

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ED ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE DE FRANCE
INSTITUT D'ASTROPHYSIQUE SPATIALE

DISCIPLINE : SCIENCE DE L'UNIVERS

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 16 Septembre 2014 par

Marco Bocchio

**Modélisation de processus qui agissent sur la poussière et de son évolution
dans les régions extrêmes comme observé pas *Herschel* Space Observatory**

Directeur de thèse : Anthony Jones Directeur de recherche (IAS)

Composition du jury :

Rapporteurs : Eli Dwek NASA / GSFC, USA
Hugues Leroux Professeur (Université Lille 1)

Examineurs : Haley Gomez School of Physics and Astronomy
(Cardiff University, UK)
Guillaume Professeur
Pineau des Forêts (Université Paris-Sud, Orsay)

1 Introduction

Une galaxie est un système massive et lié gravitationnellement composé des étoiles, le milieu interstellaire et la matière obscure. On appelle le milieu interstellaire la matière présente entre les étoiles. Ce milieu est principalement constitué du gaz (neutre, moléculaire ou ionisé), la poussière (des petites particules solides) et rayons cosmiques.

Les conditions du gaz déterminent les différentes phases dans lesquelles le milieu interstellaire est réparti. Le “Cold Neutral Medium” (CNM) est un milieu dense ($n_{\text{H}} = 20 - 50 \text{ cm}^{-3}$) et froid ($T_{\text{gas}} = 50 - 100 \text{ K}$), les “Warm Neutral Medium” (WNM) et “Warm Ionised Medium” (WIM) sont des milieux avec une densité moins élevée ($n_{\text{H}} = 0.2 - 0.5 \text{ cm}^{-3}$) et une température de $T_{\text{gas}} \sim 8 \times 10^3 \text{ K}$ et le “Hot Ionised Medium” (HIM) est un milieu extrêmement chaud ($T = 10^6 - 10^7 \text{ K}$) mais diffus ($n_{\text{H}} = 10^{-2} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$). La plus part du volume est occupé par le HIM mais la plus part de la masse du gaz est dans le CNM.

2 Le cycle de vie de la poussière

La poussière est une composante importante du milieu interstellaire et sa dynamique est essentiel pour comprendre la formation des étoiles et des planètes.

2.1 La formation de la poussière

On croit maintenant que la poussière est principalement formée dans les couches externes des étoiles évoluées riches en métaux. Après la formation d’une étoile, l’hydrogène est brûlé en grand quantité dans son noyau qui amène, dans les phases finales de sa vie, à l’épuisement de l’hydrogène. Dans une étoile de masse intermédiaire ($0.6 - 10 M_{\odot}$), ce processus cause l’incrément de la température et densité dans son noyau, tandis que les couches les plus externes s’étendent et refroidissent. Quand la température du noyau atteint une température suffisamment élevée ($\sim 3 \times 10^8 \text{ K}$) la fusion de l’hélium commence. Le refroidissement de l’étoile s’arrête et sa luminosité augmente encore et quand tout l’hélium est terminé une phase connue comme “thermal pulsation asymptotic giant branch” (TP-AGB) commence, caractérisée par des fluctuations en température importantes. Dans cette phase, l’étoile expulse une grande quantité de matière qui forme l’enveloppe circumstellaire. C’est l’endroit où la plus part de la poussière cosmique est formée et en suite libérée dans le ISM avec une échelle de temps de $\sim 3 \times 10^9$ années (Dwek and Scalo 1980; Gehrz 1989; Jones and Tielens 1994). En particulier, des étoiles riches en carbone ou oxygène formeront principalement des grains carbonés ou silicatés, respectivement.

De plus, des analyses des grains présolaires semblent indiquer que les grains de graphite ou de SiC peuvent être formés dans les Supernovae (SNe) de Type II (e.g. Hoppe et al. 2009, 2010; Lodders 2006). Cependant, l’efficacité de ce mécanisme de générer une grande quantité de poussière est pour l’instant un sujet débattu. Par exemple, des observations de SNe de type II comme Cas A ou Supernova 1987A révèlent la présence de poussière nouvellement formée ($\sim 0.1 M_{\odot}$ pour CasA, Arendt et al. 2014, $\sim 0.4 - 0.7 M_{\odot}$ pour Supernova 1987A, Matsuura et al. 2011). Par contre, ces SNe n’ont pas encore atteint la phase de choc inverse, où une partie de la poussière observée sera détruite. Si une grande quantité de poussière était formée dans les rémanents de SNe, ça pourrait considérablement réduire l’échelle de temps d’injection de la poussière mais pour l’instant on en a pas encore une preuve conclusive.

Une fois que la poussière est relâchée dans l’ISM par les vents solaires (ou les chocs), et selon l’environnement dans lequel elle se trouve, la poussière subit différents processus qui emmènent à l’évolution de ses propriétés physiques, distribution en taille et composition chimique.

2.2 Destruction de la poussière

Comme mentionné avant, le gaz chaud (HIM) occupe un très grand volume du milieu interstellaire. Ce milieu est fortement ionisé et à cause de sa haute température ($T_{\text{g}} \sim 10^6 - 10^7 \text{ K}$) les ions et les électrons sont en agitation thermique à haute vitesse ($v_e \sim 5 - 10 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ et $v_p \sim 1 - 4 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ pour les électrons et les protons, respectivement), qui représentent un environnement hostile pour la poussière. Les ions et les électrons, accélérés à haute vitesse, en interagissant avec les grains sont capables de les éroder (Draine and Salpeter 1979b; Jones 2004; Micelotta et al. 2010; Bocchio et al. 2012). Ce processus, connu comme “sputtering”, amène à la destruction des grains sur une courte échelle de temps ($t_{\text{dest}} \sim 10^7$ années pour un grain de 100 nm de taille dans le HIM, Bocchio et al. 2012).

De plus, pendant l’explosion d’une supernova, la propagation d’une onde de choc dans le ISM, porte à la destruction d’une grande quantité de poussière sur une échelle de temps de $10^8 - 10^9$ années (Barlow 1978a,b; Draine and Salpeter 1979a,b; Dwek and Scalo 1980; Seab and Shull 1983; McKee et al. 1987; Jones et al. 1994, 1996). Dans ce cas, la destruction de la poussière est plus importante dans le WIM; le HIM est trop ténu pour que le sputtering soit un mécanisme efficace, alors que le CNM a un facteur de remplissage trop faible pour amener une contribution majeure à la destruction des grains. Pendant le couplage au gaz choqué, la poussière subit l’interaction avec les ions/atomes et électrons et avec les autres grains. Ce mécanisme est la principale source de destruction dans le ISM et donc détermine sa durée de vie dans notre Galaxie. L’échelle de temps pour la destruction totale de la poussière à cause de SNe dans la Galaxie a été estimée par McKee (1989)

comme

$$t_{\text{SNR}} = \frac{9.7 \times 10^7}{\int \epsilon(v_{s7}) v_{s7}^{-3} dv_{s7}}, \quad (1)$$

où v_{s7} est la vitesse du choc en unité de 100 km s^{-1} et $\epsilon(v_{rms7})$ est l'efficacité de destruction pour un choc de cette vitesse. Les estimations les plus récentes d'efficacité de destruction de la poussière ont été calculées par Jones et al. (1994, 1996) pour choc de différentes vitesses et en prenant en compte l'interaction avec les ions/atomes mais aussi l'interaction entre grains. Ils trouvèrent une durée de vie de 4×10^8 et 6×10^8 années pour les grains silicatés et carbonés respectivement. Ces estimations ont été revisitées par Bocchio et al. (2014) en utilisant un nouveau modèle de poussière (Jones et al. 2013) et des récents modèles pour l'évolution de la poussière, résultant en une durée de vie encore plus courte à la fois pour les grains silicaté ($t_{\text{dest}} \sim 3 \times 10^8$ années) et carboné ($t_{\text{dest}} \sim 6 \times 10^7$ années). Le problème de longue date de la durée de vie de la poussière est toujours un énigme à résoudre (e.g. Jones and Nuth 2011).

2.3 La poussière dans le CNM

Comme la poussière continue son voyage, elle rentre dans des régions plus denses, le CNM. Le CNM contient essentiellement trois types des nuages: les nuages diffus, translucide et moléculaires. Tandis que les nuages diffus sont plutôt ténus ($n_{\text{H}} \sim 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$) et exposé à la lumière des étoiles, les nuages moléculaires sont beaucoup plus denses ($n_{\text{H}} > 10^4 \text{ cm}^{-3}$) et protégés de la radiation UV des étoiles. Les nuages translucides ont propriétés entre ces deux extrêmes et représentent une transition entre ces deux phases. Dans les nuages diffus, la poussière est chauffée principalement par l'absorption de la lumière UV-visible. Cette lumière absorbée est après re-émission dans l'infrarouge et mm, en rendent visible la poussière par les télescopes IR-mm.

De plus, on s'attend que l'absorption des photons UV modifie la structure interne des grains (Jones et al. 2014). Par exemple, les grains carbonés, en absorbant les photons UV, subissent la destruction des liaisons C-C qui rends la couche la plus externe de ces grains plus aromatique. D'autre part, pendant la transition entre un nuage diffus et moléculaire, comme la densité du gaz augmente, la radiation des étoiles est atténuée et le processus de aromatisation de la couche extérieur de grains carbonés s'arrête et un autre processus, la re-hydrogénation, peut être efficace et on s'attend que la poussière carboné devient aliphatique. Enfin, une fois que le grain se trouve dans un nuage moléculaire, la densité du gaz est assez élevée pour permettre aux atomes présents dans le gaz de s'accréter sur la surface du grain (Jones 2013; Jones et al. 2013, 2014; Köhler et al. 2014). En suite, comme le grain arrive dans le noyau froid du nuage moléculaire, la température chute ($T \leq 10 \text{ K}$) et les molécules qui frappent la surface du grain forment un manteau de glace (see e.g. Gibb et al. 2004).

Les nuages moléculaires représentent aussi l'environnement parfait pour la formation des étoiles et parfois sont connus comme "stellar nurseries". Une étoile qui vient de naître est lumineuse et, à cause de sa radiation énergétique, formera un nuage ionisé avec une faible densité (région HII). Le nuage moléculaire environnant est aussi affectée par le fort champ de radiation, qui est la principal source de chauffage du gaz (région de photodissociation, PDR). Les grains de poussière dans les PDRs presque immédiatement relâchent leur manteaux de glace dans la phase gazeuse, tandis que les plus petits grains, en absorbant les photons à haute énergie, sont détruits facilement (e.g. Pilleri et al. 2013).

Enfin, l'étoile suit son évolution standard, les grains se rassemblent pour former les planètes et le système ressemblera à notre Système Solaire. Les étoiles de masse faible ou intermédiaire, plus tard, vers la fin de leur vies quitteront la séquence principal et entreront dans la phase AGB. Le cycle de vie de la poussière va donc repartir encore une fois.

3 Processus de destruction de la poussière

L'érosion des gros grains carbonés sous l'effet du bombardement des ions énergétiques est bien décrit par l'approche suivi par Tielens et al. (1994). Après, ce modèle a été étendu aux grains a-C(:H) par Serra Díaz-Cano and Jones (2008). Quelques années plus tard, Micelotta et al. (2010) ont développé un approche moléculaire pour décrire la dissociation des particules comme les PAHs. Dans la suite on compare les deux approches dans le cas des particules (gros grains et PAHs) dans un gaz chaud.

