

Πτυχιακή εργασία

Μελέτη της διέγερσης του
μοριακού αερίου σε τυπικές
συνθήκες του μεσοαστρικού
χώρου

Γεώργιος-Φίλιππος Δ. Παράσχος



Σχολή Θετικών Επιστημών, Τμήμα Φυσικής
Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών
Ελλάδα

Σεπτέμβριος 2017

Επιβλέπουσες: Δρ. Δ. Χατζηδημητρίου, Αν. Καθηγήτρια
Δρ. Κ. Δασύρα, Μεταδιδακτορική Ερευνήτρια

Περίληψη

Στην εργασία αυτήν εξετάζουμε το ραδιογαλαξία *OQ 208* με σκοπό να μελετήσουμε τις ιδιότητες του μοριακού αερίου στο μεσοαστρικό χώρο. Ο γαλαξίας αυτός παρουσιάζει πίδακες από τον ενεργό πυρήνα του, οι οποίοι πιθανόν να επηρεάζουν το υπό μελέτη αέριο. Για το λόγο αυτό εξετάζουμε τη διέγερση του μονοξειδίου του άνθρακα χρησιμοποιώντας τρεις γραμμές εκπομπής του, τις $\text{CO } J = 1 \rightarrow 0, 2 \rightarrow 1$ και $3 \rightarrow 2$. Εξετάζουμε την όψη του γαλαξία στις τρεις μεταβάσεις και βρίσκουμε ότι αποτελείται από ένα δίσκο, τρεις σπειροειδείς/παλιρροϊκές δομές, μια δομή εκτός δυναμικής ισορροπίας και διάσπαρτα νέφη που υποδεικνύουν πως ο γαλαξίας προήλθε από σύγκρουση άλλων γαλαξιών, των οποίων οι πυρήνες φαίνονται στο οπτικό. Όλα αυτά μαζί εμπειρεύουν μάζα $1.22 \pm 0.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Κατόπιν, μελετούμε τη διέγερση του μοριακού αερίου με βάση το μοντέλο *Radex* που προβλέπει την ένταση ροής των φασματικών γραμμών ανάλογα με τη θερμοκρασία, την αριθμητική πυκνότητα και την πυκνότητα κολόνας του αερίου. Βρίσκουμε ότι κατά μέση τιμή το αέριο είναι στους $16 \pm 2 K$. Είναι υψηλότερα διεγερμένο στον πυρήνα από ό,τι στις εξωτερικές περιοχές. Η θερμοκρασία είναι στους $15 \pm 5 K$ για τα εσωτερικά $0.5''$ του δίσκου, ενώ είναι $10 \pm 5 K$ σε όλες τις υπόλοιπες περιοχές. Είναι αβέβαιο αν αυτή η υψηλή διέγερση οφείλεται αποκλειστικά στον πίδακα ή τον ενεργό πυρήνα, καθώς στην ίδια περιοχή ανεμένεται έντονη αστρογέννηση. Χρησιμοποιώντας κυρίως επικουρικά δεδομένα, μοντελοποιούμε την εκπομπή της σκόνης με πολλαπλά modified black bodies και βλέπουμε πως έχει θερμοκρασία $20 \pm 5 K$. Με βάση τα δεδομένα μας η εκπομπή της σκόνης προέρχεται από το εσωτερικό $1''$ του πυρήνα. Συνεπώς, οι θερμοκρασίες σκόνης και αερίου είναι συνολικά συνεπείς μεταξύ τους.

Abstract

In this thesis we study the radiogalaxy *OQ 208*, aiming to examine the properties of the molecular gas in the interstellar medium. This galaxy exhibits jets originating from its active nucleus, which could disturb the molecular gas in question. For this reason we study the excitation of the first three transitions of carbon monoxide molecules: CO $J = 1 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 1$ and $3 \rightarrow 2$. We examine different views of the galaxy for the aforementioned transitions and discover that it consists of a disk, spiral/tidal structures, one structure out of dynamical equilibrium, and scattered molecular clouds, from which we deduce that it must have experienced a merging event. The nuclei of the merging galaxies are visible in optical wavelengths. The components listed above add up to $1.22 \pm 0.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. We analyse the excitation of the molecular gas using the model *Radex*, which estimates the spectral line energy distribution of the CO based on the temperature, column density, and volume density of the said gas. We find an average temperature of $16 \pm 2 K$ for the bulk of the gas. The latter is more highly excited at the nucleus than at outer regions. The temperature is at $15 \pm 5 K$ for the inner $0.5''$ of the disk, and at $10 \pm 5 K$ for the gas in all other components. It is unclear if this high excitation is entirely due to the jet or to the active nucleus, as increased star formation is expected in the same region. Based on primarily ancillary data, the spectral energy distribution yields a dust temperature of $20 \pm 5 K$, if modeled with multiply modified black bodies. Based on our data the dust emission originates mainly from the inner $1''$. The dust and gas temperatures are, thus, overall consistent.

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τις επιβλέπουσες Δρ. Καλλιόπη Δασύρα και την αναπληρώτρια καθηγήτρια Δέσποινα Χατζηδημητρίου, για τη συνεργασία και την πολύτιμη συμβολή τους στην ολοκλήρωση της παρούσας πτυχιακής εργασίας,

