que la température du gaz dans l'anneau moléculaire de G159.6-18.5 est de (20 ± 10) K et que $n/G_0 = 350 \text{ cm}^{-3}$ soit $n_H = 560 \text{ cm}^{-3}$. Les autres paramètres du gaz (n_e, n_{H^+}, n_{C^+}) sont déterminés à l'équilibre thermique avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998). Par ailleurs, Watson *et al.* (2005) ont estimé la densité de colonne à l'aide de l'expression canonique : $2.31 \times 10^{24} \text{ H.cm}^{-2} = \tau_{100 \mu\text{m}}$ et ils ajustent l'émission des gros grains avec un corps noir à 19 K avec $\beta = 1.55$ (ajustement de données DIRBE et WMAP). Ils obtiennent $N_H = 1.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. L'abondance des PAH a pu être estimée en comparant la carte IRIS à 12 μm et notre modèle d'émission IR rovibrationnelle : $[C/H] = (2.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$. Connaissant ainsi les paramètres physiques décrivant le champ de rayonnement et l'état du gaz dans les deux phases, l'émission micro-onde de G159.6-18.5 a pu être ajustée à l'aide de notre modèle de rotation (Fig. 7.3). Le meilleur ajustement en considérant que $[C/H] = 2.4 \times 10^{-5}$, obtenu par la méthode des moindres carrés¹, est :

¹La fonction minimisée est $\chi^2 = \sum_i (S_i^{\text{mod}} - S_i^{\text{obs}})^2 / \sigma_i^2$ où S_i^{obs} et σ_i sont le flux et l'incertitude correspondante, et S_i^{mod} est le flux modélisé.

- le moment dipolaire intrinsèque est multiplié par 1.5 (voir Eq. 5.6) soit $\mu = 0.6 \sqrt{N_{at}} + 4.3 \times 10^{-2} \sqrt{N_C} Z$
- pour l'anneau moléculaire : $N_C = 50 - 216$ avec $N_H = 4.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$
- pour la région HII : $N_C = 25 - 216$ avec $N_H = 8.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$

ce qui donne une densité de colonne totale pour la région égale à $1.3_{-0.2}^{+0.3} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ en accord avec la mesure de Watson *et al.* (2005). On constate que les PAH nécessaires pour expliquer l'émission anormale dans l'anneau moléculaire sont plus gros et moins abondants que ce qui est trouvé pour la région HII. Cette variation de la taille minimale requise en fonction du milieu peut s'expliquer de deux façons. La première serait que les plus petits PAH sont présents dans l'anneau moléculaire mais que leur moment dipolaire électrique est nul : $\mu(N_C < 50) \sim 0$. La seconde serait que les grains les plus petits sont absents de l'anneau : les plus petits grains coagulent à la surface des plus gros dans les milieux denses et l'indice spectral des gros grains diminue ($\beta = 1.55 < \beta_{\text{graphite}} = 2$).

Cependant, on peut s'interroger sur la pertinence de l'absence et/ou d'un moment dipolaire électrique nul pour les plus petits PAH ($N_C < 50$) dans l'anneau moléculaire alors que ce dernier est brillant dans l'IR moyen. Si on part de l'hypothèse que les petits PAH ($N_C \leq 49$) sont présents dans l'anneau avec $\mu \neq 0$, on s'attend à une contribution à plus haute fréquence de ces derniers (voir chapitre 5). Cela suppose que la contribution des gros grains à 61 et 94 GHz soit plus faible : n'ayant aucune information particulière sur la nature de ces grains, on peut supposer que leur indice spectral est celui du milieu interstellaire diffus soit $\beta = 2$ et ainsi diminuer leur émissivité à basse fréquence. Il est alors possible d'ajuster le spectre de G159.6-18.5 de la façon suivante :

- émission des gros grains : corps noir à 18 K avec $\beta = 2$
- abondance des PAH : $[C/H] = 2.8 \times 10^{-5}$
- pour la région HII : $N_C = 25 - 216$ avec $N_H = 7.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu_i = 0.6 \sqrt{N_{at}} \text{ D}$
- pour l'anneau moléculaire : une population de petits PAH avec $N_C = 24-49$, $N_H = 1.25 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu_i = 0.1 \sqrt{N_{at}} \text{ D}$; et une population de PAH plus gros avec $N_C = 50 - 216$, $N_H = 4.25 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu_i = 0.6 \sqrt{N_{at}} \text{ D}$

On peut donc ajuster le spectre de G159.6-18.5 en ajoutant une population de petits grains dans l'anneau moléculaire, peu abondants et avec un moment dipolaire électrique faible. La faible abondance des petits PAH est en accord avec la croissance par coagulation des grains dans les milieux denses. Par ailleurs, d'après les travaux de Le Page *et al.* (2003), la plupart des petits PAH avec 20 à 30 atomes de carbone sont déshydrogénés et neutres alors que les plus gros sont quasi-totalement hydrogénés et ionisés. Ce résultat s'accorde avec la variation du moment dipolaire électrique constatée entre les deux populations de PAH de l'anneau moléculaire.

On obtient donc deux ajustements aussi compatibles l'un que l'autre avec les observations mais donnant des informations très différentes sur les PAH. Il ne nous est cependant pas possible de discriminer ces deux modèles avec les données dont nous disposons. Cette question pourrait être tranchée avec des informations sur la polarisation de la région. En effet, d'après Lazarian et Draine (2000), l'émission rotationnelle des PAH ne devrait pas être polarisée. Une mesure du taux de polarisation à 61 et 94 GHz devrait donc être en mesure de nous renseigner sur les grains qui dominent l'émission : si ce sont des gros grains à l'équilibre thermique, le taux de polarisation devrait être de l'ordre de 5 à 10 % (Benoît *et al.* 2004). Si ce sont de petits PAH en rotation, ce taux devrait être plus faible, car l'émission rotationnelle des PAH n'est pas polarisée. Dans le cas du nuage moléculaire G159.6-18.5, l'émissivité des gros grains représenterait environ un tiers de l'émissivité totale : le taux de polarisation devrait donc diminuer et être inférieur à 3 %.

Enfin, G159.6-18.5 a aussi été observé en polarisation à 11 GHz avec l'instrument COSMO-SOMAS dans deux directions de polarisation orthogonales. Des cartes des paramètres de Stokes

Q et U ont été obtenues avec une résolution de $0.9''$ sur une région de $30'' \times 30''$. Battistelli *et al.* (2006) ont mesuré un taux de polarisation de $3.4^{+1.5}_{-1.9}\%$. Ce résultat est en accord avec ce qui est attendu pour des PAH en rotation.

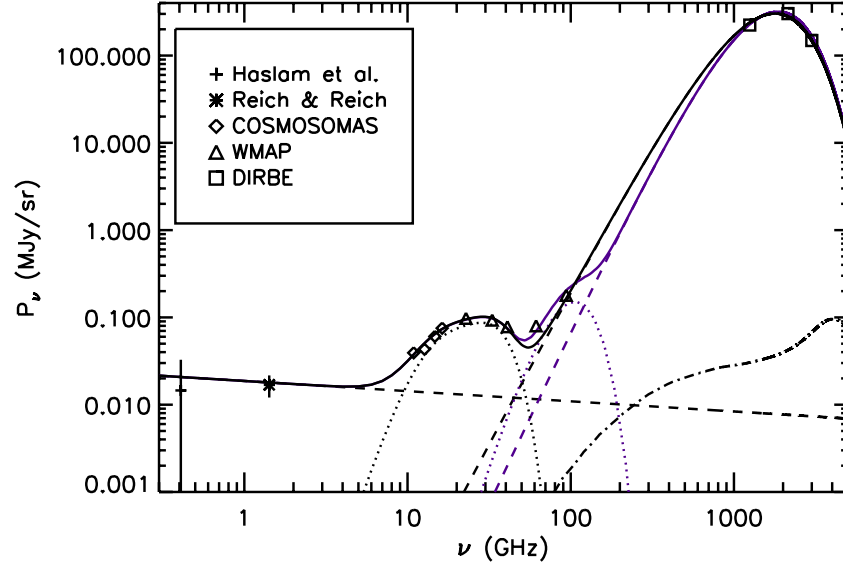


Figure 7.3 - Comparaison du modèle de rotation à l'émission anormale dans le nuage G159.6-18.5 (Watson *et al.* 2005). Les tirets représentent l'émission free-free (basses fréquences) et l'émission des gros grains (hautes fréquences, les tirets noirs montrent le cas d'un corps à 19 K avec $\beta = 1.55$ et les tirets violets un corps noir à 18 K avec $\beta = 2$). L'émission rovibrationnelle des PAH est représentée par la courbe en tirets-pointillés. La courbe en pointillés noirs montre un modèle d'émission rotationnelle avec pour la composante HII $N_C = 25 - 216$ et pour la composante moléculaire $N_C = 50 - 216$. Les pointillés violets montrent un modèle de composante moléculaire pour une distribution de tailles $N_C = 24 - 49$. La courbe noire montre la somme de toutes les contributions "noires". Et la courbe violette représente la somme de toutes les composantes noires et violettes. Pour les détails, voir le texte (§7.1).

7.2 La région HII [LPH96]201.663+1.643

La découverte de la région HII diffuse Galactique [LPH96]201.663+1.643 est le résultat d'un relevé opéré avec le télescope de 140 pieds (ou 43 m) du NRAO (National Radio Astronomy Observatory) à Green Bank en Virginie (Lockman *et al.* 1996) à une longueur d'onde de 9 cm (ou 3.3 GHz). La Fig. 7.4 montre le spectre d'émission anormale obtenu par Dickinson *et al.* (2006b) pour cette région avec une résolution angulaire de $6'$. Aucune information sur l'état du gaz n'est disponible pour LPH96 et les observations faites par Dickinson *et al.* (2006b) l'ont été à trop petite échelle pour que l'on puisse faire des estimations d'abondance ou de densité de colonne avec les données IRIS. Cependant, il est possible d'estimer le champ de rayonnement incident pour cette région HII. Le spectre de l'émission free-free pour cette région est compatible avec une température électronique de $T_e = 9\,100$ K d'après Dickinson *et al.* (2006b) et on peut estimer sa

distance au Soleil à environ $d = 3.1$ kpc. D'après Kurtz *et al.* (1994), il est possible d'estimer le flux de photons Lyman émis par l'étoile associée à la région HII, nécessaire pour maintenir le taux d'ionisation observé de la façon suivante :

$$\begin{aligned} N_{LyC} &\geq 8.04 \times 10^{46} T_e^{-0.85} U^3 \quad (\text{photons.s}^{-1}) \\ \text{où } U &\equiv d n_e^{2/3} \\ \text{soit } U &= 4.553 \left[\frac{1}{a(\nu, T_e)} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0.1} \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{0.35} \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right) \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right) \right]^{1/3} \end{aligned} \quad (7.1)$$

Les valeurs de $a(\nu, T_e)$ ont été tabulées par Burton et Gordon (1978) et on obtient ainsi la limite inférieure pour l'intensité du flux ionisant, soit $N_{LyC} \geq 5.82 \times 10^{47}$ photons.s⁻¹ dans le cas qui nous intéresse. Nous avons donc affaire à une étoile de type O. Le champ de rayonnement est modélisé par une étoile de température effective égale à $T_{eff} \sim 35\,000$ K avec une luminosité $L \sim 3250L_\odot$ à laquelle nous ajoutons le fond diffus cosmologique. Les paramètres du gaz sont calculés à l'équilibre thermique avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998) en supposant que la densité de cette région HII est égale à la densité de notre WIM idéalisé (Tab. 1.1). On constate alors l'impossibilité d'ajuster le spectre de LPH96 avec le moment dipolaire électrique défini par l'équation 5.6. En effet, le spectre pique à trop haute fréquence : la solution pour obtenir un spectre à plus basse fréquence est d'augmenter le moment dipolaire dans le but de favoriser le freinage par émission purement rotationnelle. On suppose qu'on a la même abondance de carbone dans les PAH que dans le milieu diffus, soit $[C/H] = 4.3 \times 10^{-5}$ (voir Fig. 3.10). La Fig. 7.4 montre deux ajustements possibles pour cette région :

- $\mu = 0.8 \sqrt{N_{at}} + 4.3 \times 10^{-2} \sqrt{N_C} Z$ avec $N_C = 70 - 216$ et $N_H = 2.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$
- $\mu = 1.2 \sqrt{N_{at}} + 4.3 \times 10^{-2} \sqrt{N_C} Z$ avec $N_C = 50 - 216$ et $N_H = 6.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$

L'absence de mesures entre 10 et 30 GHz ne permet pas de conclure. On peut cependant noter que dans cette région soumise à un champ de rayonnement intense et dur, il est nécessaire d'augmenter le moment dipolaire électrique des molécules et la taille minimale des PAH présents dans le milieu. La dureté du champ peut expliquer des valeurs de μ plus élevées ainsi que la destruction des plus petits PAH par photo-dissociation. Dickinson *et al.* (2006b) ont par ailleurs mesuré la limite supérieure du taux de polarisation à 31 GHz à l'aide de l'instrument CBI. Ils trouvent 2% en accord avec les résultats de Lazarian et Draine (2000).

7.3 Corrélation émission IR/émission anormale

Lorsqu'on cherche à montrer que l'émission anormale est produite par les grains interstellaires, on essaye en général de prouver l'existence d'une corrélation spatiale entre cette émission et l'émission IR des grains. Or on sait que l'émission IR des grains est proportionnelle au facteur G_0 au moins au premier ordre (voir Fig. 7.5), ceci n'est pas vérifié pour l'émission rotationnelle (voir §4.1.1). Si l'émission anormale est effectivement de l'émission de rotation, on doit s'attendre par conséquent à une moins bonne corrélation entre l'émission IR et l'émission anormale. On doit également s'attendre à ce que cette corrélation soit améliorée lorsqu'on divise l'émission IR par G_0 dans les régions où ce facteur varie significativement. L'application de cette proposition est testée dans la suite de ce chapitre.

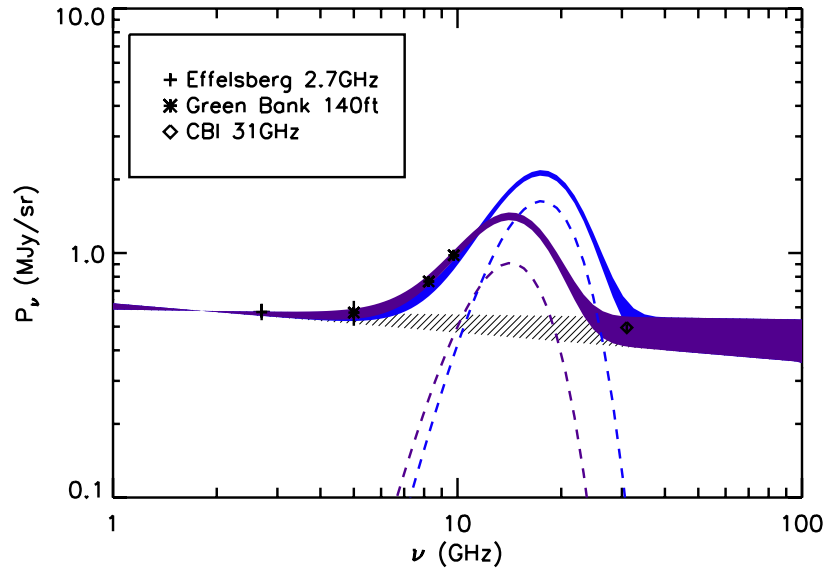


Figure 7.4 - Comparaison du modèle de rotation aux observations de l'émission anormale dans la région HII diffuse [LPH96]201.663+1.643 (Dickinson *et al.* 2006b). La zone hachurée montre l'émission free-free avec le plus grand et le plus petit indice spectral possible pour cette région. Les tirets bleus montrent un modèle de rotation avec $N_C = 70 - 216$ et $m = 0.8$ D; les tirets violets montrent un modèle avec $N_C = 50 - 216$ et $m = 1.2$ D. Les zones de couleurs correspondantes montrent la somme des ces deux modèles avec l'émission free-free.