3.1 Érosion des grains carbonés

On peut calculer le taux d'érosion d'un gros grain carboné en utilisant l'approche par Tielens et al. (1994) qui on appel l'approche "classique". Dans leur travail original Tielens et al. (1994) utilisent un matériau similaire à la graphite, tandis que Serra Díaz-Cano and Jones (2008) mettent à jour le modèle en utilisant le carbon amorphe hydrogénée, a-C:H. De plus, dans ce dernier travail, le fait que le grain n'est pas semi-infini mais il occupe un volume bien déterminé est pris en compte.

En utilisant l'approche classique de Tielens et al. on peut donc calculer le taux d'érosion comme

$$\frac{dN_{\text{SP}}}{dt} = 2\pi a^2 \sum_i n_i \langle Y_i v F_C \rangle, \quad (2)$$

où N_{sp} est le nombre des atome éjectés, le factor 2 prends en compte la moyenne du rendement sur tout les angles d'incidence, $n_i = n_{\text{H}}\chi_i$ est la densité d'un projectile avec abundance χ_i , n_{H} la densité des protons et

$$\langle Y_i v F_C \rangle = \int_0^{\infty} Y_i v F_C(v) f(v, T) dv \quad (3)$$

avec Y_i le rendement d'érosion pour un projectile donné, v la vitesse du projectile, $F_C(v)$ le focusing Coulombien et $f(v, T)$ la distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann. Pour le cas d'un gaz à haute température, le focusing Coulombien n'est pas un factor important et verra donc négligé ici.

3.2 Érosion des PAHs

Micelotta et al. (2010) ont développé un modèle pour l'estimation de dissociation des PAHs comme conséquence des collisions avec H^+ , He^+ et les ions du groupe CNO. Une collision entre un ion et un PAH peut être vu comme composé de deux différents interactions: l'interaction nucléaire et électronique. L'interaction nucléaire représente la collision directe entre l'ion projectile et un noyau à l'intérieur de la molécule cible. Cette interaction peut amener à l'éjection d'un seul noyau et le rendement pour ce processus est donc toujours inférieur ou égal à 1. D'autre part, un ion, en passant à travers la molécule, interagis avec le nuage électronique et porte à l'excitation de la molécule entière. Si l'énergie interne augmente suffisamment, quelques liaisons à l'intérieur de la molécule peuvent se casser et donc libérer des groupe C_2 .

De plus, dans un gaz chaud ($T_{\text{g}} \sim 10^7 - 10^8$ K) les électrons ont une énergie thermique $E_{\text{k}} \sim 1 - 10$ keV. À ces faibles énergies, les collisions élastiques avec les noyaux d'un PAH ne sont pas efficaces (Micelotta et al. 2010) et seulement l'interaction inélastique avec le nuage électronique est important. Ce processus représente le processus principal de transfère d'énergie à la molécule. Comme conséquence l'énergie interne de la molécule augmente et cela peut comporter soit la rupture des certains liaisons, et donc l'éjection des groupes C_2 , soit la relaxation du système à travers l'émission des photons.

En suivant l'approche de Micelotta et al. (2010), dans le cas d'interaction nucléaire, le taux d'érosion d'un PAH, $\frac{dN_{\text{sp}}}{dt}$, peut être calculé comme

$$\frac{dN_{\text{sp}}}{dt} = 0.5 N_C \sum_i n_i \langle \sigma(v) v F_C(v) \rangle \quad (4)$$

où le factor 0.5 prends en compte la moyenne sur tous les angles d'incidence,

$$\langle \sigma(v) v F_C \rangle = \int_0^{\infty} \sigma(v) v F_C(v) f(v, T) dv \quad (5)$$

et $\sigma(v)$ est la section efficace. D'autre part, dans le cas d'interaction électronique, le paramètre principal qui permet de calculer le taux de destruction est la probabilité de dissociation, $P(v, \theta)$, comme fonction de la vitesse du projectile incident et son angle d'orientation, θ . Le taux d'éjection des atomes de carbon est donné par

$$\frac{dN_{\text{sp}}}{dt}(v) = \sum_i n_i F_C(v) \int_{\theta=0}^{\pi/2} \sigma_{\text{g}}(\theta) P(v, \theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (6)$$

où v est la vitesse de l'ion incident et σ_{g} est la section efficace d'un PAH. Dans le cas d'un gaz chaud, on peut exprimer le taux d'éjection en moyennant sur la distribution de Maxwell-Boltzmann:

$$\frac{dN_{\text{sp}}}{dt} = \sum_i n_i \int_0^{\infty} F_C(v) \int_{\theta=0}^{\pi/2} f(v, T) \sigma_{\text{g}}(\theta) P(v, \theta) \sin(\theta) v dv d\theta. \quad (7)$$

Enfin, la collision entre les électrons et un PAH est un processus similaire à l'interaction électronique par des ions. En suivant Micelotta et al. (2010), on adopte Eq. 7 pour l'interaction électronique par des ions et pour les collisions avec les électrons.

3.3 Couplage des deux approches et implications en astrophysique

On compare l'érosion thermique pour les PAHs et pour le grains a-C:H. Pour les PAHs on utilise l'approche moléculaire (Micelotta et al. 2010), tandis que pour les grains a-C:H on utilise l'approche classique (Tielens et al. 1994 et Serra Díaz-Cano and Jones 2008) avec l'effet de taille inclus. En Fig. 1a on constate que les deux modèles portent à un taux d'érosion très similaire (au moins d'un factor deux) pour des PAHs / grains carbonés avec plus de 1000 atomes de carbon et pour un gaz de température entre 10^5 et 10^7 K. Par contre, on remarque que le taux d'érosion pour le plus petits PAHs est plus faible si calculé avec l'approche classique (dans certains cas par des plusieurs ordres de grandeur).

La courbe noir pointillée montre le taux d'érosion causé seulement par l'interaction nucléaire (collision binaire entre les ions incidents et les noyaux cibles), la courbe en tirets représente l'érosion causé à la fois par l'interaction nucléaire et l'interaction électronique, tandis que la courbe noir pleine inclus aussi les collisions avec les électrons. L'effet des collisions entre les électrons et les PAHs / grains devient le processus principal pour les grains avec un petit nombre d'atomes de

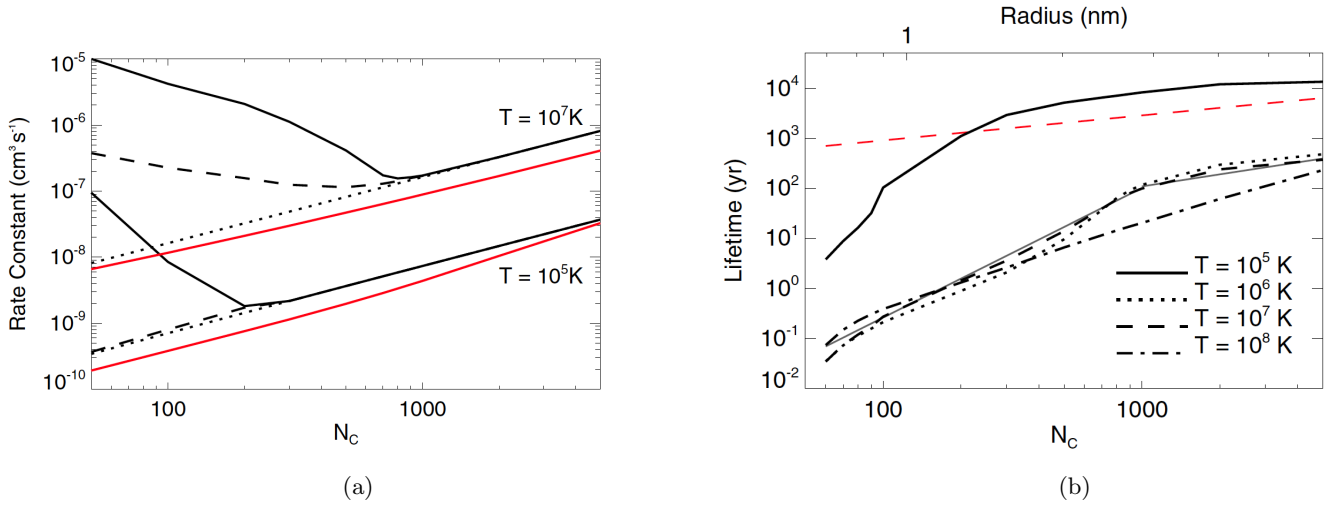


FIGURE 1 – (a) $1/n_{\text{H}} \times dN/dt$ à $T = 10^5$ K et $T = 10^7$ K. Courbe rouge: grains a-C:H et courbes noire: PAHs. (b) Durée de vie des PAHs (en années) comme fonction du nombre des atomes de carbone, N_{C} . Courbe rouge: estimation précédente (Draine and Salpeter 1979a; Jones 2004).

carbon, où l'énergie transféré est suffisante pour excité la molécule entière et déclencher l'éjection des atomes de carbone. Sans considérer les collisions avec les électrons ni l'interaction électronique, les deux modèles seraient très proche. On observe aussi que pour $N_{\text{C}} \geq 1000$ (for $T = 10^7$ K), les collisions avec les électrons et l'interaction électronique sont négligeable dans l'approche utilisé pour traiter les PAHs. Dans le modèle classique décrit par Tielens et al. et Serra Díaz-Cano et Jones ne sont pas pris en compte mais ils seront importants pour particules avec un nombre des atomes de carbone suffisamment bas.

Si on considère donc une particule carbonée (un PAH où un grain a-C:H 3D) d'une certaine taille on peut suivre son évolution au cours du temps en utilisant l'équation suivante:

$$t - t_0 = \int_{N_{\text{C}}(t_0)}^{N_{\text{C}}(t)} \frac{dN_{\text{C}}}{dN_{\text{C}}/dt} \quad (8)$$

où dN_{C}/dt est le taux d'éjection. Le temps t_{dest} quand la molécule / le grain est entièrement dissocié correspond à sa durée de vie. En Fig. 1b on montre la durée de vie pour des PAHs comme fonction du nombre des atomes de carbone, N_{C} , dans la molécule par une densité de proton, $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$ et pour des température du gaz de 10^5 , 10^6 , 10^7 et 10^8 K. Pour des conditions typiques dans le IGM, i.e., $n_{\text{H}} \simeq 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ et $T_{\text{k}} = 10^7$ K, la durée de vie d'une nanoparticule carbonée, t_{dest} , est moins de mille ans et la durée de vie pour différentes tailles peut être approximée comme:

$$t_{\text{dest}} \approx \begin{cases} 2 \times 10^{-6} \frac{N_{\text{C}}^{2.6}}{n_{\text{H}}/\text{cm}^{-3}} \text{ yr} & \text{pour } N_{\text{C}} \leq 1000 (\equiv a \lesssim 3 \text{ nm}) \\ 0.43 \frac{N_{\text{C}}^{0.8}}{n_{\text{H}}/\text{cm}^{-3}} \text{ yr} & \text{pour } N_{\text{C}} > 1000. \end{cases} \quad (9)$$

où a est le rayon en nm du PAH. Cette estimation de la durée de vie présente une dépendance avec la taille plus importante que dans les estimations précédentes par Draine et Salpeter (1979) et Jones (2004).