Περιεχόμενα

1	Υπόβαθρο	6
1.1	Ραδιογαλαξίες και αστρογέννηση	6
1.2	Ο ραδιογαλαξίας <i>OQ 208</i>	8
2	Δεδομένα	11
2.1	(Sub)-mm interferometry του γαλαξία <i>OQ 208</i>	11
2.2	Μορφή του γαλαξία στο συνεχές και ιδιότητες σκόνης-πίδακα	12
2.3	Μορφή του γαλαξία σε γραμμές εκπομπής μοριακού αερίου (CO)	14
3	Ανάλυση δεδομένων αερίου (CO)	29
3.1	Μάζα αερίου βάσει της εκπομπής CO: $J = 1 \rightarrow 0$	29
3.1.1	CO: $J = 1 \rightarrow 0$ και παράγοντας μετατροπής X_{CO} ή α_{CO}	29
3.1.2	Εξαγωγή του X_{CO} για την περίπτωση οπτικά πυκνού αερίου	31
3.1.3	Εξαγωγή του X_{CO} για την περίπτωση οπτικά αραιού αερίου	33
3.1.4	Απόδειξη εξαγωγής της μάζας μοριακού νέφους	36
3.1.5	M_{mol} στο γαλαξία <i>OQ 208</i>	37
3.2	Διέγερση του αερίου βάσει της εκπομπής CO: $J = 1 \rightarrow 0, 2 \rightarrow 1, 3 \rightarrow 2$	38
3.2.1	Μοντελοποίηση μέσω του κώδικα <i>Radex</i>	38
3.2.2	Συμπεριφορά του CO spectral line energy distribution (SLED)	41
3.2.3	Βέλτιστες προσαρμογές	41
4	Συμπεράσματα	47
A'	Κώδικες	48
A'.1	Dust fit	48
A'.2	CO SLED	49
B'	Βιβλιογραφία	51

Κεφάλαιο 1

Υπόβαθρο

1.1 Ραδιογαλαξίες και αστρογέννηση

Στην παρούσα εργασία μελετούμε το μοριακό αέριο σε τυπικές συνθήκες του μεσοαστρικού χώρου, λαμβάνοντας υπόψιν ότι από γαλαξία σε γαλαξία παρατηρούνται πολύ μεγάλες διαφοροποιήσεις των συνθηκών του. Σκοπός είναι να διερευνήσουμε κατά πόσον ενεργητικά φαινόμενα όπως οι πίδακες από μελανές οπές επηρεάζουν τη γέννηση των άστρων.

Στο γαλαξία που μελετούμε, το radio jet εντοπίζεται στον πυρήνα του, και πιθανόν να αλλάζει τις ιδιότητες του μοριακού αερίου (που δημιουργεί άστρα). Σε πρώτο, λοιπόν, στάδιο ψάχνουμε για διαφορές στη διέγερση των μορίων σε διαφορετικά μέρη του γαλαξία. Εφόσον αποδείξουμε ότι οι πίδακες όντως διεγείρουν το μοριακό αέριο, η μελέτη του μοριακού αερίου μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην ανίχνευση εκροών από γαλαξίες που βρίσκονται στο πιο μακρινό σύμπαν (Dasyra et al. 2016). Έτσι θα μπορούμε να υπολογίσουμε και τη μάζα τέτοιων εκροών.

Οι γαλαξίες μπορούν να διαχωριστούν σε κατηγορίες με βάση το μήκος κύματος στο οποίο εκπέμπουν το μέγιστο της ακτινοβολίας τους. Εμείς εδώ θα μελετήσουμε ένα γαλαξία που ανήκει στην κατηγορία των ραδιογαλαξιών. Οι ραδιογαλαξίες παρουσιάζουν μέγιστο στα ραδιοκύματα, δηλαδή σε συχνότητες μεταξύ 10 KHz και 1 THz . Χαρακτηριστικό τους είναι η έντονη εκπομπή σύγχροτρον εξαιτίας των υπερμεγέθων μελανών οπών που βρίσκονται στον πυρήνα τους. Κάποιοι από αυτούς τους γαλαξίες έχουν συχνά και έναν «ενεργό πυρήνα» στο οπτικό. Είναι δηλαδή αυτό που ορίζεται ως Active Galactic Nucleus (AGN).

Η ακτινοβολία σύγχροτρον προέρχεται από την κίνηση ηλεκτρονίων κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών του γαλαξία, που συχνά σχετίζονται με μελανές οπές. Πρέπει ωστόσο η κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων να ξεπερνά την αδρανειακή τους μάζα για να μπορούμε να μιλάμε για σύγχροτρον. Πρέπει δηλαδή να ισχύει:

$$E_{kin} \gg m_e c^2 \quad (1.1)$$

Πρόκειται για μη θερμική ακτινοβολία, κάτι το οποίο φαίνεται αν προσπαθούσαμε να αντιστοιχίσουμε την ενέργεια σε κάποια θερμοκρασία:

$$E_{kin} = 3k_B T \Leftrightarrow T = \frac{\gamma m_e c^2}{3k_B} \quad (1.2)$$

που για τυπικές τιμές $\gamma = 10^4$ δίνει θερμοκρασία της τάξης των τρισεκατομμυρίων Κέλβιν, κάτι το οποίο δεν αντιστοιχεί σε κάποιο γνωστό μέλαν σώμα.

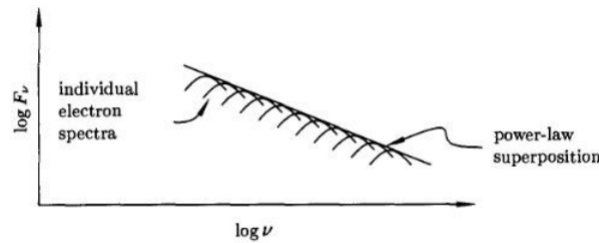
Αν θέλουμε να βρούμε την τάξη μεγέθους της συχνότητας που χαρακτηρίζει τη σύγχροτρον, αρκεί να μελετήσουμε την κίνηση ενός ηλεκτρονίου στο μαγνητικό πεδίο. Η δύναμη που του ασκείται είναι η Lorentz η οποία είναι κάθετη στην τροχιά του. Η γωνιακή του ταχύτητα θα δίνεται από την κίνηση Larmor και μπορεί να βρεθεί από τη σχέση:

$$\omega = \frac{v_{\perp}}{r_L} = \frac{eB}{m_e c} \quad (1.3)$$

όπου v_{\perp} η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας στη μαγνητική γραμμή και r_L η ακτίνα Larmor. Λύνοντας ως προς τη συχνότητα, προκύπτει:

$$\nu = 2.8B \quad (1.4)$$

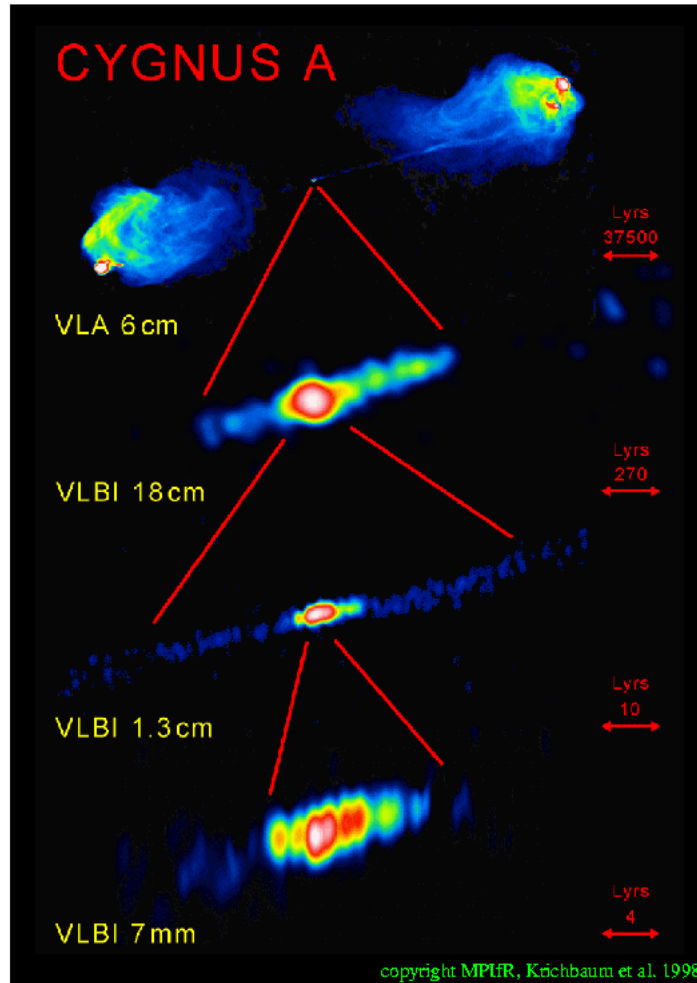
με το μαγνητικό πεδίο να είναι σε Gauss και τη συχνότητα σε MHz. Αναπαριστώντας το φάσμα της ακτινοβολίας σε ένα διάγραμμα (σχήμα 1.1) παρατηρούμε ότι η επαλληλία των ξεχωριστών ηλεκτρονίων μάς δίνει το νόμο δύναμης που περιμέναμε.



Σχήμα 1.1: Συσχετισμός της ροής ακτινοβολίας σύγχροτρον με τη συχνότητα (fig. 18.4 Shu, 1991).

Η ακτινοβολία σύγχροτρον που εξέρχεται από τον ενεργό πυρήνα δημιουργεί συνήθως δύο πίδακες, οι οποίοι σε κάποιες περιπτώσεις «ενώνουν» τον πυρήνα με τα radio lobes του γαλαξία. Αυτό φαίνεται και στην εικόνα 1.2. Σε άλλες περιπτώσεις βέβαια μπορεί να μην ανιχνεύονται ραδιολοβοί και απλά οι πίδακες να εκτείνονται πολύ μακριά από το γαλαξία.

Οι ραδιογαλαξίες χωρίζονται σε διάφορες κατηγορίες, οι οποίες για να γίνουν πιο ξεκάθαρες, αναπαρίστανται στην εικόνα 1.3. Χονδρικά χωρίζονται σε radio loud και radio quiet. Η διαφορά τους είναι πώς οι μεν radio loud έχουν τουλάχιστον δέκα φορές μεγαλύτερη ροή στο ραδιοφωνικό (5 GHz) από ό,τι στο οπτικό B-band (Kellermann et al. 1989). Στους radio loud ραδιογαλαξίες παρατηρούμε συχνά μεγάλης κλίμακας radio jets και radio lobes, με την κινητική ενέργεια των jets να είναι σε πολλές περιπτώσεις ένα σημαντικό ποσοστό της ολικής, βολομετρικής λαμπρότητας. Οι ασθενότερες εκροές των radio quiet ραδιογαλαξιών είναι συχνά ασήμαντες. Οι radio loud ραδιογαλαξίες είναι συνήθως ελλειπτικοί γαλαξίες που έχουν υποβληθεί πρόσφατα σε συγχώνευση με άλλον γαλαξία (mergers), ενώ οι radio quiet είναι συνήθως σπειροειδείς γαλαξίες. Η χωρική πυκνότητα των radio loud στο οπτικό είναι μια τάξη μεγέθους κάτω από των radio quiet (Wilson & Colbert 1995). Ανάλογα τώρα με τον προσανατολισμό τους σε σχέση με τη Γη υπάρχουν και άλλες κατηγοριοποιήσεις, π.χ. κάποιοι από αυτούς τους γαλαξίες είναι και Blazars, αν ο πίδακάς τους κοιτά περιοδικά τη Γη.