7.3.1 Les données IRIS

Le satellite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) a été lancé en janvier 1983 et opérationnel jusqu'en décembre de la même année. Ce télescope est le résultat d'une coopération entre les Etats-Unis, le Royaume-Uni et les Pays-Bas. Il a effectué un relevé de 98% du ciel à 4 longueurs d'onde : 12, 25, 60 et 100 μm . IRAS a été conçu et optimisé pour la détection et la photométrie des sources ponctuelles mais la stabilité de ses détecteurs a permis de cartographier l'émission étendue. On a ainsi pu mettre en évidence pour la première fois l'émission IR des poussières dans les cirrus Galactiques (Low *et al.* 1984). La dernière version des cartes délivrées par l'équipe IRAS (les cartes ISSA, IRAS Sky Survey Atlas délivrées en 1991 et 1992) souffre d'un mauvais étalonnage des sources ponctuelles, d'un niveau zéro mal défini et de stries dues au mode d'observation. Miville-Deschênes et Lagache (2005) ont corrigé tous ces problèmes et ont par ailleurs amélioré la soustraction de la lumière zodiacale. L'amélioration apportée aux cartes est illustrée par la Fig. 7.6. Nous utiliserons les cartes IRIS corrigées de l'émission zodiacale pour étudier la corrélation entre l'émission IR des poussières interstellaires et l'émission anormale.

7.3.2 Intensité du champ de rayonnement G_0

Nous avons pu voir au §5.3.3 que le spectre rotationnel n'est pas proportionnel à l'intensité du champ de rayonnement incident G_0 et qu'il est indépendant de la couleur de ce champ. Dans toute la suite de ce chapitre, on va supposer qu'il est possible de représenter le champ de rayonnement

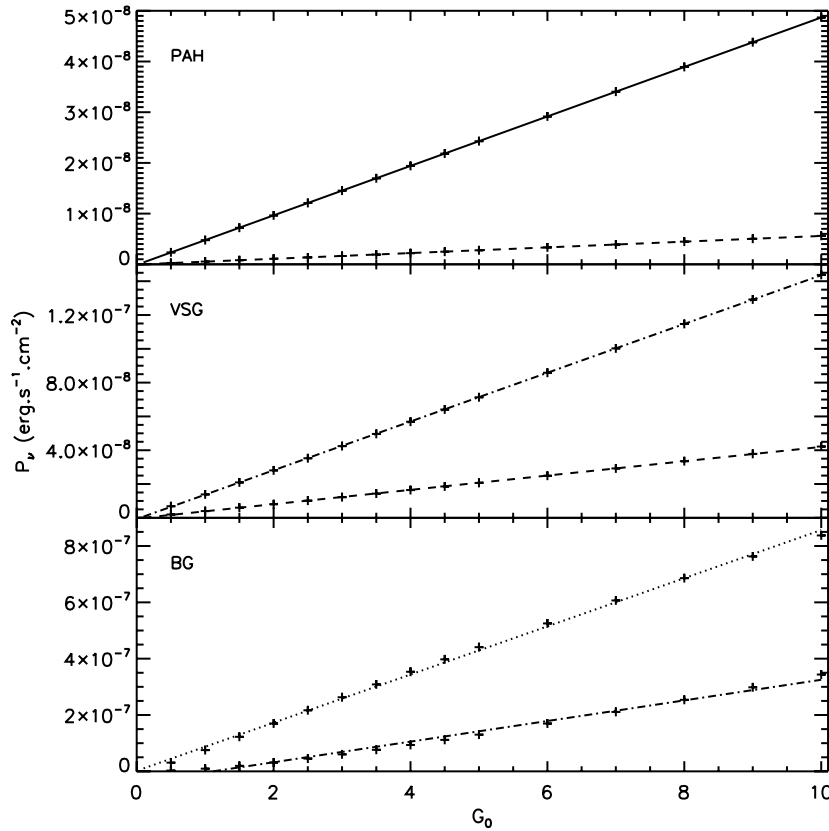


Figure 7.5 - La figure du haut montre l'émission IR des PAH en fonction de G_0 , la figure du milieu celle des très petits grains et la figure du bas celle des gros grains. La courbe en trait plein montre l'émission intégrée dans la bande IRAS à $12 \mu\text{m}$, les tirets dans la bande à $25 \mu\text{m}$, les tirets pointillés dans la bande à $60 \mu\text{m}$ et les pointillés dans la bande à $100 \mu\text{m}$. Tous ces résultats ont été obtenus avec le logiciel CLOUDY (voir Annexe 7.5, Ferland et al. 1998).

partout dans la Galaxie avec un champ ayant la même distribution spectrale d'énergie que l'ISRF (Mathis *et al.* 1983). L'intensité de ce champ sera la seule variable. On pose $\chi = 1$ quand le champ de rayonnement à $1000 \text{ \AA}$ est égal à l'ISRF et pour notre cas particulier : $G_0 = \chi$. En effet, comme le champ utilisé a toujours la même forme, les facteurs G_0 et χ sont équivalents. L'intensité du champ de rayonnement peut être déterminée à partir de la température des gros grains T_{BG} - leur émissivité est proportionnelle à χ . Les énergies absorbée et émise par les gros grains peuvent s'exprimer de la manière suivante (voir chapitre 2) :

$$E_{abs} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_a(\nu) \pi \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu \quad (7.2)$$

$$E_{ém} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_a(\nu) \pi B_\nu(T) d\nu \quad \text{où } Q_a(\nu) = Q_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \left(\frac{a}{a_0} \right) \quad (7.3)$$

où $B_\nu(T)$ est la fonction de Planck pour le corps noir et Q_a la section efficace du grain, d'indice spectral β . Si ce dernier est à l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement, on peut alors écrire :

$$\mathcal{W}_1 = \int_0^\infty Q_a(\nu) \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu = \int_0^\infty Q_a(\nu) B_\nu(T) d\nu = \mathcal{W}_2 \quad (7.4)$$

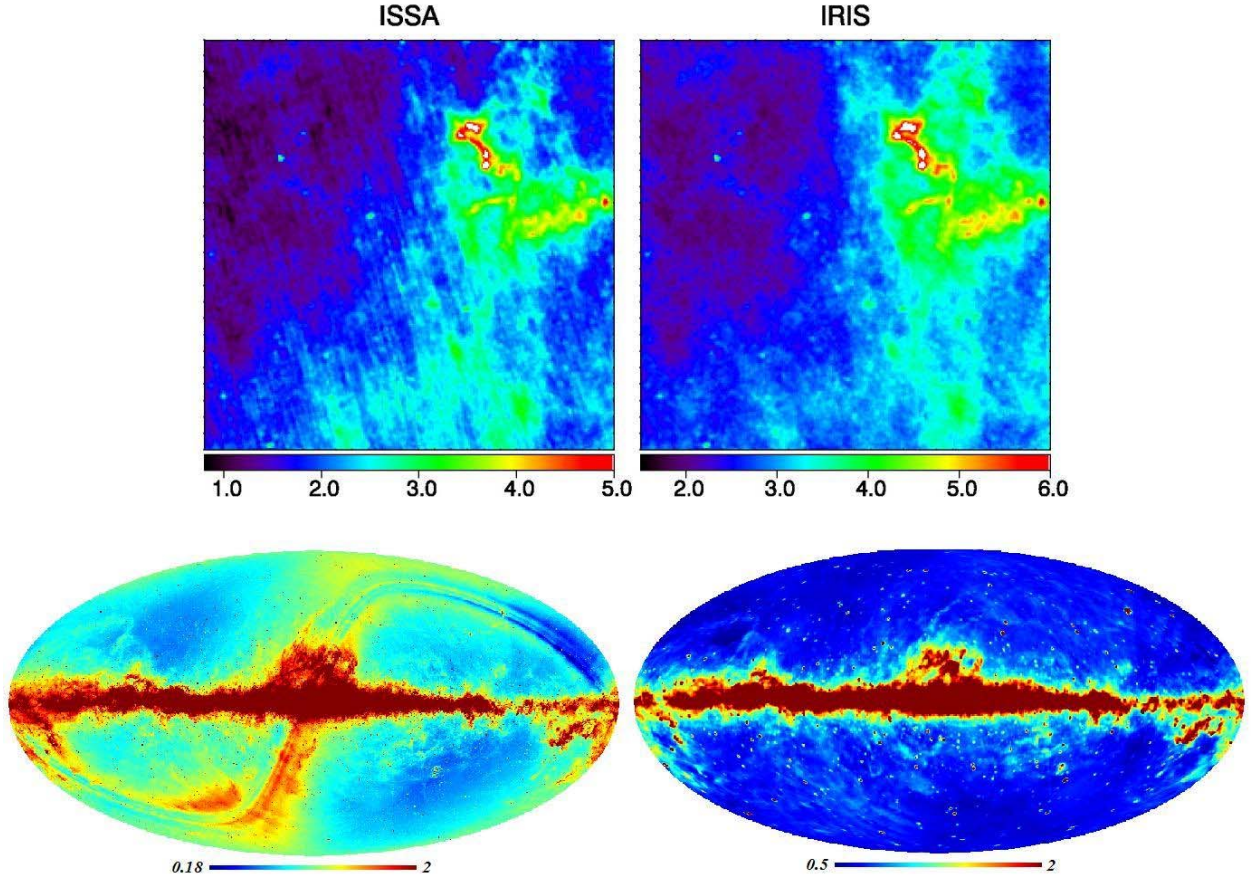


Figure 7.6 - En haut : on peut voir la comparaison de la même région de 250×250 pixels avec à gauche la carte ISSA et à droite la carte IRIS à 12 μm . En bas : on peut voir des cartes de tout le ciel à 12 μm où la carte de droite est ce qu'on obtient après soustraction de l'émission zodiacale dans la carte de droite grâce à la méthode de M.A. Miville-Deschênes (communication privée).

et en posant $y = h\nu/kT$ avec $\beta = 2$, le membre de droite devient

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_2 &= \frac{2h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^{4+\beta} \left(\frac{Q_0}{\nu_0^\beta} \right) \left(\frac{a}{a_0} \right) \int_0^\infty \frac{y^{3+\beta}}{e^y - 1} dy \\ &= 4.6 \times 10^{-11} \left(\frac{a}{0.1\mu\text{m}} \right) T^{4+\beta} \text{ erg.cm}^{-2}\text{s}^{-1} \end{aligned} \quad (7.5)$$

Si on suppose maintenant que le champ de rayonnement en question est l'ISRF (Mathis *et al.* 1983) et qu'on l'augmente d'un facteur G_0 (ou χ) alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_1 &= G_0 \times \int_0^\infty Q_a(\nu) \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu \\ \mathcal{W}_2 &= \text{cste} \times T^{4+\beta} \int_0^\infty \frac{y^{3+\beta}}{e^y - 1} dy \\ \Rightarrow G_0 &= \frac{\text{cste}}{\int_0^\infty Q_a(\nu) \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu} \times \left(\int_0^\infty \frac{y^{3+\beta}}{e^y - 1} dy \right) T^{4+\beta} \end{aligned} \quad (7.6)$$

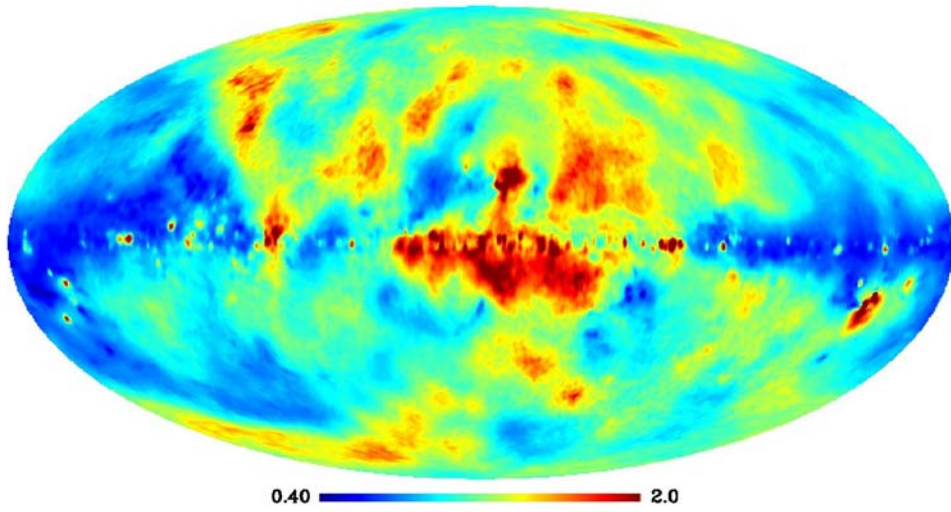


Figure 7.7 - Carte de l'intensité du champ de rayonnement G_0 pour l'ISRF (Mathis *et al.* 1983) : $G_0 = 0.4 - 6$ avec $\langle G_0 \rangle \sim 1.1$.

Pour $\beta = 2$ et $G_0 = 1$, la température est de 17.5 K, on peut donc en déduire pour G_0 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{G_0} &= \frac{\int_0^\infty \frac{y^{3+2}}{e^y - 1} dy}{\int_0^\infty \frac{y^{3+\beta}}{e^y - 1} dy} \times \frac{17.5^{4+2}}{T^{4+\beta}} \\ \Rightarrow G_0 &= \left(\frac{T_{BG}}{17.5K} \right)^6 \quad \text{si } \beta = 2 \end{aligned} \quad (7.7)$$

La température des gros grains est estimée à partir des résultats de Schlegel *et al.* (1998) : ces auteurs ont produit une carte du rapport 100 sur 240 μm dans les données DIRBE. Cette carte est lissée² à environ 1° et la carte de G_0 résultante pour tout le ciel est présentée sur la Fig. 7.7.

7.3.3 Comparaison sur tout le ciel

La Fig. 7.8 montre la corrélation de l'émission anormale à 23 GHz avec l'émission IR de 12 à 100 μm (colonne de gauche). Un résultat important de ce travail est la bonne corrélation de l'émission anormale avec l'émission caractéristique des PAH à 12 μm . Jusqu'ici, cela n'avait pu être mis en évidence que dans le nuage sombre LDN 1622 (Casassus *et al.* 2006b). De plus, la Fig. 7.8 montre la corrélation entre l'émission anormale et l'émission IR divisée par G_0 (colonne de droite). A "l'œil", on a l'impression très nette que la corrélation est améliorée par la division dans tous les cas, et que cette corrélation est significativement meilleure avec la bande à 12 μm qu'avec les autres bandes³. Résultats tous deux prévus par le modèle de rotation décrit au chapitre 5. Pour illustrer ce résultat de façon quantitative, nous déterminons les équations des droites de corrélation correspondantes. On en fait une première estimation, $y = a_{temp}x + b_{temp}$, puis on retire

²En réalité, la résolution de cette carte n'est pas constante sur le ciel. Elle a été adaptée en fonction de la latitude, de manière à conserver un rapport signal sur bruit constant sur le ciel. Dans le plan Galactique, la résolution est effectivement de 1° mais elle est supérieure à haute latitude.

³Dans le cas de la bande à 100 μm , on constate sur la Fig. 7.8 la présence de points alignés "horizontalement". Ils correspondent à 72 pixels localisés dans la direction du centre Galactique et dans la direction ($l = 30^\circ, b = 0^\circ$).

Tableau 7.1 - Coefficients de corrélation de Pearson entre l'émission anormale dans les bandes K, Ka, Q, V et W (Miville-Deschênes *et al.* 2008) et l'émission IR dans les bandes IRAS (Miville-Deschênes et Lagache 2005), divisées ou non par l'intensité du champ de rayonnement G_0 , pour tout le ciel. Les figures de corrélations correspondantes sont regroupées dans la Fig. 7.8.