4 Processus de chauffage de la poussière

Dans un gaz chaud ionisé de type coronale, comme l'HIM ou l'ICM, les grains de poussière ne sont pas chauffés que à cause de l'absorption de photons du champ de radiation mais les collisions inélastiques avec les ions et les électrons représentent une source de chauffage supplémentaire. À une température du gaz donnée, les ions et les électrons ont la même énergie, mais à cause de la plus faible masse des électrons, ces derniers peuvent atteindre une vitesse beaucoup plus grande. Cela implique que le flux des électrons est supérieur à celui des ions et donc la principal contribution au chauffage collisionnel est donné par les électrons. L'effet du chauffage collisionnel a été déjà étudié dans le cas de poussière dans un plasma à basse densité par Dwek (1986, 1987) qui calcula la température d'équilibre des petits grains chauffés seulement par les collisions avec les électrons dans un gaz chaud ($T \approx 10^7$ K). Il a aussi calculé la distribution en température de la poussière qui est très importante pour déterminer l'émission de la poussière. En suivant Dwek (1986), la puissance absorbée par un grain (carboné ou silicaté) est donnée par:

$$H = \pi a^2 n_e \int_0^{\infty} f_{\text{M}}(E, T) v(E) \tilde{\sigma}(E) E \zeta(E) dE \quad (10)$$

où a est le rayon du grain, n_e est la densité des électrons, $f_{\text{M}}(E, T)$ est la distribution d'énergie de Maxwell-Boltzmann pour un gaz de température T , $v(E)$ est la vitesse de l'électron incident, E son énergie, $\tilde{\sigma}(E)$ le focusing Coulombien et

$\zeta(E)$ la fraction d'énergie transférée au grain cible. Dans notre modèle on utilise la fonction d'énergie transférée obtenue par Micelotta et al. (2010) pour les grains carbonés et la fonction obtenue par Dwek (1987) pour les grains silicatés.

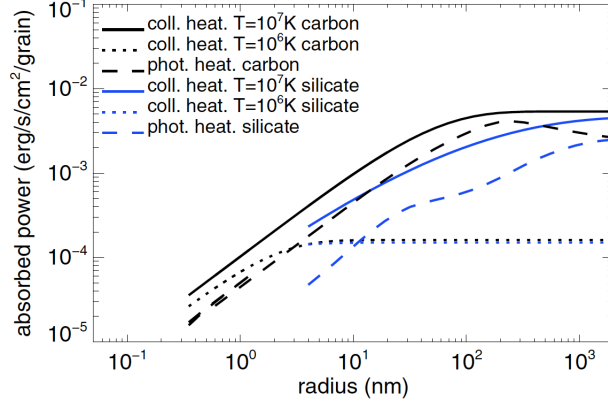


FIGURE 2 – Puissance absorbée par unité de surface par grain à cause de chauffage par photons et collisions.

Fig. 2 représente la puissance absorbée par unité de surface à cause de l'absorption des photons (tirets) et du chauffage collisionnel (courbes pleine et pointillés). L'intensité du champ de rayonnement considérée est 0.1 fois l'intensité en proximité du Soleil. On remarque que, dans ce cas, le chauffage collisionnel est plus important que le chauffage par absorption des photons et donc doit être pris en compte.

4.1 Fluctuations en température

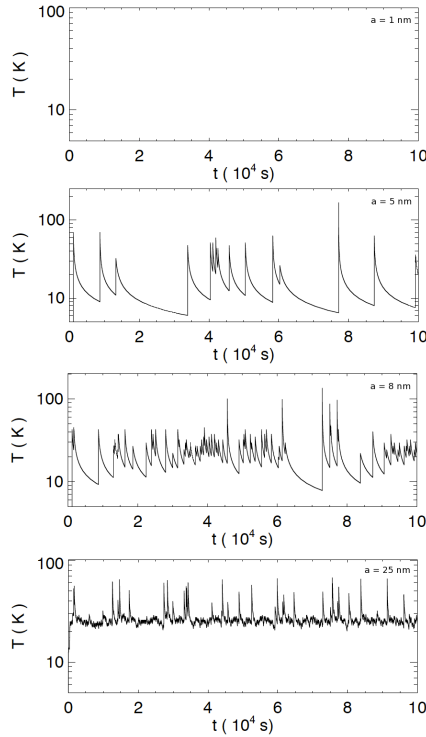


FIGURE 3 – Fluctuations en température comme fonction du temps pour des grains carbonés irradiés par le champ de rayonnement standard et dans un gaz chaud.

Les collisions avec les électrons représentent une source importante de chauffage pour les grains. La Fig. 3 montre l'évolution de la température d'un grain dans un jour ($\sim 10^5$ s) comme fonction du temps pour des grains a-C(:H) de différentes tailles chauffés par le champ de radiation et par les collisions avec les électrons énergétiques ($T_{\text{gas}} = 10^7$ K, $n_{\text{H}} = 10^{-3}$ cm $^{-3}$). Pendant un jour les grains les plus petits ne subissent aucune fluctuation et leur température est inférieure à 5 K, tandis que les grains plus gros, comme conséquence d'une collision avec un électron où l'absorption d'un photon subissent un incrément en température suivi par le refroidissement radiative. Pour les conditions du gaz données,

l'énergie transférée pendant une collision avec un électron est plus grande que celle due à l'absorption d'un photon et donc amène à une température très élevée. De plus, l'échelle de temps typique entre deux collisions avec les électrons est plus longue que entre l'absorption des deux photons. Cela est claire dans le cas d'un grain de 25 nm: l'absorption d'un photon porte à des petites fluctuations en température alors que les collisions avec les électrons amènent à des pics en température très élevés. Même un grain de 25 nm de taille n'est donc pas en équilibre thermique dans un gaz chaud, et seulement les grains les plus gros ont une section efficace suffisamment grande pour recevoir des électrons assez souvent pour être en équilibre thermique.

4.2 Evolution du spectre d'émission dans un gaz chaud

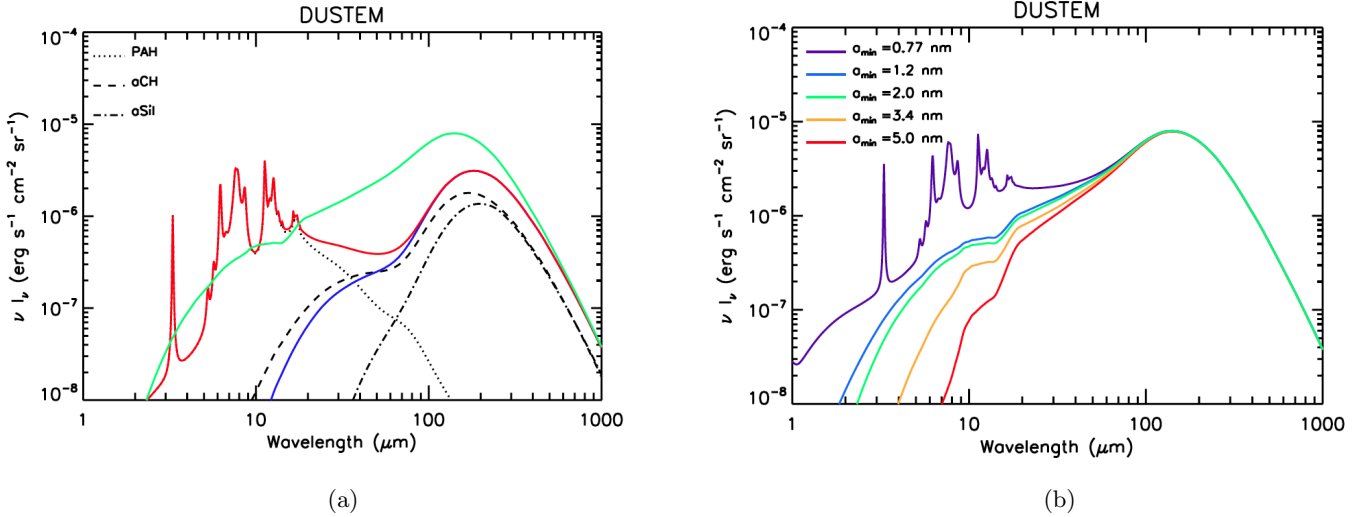


FIGURE 4 – (a) SED de la poussière. Courbes rouge et bleu: seulement chauffage par photons, avec (bleu) et sans (rouge) la coupure en taille à $a_{\min} = 2$ nm. Courbe verte: chauffage par photons et collisionnel et avec une coupure à $a_{\min} = 2$ nm. (b) SED de la poussière pour un chauffage par photons et collisions pour des valeurs différentes de a_{\min} .

Érosion et chauffage collisionnel sont donc deux processus qui agissent ensemble sur les grains dans un gaz chaud. Fig. 4a montre l'SED de la poussière que on s'attend dans une région caractérisée par un gaz chaud et avec un faible champ de rayonnement ($G = 0.1$). La courbe rouge montre l'SED dans le cas de chauffage par absorption des photons uniquement et sans aucune évolution de la poussière. La courbe bleu représente l'SED qu'on s'attend dans le cas de chauffage par photons mais en ajoutant une coupure dans la distribution en taille à $a_{\min} = 2$ nm pour simuler l'effet disruptive d'un gaz chaud. La courbe verte montre l'SED comme dans le cas de la courbe bleu mais en ajoutant le chauffage collisionnel par un gaz de type coronal avec $(T_{\text{gas}}, n_{\text{H}}) = (10^7 \text{ K}, 10^{-3} \text{ cm}^{-3})$. Les courbes noires représentent les différentes contributions à la courbe rouge. En comparant la courbe verte avec la bleu on remarque que l'émission à courte longueur d'onde ($\lambda < 10 \mu\text{m}$) dans un gaz chaud et diffus en présence d'un champ de rayonnement faible peut venir que du chauffage collisionnel des gros grains ($a > 2$ nm). Aussi, l'émission dans le MIR et FIR sont significativement augmentés par l'inclusion du chauffage collisionnel.

La valeur de a_{\min} ne dépend pas uniquement des propriétés du gaz mais aussi de la dynamique de la poussière dans le milieu. On montre donc en Fig. 4b l'SED résultant pour différentes valeurs de a_{\min} , entre 0.77 nm et 5 nm. On remarque que l'SED présente les bande associées aux matériaux aromatiques que avec $a_{\min} = 0.77$ nm parce que les autre valeurs de a_{\min} sont plus élevées que la plus grande taille des PAHs dans notre modèle de poussière.

5 NGC 4438: un cas de test

On considère la galaxie NGC 4438 comme cas de test pour notre modèle. Les "Eyes Galaxies" (NGC 4438 et NGC 4435) sont deux galaxies dans l'amas de la Vierge, situé à seulement 1° (~ 300 kpc) du centre de l'amas. La Fig. 5a montre l'image de la band V de VLT (le Nord est à haut, l'Ouest est à droite) des deux galaxies: NGC 4438 au Sud-est et NGC 4435 au Nord. Dans la région Ouest de NGC 4438 on remarque une lumière diffuse provenant des étoiles déplacées mais aussi des régions sombres dues à la présence de la poussière. La distance entre ces deux galaxies est seulement $4'$ et à cause de cette courte distance elles peuvent être considérées en interaction (Combes et al. 1988; Kenney et al. 1995; Vollmer et al. 2005). Cependant seulement NGC 4438 montre une distribution stellaire perturbée, tandis que NGC 4435 est imperturbée. De plus, la vitesse radiale de NGC 4435 est 700 km s^{-1} plus haute que celle de NGC 4438 et est probablement pas corrélée à la perturbation de cette dernière (Kenney et al. 2008). Kenney et al. (2008) ont présenté l'image H α +NII de la region autour de M86. Cette image montre une structure filamentaire qui connecte NGC 4438 et M86 qui donc suggère une collision entre ces deux galaxies il y a ~ 100 millions d'années. De plus, Kenney et al. (2008), en mesurant la vitesse radiale de l'ISM, détectèrent un gradient de vitesse entre les deux galaxies, donc supportant l'idée d'une collision.