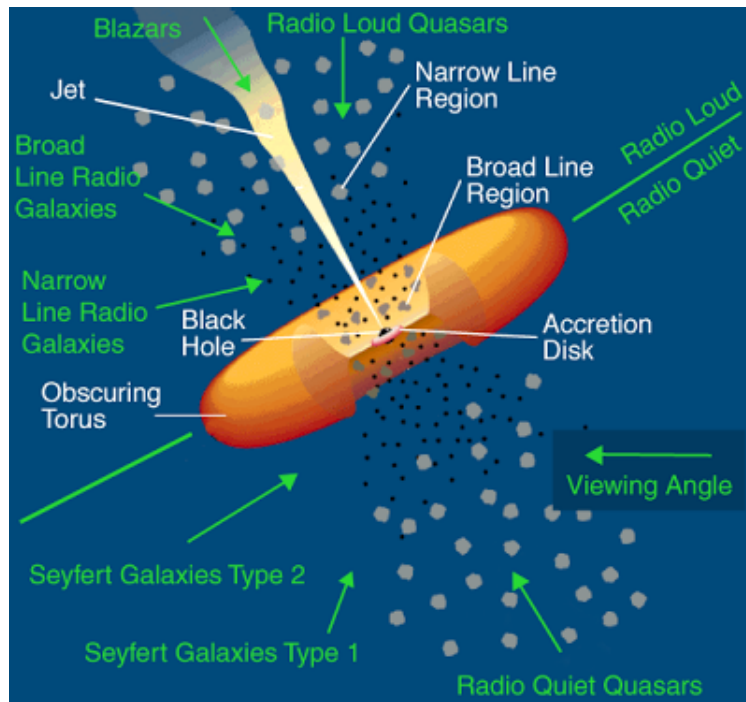
Σχήμα 1.2: Μέτρηση της ακτινοβολίας του ραδιογαλαξία Cygnus A με το Very large Array (Krichbaum et al. 1998). Στο πάνω μέρος της εικόνας διακρίνονται οι ραδιολοβοί, ενώ παρακάτω φαίνονται μεγεθύνσεις του πυρήνα μέσω interferometry.

1.2 Ο ραδιογαλαξίας OQ 208

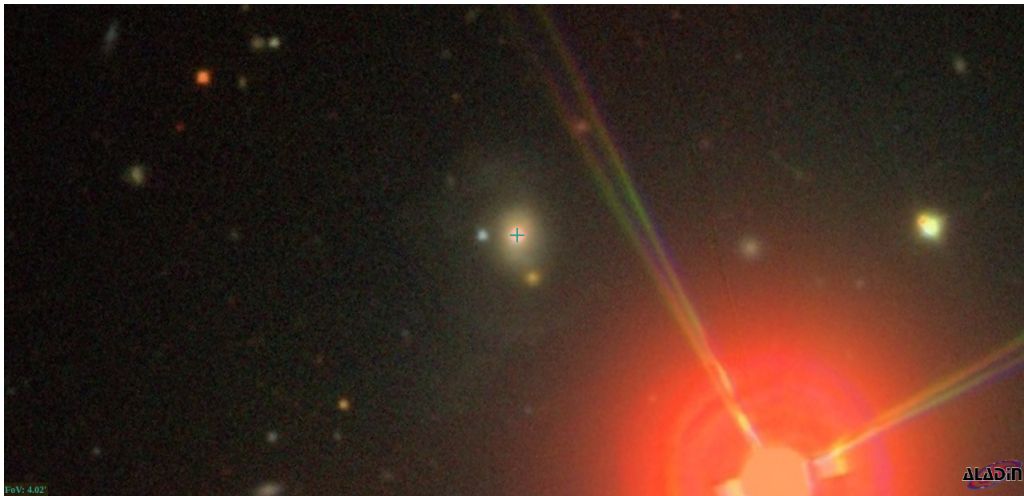
Ο γαλαξίας που μελετούμε είναι ο OQ 208, ή αλλιώς Mrk 0668. Έχει ερυθρομετατόπιση $z = 0.077010 \pm 0.000042^1$, δηλαδή είναι σε απόσταση ~ 340 Mpc. Είναι QSO στο οπτικό (Lü 1972) και blazar (Massaro et al. 2009) στο ραδιοφωνικό (B. Ocaña Flaquer et al. 2010) (βλέπε σχήμα 1.3). Ανήκει στον κατάλογο Markarian, και έχει ιδιαίτερα υψηλή εκπομπή στα υπέρυθρα μήκη κύματος σε σύγκριση με άλλους ραδιογαλαξίες (Lanz et al. 2015). Στα οπτικά μήκη κύματος ο γαλαξίας διακρίνεται στην εικόνα 1.4 (το κέντρο του γαλαξία σηματοδοτείται από το σταυρό στη μέση της εικόνας). Στο ραδιοφωνικό, ο γαλαξίας φαίνεται, σε πολύ μικρότερες κλίμακες, στην εικόνα 1.5. Η φασματική κατανομή της ενέργειάς του απεικονίζεται στο σχήμα 1.6.

Παρατηρούμε δύο νόμους δύναμης. Ο ένας αντιστοιχεί στην ακτινοβολία σύγχροτρον. Βρίσκεται στις χαμηλότερες συχνότητες. Μπορούμε να τον προσομοιώσουμε χρησιμοποιώντας τις τιμές του σχήματος 1.6 με συνάρτηση της μορφής $f(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$. Έτσι προκύπτει το διάγραμμα 1.7 από το οποίο βλέπουμε πως $\alpha = 1.55$. Στις υψηλότερες

¹NED



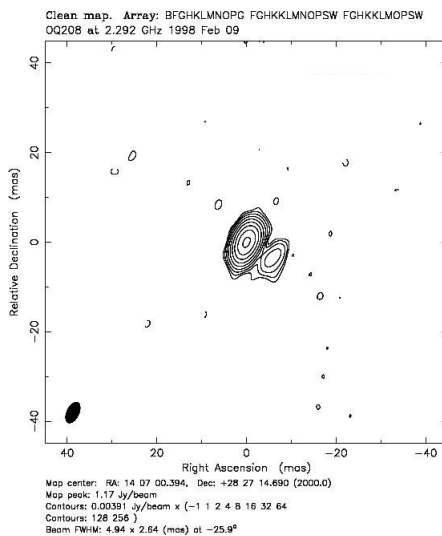
Σχήμα 1.3: Πρότυπο για τους γαλαξίες (C.M. Urry, P. Padovani, 1995, PASP, 107, 803).