	K	Ka	Q	V	W
	(23 GHz)	(33 GHz)	(41 GHz)	(61 GHz)	(94 GHz)
12 μm	0.88	0.88	0.86	0.40	-0.47
12 $\mu\text{m} / G_0$	0.94	0.94	0.92	0.49	-0.42
25 μm	0.81	0.81	0.80	0.38	-0.43
25 $\mu\text{m} / G_0$	0.91	0.91	0.89	0.46	-0.43
60 μm	0.75	0.75	0.73	0.32	-0.42
60 $\mu\text{m} / G_0$	0.86	0.85	0.83	0.38	-0.45
100 μm	0.82	0.82	0.80	0.35	-0.48
100 $\mu\text{m} / G_0$	0.91	0.90	0.88	0.43	-0.47

tous les points situés à plus de 3σ de la valeur médiane⁴ de la relation $K - [a_{temp}IR(/G_0) + b_{temp}]$. Une nouvelle estimation est alors faite et on obtient la droite de corrélation finale : $y = a + bx$. Si la corrélation était parfaite, l'histogramme de $K - [aIR(/G_0) + b]$ serait une gaussienne centrée en 0. Les histogrammes pour les quatre longueurs d'onde sont représentés sur la Fig. 7.9. On constate que la division par G_0 tend à les rendre plus symétriques autour de 0 mais que le résultat n'est vraiment probant que pour les bandes à 12 et 100 μm . Une autre façon d'illustrer quantitativement la corrélation est de calculer le coefficient de corrélation de Pearson. Pour deux vecteurs x et y , il s'exprime de la façon suivante :

$$P(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}} \quad (7.8)$$

Les résultats sont donnés dans le Tab. 7.1. Les coefficients de corrélation sont aussi grands avec la bande caractéristique des gros grains qu'avec celle représentative des PAH. Il n'est donc pas possible de conclure quant à la nature des émetteurs et donc du mécanisme produisant l'émission anormale à ce stade de notre étude. Il n'est pas étonnant d'obtenir ce résultat car les PAH et les BG sont bien corrélés à grande échelle quand on les observe dans l'IR. Une étude sur des nuages interstellaires bien ciblés est donc nécessaire. Elle est détaillée dans les paragraphes suivants. Par ailleurs, les observations WMAP ont été faites dans cinq bandes de 23 à 94 GHz. L'émission IR est bien corrélée avec les trois premières bandes (K, Ka, Q, voir Tab. 7.1). La corrélation est moins bonne avec la bande V à 61 GHz. Dans la suite, cette bande ne sera incluse dans notre étude que si les observations à cette fréquence sont bien corrélées avec l'émission IR. Quant à l'émission anormale en bande W, elle n'est pas corrélée avec l'émission IR. A cette fréquence où l'émission thermique des gros grains domine, l'émission anormale est très difficile à extraire. Nous excluons donc cette bande de notre étude.

La corrélation entre les émissions anormale et IR est donc globalement améliorée par la division par G_0 . Cette amélioration concerne environ 60 % de la surface du ciel à 12 μm . Les zones concernées sont 40 à 60 % plus brillantes que les régions pour lesquelles la division n'apporte pas

⁴Cela revient à exclure 1 à 2 % des pixels.

d'amélioration. Dans les régions où la division n'améliore pas la corrélation, elle ne la dégrade pas non plus dans la grande majorité des cas. La division dégrade la corrélation sur environ 5 % de la surface du ciel (découpage du ciel en régions ayant des tailles de $3^\circ \times 3^\circ$ à $10^\circ \times 10^\circ$). Cela montre l'indépendance de l'émission anormale par rapport à l'intensité du champ de rayonnement.

7.3.4 Comparaison dans une sélection de champs

♣ Critères de sélection

Afin de tester notre modèle de rotation, les champs sélectionnés doivent répondre à un certain nombre de critères qui sont détaillés ici.

- 1) Ils doivent se trouver hors du plan Galactique. Cette limitation est due à l'imperfection de notre connaissance de l'émission free-free dans cette zone (voir §6.1.2).
- 2) Ils doivent être brillants dans la bande K à 23 GHz et dans l'IR moyen à $12 \mu\text{m}$.
- 3) Les variations de G_0 doivent être les plus grandes possibles à l'échelle du degré. Si ce facteur est constant, la division est sans effet.
- 4) Si possible, les émissions à 25, 60 et $100 \mu\text{m}$ ne doivent pas être bien corrélées avec l'émission à $12 \mu\text{m}$. On espère ainsi trouver des régions où il sera possible de savoir si l'émission anormale est mieux corrélée avec les petits qu'avec les gros grains.

A l'aide de ces critères, nous avons pu sélectionner 27 champs de quelques degrés carrés qui répondent tous aux trois premiers critères ; 5 d'entre eux répondent au dernier. La position de ces régions est visible sur la Fig. 7.11. La méthode de sélection des champs est décrite dans le paragraphe suivant.

♣ Méthode de sélection

Avant de décrire la méthode de sélection, nous devons noter qu'elle est biaisée. En effet, nous ne sélectionnons que les régions pour lesquelles la division par G_0 améliore significativement la corrélation. Nous avons déjà montré l'indépendance de l'émission anormale par rapport à l'intensité du champ de rayonnement G_0 dans le §7.3.3. Les régions que nous sélectionnons pour la suite de l'étude ont donc pour but d'illustrer au mieux cette indépendance et également de nous permettre d'obtenir des informations sur les porteurs de l'émission anormale.

La sélection des champs est faite de façon automatique. La méthode consiste à déplacer une boîte de taille $l \times b$ sur le ciel. Le déplacement se fait d'abord en longitude avec $\Delta l = 1^\circ$ puis en latitude avec $\Delta b = 1^\circ$. Trois tailles de boîtes ont été utilisées : $10^\circ \times 10^\circ$, $5^\circ \times 5^\circ$ et $3^\circ \times 3^\circ$. A l'intérieur de chaque boîte, on teste la corrélation entre l'émission anormale en bande K et l'émission IR dans les 4 bandes IRAS, puis avec l'émission IR divisée par G_0 . On cherche ainsi dans nos différentes boîtes les régions répondant aux critères décrits précédemment. On obtient ainsi deux jeux cartes découpées en N zones de $l \times b$ degrés carrés, dont les valeurs sont les coefficients de corrélation de Pearson de chaque zone. On compare ensuite toutes les cartes : les zones pour lesquelles le coefficient de corrélation de Pearson augmente avec la division par G_0 sont sélectionnées. A ce stade elles correspondent à une superposition et/ou juxtaposition des zones des différentes cartes. On traite ensuite chaque zone séparément. On cherche la région optimale en agrandissant ou en rétrécissant légèrement la zone sélectionnée dans toutes les directions. Les champs ainsi obtenus sont ceux retenus pour l'étude.

Nos cartes ayant une résolution angulaire d'environ 1° , l'intensité du champ de rayonnement varie peu. Par conséquent, les régions pour lesquelles la corrélation est améliorée significative-

ment par la division sont peu nombreuses. On sélectionne celles pour lesquelles le coefficient de corrélation de Pearson est amélioré d'au moins 0.1 et qui répondent à tous les critères donnés dans le paragraphe précédent. On obtient ainsi les 27 champs présentés dans cette thèse.

♣ Discussion

Les Fig. 7.13 à 7.25 illustrent les résultats pour 13 régions (l'annexe 7.5 résume les résultats pour les 27 régions). Pour tous ces champs, on constate comme prévu que la division par G_0 améliore la corrélation entre l'émission IR et l'émission anormale de manière significative. Pour les régions 1 et 24 (Fig. 7.13 & 7.24), les figures de corrélation illustrent particulièrement bien la différence de comportement des émissions IR et anormale avec G_0 . Quand on trace l'émission en bande K en fonction de l'émission à $12\ \mu\text{m}$, on constate dans les deux champs l'existence de "deux" droites de corrélation. Celle du bas correspond à la zone du champ considéré où G_0 est le plus faible et celle du haut où il est le plus élevé. Cette séparation des champs en deux zones se retrouve également dans les histogrammes qui présentent deux maxima. En opérant la division par G_0 , on n'obtient plus qu'une seule droite⁵. Cela illustre bien l'indépendance de l'émission anormale par rapport à G_0 .

Le deuxième test pour prouver l'origine de l'émission anormale est maintenant de regarder si la corrélation est meilleure avec les petits grains qu'avec les gros. Pour les 5 champs dans lesquels la corrélation entre les différents types de grains est imparfaite, on constate que la corrélation de l'émission anormale avec l'émission à $12\ \mu\text{m}$ divisée par G_0 est manifestement meilleure qu'avec les émissions à 60 et $100\ \mu\text{m}$ divisées par G_0 (régions 1, 17, 20, 24 et 25). Ensuite, pour trois de ces régions, elle est également meilleure que la corrélation avec la bande à $25\ \mu\text{m}$ divisée par G_0 . Cela montre donc que l'émission IR caractéristique des gros grains et des très petits grains est bien corrélée avec l'émission anormale *uniquement* si elle est bien corrélée avec l'émission IR caractéristique des PAH. Tout cela va donc dans le sens de l'hypothèse de la rotation des PAH à l'origine de l'émission anormale. Cependant si cette étude semble être très prometteuse, aucune conclusion ferme ne pourra être donnée tant que des données avec une meilleure résolution spatiale ne seront pas disponibles. L'idéal serait d'observer un nuage dense entre 10 et 100 GHz comme ceux décrits par Bernard *et al.* (1993) qui ont observé le Taureau, la région de ρ -Ophiucus et le Caméléon dans l'IR. Ils montrent que le maximum d'émission des gros grains à $100\ \mu\text{m}$ coïncide avec le maximum d'extinction au centre des nuages. En revanche, l'émission à plus courte longueur d'onde présente un minimum local au centre et des maxima sur les bords. Les plus petites particules sont donc présentes uniquement dans un halo entourant le nuage (les petits grains coagulent au cœur du nuage et sont désorbés de la surface des gros sur les bords). Il serait donc tout à fait intéressant de voir si les variations d'abondance des petits grains constatées dans l'IR se retrouvent sur des cartes d'émission anormale.

⁵Dans le cas de la région 1, deux pentes différentes semblent encore coexister. Cela pourrait être dû à une légère variation de la distribution de tailles et/ou de moment dipolaire électrique entre les zones à G_0 faible et à G_0 élevé.

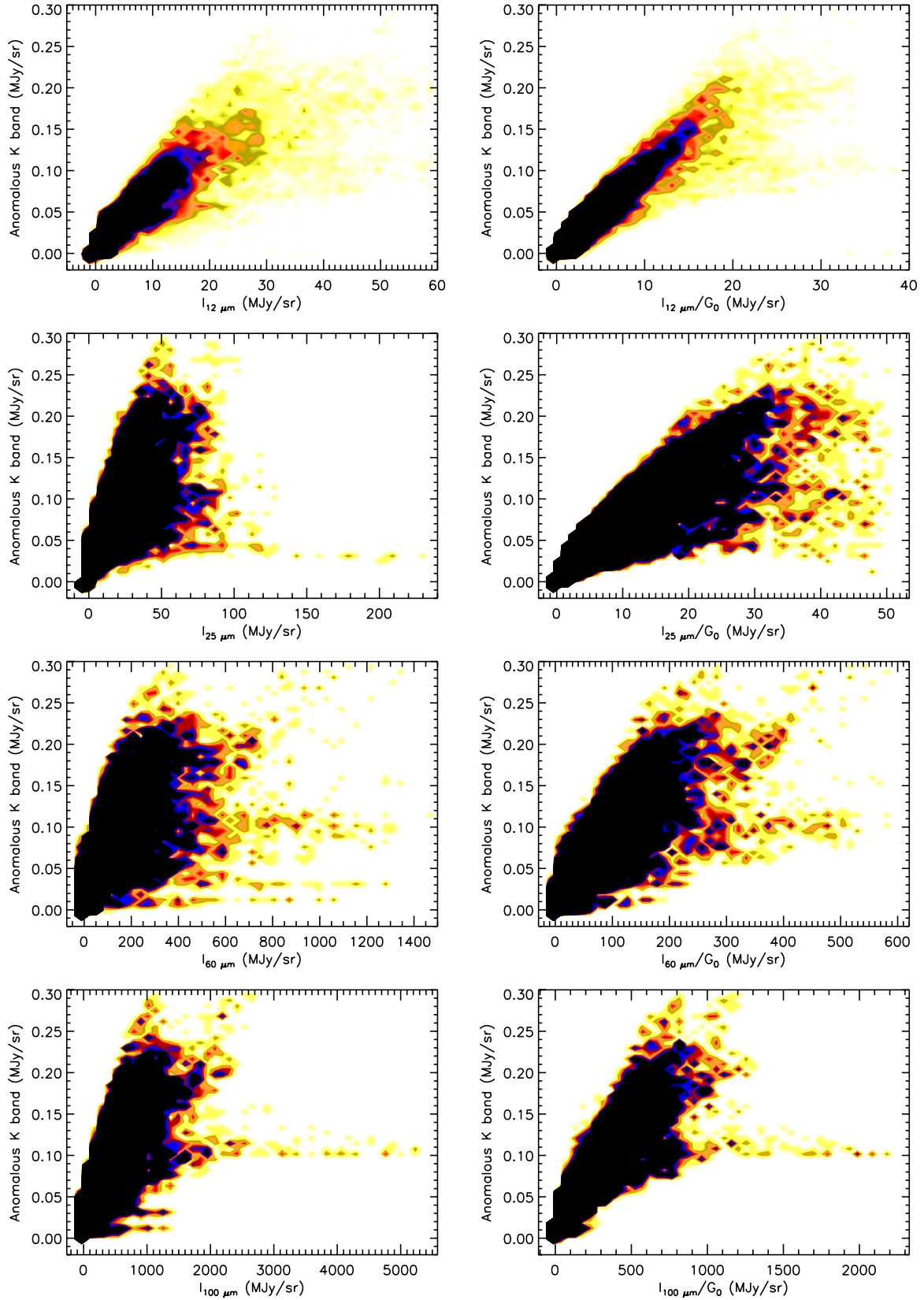


Figure 7.8 - Emission anormale dans la bande K (23 GHz) en fonction de l'émission IR de la poussière dans la colonne de gauche et de l'émission IR divisée par G_0 dans la colonne de droite. La ligne du haut montre la bande IRIS à $12\ \mu\text{m}$, la deuxième ligne celle à $25\ \mu\text{m}$, la troisième celle à $60\ \mu\text{m}$ et la ligne du bas celle à $100\ \mu\text{m}$.