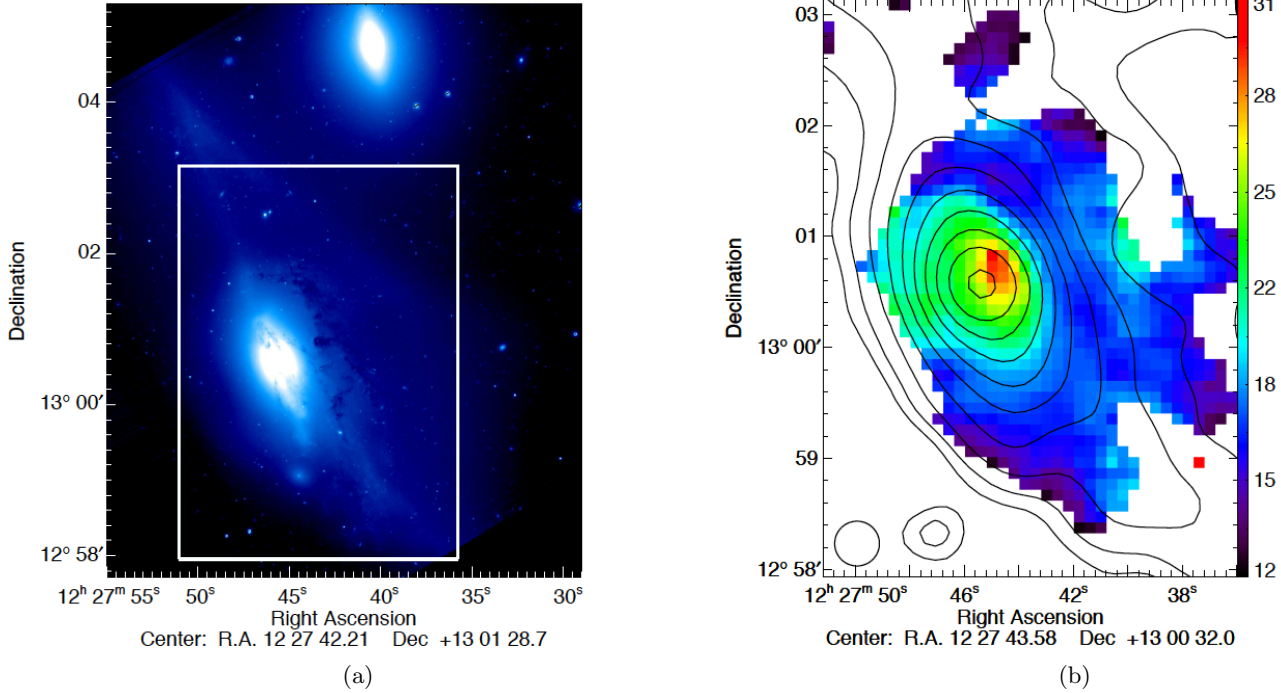


FIGURE 5 – (a) Crédit: ESO. Image de la bande V de VLT. NGC 4438 (centre) et NGC 4435 (haut). Le rectangle blanc indique la région utilisée pour notre analyse multi-longueur d’onde. (b) Carte en température avec les contours d’intensité du champ de rayonnement. Niveaux de contours: $U = (0.10, 0.18, 0.34, \dots)$ en échelle logarithmique.

Les observations HI montrent une structure allongée vers le coté ouest de la galaxie avec une taille de ~ 9.8 kpc et une masse de $1.8 \times 10^8 M_{\odot}$ (Hota et al. 2007). De plus, les observations Chandra (Chandra ObsID 2883) présente une émission en rayons X d’une région de 700 pc au centre, d’une région sphérique de 2.3 kpc et d’un réseau des filaments qui s’étendent pour 4-10 kpc à l’ouest et sud ouest de la galaxie (Machacek et al. 2004). Les observations *Herschel* SPIRE révèlent la présence de poussière extra galactique à une distance de 4-5 kpc du disque galactique (Cortese et al. 2010a). On utilise ces images pour une analyse multi-longueurs d’onde. La présence d’une distribution étendue du milieu interstellaire galactique en dehors de NGC 4438, suggère le mélange et l’interaction entre l’ISM et l’ICM. NGC 4438 est donc un cas de test idéale pour étudier le chauffage et la destruction de la poussière dans l’ICM proche à des galaxies en interaction.

5.1 Données *Herschel*

La région autour de NGC 4438 a été observé par *Herschel* en utilisant à la fois l’instrument PACS et SPIRE comme faisant part du programme *Herschel* Virgo Cluster Survey (HeViCS, Davies et al. 2010). Pour mesurer la température d’équilibre des gros grains et donc comprendre les processus de chauffage dans les différents régions de NGC 4438 on utilise les données *Herschel* pour générer une carte en température.

Pour première chose, on mets toutes les images à la même résolution (la taille du beam du SPIRE $350 \mu\text{m}$) en supposant des beams Gaussiens et on re-définie la grille pour avoir même dimension des pixels (la dimension des pixels du SPIRE $250 \mu\text{m}$) pour toutes les images.

En utilisant une technique de minimisation du χ^2 , on fit pixel par pixel les données avec un corps noir modifié:

$$I_{\nu} = \tau_{\nu_0} B_{\nu}(T) (\nu/\nu_0)^{\beta}, \quad (11)$$

où τ_{ν_0} est la profondeur optique à la fréquence de référence $\nu_0 = 3000$ GHz ($100 \mu\text{m}$, τ_{100}), $B_{\nu}(T)$ est l’émission de corps noir de Planck pour une température donnée T et β est son index spectrale à la fréquence ν_0 .

En figure 5b on montre donc la carte en température avec les contours de l’intensité de champ de rayonnement superposées. On remarque que la région centrale et le coté Est sont caractérisés par une haute température de la poussière (20 - 30 K), tandis que dans le coté Ouest la poussière a une temperature de $\sim 15 - 18$ K.

5.2 Analyse multi-longueurs d’onde

La haute température qu’on trouve dans le coté Est et dans la région centrale de la galaxie peut être expliqué soit par un champ de radiation fort ou par la présence d’un gaz chaud dans cette région. Pour avoir une estimation de la brillance de surface de la galaxie on a convolué les cartes GALEX, SDSS et 2MASS à la même résolution et redéfini la grille avec la même taille de pixels. Dans les régions optiquement minces, et en supposant avec une bonne approximation un champ

de radiation isotrope, on peut dire que la brillance de surface obtenue par les données UV-optique-NIR est le champ de radiation locale. Pour les régions optiquement épaisses, on a besoin d'un modèle de transfère de radiation, que est au delà du but de cet étude. On défini le facteur U comme le rapport entre l'intégral du champ de radiation locale et celui dans le voisinage du Soleil:

$$U = \frac{\int_{0.1\mu\text{m}}^{2.3\mu\text{m}} 4\pi J_\lambda d\lambda}{\int_{0.1\mu\text{m}}^{2.3\mu\text{m}} 4\pi J_\lambda(\text{Mathis})d\lambda} \quad (12)$$

On montre les contours de U sur la carte en température (Fig. 5b). On remarque, qualitativement, que la chute en température en passant de la région centrale vers l'ouest de la galaxie est suivi d'une chute du champ de rayonnement. Ce n'est pas le cas en passant de la région centrale au coté est. Ici, pour quelque PSFs indépendantes, la température est plus haute que dans le coté ouest pour un même champ de rayonnement et donc une source de chauffage supplémentaire est soupçonnée.

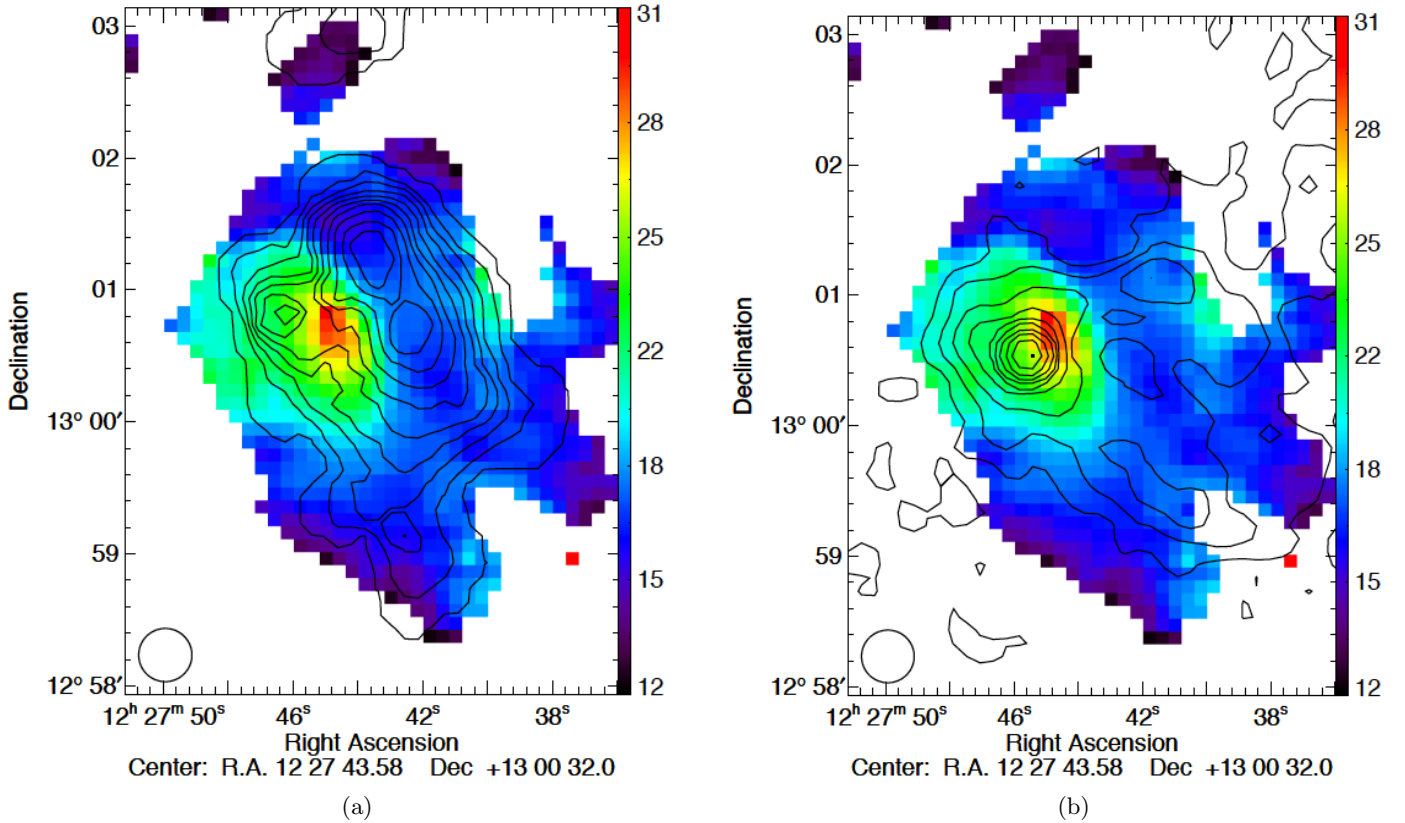


FIGURE 6 – (a) HI (contours) superposées à la carte en temperature. Niveaux de contours: $(0.20, 4.81, 9.42, \dots) \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. (b) Rayons X (contours) superposées à la carte en temperature. Niveaux de contours: $(5.50, 8.78, 14.0, \dots) \times 10^{-9} \text{ photons/s/cm}^2/\text{arcsec}^2$.