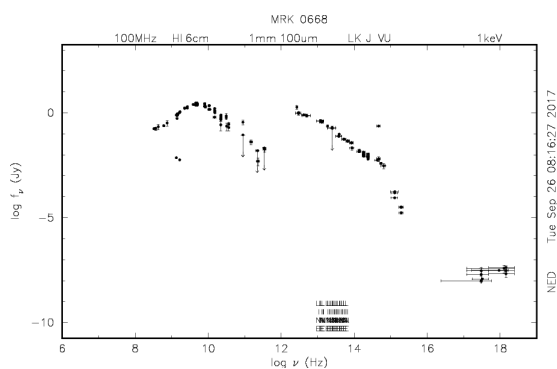
Σχήμα 1.4: Σύνθετη εικόνα του γαλαξία *OQ 208* σε τρία οπτικά μήκη κύματος (SDSS).

συχνότητες και συγκεκριμένα πάνω από 10^6 GHz, βρίσκουμε το δεύτερο νόμο δύναμης που προέρχεται από αντίστροφο σχεδασμό Compton². Μεταξύ των δύο νόμων βρίσκουμε το φάσμα των άστρων με τα γηραιότερα να βρίσκονται στις χαμηλότερες συχνότητες και τα νεότερα στις υψηλότερες. Επίσης υπάρχει και συνεισφορά από το accretion disk της κεντρικής μελανής οπής. Επιπλέον, μεταξύ του jet και του φάσματος των άστρων υπάρχει η συνεισφορά της σκόνης που μοντελοποιείται ως modified black body (mbb).

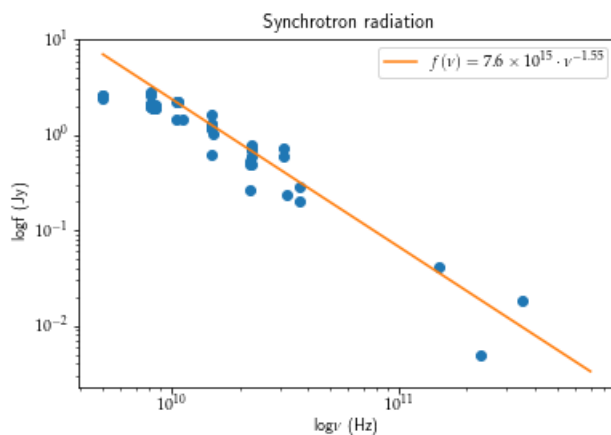
²Η ακτινοβολία αυτή παρατηρείται όταν χαμηλοενεργειακά φωτόνια (π.χ. αυτά του κοσμικού υποβάθρου) σχεδιάζονται σε υψηλότερες ενέργειες από υψηλοενεργειακά ηλεκτρόνια.



Σχήμα 1.5: Απεικόνιση των jets του OQ 208 (NED).



Σχήμα 1.6: Φασματική κατανομή ενέργειας του γαλαξία OQ 208 σύμφωνα με τη βάση δεδομένων NED.



Σχήμα 1.7: Φασματική κατανομή της ακτινοβολίας σύγχροτρον του γαλαξία OQ 208 με best fit για νόμο δύναμης.

Κεφάλαιο 2

Δεδομένα

2.1 (Sub)-mm interferometry του γαλαξία *OQ 208*

Συγκεντρώσαμε τα δεδομένα για το γαλαξία *OQ 208* στις μεταβάσεις CO: $J = 1 \rightarrow 0$, $J = 2 \rightarrow 1$ και $J = 3 \rightarrow 2$ μέσω interferometry. Οι παρατηρήσεις των πρώτων δύο γραμμών έγιναν με το Plateau de Bure (PdB) Interferometer του Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) ως μέρος του προγράμματος W086 (PI Dasyra). Τα δεδομένα συλλέχθηκαν το 2012, κατά τη διάρκεια αρκετών μηνών. Η συστοιχία αποτελούνταν από έξι αντέννες σε σχηματισμό $A + B$, ενώ ως backend χρησιμοποιήθηκε το WIDEX. Οι βαθμονομήσεις της ροής, της μπάντας και της φάσης έγιναν με τις πηγές MWC349, 1354+195 και 1308+326 αντίστοιχα. Ο χρόνος έκθεσης επί της πηγής μάς έδωσε θόρυβο της τάξης 1.1 mJy σε 5.5 MHz για τη μετάβαση CO: $J = 1 \rightarrow 0$ και 2 mJy σε 11 MHz κανάλια για τη μετάβαση CO: $J = 2 \rightarrow 1$. Λάβαμε βαθμονομημένα αρχεία με τα δεδομένα visibilities, τα οποία επεξεργαστήκαμε περαιτέρω μέσω του περιβάλλοντος GILDAS MAPPING, που αναπτύχθηκε από το IRAM για την ανάλυση τέτοιων δεδομένων. Κάναμε fit και αφαιρέσαμε το συνεχές από τα αρχεία με τα visibilities μέσω του UV_FIT. Δημιουργήσαμε τρισδιάστατες εικόνες με και χωρίς το συνεχές, μέσω του UV_MAP. Τέλος, διορθώσαμε τις εικόνες ως προς τους λοβούς του dirty beam μέσω του CLEAN που χρησιμοποιεί αλγόριθμο Hogbom deconvolution.