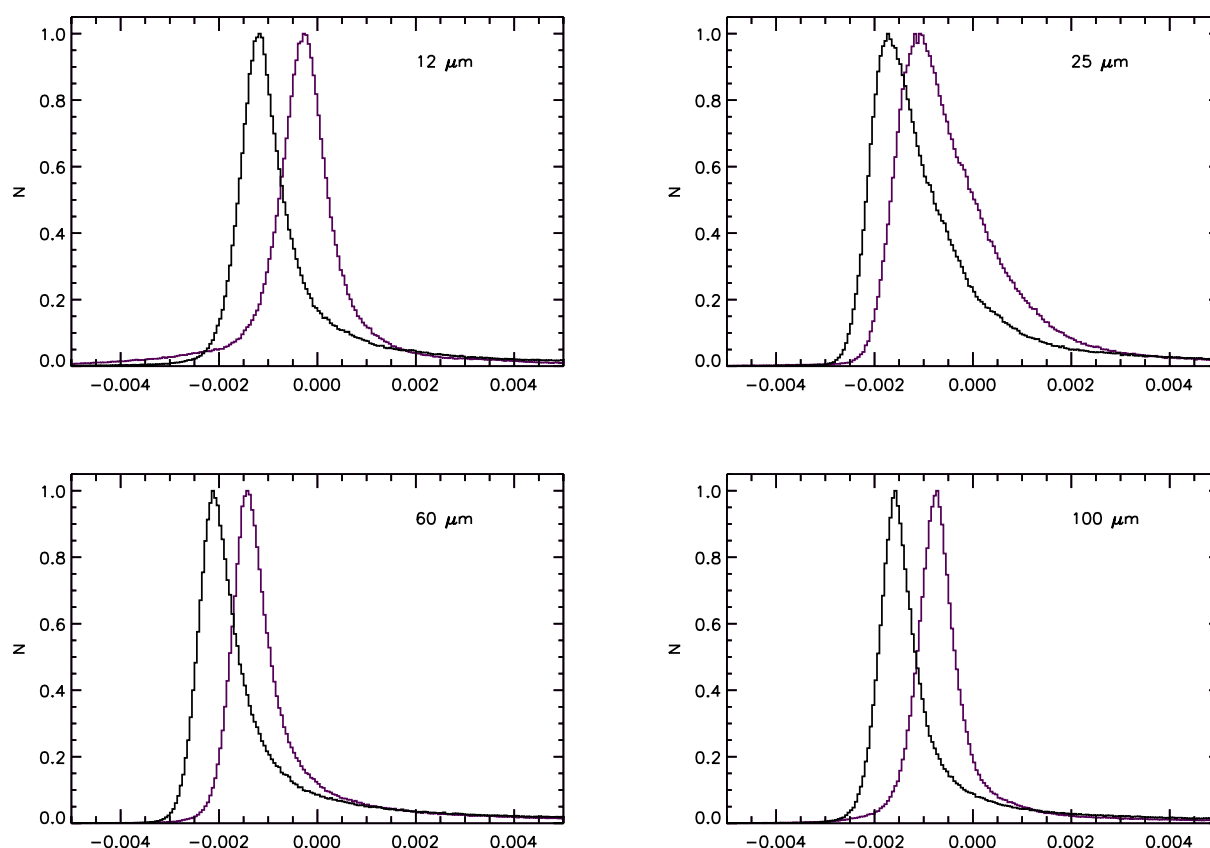


Figure 7.9 - Histogrammes des cartes d'émission anormale dans la bande K (23 GHz) d'où on a soustrait l'ajustement linéaire $K = a \times I_{IR} + b$ en noir et l'ajustement linéaire $K = a \times I_{IR}/G_0 + b$ en violet. Les histogrammes sont normalisés. L'histogramme obtenu avec la bande à $12 \mu\text{m}$ est représenté dans la figure en haut à gauche, celui avec la bande à $25 \mu\text{m}$ en haut à droite, celui avec la bande à $60 \mu\text{m}$ en bas à gauche et celui avec la bande à $100 \mu\text{m}$ en bas à droite.

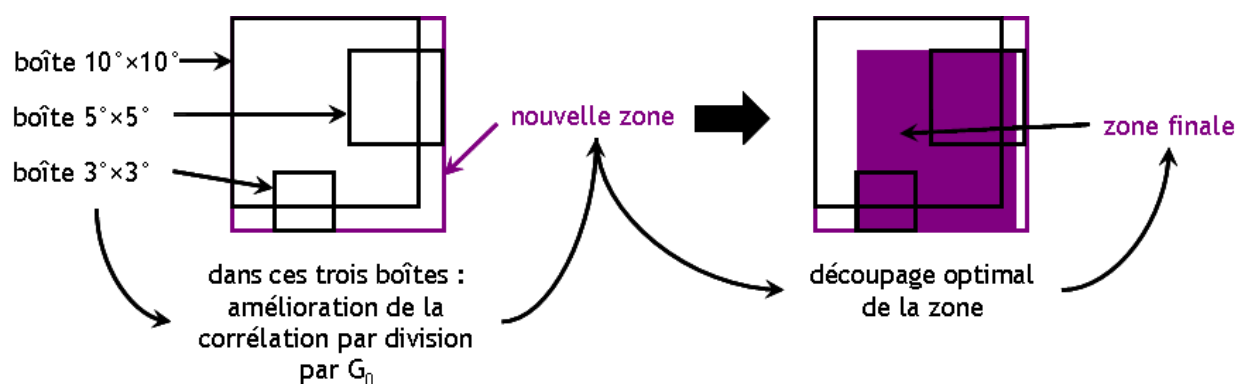


Figure 7.10 - Illustration de la méthode de sélection des champs utilisés pour l'étude de la corrélation entre l'émission anormale et l'émission IR des grains.

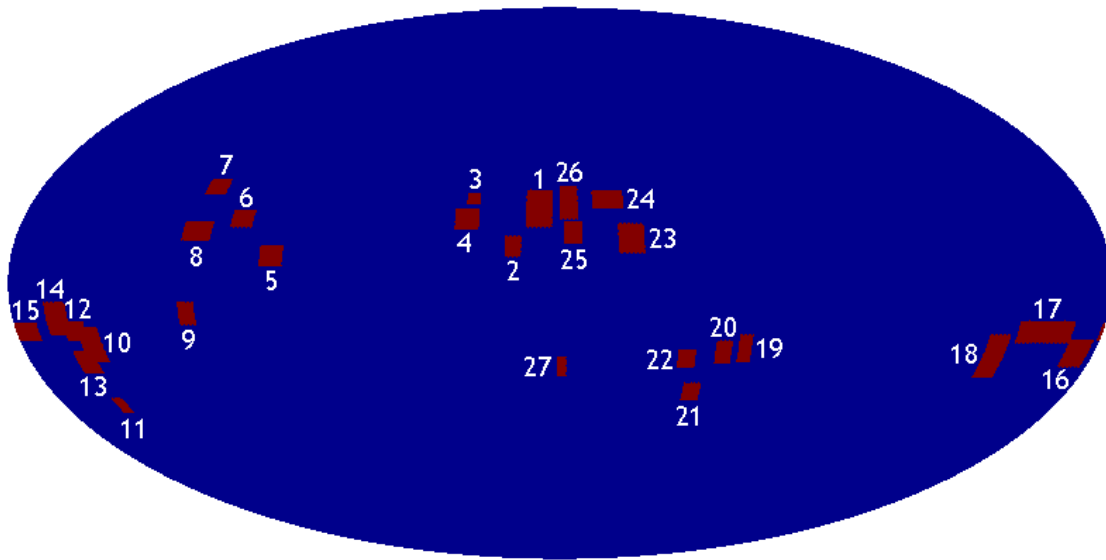


Figure 7.11 - Localisation des régions sélectionnées pour mener cette étude sur une carte en projection Galactique. Les champs sont numérotés par longitude croissante.

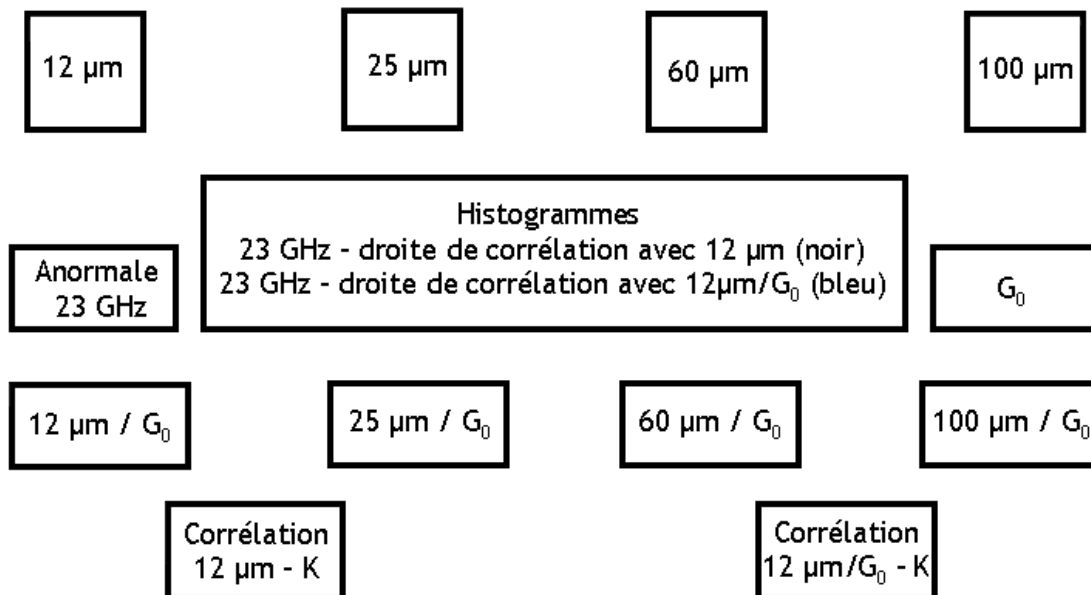


Figure 7.12 - Légende des Fig. 7.13 à Fig. 7.25 : l'unité commune des cartes est le MJy/sr. La figure présentant la corrélation entre l'émission à $12\ \mu\text{m}$ divisée par G_0 et l'émission anormale montre également l'ajustement linéaire entre ces deux cartes (droite bleue).

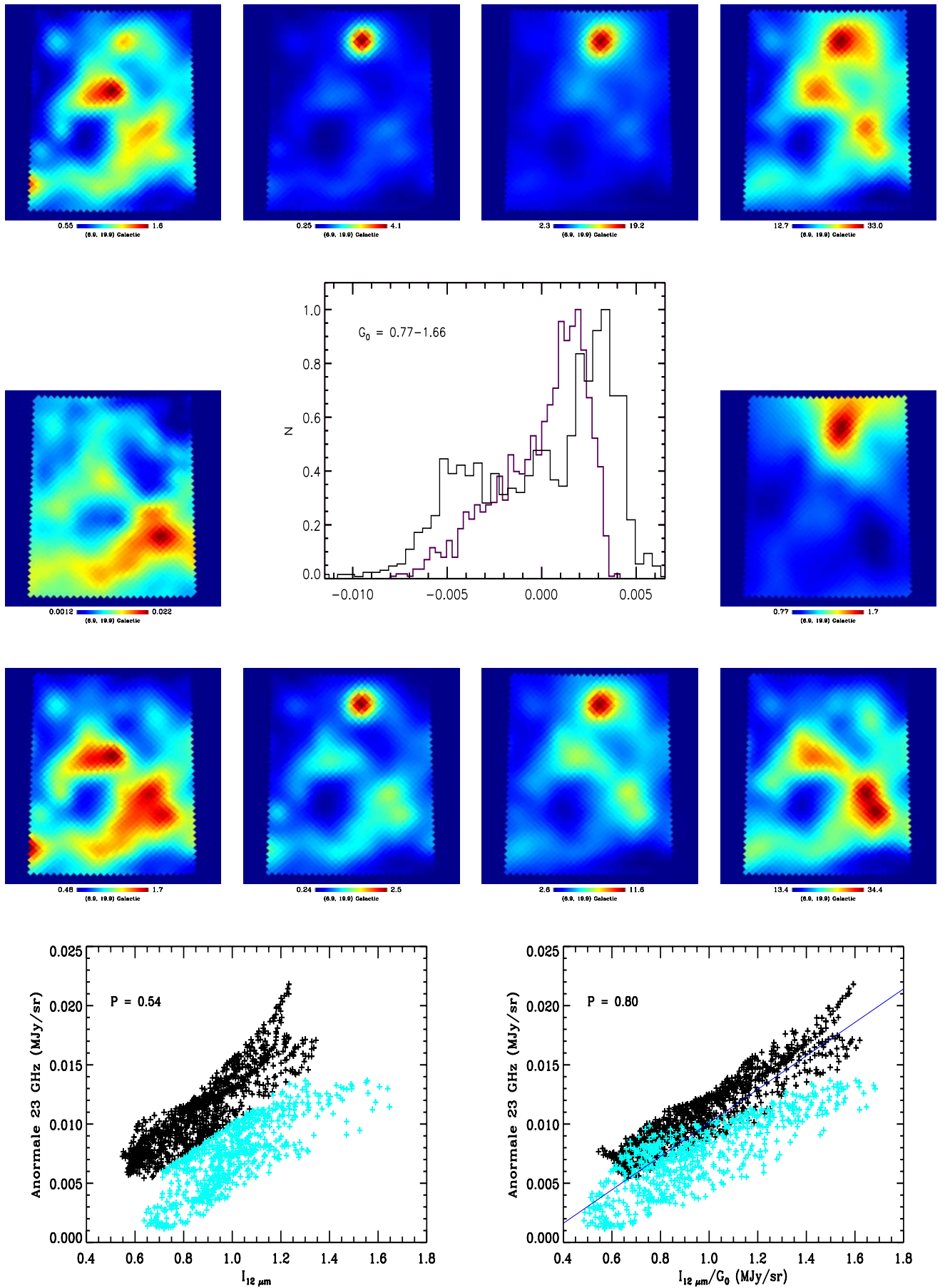


Figure 7.13 - Région 1 : ($l = 6.9^\circ$, $b = 19.9^\circ$).

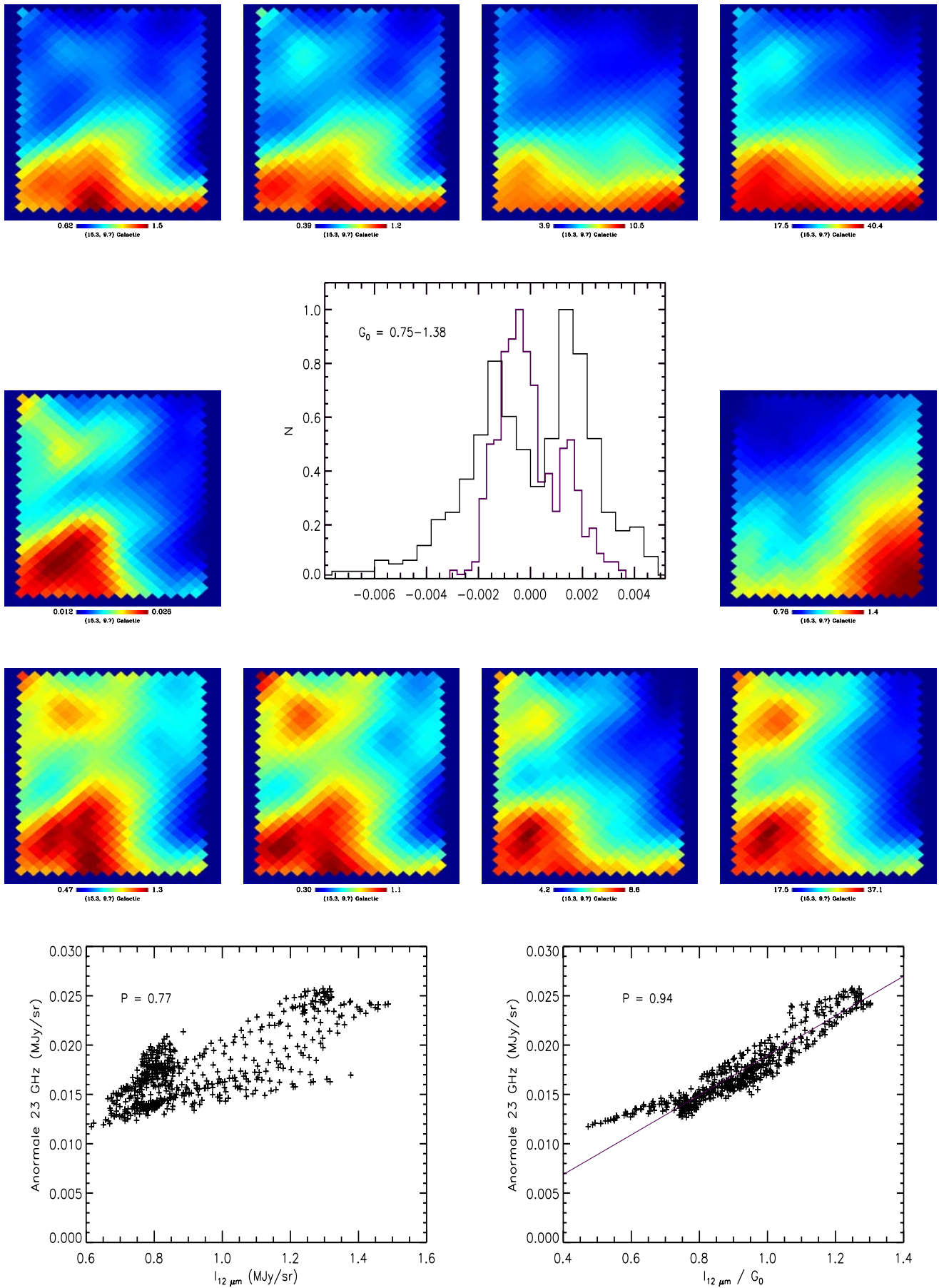


Figure 7.14 - Région 2 : ($l = 15.3^\circ$, $b = 9.7^\circ$).