Pour étudier la distribution du gaz neutre autour de NGC 4438 on utilise les observations VLA D (Hota et al. 2007) pour construire une carte de la densité de colonne du HI. On montre en Fig. 6a la colonne de densité du HI superposée à la carte en température. On observe que la poussière froide dans la région Ouest de la galaxie est dans un gaz froid et atomique, tandis que dans la région est on remarque un déplacement entre la poussière et le gaz atomique. On utilise les données Chandra en rayons X (Machacek et al. 2004) pour déterminer la distribution du gaz chaud. La Fig. 6b montre les données rayons X superposées sur la carte en température et on voit clairement que la poussière plus chaude dans les régions étendues à Est est dans un gaz chaud qui émet rayons X.

5.3 Modélisation et conclusion

On a construit un modèle simple pour expliquer ce qu'on voit dans les régions Est et Ouest avec notre analyse à multi-longueurs d'onde.

Tout d'abord on considère la région Ouest de la galaxies, où la poussière a une température entre 15 et 18 K. On calcule le spectre d'émission de la poussière en utilisant le code DustEM. Le champ de rayonnement qu'on utilise en input dans le code c'est le champ de rayonnement observé dans cette région. On constate que l'émission observée est bien en accord avec le spectre calculé (Fig. 7b).

Maintenant on considère la région Est de la galaxie, où la température des grains était plus élevée mais le champ de rayonnement comparable avec ce observé dans la région Ouest. En effet avec DustEM on trouve que l'émission de la poussière

calculé en supposant seulement un chauffage par absorption des photons n'arrive pas à expliquer le spectre infrarouge observé. Dans un gaz chaud, les grains de poussière sont à la fois érodés et reçoivent une source supplémentaire de chauffage. Si on ajoute les processus d'érosion et chauffage, en supposant une température et densité du gaz de $(T_{\text{gas}}, n_{\text{H}}) = (4.8 \times 10^6 \text{ K}, 2.3 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3})$, on obtient une température des grains plus élevée (courbe verte Fig. 7a). Cet SED arrive à mieux expliquer l'émission observé et donc suggère que la poussière dans cette région se trouve dans un gaz chaud.

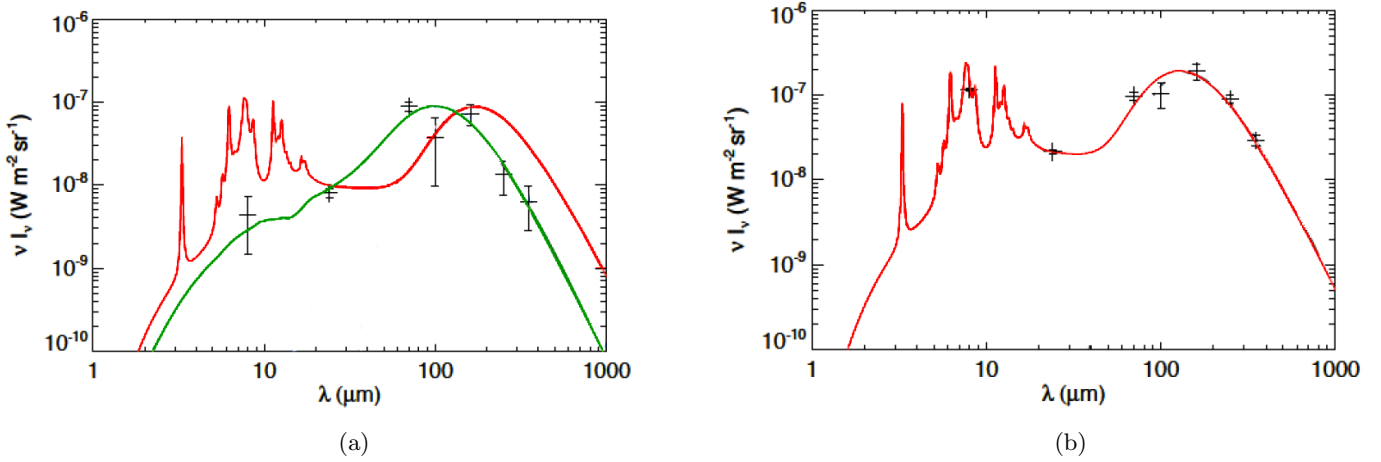


FIGURE 7 – SED de la poussière dans la région (a) Est et (b) Ouest. Courbes rouges: SED calculés avec le chauffage par photons, courbe verte: SED avec chauffage par photons et collisions.

6 Est-ce qu'on peut résoudre le problème de formation / destruction de la poussière ?

Il est observationnellement bien établi que les ondes de choc dans l'ISM sont capables de détruire les grains de poussière (Routly and Spitzer 1952; Cowie 1978; Welty et al. 2002). Les études théorétiques plus récents (e.g. Jones et al. 1994, 1996; Serra Díaz-Cano and Jones 2008; Jones and Nuth 2011) ont estimé la destruction de la poussière dans les chocs de SNe, en limitant les calculs à chocs dans le WIM, où la destruction a principalement lieu (Seab 1987; McKee 1989). Ils ont trouvé une durée de vie de 2×10^8 années pour les grains carbonés et 4×10^8 années pour les grains silicatés. Cependant, depuis les premiers études (Barlow 1978b,a; Draine and Salpeter 1979b,a; Dwek and Scalo 1980; Seab and Shull 1983; McKee et al. 1987; Jones et al. 1994, 1996) notre modélisation de la poussière a évolué considérablement et donc il est temps de revisité ce problème.

D'autre part l'échelle de temps typique pour l'injection de la poussière de part des étoiles AGB a été estimé de $\sim 3 \times 10^9$ années (Dwek and Scalo 1980; Gehrz 1989; Jones and Tielens 1994). Cette estimation est beaucoup plus longue que la durée de vie de la poussière et on s'attendrai donc de voir une grande quantité des ions lourdes (i.e. C, Si, Fe, Mg, O, etc.) dans la phase gazeuse et quasiment rien dans la poussière. Au contraire, l'évidence observationnelle montre que la plus part des ions lourds se trouve dans les grains (i.e. $> 50\%$ pour C et $> 90\%$ pour Si, Fe et Mg) dans l'ISM diffus (Snow and Witt 1996; Jenkins 2009). Cela est un problème de longue date et implique la réformation des grains de poussière par accrétion de la phase gazeuse dans les régions denses de l'ISM pour correspondre à les observations. De plus, ça a été montré que il y a des mécanismes possibles pour la re-formation de la poussière carbonée de la phase gazeuse dans des conditions de basse température et pression (e.g. Dartois et al. 2005). D'autre part, les résultats expérimentaux et observationnels semblent indiquer que les grains silicatés sont difficiles à former dans les condition de l'ISM et doivent donc être formés dans les étoiles AGB et préservés dans les chocs interstellaires (Jones and Nuth 2011).

6.1 Le code GRASH_EX

Dans cet étude on a re-évalué les processus d'évolution de la poussière et sa durée de vie. On modélise la destruction de la poussière dans les ondes de choc de SNe et l'évolution de la distribution en taille de la poussière en utilisant une nouvelle version du code GRASH (GRASH_EX), un ancien code utilisé par Jones et al. (1994, 1996). On améliore les calculs d'érosion en remplaçant la graphite avec le carbon amorphe hydrogéné et on utilise l'approche moléculaire de Micelotta et al. (2010) pour la dissociation des petits grains. De plus on remplace le schéma de charge analytique par McKee et al. (1987) avec le modèle plus à jour de Weingartner and Draine (2001) et on introduit un modèle de poussière plus réaliste (i.e. Jones et al. 2013). Finalement, on couple le code GRASH_EX avec le code DustEM (Compiègne et al. 2011) afin de calculer l'émission et l'extinction de la poussière choquée.

6.2 Comparaison avec résultats précédents et la durée de vie de la poussière

Pour comprendre l'importance relative de chaque update introduit dans la nouvelle version de GRASH_EX, on compare la destruction pour différents vitesses de choc avec et sans l'utilise de chaque nouveauté (Tableau 1). On remarque que

TABLE 1 – Pourcentage de destruction de la poussière pour le choc standard (100 km s⁻¹), avec et sans l'update de ^ale schema de charge, ^bl'érosion des grains carbonés, ^cla distribution de vitesse relative.

	précédent		à jour	
	“graphite”	silicate	a-C:H	silicate
schema charge ^a	90	28	91	29
a-C(:H) érosion ^b	5	28	91	29
distribution ^c	74	17	91	29

le changement du schéma de charge affecte seulement marginalement les résultats, tandis que en remplaçant le matériau carboné avec le carbon amorphe hydrogéné et en fusionnant le sputtering thermique et inertiel porte à une destruction plus importante. En particulier, on constate que la densité plus faible des particules a-C(:H) en comparaison à la graphite les rend plus facile à éroder. Finalement, on note que la distribution Maxwellienne déplacée décrive mieux la physique d'interaction entre les ions et les grains, par rapport à l'approximation thermique / inertiel. On trouve que l'inclusion d'un modèle pour le traitement des grains plus réaliste porte à une destruction des nanoparticules carbonée quasi totale aussi pour le cas d'un choc à 50 km s⁻¹.

Suivant l'approche de McKee (1989), la durée de vie de la poussière, t_{SNR} , peut être estimé comme:

$$\frac{M_{\text{ISM}}}{t_{\text{SNR}}} = \frac{\int \epsilon(v_s) dM_s(v_s)}{\tau_{\text{SN}}}, \quad (13)$$

où $M_{\text{ISM}} \simeq 4.5 \times 10^9 M_{\odot}$ est la masse totale (gaz + poussière) dans notre Galaxie, $\epsilon(v_s)$ est l'efficacité de la destruction de la poussière, $M_s(v_s)$ est la masse du gaz choqué et $\tau_{\text{SN}} = 125$ années est l'intervalle effective entre SNe. L'estimation de $\epsilon(v_s)$ est basée sur la structure du choc supposée et sur la modélisation des processus qui agissent sur la poussière. En suivant Jones et al. (1994), on suppose que les restes de supernova sont dans la phase Sedov-Taylor et, comme calculé par McKee (1989) on a:

$$M_s(v_{s7}) = 6800 E_{51} / v_{s7}^2 M_{\odot}. \quad (14)$$

Et donc, en supposant un rapport de facteurs de remplissage entre WIM et HIM de $f_w/f_h = 0.3/0.7 = 0.43$ et une energie moyenne de SN de $\sim 10^{51}$ ergs on obtient

$$t_{\text{SNR}} = \frac{9.7 \times 10^7}{\int \epsilon(v_{s7}) / v_{s7}^3 dv_{s7}} \text{ yr}. \quad (15)$$

On utilise donc l'Eq. 4 de McKee (1989) pour déterminer la fraction des éléments dans les grains survivants, δ_{eq} :

$$\delta_{\text{eq}} = \frac{\delta_{\text{in}}}{1 + \frac{t_{\text{in}}}{t_{\text{SNR}}} + (\alpha - 1) \frac{t_{\text{in}}}{t_{\text{sf}}}}, \quad (16)$$

où t_{in} est l'échelle de temps pour l'injection de la poussière dans le ISM, δ_{in} est la fraction de matière injectée dans l'ISM qui était initialement contenue dans la poussière, t_{sf} est l'échelle de temps pour la formation des étoiles et α est un paramètre introduit par Dwek and Scalo (1980), ici $\alpha = 1$.