Οι παρατηρήσεις για τη μετάβαση CO: $J = 3 \rightarrow 2$ έγιναν με το Sub-Millimeter array (SMA) of the Smithsonian Astrophysical Observatory and the Academia Sinica Institute of Astronomy and Astrophysics ως μέρος του προγράμματος 2012B-S013 (PI Dasyra). Οι παρατηρήσεις έγιναν τον Απρίλιο του 2013 μέσω των οκτώ SMA αντέννων σε συμπαγή σχηματισμό. Οι 3C84 (Perseus A) και BLLac χρησιμοποιήθηκαν για τη βαθμονόμηση της μπάντας, η Καλλιστώ και ο Τιτάνας για τη βαθμονόμηση της ροής και οι 3C274 και 1310+323 για τη βαθμονόμηση της φάσης. Η διάρκεια των παρατηρήσεων της πηγής και των διορθώσεων κατεύθυνσης ήταν περίπου 9 ώρες. Τα βαθμονομημένα δεδομένα μάς παραδόθηκαν σε visibility tables αναγνώσιμα μέσω του GILDAS και εμείς αφαιρέσαμε τα προβληματικά κανάλια με το χέρι πριν την ανάλυση των δεδομένων. Κατόπιν, δημιουργήσαμε τις εικόνες με παρόμοια μέθοδο με αυτήν που ακολουθήσαμε για τα δεδομένα του PdB.

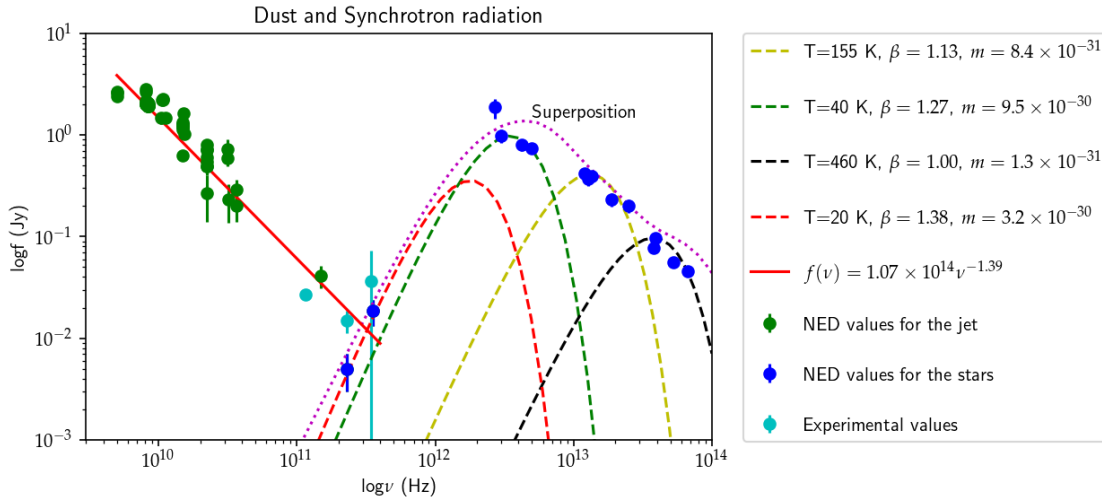
Στην κοινή ανάλυση των ταχυτήτων στα $\sim 27 \text{ km/s}$ τα δεδομένα του PdB έφταναν σε επίπεδα θορύβου 0.3 mJy/beam για την πρώτη μετάβαση και 0.4 mJy/beam για τη δεύτερη μετάβαση. Αντίστοιχα, οι beams αντιστοιχούσαν σε ελλείψεις διαστάσεων

$1.09 \text{ arcsec} \times 0.80 \text{ arcsec}$ στις 36° και $0.58 \text{ arcsec} \times 0.39 \text{ arcsec}$ στις 55° . Στην ίδια ανάλυση ταχυτήτων ο θόρυβος στον κύβο της τρίτης μετάβασης αντιστοιχούσε σε 14 mJy/beam με beam διαστάσεων $2.26 \text{ arcsec} \times 1.99 \text{ arcsec}$ (στις -53°).

2.2 Μορφή του γαλαξία στο συνεχές και ιδιότητες σκόνης-πίδακα

Συνεχίζοντας τη μελέτη για τη φασματική κατανομή ενέργειας, χρησιμοποιήσαμε τα αρχειακά και τα δικά μας δεδομένα και μοντελοποιήσαμε τη σκόνη ως mbb. Χρησιμοποιήσαμε έναν κώδικα που γράψαμε και που παρατίθεται στο παράρτημα A.1. Ο κώδικας υπολογίζει τη ροή ενός modified black body από νόμο της μορφής $f(\nu) \propto \nu^\beta B_\nu$ (Kelly et al. 2012, Hildebrand 1983), όπου B_ν ο νόμος Planck (βλέπε σχέση 3.26). Κάνει την ελαχιστοποίηση με τη μέθοδο χ^2 που περιγράφεται στην παράγραφο 3.2.1.

Από τα δεδομένα του NED για τη σκόνη υπολογίζουμε τις βέλτιστες τιμές για τον συντελεστή κανονικοποίησης m , τον εκθέτη β^1 και τη θερμοκρασία T . Με βάση τα δεδομένα, βρήκαμε πως η εκπομπή μοντελοποιείται καλύτερα με τέσσερα mbb. Η επαλληλία τους δε παρουσιάζεται με τη διακεκομμένη γραμμή στο διάγραμμα 2.1. Στις συχνότητες που εκπέμπει η κρύα σκόνη, η βέλτιστη λύση είναι για $20 \pm 5 \text{ K}$. Χρησιμοποιούμε το μοντέλο μας αυτό για τη σκόνη για να βρούμε την εκπομπή του jet, αφαιρώντας το από τις πειραματικές τιμές. Βρίσκουμε ότι η συνεισφορά του jet είναι αμελητέα στα 115.2712 GHz , ενώ στα 345.796 GHz το jet ακτινοβολεί $18 \pm 1 \text{ mJy}$. Τέλος, λαμβάνοντας υπόψιν τις καινούργιες μας μετρήσεις (και αφαιρώντας το μοντέλο της σκόνης από αυτές) τροποποιούμε και το fit για την ακτινοβολία σύγχροτρον. Βρίσκουμε ότι το best fit τώρα είναι $\alpha = 1.39$.