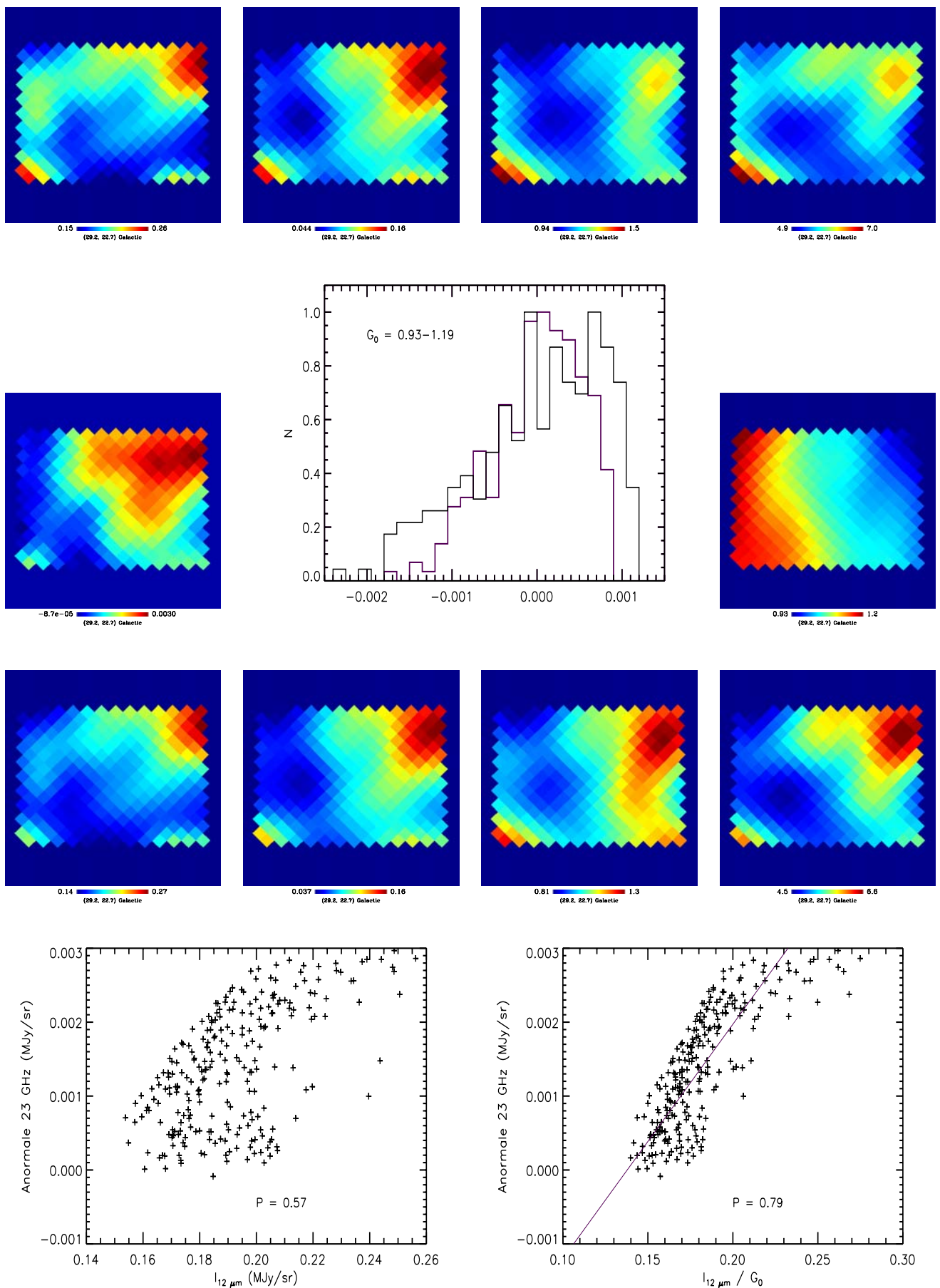


Figure 7.15 - Région 3 : ($l = 29.2^\circ$, $b = 22.7^\circ$).

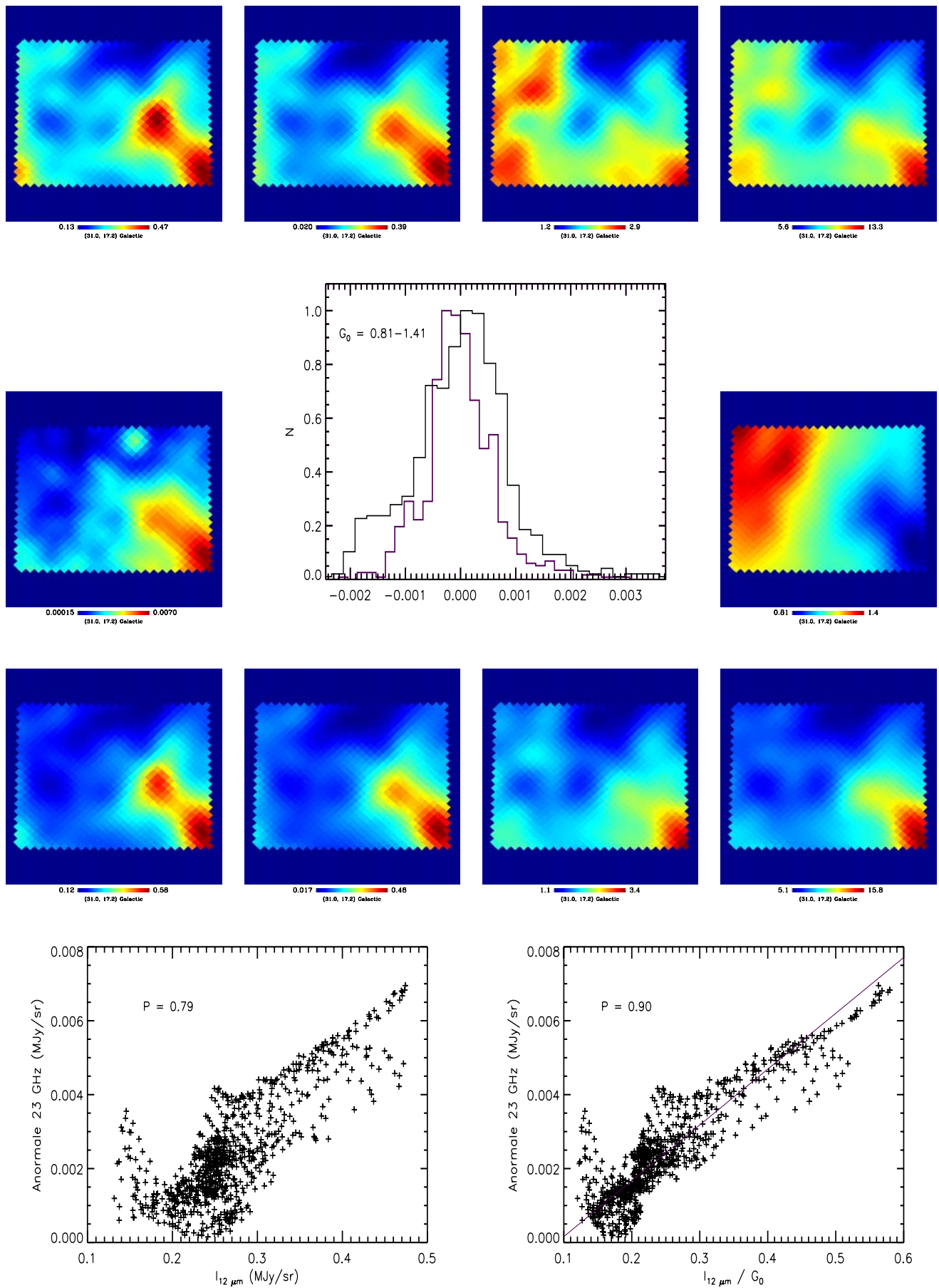


Figure 7.16 - Région 4 : ($l = 31^\circ, b = 17.2^\circ$).

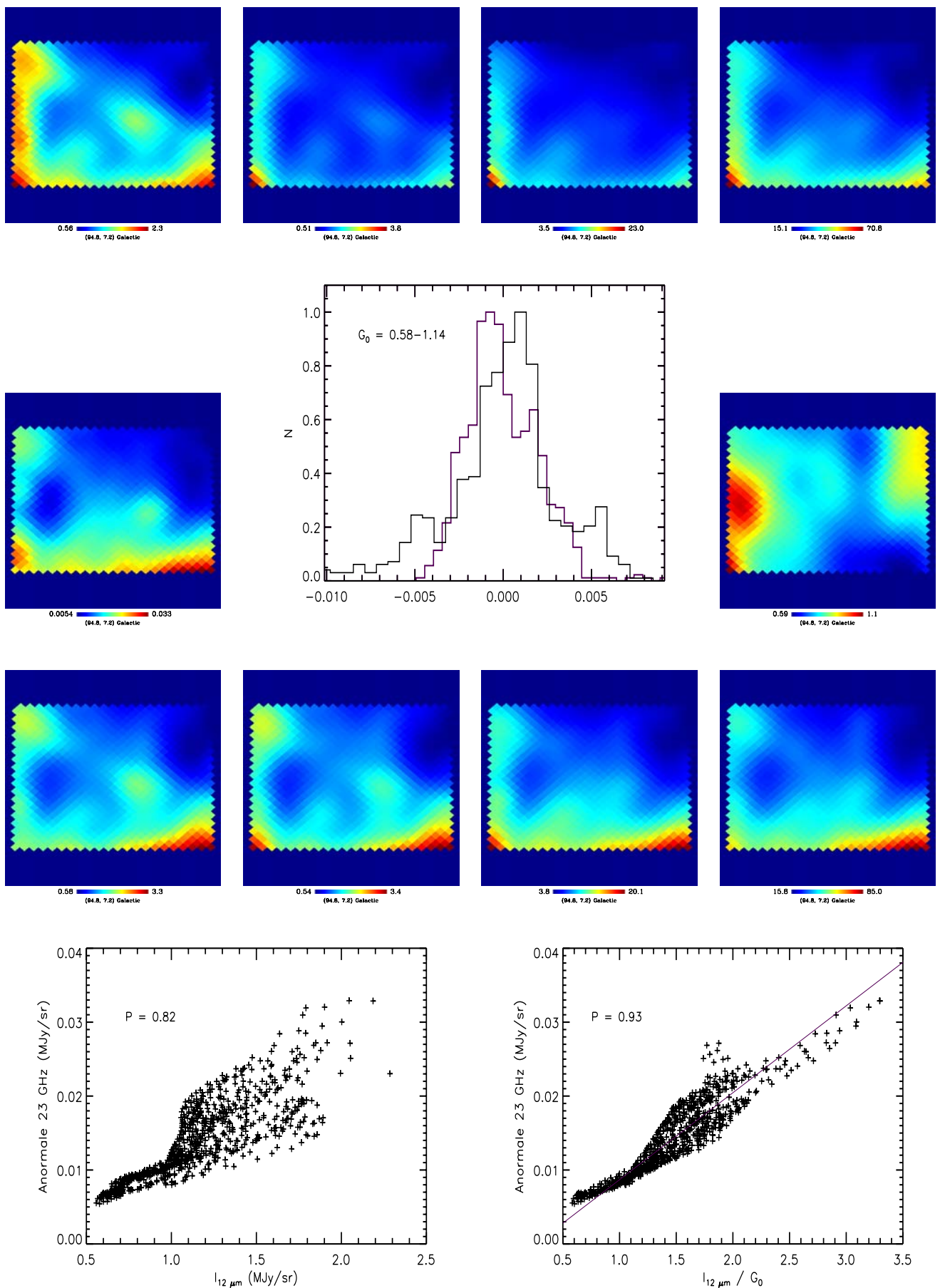


Figure 7.17 - Région 5 : ($l = 94.8^\circ$, $b = 7.2^\circ$).

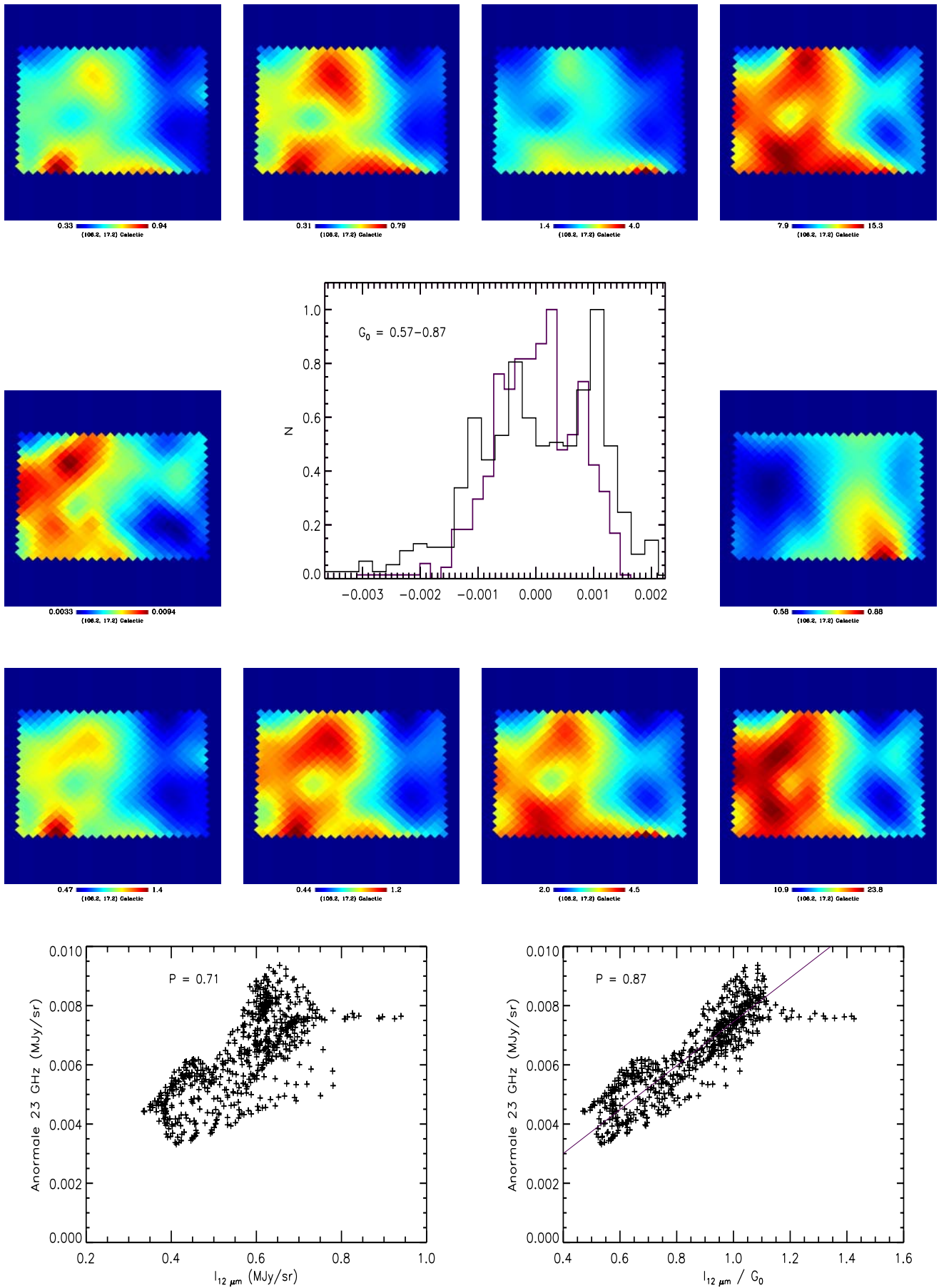


Figure 7.18 - Région 6 : ($l = 106.2^\circ$, $b = 17.2^\circ$).