On peut approximer l'efficacité de destruction de la poussière carbonée comme:

$$\epsilon(v_{s7}) = \begin{cases} 0.66 + 0.23v_{s7} & \text{for } 0.5 < v_{s7} \leq 1.5 \\ 1 & \text{for } 1.5 < v_{s7} < 2.0 \end{cases}$$

et pour les grains silicaté:

$$\epsilon(v_{s7}) = \begin{cases} 0.61v_{s7} - 0.31 & \text{for } 0.5 < v_{s7} \leq 1.25 \\ 0.11 + 0.28v_{s7} & \text{for } 1.25 < v_{s7} \leq 2 \end{cases}$$

En assumant les incertitudes estimées par Jones et Nuth (2011), ce porte à une durée de vie de la poussière de

$$t_{\text{SNR}} = \begin{cases} (6.2 \pm 5.6) \times 10^7 \text{ yr} & \text{for carbonaceous grains} \\ (3.1 \pm 2.7) \times 10^8 \text{ yr} & \text{for silicate grains} \end{cases}$$

L'estimation pour les grains silicatés est du même ordre que dans l'étude précédent par Jones et al. (1996), tandis que l'estimation pour les grains carbonés est un ordre de grandeur plus court que dans cette étude et un facteur 3 plus court que dans le travail de Serra Díaz-Cano et Jones (2008). Si on suppose $t_{\text{in}} \sim (3 \pm 1.5) \times 10^9$ années comme estimé par différents

groupes (...), l'échelle de temps de destruction de la poussière est beaucoup plus court que l'échelle de temps pour son injection dans l'ISM. La fraction d'équilibre des éléments dans les grains, dans l'absence de réformation dans l'ISM, est donc:

$$\delta_{\text{eq}} = \begin{cases} 0.018 \pm 0.016 & \text{for carbonaceous grains} \\ 0.08 \pm 0.07 & \text{for silicate grains} \end{cases}$$

En comparant ces valeurs avec les valeurs typiques pour l'ISM diffus (i.e. 50% (90%) de atomes de C (Si, Fe et Mg) dans les grains), on note que notre estimation est loin d'être consistant avec les observations. Même avec un modèle de poussière plus réaliste et une modélisation des processus qui agissent sur la poussière beaucoup plus sophistiqué, on ne peut pas donc éviter la conclusion que la poussière doit être efficacement re-formée dans l'ISM.

7 Le phénomène du Ram Pressure Stripping

Déjà dans les années 1950, Spitzer and Baade (1951), en observant galaxies dans les amas comme l'amas du Coma ou du Corona, ont révélé des différences intéressantes entre les galaxies dans les amas et leur équivalent dans le "champ". Ils ont trouvé que la plus part des galaxies dans ces amas sont de type S0 avec aucune évidence des bras spiraux ou aucun signe d'obscurisation à cause de la poussière.

Un mécanisme réaliste pour expliquer cet effet a été proposé par Gunn and Gott (1972): le "Ram Pressure Stripping". Selon ce modèle, une galaxie qui tombe vers le centre de l'amas, comme elle rentre dans l'ICM, subit une pression et elle donc dépouillée d'une partie de son milieu interstellaire. Si on suppose par exemple une galaxie en mouvement à la vitesse de 1000 km s^{-1} à l'intérieur d'un amas, selon le mécanisme proposé le gaz dans l'ICM avec une densité de $n_{\text{H}} = 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ est capable de dépouiller son milieu interstellaire. Particulièrement dans la région centrale de l'amas, où la densité de l'ICM est plus élevée, les galaxies sont efficacement dépouillées de leur matière interstellaire, tandis que les étoiles sont couplée beaucoup plus fermement au champ gravitationnel galactique est donc la pression exercée par le vent ICM n'est pas suffisant pour perturber la distribution stellaire.

L'extension de la distribution du gaz atomique d'hydrogène dans les galaxies isolées est normalement plus étendu que leur disque optique (distribution stellaire). D'autre part, souvent les observations radio des galaxies dans les amas montrent que le rayon du disque d'hydrogène est tronqué et que le contenu d'hydrogène est plus faible que dans leur équivalent isolé (e.g. Giovanelli and Haynes 1985; Warmels 1988; Cayatte et al. 1990; Bravo-Alfaro et al. 2000; Gavazzi et al. 2005). C'est l'effet principal du "Ram Pressure Stripping". Le gaz atomique, en étant lié faiblement au potentiel gravitationnel galactique est donc plus facilement dépouillé de la périphérie de la galaxie, rendant la galaxie pauvre en hydrogène. En suivant la méthode par Haynes and Giovanelli (1984) on peut définir le paramètre de carence en HI, *Def*, comme:

$$Def = < \log_{10} M_{\text{HI}}(D_{\text{opt}}, T) > - \log_{10} M_{\text{HI}}, \quad (17)$$

où $< \log_{10} M_{\text{HI}}(D_{\text{opt}}, T) >$ est la masse moyenne contenue dans une galaxie isolée de diamètre optique D_{opt} et de type T , tandis que M_{HI} est la masse de HI dans la galaxie considérée.

Comme le vent ICM commence à exercer une pression sur l'ISM galactique, le gaz atomique est instantanément couplé au vent grâce aux collisions directes, tandis que les grains de poussière, ayant plus d'inertie tendront à se coupler doucement pendant une plus longue durée. Cortese et al. (2010b), en utilisant les données *Herschel*, pour la première fois, ont montré que les galaxies déficientes en HI présentent une distribution de poussière similaire à la distribution du gaz atomique. En particulier, les disques de poussière sont tronqués avec un rayon plus petit que le disque optique et que la poussière forme une queue avec une distribution spatiale similaire à celle du HI.

Le gaz moléculaire dans une galaxies se trouve dans des nuages beaucoup plus denses que le gaz atomique et on s'attend donc qu'il soit plus fortement lié au potentiel gravitationnel et donc moins probablement dépouillé. Cependant, les galaxies déficientes en HI montrent une plus faible masse du gaz moléculaire que dans les galaxies dans le "champ". Une étude statistique de Boselli et al. (2014), en comparant le HI-Def et H₂-Def des différentes galaxies dans l'amas de la Vierge et dans le "champ" trouvent une faible corrélation entre ces deux quantités. Le "Ram Pressure Stripping" peut donc être un mécanisme efficace pour l'ablation ou même le dépouillage du gaz moléculaire des galaxies dans les amas.

7.1 Le cas de ESO 137-001

La galaxie ESO 137-001 est une galaxie spiral barrée dans l'amas Norma (Abell 3627). Cette galaxie est à seulement 180 kpc du centre de l'amas en projection et sa vitesse radiale est proche à la vitesse radiale moyenne de l'amas, qui suggère que son mouvement est presque totalement dans le plan du ciel, qui la rend particulièrement intéressant pour étudier la dynamique du "Ram Pressure Stripping". Des observations Chandra et XMM-Newton (Sun et al. 2006, 2010) ont révélé une queue lumineuse en rayons X remarquablement longue et associée à cette galaxie. La queue est longue 80 kpc et ne laisse pas de doutes sur le processus que cette galaxie est en train de subir: la galaxie a été dépouillée par la pression du vent ICM. Cependant, il devrait être noté que les queues qui émettent en rayons X ne sont pas communes et peuvent être trouvés seulement dans un ICM particularisent chaud comme dans l'amas du Norma.

Quelques mois plus tard, Sivanandam et al. (2010) ont présenté leur observations Spitzer IRAC et IRS de ESO 137-001. Ils ont découvert une queue d'hydrogène moléculaire chaude (130 - 160 K) est associée à la queue qui émet en rayons X.

La queue est longue au moins 20 kpc et sa masse a été estimée de $4 \times 10^7 M_{\odot}$. En supposant une vitesse relative entre ESO 137-001 et l'ICM de 900 - 1600 km s⁻¹, Sivanandam et al. (2010) ont obtenu un taux de perte de masse de H₂ de $1.9 - 3.4 M_{\odot} \text{année}^{-1}$.

De plus, en utilisant les données *Herschel* de cette galaxie et en construisant la carte en température de cette région on a estimé que cette galaxie présente une queue de poussière avec une corrélation spatiale aux queues du gaz chaud et du H₂. La queue de poussière est longue ~ 8 kpc et a un rayon de ~ 7 kpc.

7.2 Le gaz moléculaire: est-il dépouillé ou re-formé dans la queue ?

Avec les observations disponibles on ne peut pas conclure si le gaz moléculaire est déplacé dans son ensemble à cause du vent ICM ou si il est seulement ablaté et puis dépouillé quand sa densité est plus faible. Les simulations numériques semblent indiquer que le déplacement d'un nuage moléculaire dans son ensemble n'est pas possible même dans le cas de forte pression et l'ablation reste le scénario plus probable (Tonnesen and Bryan 2009, 2012). On considère donc trois mécanismes différents pour la réformation du gaz moléculaire H₂ dans la queue de la galaxie.

7.2.1 Refroidissement du gaz et sa condensation

Les simulations numériques de Tonnesen and Bryan (2012) montrent que les nuages moléculaire ne sont pas déplacés dans leur ensemble mais sont ablatée. Une fois le gaz se trouve dans la queue de la galaxie, le gaz atomique refroidit et condense sous la pression thermique de l'ICM et peut arrivé à former du gaz moléculaire.

7.2.2 Formation du H₂ sur la surface des grains (Bocchio et al. 2014, in prep.b)

La formation du gaz moléculaire H₂ peut se produire sur la surface de grains de poussière. On calcule l'échelle de temps pour la formation du H₂ dans la queue d'une galaxies qui a subit la pression du vent ICM, et on montre que, même dans un environnement si violent, ce mécanisme peut expliquer les observations. Les résultat de la simulation numérique Enzo par Tonnesen et al. (2011) montrent que la queue a une composition bimodale: une partie du gaz est froide et dense ($T_{\text{cold}} = 10^3$ K, $n_{\text{H}} = 1 \text{ cm}^{-3}$) tandis que le reste est chaud et diffus ($T_{\text{hot}} = 10^7$ K, $n_{\text{H}} = 10^2 \text{ cm}^{-3}$). Dans l'output de la simulation on remarque que, dans les premiers 4-5 kpc après le disque galactique, la fraction du volume occupé par le gaz atomique est le 10% tandis que le 90% du volume est occupé par le gaz chaud et diffus mais la plus part de la masse est sous forme atomique. Si on suppose que le rapport entre le gaz et la poussière est constante à travers la queue et dans la galaxie, on a donc que quasiment toute la poussière qui est dépouillée se trouve dans le gaz HI et entraînée avec ce gaz en non pas dans un gaz chaud, en minimisant l'érosion de la poussière.

Dans une première phase, et pour ~ 500 pc du disque galactique, la poussière est en train de se coupler avec le gaz atomique. Quand la poussière se trouve immobile dans le référentiel du gaz atomique dans la queue, le gaz moléculaire H₂ peut donc efficacement se former sur la surface des grains. En suite les nuages du gaz atomique commencent à évaporer et la poussière est donc dispersée dans le gaz chaud qui émet en rayons X, la formation du H₂ s'arrête et la poussière est érodée dans une courte échelle de temps.

Avec ce mécanisme on a calculé que la poussière peut formé gaz H₂ à un taux de $2.5 M_{\odot} \text{année}^{-1}$, compatibles avec les observations de Sivanandam et al. 2010. Cela ensuite peut aussi expliquer l'observation de la poussière à une distance de ~ 8 kpc du disque.

7.2.3 Nuages moléculaires supportés par le champ magnétique

Toutes les simulations numériques faites pas Tonnesen et al. ne inclus aucun effet du champ magnétique. Cependant, on croit maintenant que le champ magnétique présente dans l'ICM, en se couplant avec ce de la galaxie, peut envelopper la galaxie elle même et donc modifier le processus de dépouillage. Ruszkowski et al. (2014) ont montré que l'inclusion du champ magnétique dans les simulation hydrodynamiques porte à des grosses différences. La structure de la queue, en incluant les champs magnétiques, est plus filamentaire et la masse du gaz soustraite à la galaxie est majeur. De plus, les filaments supportés par le champ magnétique semblent réduire la conduction thermique entre la queue et l'ICM, un effet qui peut porter à la formation du gaz moléculaire dans la queue.