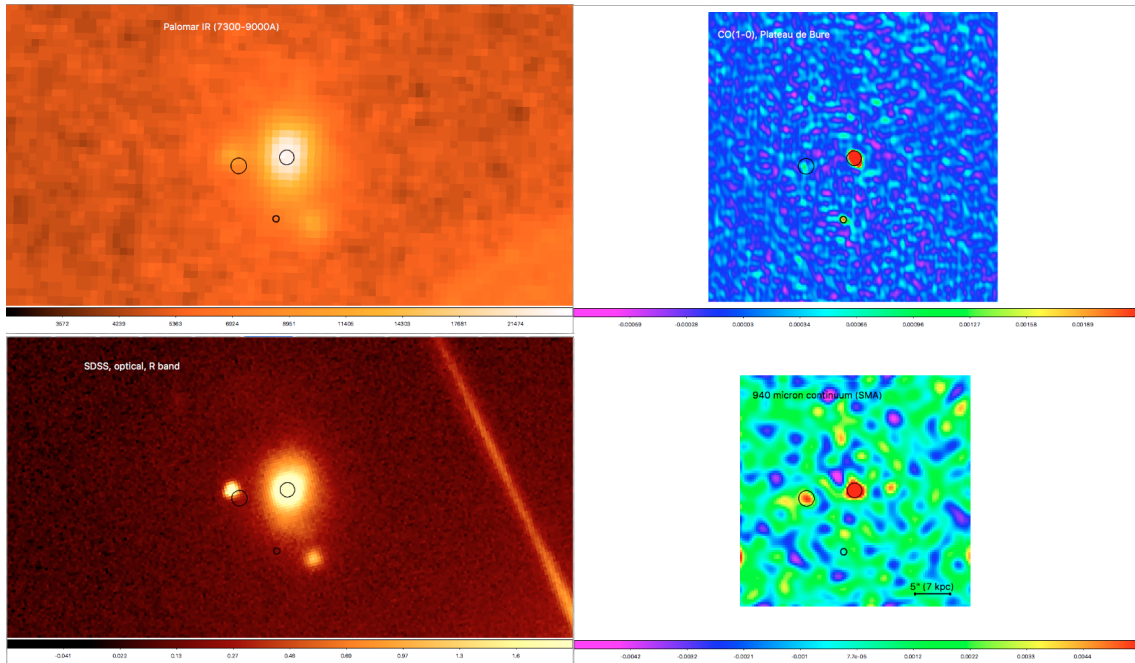


Σχήμα 2.1: Φασματική κατανομή ενέργειας του γαλαξία *OQ 208* με best fits για τον πίδακα (νόμος δύναμης) και modified black body για την ακτινοβολία της σκόνης. Σημειώνονται και οι δικές μας μετρήσεις του συνεχούς με γαλάζιο χρώμα.

Κατόπιν εξετάσαμε τις πληροφορίες που παρείχαν τα δεδομένα μας καθώς και αρχειακά δεδομένα για τη μορφολογία του γαλαξία. Ήδη από την εικόνα του *OQ 208*

¹Το β κινείται μεταξύ ένα και δύο (Boselli et al. 2012, Bianchi 2013).

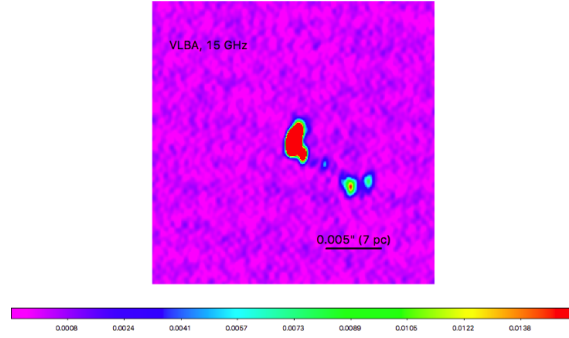
στο οπτικό (1.4) παρατηρούμε πως κοντά στο γαλαξία υπάρχουν και άλλα δύο «σώματα»: ένα δυτικά του κέντρου και ένα νότιο-νοτιοδυτικά. Υποπτευόμαστε ότι μπορεί να πρόκειται για άλλους γαλαξίες που έχουν αλληλεπιδράσει βαρυτικά με τον *OQ 208*, και αυτό που βλέπουμε να είναι οι πυρήνες των γαλαξιών αυτών που έχουν απομείνει. Άλλωστε αυτός ο γαλαξίας είναι υποψήφιος για τη μελέτη συγχώνευσης μελανών οπών (Liu et al. 2015). Για να το ελέγξουμε, αντιπαραθέτουμε μια εικόνα στο συνεχές με μια στα ραδιοκύματα στη μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$. Οι εικόνες έχουν ίδιο προσανατολισμό και πεδίο στον ουρανό και φαίνονται στο σχήμα 2.2. Επικεντρωνόμαστε λοιπόν αρχικά στα πρώτα τρία πάνελ. Παρατηρούμε πως υπάρχει ένα είδος «γέφυρας» μεταξύ των δύο components που φαίνονται στο οπτικό και στο υπέρυθρο. Αυτό ενισχύει την υπόθεσή μας για πιθανές βαρυτικές αλληλεπιδράσεις. Στα πάνελ αυτά, αλλά και στο τέταρτο, έχουμε σημειώσει τρεις περιοχές, ώστε να φαίνεται σε κάθε εικόνα σε ποια περιοχή αντιστοιχεί η κάθε ροή. Παρατηρούμε έτσι στο συνεχές μια περιοχή όπου πιθανόν να υπάρχει σήμα.



Σχήμα 2.2: Παράθεση εικόνων του *OQ 208*. Στο πρώτο πάνελ βλέπουμε το γαλαξία στο υπέρυθρο. Στο δεύτερο πάνελ στη μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$ του μονοξειδίου του άνθρακα. Στο τρίτο πάνελ παρατηρούμε το γαλαξία στο οπτικό. Στο τέταρτο πάνελ παρατηρούμε το γαλαξία στο συνεχές ($940 \mu m$).