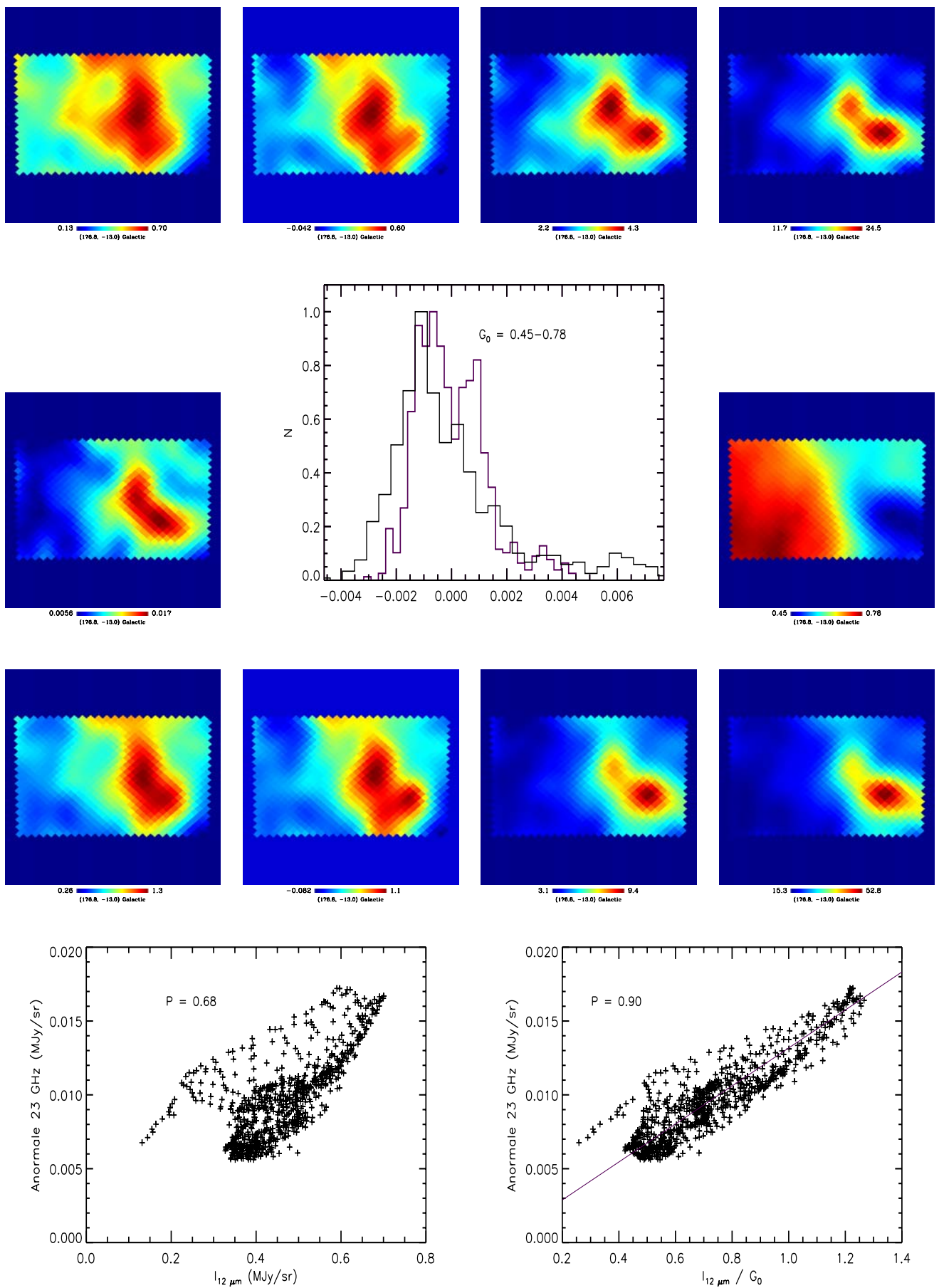


Figure 7.19 - Région 15 : ($l = 176.8^\circ$, $b = -13^\circ$).

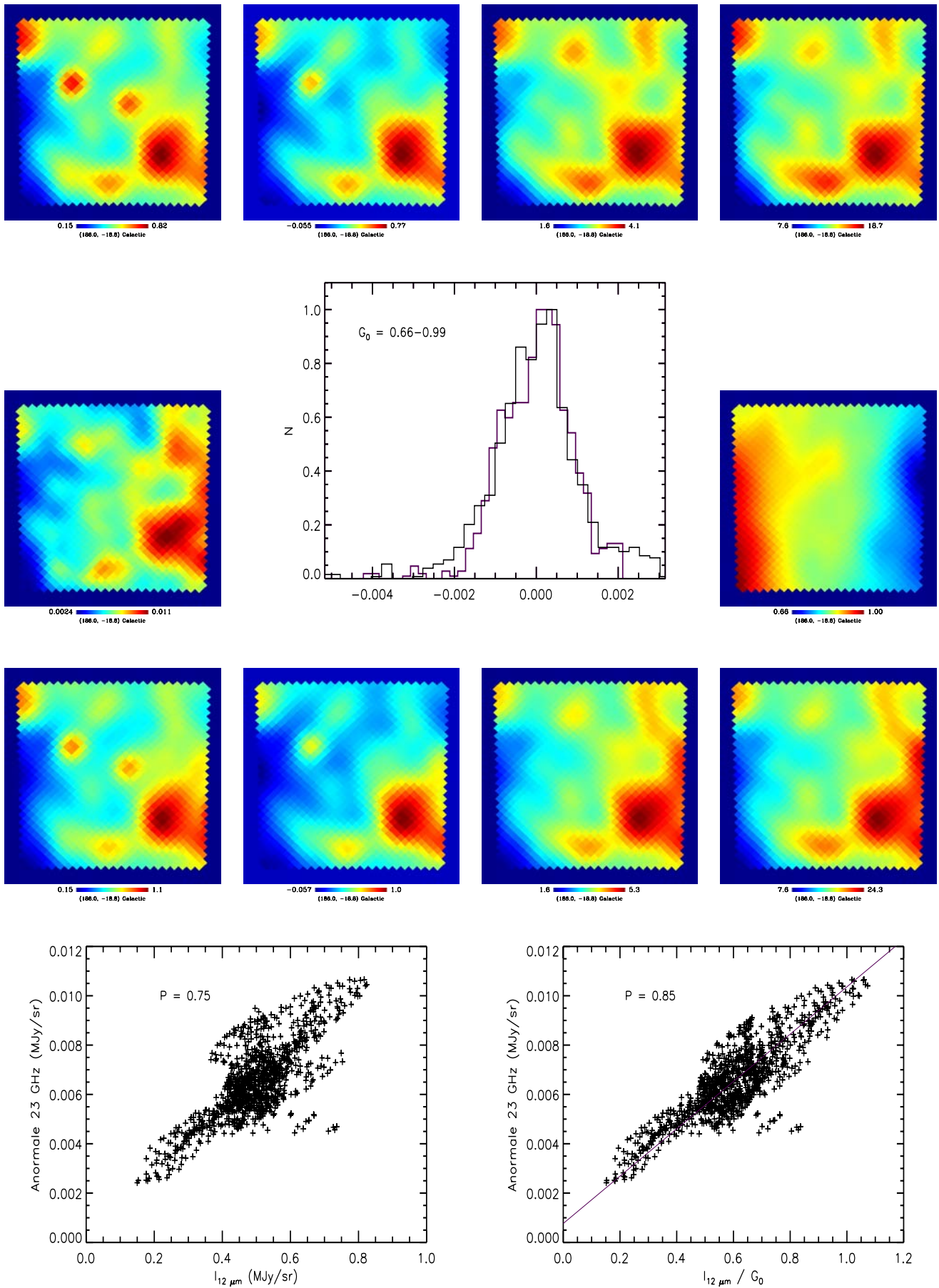


Figure 7.20 - Région 16 : ($l = 186^\circ$, $b = -18.8^\circ$).

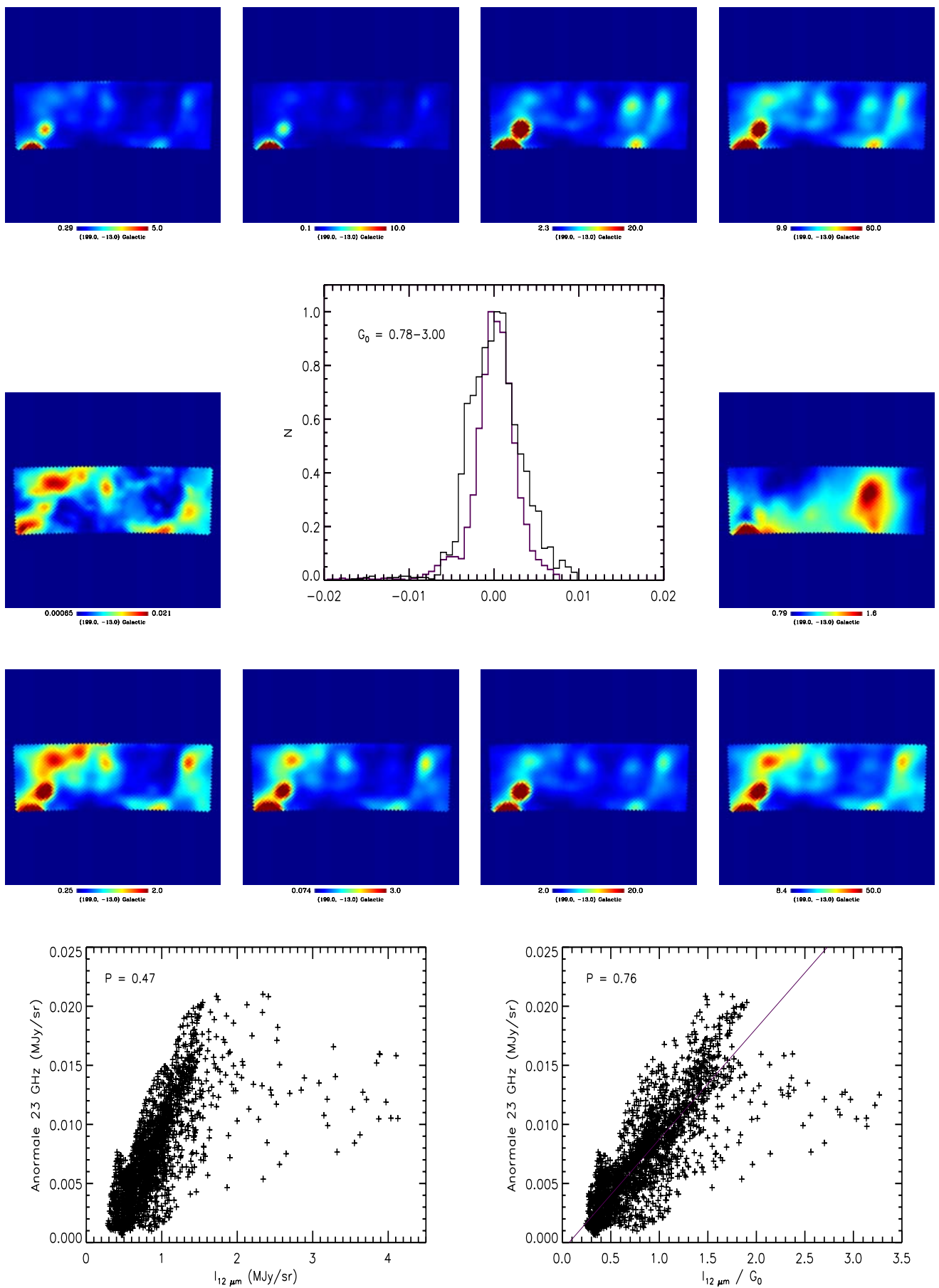


Figure 7.21 - Région 17 : ($l = 199^\circ$, $b = -13^\circ$).

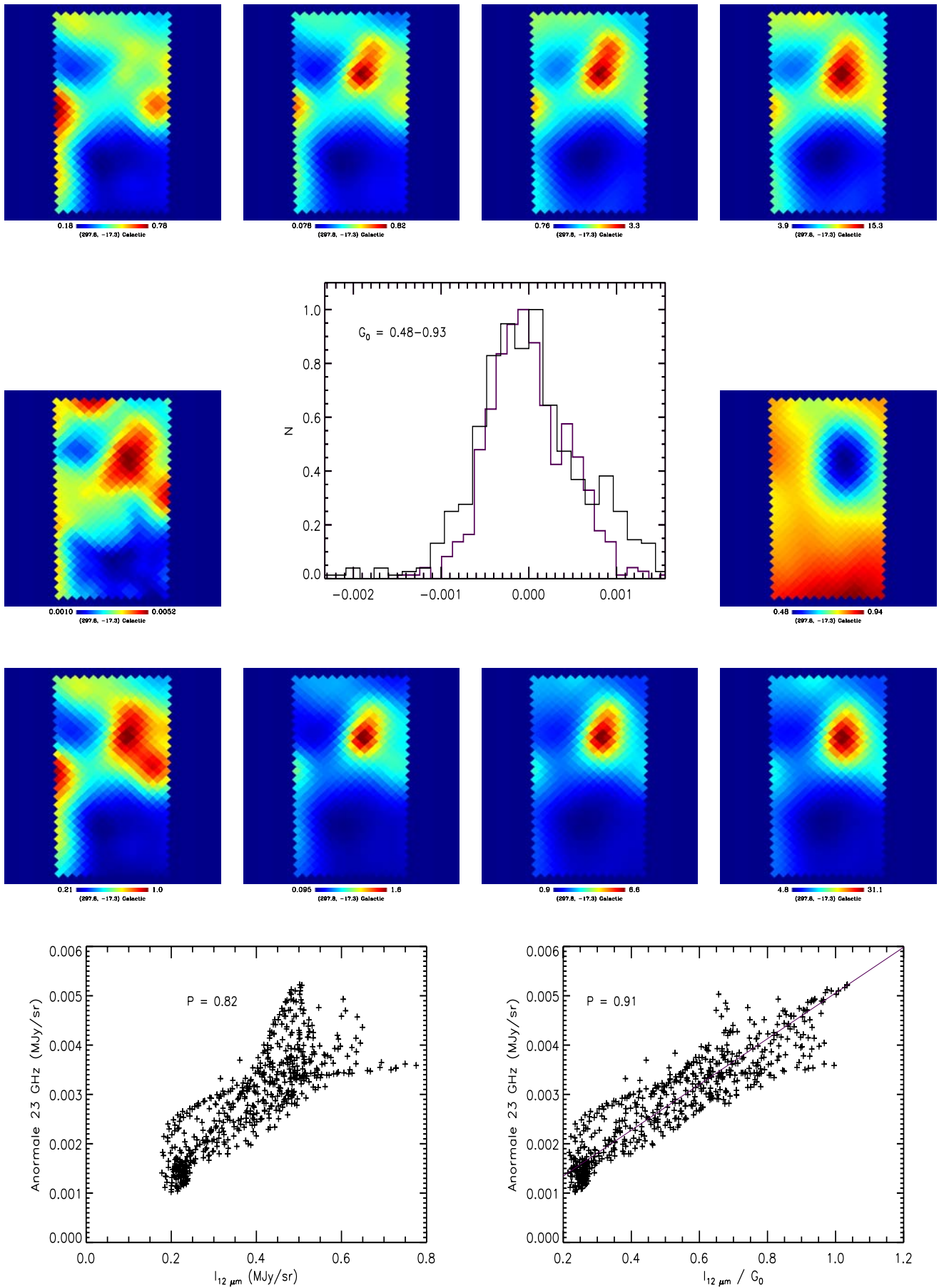


Figure 7.22 - Région 19 : ($l = 297.8^\circ$, $b = -17.3^\circ$).