Probablement, non seulement un de ces mécanismes peut expliquer la présence du gaz moléculaire et poussière dans la queue mais tous les trois mécanismes contribuent à construire le scénario.

8 Conclusions

Les phénomènes violents comme les interactions entre galaxies ou le "Ram Pressure Stripping" sont responsables du mélange entre l'ISM galactique et l'ICM et portent à l'injection de la poussière dans l'ICM. Cependant, l'ICM est un gaz chaud de type coronale et donc représente un environnement extreme pour la poussière. Les questions les plus importantes que je me suis posé pendant mon travail de thèse sont:

- quelle est la durée de vie de la poussière dans ce gaz chaud ?
- quelle est la source principal de chauffage de la poussière dans ce milieu ?

– peut-on observé la poussière dans le ICM avec les modernes télescopes infrarouge ?

Répondre à ces questions n’est pas facile et une réponse complète peut arriver que avec le support des trois piliers de l’astrophysique: la modélisation, les observations et les simulations numériques.

Pendant la première partie de mon travail de thèse je me suis concentré sur les principes de base qui gouverne l’interaction entre les ions, électrons et les grains de poussière. Une particule, en frappant la surface d’un grain, transfère une fraction de son énergie et quantité de mouvement initiale au grain. Comme conséquence le grain peut subir érosion ou peut se relaxer à travers l’émission des photons. Ces deux processus sont couplés et ne peuvent pas être considérés séparément.

Dans un premier travail (Bocchio et al. 2012), basé sur des études précédents (Tielens et al. 1994, Micelotta et al. 2010) on a estimé le taux de dissociation des grains carboné dans un gaz chaud à différentes températures. En particulier on a trouvé que dans un gaz chaud ($T_{\text{gas}} = 10^5 - 10^7$ K) le taux d’érosion des grains de taille de l’ordre du nm estimé avec l’approche classique par Tielens et al. (1994) est similaire au taux de dissociation des PAHs avec le même nombre des atomes de carbon comme prédit par Micelotta et al. 2010. De plus, on a trouvé que la durée de vie d’un grain carboné dans un gaz chaud typique ($T_{\text{gas}} = 10^7$ K, $n_{\text{H}} = 10^{-3}$ cm $^{-3}$) est $\sim 10^7$ années, environs un ordre de grandeur plus court que dans les estimations précédentes (Draine et Salpeter 1979, Jones 2004).

Les électrons énergétiques dominant la dissociation des petits PAHs mais en heurtant les gros grains ils ne sont pas capables de les éroder efficacement. Dans ce cas, la plus part de l’énergie de l’électron est transférée au grain en causant la croissance de la température du grain, un processus connu comme chauffage collisionnel. En considérant à la fois le chauffage collisionnel et la destruction, on a prédit la distribution spectrale d’émission qu’on s’attendrai en observant de la poussière dans un gaz chaud. Dans ces conditions, à cause de l’érosion de petits grains on observerai une faible émission dans le MIR et puis à cause du chauffage supplémentaire on observerai une température des grains plus élevé par rapport au normal chauffage par absorption des photons.

Pour tester ces modèles on a comparé l’SED de la poussière qu’on s’attends dans un gaz chaud avec les observations de NGC 4438, une galaxie perturbée dans l’amas de la Vierge (Bocchio et al. 2014, in prep.a). Dans le cas d’une collision entre galaxies, se produit le mélange entre ISM et l’ICM et, à l’interface entre ces deux milieux, la poussière est principalement chauffée par les collisions avec les électrons. Cependant, comme prédit par les modèles de destruction de la poussière (Tielens et al. 1994, Micelotta et al. 2010, Bocchio et al. 2012) la durée de vie de la poussière dans ces conditions est plutôt courte. Ce processus donc confine la poussière dans une région d’interface et seulement avec la bonne résolution spatiale de *Herschel* Space Observatory on est capable de détecter ce phénomène.

De plus, on a appliqué notre modèle de destruction de la poussière au cas de chocs interstellaires (Bocchio et al. 2014). Jones et al. (1994, 1996), en supposant une distribution en taille de la poussière de type MRN, ont estimé l’évolution de la poussière en incluant les processus d’érosion thermique et inertiel tandis que la fragmentation et vaporisation causés par les collisions entre grains. On a mis à jour le code (maintenant appelé GRASH_EX) décrit dans leur travail en utilisant les modèle de poussière proposé par Jones et al. (2013), re-évalué les processus d’évolution de la poussière en accord avec les matériaux utilisés dans le nouveau modèle, et on a couplé le code GRASH_EX avec le code DustEM pour calculé l’émission de la poussière dans des régions choquées. Nos calculs portent à une durée de vie de 6.2×10^7 et 3.1×10^8 années pour les grains carbonés et silicatés, respectivement. La durée de vie est plus courte que l’échelle de temps pour la formation de la poussière dans les étoiles AGB et donc porte à la conclusion que la réformation de la poussière dans les régions denses de l’ISM est nécessaire. Pour les grains carbonés il semble qu’il y a des mécanismes possibles pour la réformation sous condition de basse température et pression (e.g. Dartois et al. 2005), tandis que les grain silicatés sont plus difficile à se former dans l’ISM et doivent donc être préservés dans les chocs interstellaires.

Finalement, on a concentré notre attention sur le phénomène du “Ram Pressure Stripping”. En particulier on s’est focalisé sur la galaxie ESO 137-001 dans l’amas du Norma. Cette galaxie présente une queue de 80 kpc qui émet en rayons X, une queue de gaz moléculaire H₂ de plus de 20 kpc et une queue de ~ 8 kpc de poussière. Les questions principaux que je me suis posé sur ce sujet sont:

- quelle est l’origine du gaz moléculaire dans la queue ?
- combien de temps peut la poussière survivre dans la queue ?

Dans ce cadre on a proposé un mécanisme possible pour expliquer la présence du gaz moléculaire dans la queue. Pendant le “Ram Pressure Stripping”, la poussière est entraînée dans les nouages de gaz atomique. Les grains dans cet environnement froid subit une faible destruction et peuvent former efficacement les molécules de H₂ sur leur surface. Ce mécanisme peut donc expliquer à la fois l’émission de la poussière à une distance de 8 kpc du disque galactique et la présence d’une longue queue de gaz moléculaire.

Références

- Richard G. Arendt, E. Dwek, G. Kober, J. Rho, and U. Hwang. Interstellar and ejecta dust in the cas a supernova remnant. *arXiv:1403.3008 [astro-ph.GA]*, 2014.
- M. J. Barlow. The destruction and growth of dust grains in interstellar space. I - Destruction by sputtering. , 183:367–395, May 1978a.
- M. J. Barlow. The destruction and growth of dust grains in interstellar space - II. Destruction by grain surface reactions, grain-grain collisions and photodesorption. , 183:397–416, May 1978b.

- M. Bocchio, E. R. Micelotta, A.-L. Gautier, and A. P. Jones. Small hydrocarbon particle erosion in a hot gas. A comparative study. , 545:A124, September 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201219705.
- M. Bocchio, A. P. Jones, and J. D. Slavin. A re-evaluation of dust processing in supernova shock waves. , 2014.
- M. Bocchio, A. P. Jones, and A. Abergel. Dust collisional heating and small grain destruction in NGC 4438. , 2014, in prep.a.
- M. Bocchio, A. P. Jones, and G. Pineau des Forêts. Molecular gas in a hot ram pressure stripped tail? , 2014, in prep.b.
- A. Boselli, L. Cortese, M. Boquien, S. Boissier, B. Catinella, G. Gavazzi, C. Lagos, and A. Saintonge. Cold gas properties of the Herschel Reference Survey. III. Molecular gas stripping in cluster galaxies. , 564:A67, April 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201322313.
- H. Bravo-Alfaro, V. Cayatte, J. H. van Gorkom, and C. Balkowski. VLA H I Imaging of the Brightest Spiral Galaxies in Coma. , 119:580–592, February 2000. doi: 10.1086/301194.
- V. Cayatte, J. H. van Gorkom, C. Balkowski, and C. Kotanyi. VLA observations of neutral hydrogen in Virgo Cluster galaxies. I - The Atlas. , 100:604–634, September 1990. doi: 10.1086/115545.
- F. Combes, C. Dupraz, F. Casoli, and L. Pagani. CO emission in NGC 4438 - A case for tidal stripping? , 203:L9–L12, September 1988.
- M. Compiègne, L. Verstraete, A. Jones, J.-P. Bernard, F. Boulanger, N. Flagey, J. Le Bourlot, D. Paradis, and N. Ysard. The global dust SED: tracing the nature and evolution of dust with DustEM. , 525:A103, January 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201015292.
- L. Cortese, G. J. Bendo, A. Boselli, J. I. Davies, H. L. Gomez, M. Pohlen, R. Auld, M. Baes, J. J. Bock, M. Bradford, V. Buat, N. Castro-Rodriguez, P. Chanial, S. Charlot, L. Ciesla, D. L. Clements, A. Cooray, D. Cormier, E. Dwek, S. A. Eales, D. Elbaz, M. Galametz, F. Galliano, W. K. Gear, J. Glenn, M. Griffin, S. Hony, K. G. Isaak, L. R. Levenson, N. Lu, S. Madden, B. O’Halloran, K. Okumura, S. Oliver, M. J. Page, P. Panuzzo, A. Papageorgiou, T. J. Parkin, I. Perez-Fournon, N. Rangwala, E. E. Rigby, H. Roussel, A. Rykala, N. Sacchi, M. Sauvage, B. Schulz, M. R. P. Schirm, M. W. L. Smith, L. Spinoglio, J. A. Stevens, S. Srinivasan, M. Symeonidis, M. Trichas, M. Vaccari, L. Vigroux, C. D. Wilson, H. Wozniak, G. S. Wright, and W. W. Zeilinger. Herschel-SPIRE observations of the disturbed galaxy NGC 4438. , 518:L63, July 2010a. doi: 10.1051/0004-6361/201014547.
- L. Cortese, J. I. Davies, M. Pohlen, M. Baes, G. J. Bendo, S. Bianchi, A. Boselli, I. de Looze, J. Fritz, J. Verstackpen, D. J. Bomans, M. Clemens, E. Corbelli, A. Dariush, S. di Serego Alighieri, D. Fadda, D. A. Garcia-Appadoo, G. Gavazzi, C. Giovanardi, M. Grossi, T. M. Hughes, L. K. Hunt, A. P. Jones, S. Madden, D. Pierini, S. Sabatini, M. W. L. Smith, C. Vlahakis, E. M. Xilouris, and S. Zibetti. The Herschel Virgo Cluster Survey . II. Truncated dust disks in H I-deficient spirals. , 518:L49, July 2010b. doi: 10.1051/0004-6361/201014550.
- L. L. Cowie. Refractory grain destruction in low-velocity shocks. , 225:887–892, November 1978. doi: 10.1086/156553.
- J. I. Davies, M. Baes, G. J. Bendo, S. Bianchi, D. J. Bomans, A. Boselli, M. Clemens, E. Corbelli, L. Cortese, A. Dariush, I. de Looze, S. di Serego Alighieri, D. Fadda, J. Fritz, D. A. Garcia-Appadoo, G. Gavazzi, C. Giovanardi, M. Grossi, T. M. Hughes, L. K. Hunt, A. P. Jones, S. Madden, D. Pierini, M. Pohlen, S. Sabatini, M. W. L. Smith, J. Verstackpen, C. Vlahakis, E. M. Xilouris, and S. Zibetti. The Herschel Virgo Cluster Survey. I. Luminosity function. , 518:L48, July 2010. doi: 10.1051/0004-6361/201014571.
- B. T. Draine and E. E. Salpeter. On the physics of dust grains in hot gas. , 231:77–94, July 1979a. doi: 10.1086/157165.
- B. T. Draine and E. E. Salpeter. Destruction mechanisms for interstellar dust. , 231:438–455, July 1979b. doi: 10.1086/157206.
- E. Dwek. Temperature fluctuations and infrared emission from dust particles in a hot gas. , 302:363–370, March 1986. doi: 10.1086/163995.
- E. Dwek. The infrared diagnostic of a dusty plasma with applications to supernova remnants. , 322:812–821, November 1987. doi: 10.1086/165774.
- E. Dwek and J. M. Scalo. The evolution of refractory interstellar grains in the solar neighborhood. , 239:193–211, July 1980. doi: 10.1086/158100.
- G. Gavazzi, A. Boselli, W. van Driel, and K. O’Neil. Completing H I observations of galaxies in the Virgo cluster. , 429:439–447, January 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20041678.

- R. Gehrz. Sources of Stardust in the Galaxy. In L. J. Allamandola and A. G. G. M. Tielens, editors, *Interstellar Dust*, volume 135 of *IAU Symposium*, page 445, 1989.
- E. L. Gibb, D. C. B. Whittet, A. C. A. Boogert, and A. G. G. M. Tielens. Interstellar Ice: The Infrared Space Observatory Legacy. , 151:35–73, March 2004. doi: 10.1086/381182.
- R. Giovanelli and M. P. Haynes. Gas deficiency in cluster galaxies - A comparison of nine clusters. , 292:404–425, May 1985. doi: 10.1086/163170.
- J. E. Gunn and J. R. Gott, III. On the Infall of Matter Into Clusters of Galaxies and Some Effects on Their Evolution. , 176:1, August 1972. doi: 10.1086/151605.
- M. P. Haynes and R. Giovanelli. Neutral hydrogen in isolated galaxies. IV - Results for the Arecibo sample. , 89:758–800, June 1984. doi: 10.1086/113573.
- P. Hoppe, J. Leitner, B. S. Meyer, L.-S. The, M. Lugaro, and S. Amari. An Unusual Presolar Silicon Carbide Grain from a Supernova: Implications for the Production of Silicon-29 in Type II Supernovae. , 691:L20–L23, January 2009. doi: 10.1088/0004-637X/691/1/L20.
- P. Hoppe, J. Leitner, E. Gröner, K. K. Marhas, B. S. Meyer, and S. Amari. NanoSIMS Studies of Small Presolar SiC Grains: New Insights into Supernova Nucleosynthesis, Chemistry, and Dust Formation. , 719:1370–1384, August 2010. doi: 10.1088/0004-637X/719/2/1370.
- A. Hota, D. J. Saikia, and J. A. Irwin. NGC 4438 and its environment at radio wavelengths. , 380:1009–1022, September 2007. doi: 10.1111/j.1365-2966.2007.12114.x.
- E. B. Jenkins. A Unified Representation of Gas-Phase Element Depletions in the Interstellar Medium. , 700:1299–1348, August 2009. doi: 10.1088/0004-637X/700/2/1299.
- A. P. Jones. Dust Destruction Processes. In A. N. Witt, G. C. Clayton, and B. T. Draine, editors, *Astrophysics of Dust*, volume 309 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 347, May 2004.
- A. P. Jones and J. A. Nuth. Dust destruction in the ISM: a re-evaluation of dust lifetimes. , 530:A44, June 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201014440.
- A. P. Jones and A. G. G. M. Tielens. The formation of small grains in shocks in the ISM. In A. G. G. M. Tielens, editor, *The Diffuse Interstellar Bands*, pages 79–83, May 1994.
- A. P. Jones, A. G. G. M. Tielens, D. J. Hollenbach, and C. F. McKee. Grain destruction in shocks in the interstellar medium. , 433:797–810, October 1994. doi: 10.1086/174689.
- A. P. Jones, A. G. G. M. Tielens, and D. J. Hollenbach. Grain Shattering in Shocks: The Interstellar Grain Size Distribution. , 469:740, October 1996. doi: 10.1086/177823.
- A. P. Jones, L. Fanciullo, M. Köhler, L. Verstraete, V. Guillet, M. Bocchio, and N. Ysard. The evolution of amorphous hydrocarbons in the ISM: dust modelling from a new vantage point. , 558:A62, October 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201321686.
- A. P. Jones, N. Ysard, M. Köhler, L. Fanciullo, M. Bocchio, E. R. Micelotta, L. Verstraete, and V. Guillet. The cycling of carbon into and out of dust. *Faraday discussions, in press*, art. A62, 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201321686.
- J. D. P. Kenney, V. C. Rubin, P. Planesas, and J. S. Young. Gas filaments in the collisional debris of NGC 4438. , 438:135–154, January 1995. doi: 10.1086/175060.
- J. D. P. Kenney, T. Tal, H. H. Crowl, J. Feldmeier, and G. H. Jacoby. A Spectacular H α Complex in Virgo: Evidence for a Collision between M86 and NGC 4438 and Implications for the Collisional ISM Heating of Ellipticals. , 687:L69–L74, November 2008. doi: 10.1086/593300.
- M. Köhler, A. Jones, and N. Ysard. A hidden reservoir of Fe/FeS in interstellar silicates? , 565:L9, May 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201423985.
- K. Lodders. They Came from the Deep in the Supernova: The Origin of TiC and Metal Subgrains in Presolar Graphite Grains. , 647:L37–L40, August 2006. doi: 10.1086/507181.
- M. E. Machacek, C. Jones, and W. R. Forman. Chandra Observations of NGC 4438: An Environmentally Damaged Galaxy in the Virgo Cluster. , 610:183–200, July 2004. doi: 10.1086/421448.

- M. Matsuura, E. Dwek, M. Meixner, M. Otsuka, B. Babler, M. J. Barlow, J. Roman-Duval, C. Engelbracht, K. Sandstrom, M. Lakićević, J. T. van Loon, G. Sonneborn, G. C. Clayton, K. S. Long, P. Lundqvist, T. Nozawa, K. D. Gordon, S. Hony, P. Panuzzo, K. Okumura, K. A. Misselt, E. Montiel, and M. Sauvage. Herschel Detects a Massive Dust Reservoir in Supernova 1987A. *Science*, 333:1258–, September 2011. doi: 10.1126/science.1205983.
- C. McKee. Dust Destruction in the Interstellar Medium. In L. J. Allamandola and A. G. G. M. Tielens, editors, *Interstellar Dust*, volume 135 of *IAU Symposium*, page 431, 1989.
- C. F. McKee, D. J. Hollenbach, G. C. Seab, and A. G. G. M. Tielens. The structure of the time-dependent interstellar shocks and grain destruction in the interstellar medium. , 318:674–701, July 1987. doi: 10.1086/165403.
- E. R. Micelotta, A. P. Jones, and A. G. G. M. Tielens. Polycyclic aromatic hydrocarbon processing in interstellar shocks. , 510:A36, February 2010. doi: 10.1051/0004-6361/200911682.
- P. Pilleri, S. Treviño-Morales, A. Fuente, C. Joblin, J. Cernicharo, M. Gerin, S. Viti, O. Berné, J. R. Goicoechea, J. Pety, M. Gonzalez-García, J. Montillaud, V. Ossenkopf, C. Kramer, S. García-Burillo, F. Le Petit, and J. Le Bourlot. Spatial distribution of small hydrocarbons in the neighborhood of the ultra compact HII region Monoceros R2. , 554:A87, June 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220795.
- P. M. Roully and L. Spitzer, Jr. A Comparison of the Components in Interstellar Sodium and Calcium. , 115:227, March 1952. doi: 10.1086/145535.
- M. Ruszkowski, M. Brüggén, D. Lee, and M.-S. Shin. Impact of Magnetic Fields on Ram Pressure Stripping in Disk Galaxies. , 784:75, March 2014. doi: 10.1088/0004-637X/784/1/75.
- C. G. Seab. Grain destruction, formation, and evolution. In D. J. Hollenbach and H. A. Thronson, Jr., editors, *Interstellar Processes*, volume 134 of *Astrophysics and Space Science Library*, pages 491–512, 1987.
- C. G. Seab and J. M. Shull. Shock processing of interstellar grains. , 275:652–660, December 1983. doi: 10.1086/161563.
- L. Serra Díaz-Cano and A. P. Jones. Carbonaceous dust in interstellar shock waves: hydrogenated amorphous carbon (a-C:H) vs. graphite. , 492:127–133, December 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200810622.
- S. Sivanandam, M. J. Rieke, and G. H. Rieke. A Warm Molecular Hydrogen Tail due to Ram-pressure Stripping of a Cluster Galaxy. , 717:147–162, July 2010. doi: 10.1088/0004-637X/717/1/147.
- T. P. Snow and A. N. Witt. Interstellar Depletions Updated: Where All the Atoms Went. , 468:L65, September 1996. doi: 10.1086/310225.
- L. Spitzer, Jr. and W. Baade. Stellar Populations and Collisions of Galaxies. , 113:413, March 1951. doi: 10.1086/145406.
- M. Sun, C. Jones, W. Forman, P. E. J. Nulsen, M. Donahue, and G. M. Voit. A 70 Kiloparsec X-Ray Tail in the Cluster A3627. , 637:L81–L84, February 2006. doi: 10.1086/500590.
- M. Sun, M. Donahue, E. Roediger, P. E. J. Nulsen, G. M. Voit, C. Sarazin, W. Forman, and C. Jones. Spectacular X-ray Tails, Intracluster Star Formation, and ULXs in A3627. , 708:946–964, January 2010. doi: 10.1088/0004-637X/708/2/946.
- A. G. G. M. Tielens, C. F. McKee, C. G. Seab, and D. J. Hollenbach. The physics of grain-grain collisions and gas-grain sputtering in interstellar shocks. , 431:321–340, August 1994. doi: 10.1086/174488.
- S. Tonnesen and G. L. Bryan. Gas Stripping in Simulated Galaxies with a Multiphase Interstellar Medium. , 694:789–804, April 2009. doi: 10.1088/0004-637X/694/2/789.
- S. Tonnesen and G. L. Bryan. Star formation in ram pressure stripped galactic tails. , 422:1609–1624, May 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.20737.x.
- S. Tonnesen, G. L. Bryan, and R. Chen. How to Light it Up: Simulating Ram-pressure Stripped X-ray Bright Tails. , 731:98, April 2011. doi: 10.1088/0004-637X/731/2/98.
- B. Vollmer, J. Braine, F. Combes, and Y. Sofue. New CO observations and simulations of the NGC 4438/NGC 4435 system. Interaction diagnostics of the Virgo cluster galaxy NGC 4438. , 441:473–489, October 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20041389.
- R. H. Warmels. The HI properties of spiral galaxies in the Virgo Cluster. III - The HI surface density distribution in 36 galaxies. , 72:427–447, March 1988.
- J. C. Weingartner and B. T. Draine. Photoelectric Emission from Interstellar Dust: Grain Charging and Gas Heating. , 134:263–281, June 2001. doi: 10.1086/320852.
- D. E. Welty, E. B. Jenkins, J. C. Raymond, C. Mallouris, and D. G. York. Intermediate- and High-Velocity Ionized Gas toward ζ Orionis. , 579:304–326, November 2002. doi: 10.1086/342755.