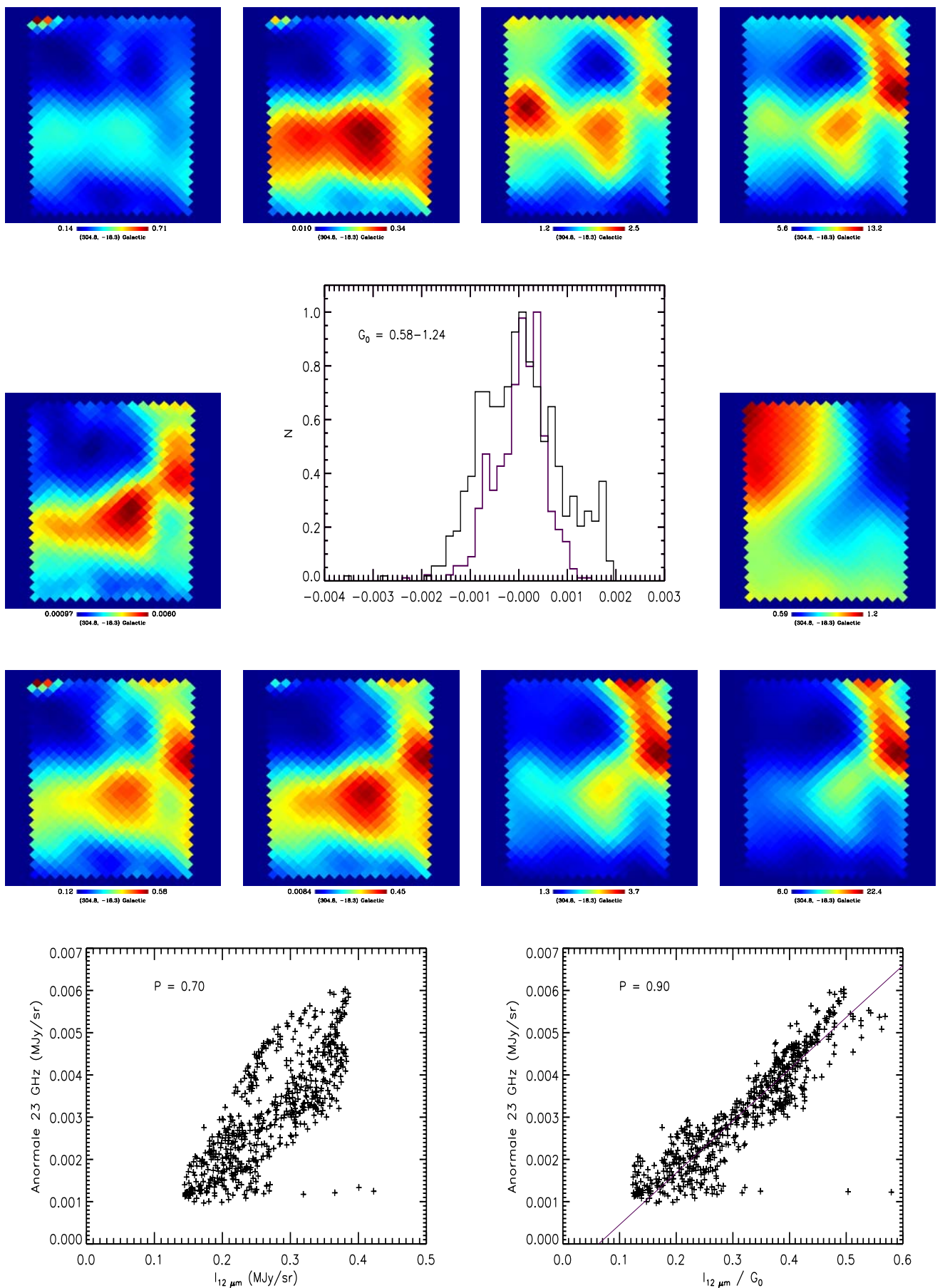


Figure 7.23 - Région 20 : ($l = 304.8^\circ$, $b = -18.3^\circ$).

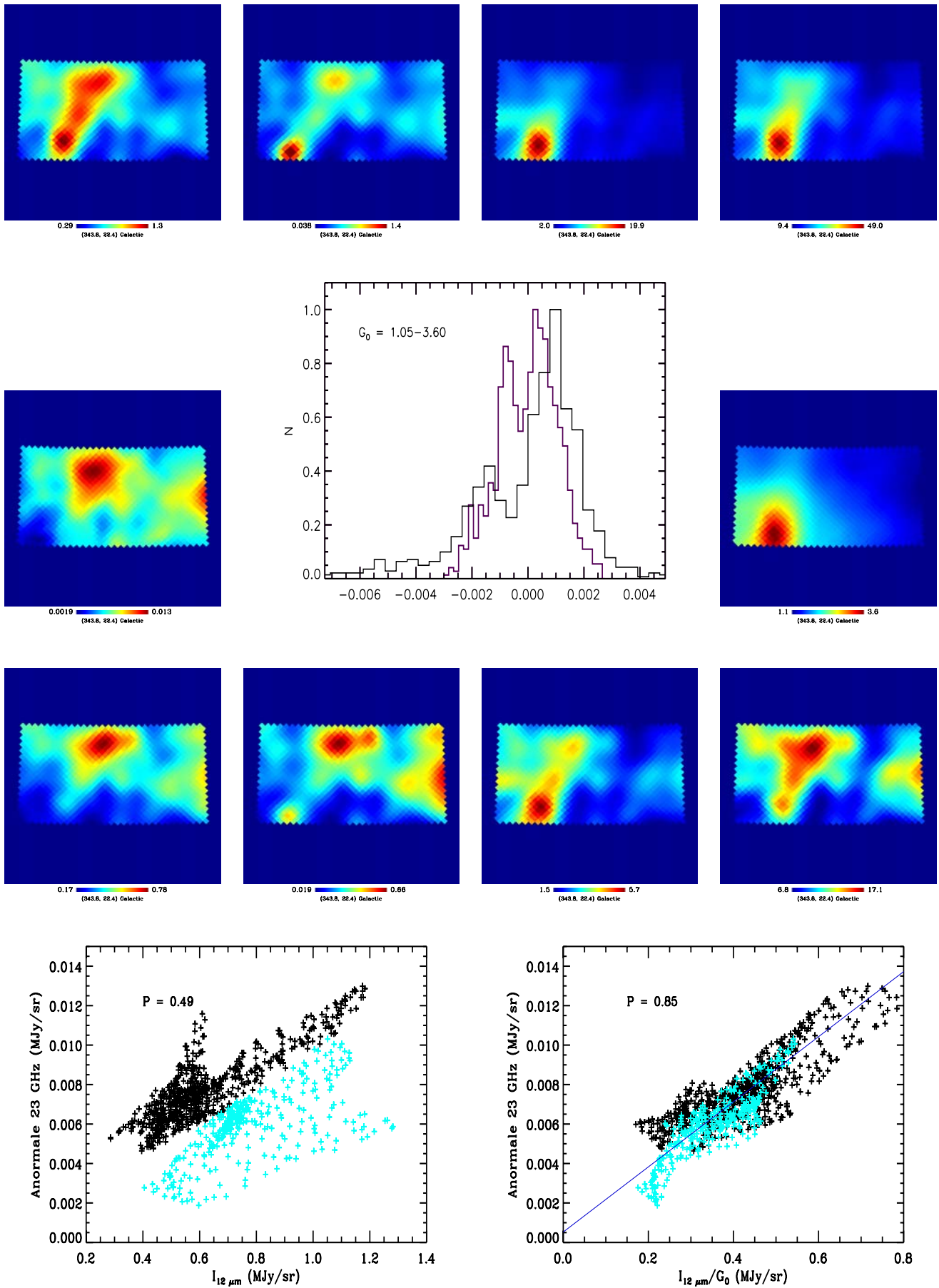


Figure 7.24 - Région 24 : ($l = 343.6^\circ$, $b = 22.4^\circ$).

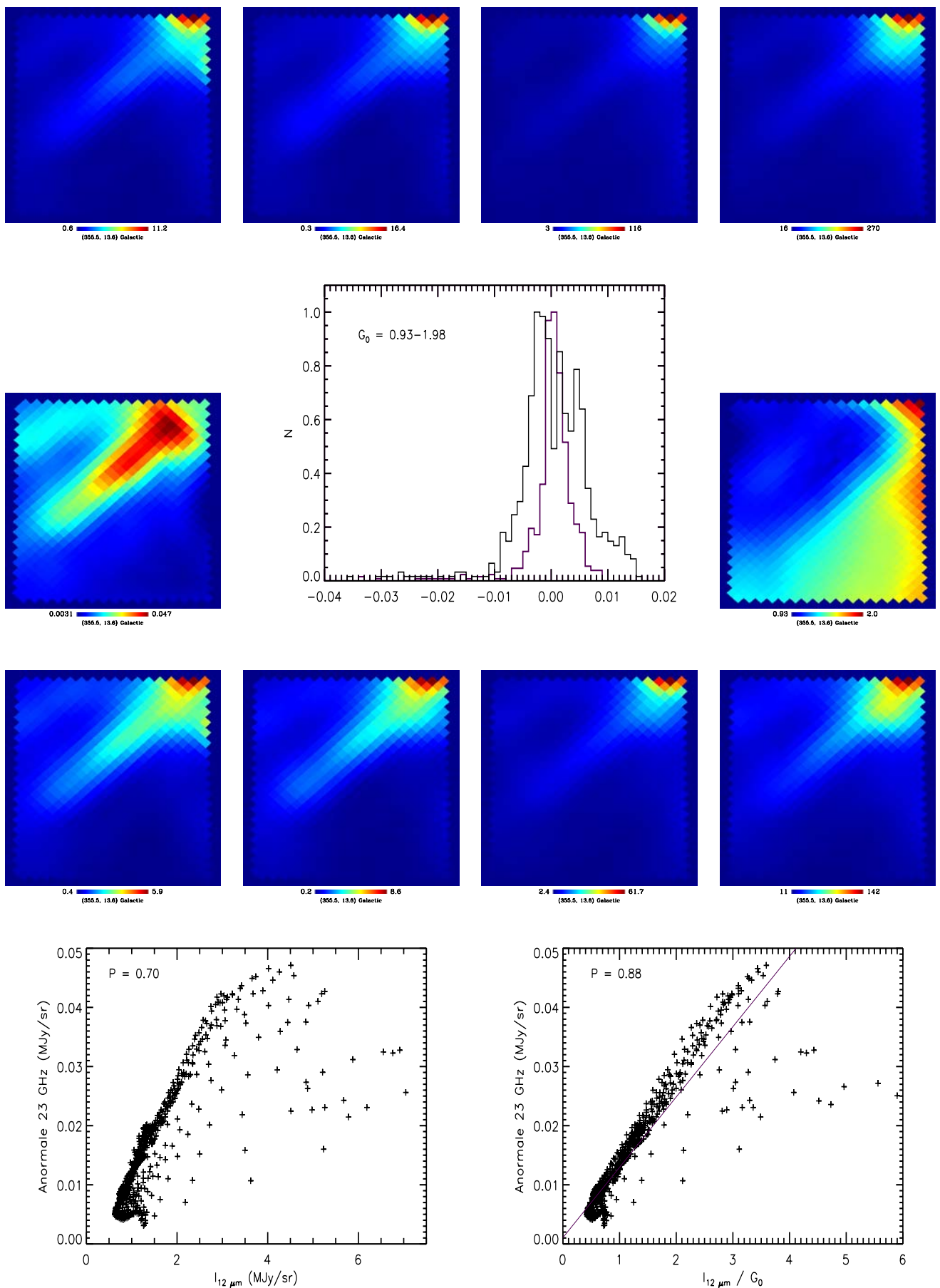


Figure 7.25 - Région 25 : ($l = 355.5^\circ$, $b = 13.6^\circ$).

7.4 Contraindre les PAH à partir de l'émission anormale

Le but de cette partie est de déduire la gamme de tailles et le moment dipolaire électrique des PAH interstellaires à partir des cartes d'émission anormale dans les 27 champs décrits précédemment. On estime au préalable la densité de colonne d'hydrogène et l'abondance du carbone dans les PAH pour chacun des champs.

7.4.1 Densité de colonne et abondance

♣ Densité de colonne N_H

A l'aide d'observations du satellite COPERNICUS⁶, Bohlin *et al.* (1978) ont estimé la densité de colonne totale de l'hydrogène en fonction de l'excès de couleur standard $E(B - V)$:

$$N_H = N_{HI} + N_{H_2} = 5.8 \times 10^{21} E(B - V) \text{ atome.cm}^{-2} \quad (7.9)$$

On mesure la densité de colonne dans nos 27 régions à partir des cartes d'excès de couleur de Schlegel *et al.* (1998). Il a été démontré que leur estimation de $E(B - V)$ surestime l'extinction dans les régions pour lesquelles $E(B - V) > 0.5$. Cette surestimation s'explique par le fait que Schlegel *et al.* (1998) assignent une unique température par ligne de visée lorsqu'ils convertissent l'extinction dans l'IR lointain en excès de couleur. Or des travaux montrent que certaines régions ont deux composantes : une "froide" et une "chaude" (Lagache *et al.* 1998). La froide peut contribuer de façon non négligeable à l'émissivité des grains dans l'IR lointain. La carte d'excès de couleur de Schlegel *et al.* (1998) reste cependant un estimateur relativement précis de la densité de colonne pour les régions diffuses ($E(B - V) \leq 0.5$). Quatre de nos 27 régions ont des excès de couleur légèrement supérieurs à 0.5 (régions 1, 4, 5 et 13), on estimera donc dans leur cas uniquement des limites supérieures pour N_H et inférieures pour le moment dipolaire électrique des grains (l'émissivité rotationnelle des PAH est proportionnelle à la densité de colonne et au moment dipolaire au carré). On obtient alors des densités de colonne comprises entre 6×10^{20} et $6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ pour les 27 champs considérés.

♣ Abondance $[C/H]$

Bernard *et al.* (1994) et Boulanger *et al.* (1996b) ont montré qu'il est possible d'utiliser la brillance dans la bande IRAS à $12 \mu\text{m}$ pour estimer l'émission totale des PAH entre 2 et $15 \mu\text{m}$:

$$I_{PAH} = 1.5 \times \nu I_\nu(12\mu\text{m}) \quad (7.10)$$

L'émissivité des PAH, $\mathcal{E}_{PAH}$, normalisée par l'intensité du champ de rayonnement G_0 s'exprime alors comme :

$$\mathcal{E}_{PAH} = \frac{1.5\nu I_\nu(12\mu\text{m})}{G_0 N_H} \quad (7.11)$$

En supposant que l'énergie absorbée par les PAH se retrouve intégralement dans leur émission IR⁷, on peut estimer leur abondance :

$$\left[\frac{C}{H} \right]_{PAH} = \frac{\mathcal{E}_{PAH}}{P_{abs}^{PAH}} \quad (7.12)$$

⁶Le satellite COPERNICUS, fruit d'une collaboration entre la NASA, le Science and Engineering Research Council et deux universités anglaises, a été lancé en août 1972 et opérationnel jusqu'en février 1981. Il a fourni des spectres d'étoiles, de galaxies et de planètes dans les domaines UV et X.

⁷Les autres voies de relaxation de l'énergie absorbée par les PAH (effet photoélectrique, photodissociation...) ont une contribution de quelques pourcents.

où P_{abs}^{PAH} est la puissance absorbée par atome de carbone pour la distribution de tailles considérées. Dans le cadre du modèle décrit au chapitre 3, avec une distribution de tailles telle que $n(a) \propto a^{-3.5}$, $P_{abs}^{PAH} = 3 \times 10^{-27}$ W/C pour $G_0 = 1$. On obtient alors des abondances comprises entre 2.8×10^{-5} et 4.6×10^{-5} pour les 27 champs considérés.

7.4.2 Contrainte sur la taille et le moment dipolaire des PAH

D'après notre modèle de rotation, nous savons que la position du maximum du spectre rotationnel dépend de la taille minimale des PAH, N_{min} , et de leur moment dipolaire électrique au carré, μ^2 . Plus N_{min} est petit et plus le spectre pique à haute fréquence ; inversement, plus on augmente μ et plus il se décale vers les basses fréquences. Dans la suite, la distribution de tailles sera toujours de type MRN avec : $n(a) \propto a^{-3.5}$. La taille maximale des PAH est quant à elle fixée à $N_C = 216$.

Pour ajuster les spectres des 27 régions sélectionnées, nous fixons la densité de colonne et l'abondance aux valeurs déterminées dans le paragraphe précédent. Nous laissons deux paramètres libres : la taille du plus petit PAH, N_{min} , et la constante m ($\mu_i = m \sqrt{N_{at}}$). On suppose à priori que les champs observés sont composés d'un mélange de deux phases : le CNM et le WNM. Les spectres résultants de ces ajustements pour les régions 1, 5, 6, 15, 17, 20, 24 et 15 sont visibles sur la Fig. 7.27. Les résultats pour les 27 champs sont résumés dans l'Annexe 7.5. Il est possible d'ajuster les spectres des 27 régions avec notre modèle en utilisant les paramètres suivant :

- la constante m est comprise entre 0.3 et 1.1 D ; $m = 0.3$ D pour 7 champs et 0.4 D pour 17 champs ; 3 régions ont des valeurs de m supérieures avec $m = 0.5, 0.6$ et 1.1 D
- pour la composante CNM, la taille minimale requise est inférieure à 100 atomes de carbone ; la taille médiane est $N_{min} = 24$ et la moyenne $\langle N_{min} \rangle = 30$
- pour la composante WNM, $50 \leq N_{min} \leq 100$; la taille médiane est $N_{min} = 54$ et $\langle N_{min} \rangle = 55$

Cependant, la validité des ajustements peut encore être questionnée à ce stade. En effet, la couverture spectrale des bandes WMAP n'est pas assez large pour contraindre le maximum et la partie basse fréquence des spectres d'émission anormale. De plus, dans le cas de neuf régions (3, 4, 6, 7, 8, 9, 19, 20, 22), la bande V à 61 GHz n'a pas pu être utilisée. On rappelle que les critères d'exclusion pour cette bande sont les suivants : soit la corrélation avec l'émission IR divisée par G_0 est très mauvaise, soit des intensités négatives ont été assignées à des pixels du champ à cette fréquence. Dans les deux cas, on considère que la soustraction n'est pas satisfaisante dans cette bande et on la retranche de notre étude. Deux spectres illustrent cela dans la Fig. 7.27. Il faut donc trouver un moyen de confirmer les résultats obtenus.

La pertinence des ajustements peut être testée à partir des droites de corrélation entre l'émission IR à $12 \mu\text{m}/G_0$ et l'émission anormale à 23 GHz. En effet, on peut établir une relation entre les ajustements et la pente de ces droites. L'ajustement de l'émission IR s'exprime comme :

$$\frac{F_\nu}{G_0} = N_H \left[\frac{C}{H} \right]_{PAH} \times f(N_{min}, \lambda = 12 \mu\text{m}) \quad (7.13)$$

La fonction f est une constante qui dépend de la distribution de tailles des PAH, de la fréquence λ , de la section efficace d'absorption des PAH et de la probabilité qu'un photon d'énergie hc/λ soit émis. On a choisi pour effectuer ce calcul la distribution de taille de Mathis *et al.* (1977) et les propriétés optiques des PAH cations définis au chapitre 3. On pose $N_{min} = 18$ qui est la valeur utile pour reproduire le spectre IR du milieu diffus et d'une PDR (Fig. 3.10). Si on suppose que l'émission anormale observée à 23 GHz est due à des PAH en rotation, on peut alors l'exprimer

comme :

$$P_v = N_H \left[\frac{C}{H} \right]_{PAH} \times [\alpha_1 CNM(N_{min}^1, m) + \alpha_2 WNM(N_{min}^2, m)] \quad (7.14)$$

Les fonctions CNM et WNM sont des constantes qui dépendent de la distribution de taille des PAH, de leur distribution de moment angulaire et du taux de transitions purement rotationnelles. Les constantes (N_{min}^1, α_1) et (N_{min}^2, α_2) sont les tailles minimales et les contributions des composantes CNM et WNM respectivement, telles que déduites de l'ajustement des spectres décrit précédemment.

La pertinence de nos ajustements peut être vérifiée en combinant les équations 7.13 et 7.14 dont le rapport doit être égal à la pente des droites de corrélation :

$$\frac{P_v}{F_v/G_0} = \frac{\alpha_1 CNM + \alpha_2 WNM}{f} = \text{pente de corrélation} \quad (7.15)$$

L'équation des droites de corrélation entre l'émission IR divisée par G_0 et l'émission anormale est estimée avec la fonction `fitexy` (Press *et al.* 1992) : $K = a \times 12 \mu\text{m}/G_0 + b$. La fonction à minimiser est :

$$\chi^2(a, b) = \sum_{i=1}^N \frac{(K(i) - a_b \times 12 \mu\text{m}/G_0)^2}{\sigma_K^2 + b^2 \sigma_{12/G_0}^2} \quad (7.16)$$

Cette fonction prend en compte l'erreur sur les abscisses et les ordonnées dans la recherche de a et de b . La méthode utilisée pour la minimisation est décrite dans le livre *Numerical Recipes in Fortran : the art of computing* (Press *et al.* 1992). L'intérêt de se servir de `fitexy` est le suivant : si on inverse les abscisses et les ordonnées, la pente est alors inversée⁸. Il n'y a en effet aucune raison pour que la façon de présenter les données influe sur le résultat. On constate sur la Fig. 7.26 que l'égalité 7.15 est bien vérifiée pour la majorité des champs. Cela confirme donc les paramètres physiques obtenus grâce aux ajustements. Le rapport des modèles d'émission IR et d'émission rotationnelle s'éloigne significativement de la pente de corrélation pour un seul champ. C'est la région 3 : il semble que dans ce cas, les bandes K , Ka et Q seules ne permettent pas un ajustement satisfaisant de (m, N_{min}) .

7.5 Discussion

L'étude effectuée avec les données WMAP et les régions G159.6-18.5 et [LPH96]201.663+1.643 montre que l'émission anormale est bien expliquée avec l'émission rotationnelle des PAH interstellaires tant au niveau de la distribution spectrale que de la corrélation spatiale avec l'émission rovibrationnelle. Les tailles requises pour reproduire l'émission anormale sont supérieures à celles requises pour reproduire l'émission IR (en particulier la bande à $3.3 \mu\text{m}$). Or nous avons pu constater qu'il est également possible d'ajuster le spectre de l'anneau G159.6-18.5 avec une distribution de tailles bimodale. Cette solution fait appel à deux composantes de grains, la première avec des moments dipolaires faibles et la seconde avec des moments dipolaires plus importants. La première composante pique vers 20-30 atomes de carbone et la seconde vers $N_C = 50-60$. Ces résultats sont en accord avec les résultats théoriques de Le Page *et al.* (2003) qui montrent la bimodalité de la distribution de tailles en se basant sur des critères de stabilité des molécules. Cette question pourra

⁸Par exemple, les fonctions `linfit` et `robust-linefit` de IDL et *astron* donnent par exemple des différences de 20 à 40 % sur la pente.

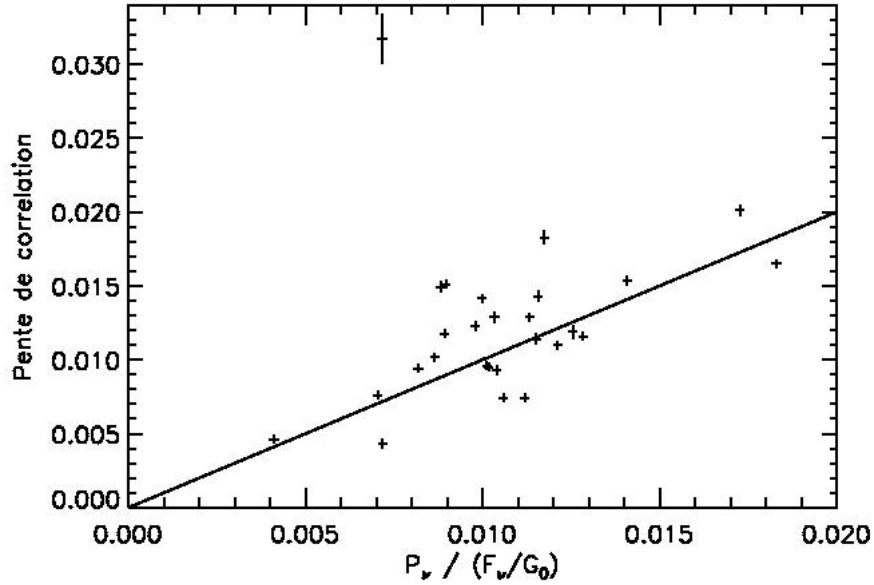


Figure 7.26 - Pente de la droite de corrélation entre l'émission IR divisée par G_0 et l'émission anormale à 23 GHz en fonction du rapport défini par l'Eq. 7.15 pour les 27 champs sélectionnés. Les erreurs sur les pentes de corrélation ont été obtenues par la méthode du bootstrap. La droite matérialise la relation idéale : pente = rapport des modèles.

être abordée à l'aide des données Planck. En effet, l'émission des gros grains qui domine à 100 GHz est polarisée. Cela indique que ces grains sont alignés sur le champ magnétique local (Benoît *et al.* 2004). En revanche, les PAH, à cause des fluctuations de température qu'ils subissent, sont peu alignés, ce qu'indique également le faible taux de polarisation observé dans l'UV où les PAH dominent l'extinction (Cecchi-Pestellini *et al.* 2008; Martin 2007; Lazarian et Draine 2000; Joblin *et al.* 1992). La mesure du taux de polarisation dans les bandes de HFI permettra donc de rechercher l'émission rotationnelle des petits PAH dont l'existence est une question importante pour l'étude du milieu interstellaire.

Par ailleurs, l'étude menée à partir des cartes d'émission anormale extraites des données WMAP (Miville-Deschênes *et al.* 2008) a également apporté des informations. Tout d'abord, on a pu constater que l'émission anormale est corrélée avec l'émission IR des poussières. Cette corrélation est sensiblement meilleure avec la bande à 12 μm sur tout le ciel et possède le comportement attendu : l'émission anormale est indépendante de l'intensité du champ de rayonnement G_0 . Ce résultat est confirmé à plus petite échelle. On a également montré sur quelques régions que la corrélation de l'émission anormale est meilleure avec l'émission à 12 μm , caractéristique des PAH, qu'avec celle à 100 μm , caractéristique des gros grains. Les spectres d'émission anormale des 27 champs que nous avons sélectionnés sont très bien reproduits par des spectres d'émission rotationnelles avec des PAH ayant des tailles et une abondance en accord avec l'émission IR. Ces résultats suggèrent que l'émission anormale est due aux PAH. Cela reste à confirmer à l'aide d'observations à plus haute résolution spatiale.

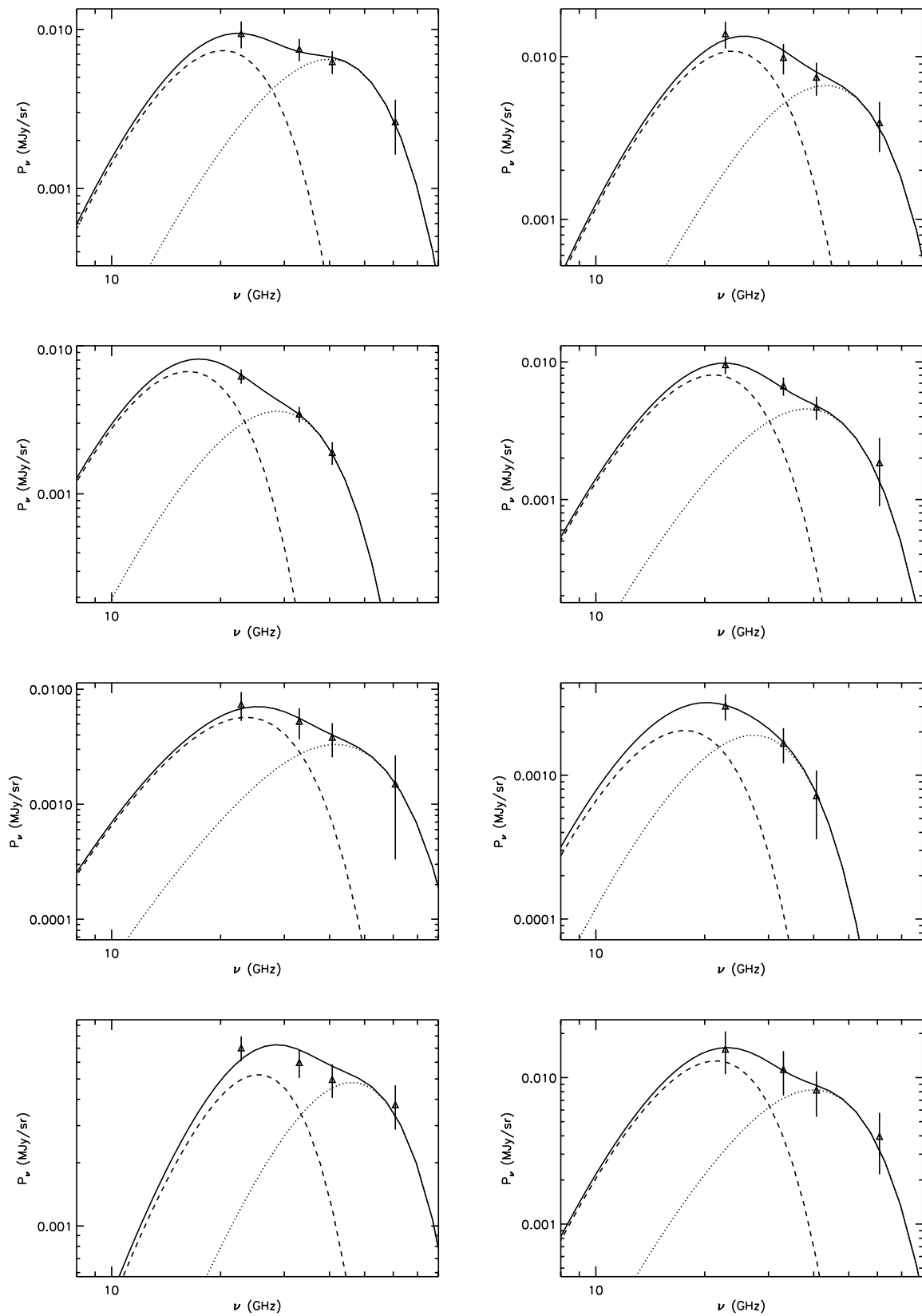


Figure 7.27 - Spectres d'émission anormale pour les champs 1, 5, 6, 15, 17, 20, 24 et 25. Les barres sont l'écart-type pour les pixels des régions sélectionnées. La composante CNM est représentée par la courbe en pointillés et la composante WNM par les tirets.