Ολοκληρώνοντας στην περιοχή αυτή, αριστερά του κέντρου του γαλαξία (στο συνεχές της μετάβασης $J = 2 \rightarrow 1$ την οποία μετά αναγάγαμε στη ροή της μετάβασης $J = 1 \rightarrow 0$, σύμφωνα με τη σχέση των συχνοτήτων των δύο μεταβάσεων) βρίσκουμε ένα σήμα στη ροή. Η ροή που μετράται για την εκπομπή της σκόνης είναι $15 mJy$. Αντίστοιχα ο θόρυβος είναι $\sigma = 5.3 mJy$. Συνεπώς δεν μπορούμε να πούμε αν όντως πρόκειται για κάποια δομή, καθώς η μέτρηση είναι μικρότερη του 3σ . Σε αυτό συμβάλλει και το γεγονός ότι καθώς απομακρυνόμαστε από το κέντρο της εικόνας το σφάλμα αυξάνεται, λόγω του τρόπου με τον οποίο λαμβάνονται οι εικόνες από τα ραδιοτηλεσκόπια. Και αυτό γιατί ενώ όλα «κοιτούν» στο κέντρο της εικόνας, όσο απομακρυνόμαστε από αυτό μειώνεται και ο αριθμός των επιμέρους τηλεσκοπίων της διάταξης που καλύπτουν την ίδια περιοχή.

Τέλος, στην εικόνα 2.3 παρατηρούμε το γαλαξία στο ραδιοφωνικό. Ο πίδακας εκτείνεται σε μια απόσταση μόνο $\sim 10 pc$, δηλαδή τρεις τάξεις μεγέθους μικρότερη από την έκταση του γαλαξία. Αυτό από τη μία μας λέει ότι η ακρίβεια στην ανάλυση που μπορούμε να πετύχουμε στις ραδιοφωνικές συχνότητες είναι εντυπωσιακή και από την άλλη πως πιθανόν να μη δούμε διαφορά στη διέγερση του αερίου στο mm , αν δεν έχουν υπάρξει προηγούμενα jet events και αν το αέριο δεν είναι εντοπισμένο πολύ κοντά στον πυρήνα.



Σχήμα 2.3: Εικόνα του γαλαξία OQ 208 στο ραδιοφωνικό, στα 15 GHz.

2.3 Μορφή του γαλαξία σε γραμμές εκπομπής μοριακού αερίου (CO)

Τώρα θα παρουσιάσουμε την εικόνα του γαλαξία στις τρεις πρώτες περιστροφικές στάθμες του μονοξειδίου του άνθρακα ($J = 1 \rightarrow 0$, $J = 2 \rightarrow 1$ και $J = 3 \rightarrow 2$). Αυτές είναι οι γραμμές που ανιχνεύουν το κρύο μοριακό αέριο καθώς έχουν χαμηλές ενεργειακές στάθμες (διότι το μόριο είναι ασύμμετρο και έχει διπολική ροπή εν αντιθέσει με το μοριακό υδρογόνο που έχει τετραπολική ροπή και εκπέμπει σε θερμοκρασίες άνω των $\sim 500 K$). Ακριβέστερη ανάλυση παρατίθεται στο κεφάλαιο σχετικά με τον παράγοντα μετατροπής X_{CO} (3.1).

Από τη μετατόπιση των γραμμών εκπομπής του μονοξειδίου του άνθρακα, εξαγάγαμε μια τιμή για την ερυθρομετατόπιση. Την υπολογίσαμε να είναι $z = 0.075 \pm 0.008$. Η τιμή συμπίπτει (εντός του σφάλματος) με την τιμή από το NED.

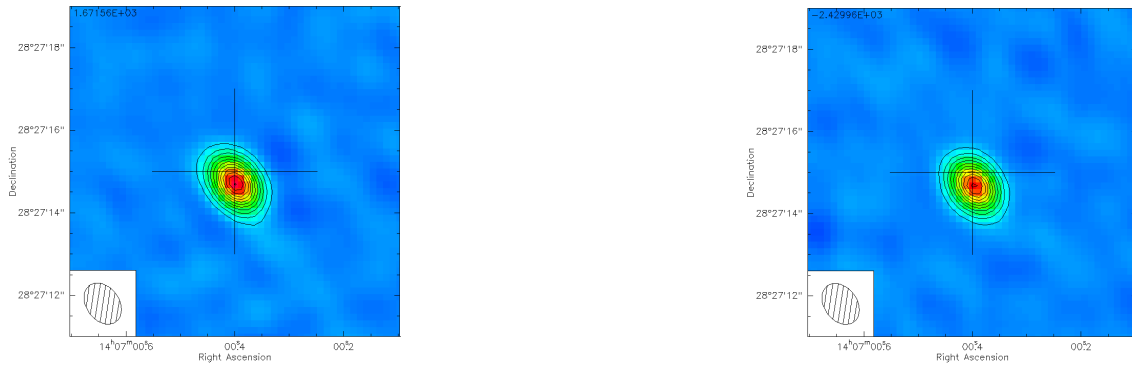
Επεξεργαστήκαμε τα δεδομένα χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα MAPPING και για δεδομένα του τηλεσκοπίου Plateau de Bure Interferometer ($J = 1 \rightarrow 0$, $J = 2 \rightarrow 1$) και για τα δεδομένα του Submillimeter Array ($J = 3 \rightarrow 2$). Το λογισμικό αυτό μας επιτρέπει να εξετάζουμε την εικόνα του γαλαξία στις διάφορες συχνότητες, ενώ παράλληλα αποτυπώνει και το φάσμα. Επιπλέον μπορούμε να ολοκληρώσουμε το φάσμα μεταξύ των άκρων που θέλουμε στις συχνότητες, ώστε να βρούμε τη ροή που εξέρχεται από το γαλαξία στο συγκεκριμένο διάστημα τιμών. Η ροή που μας δίνει είναι σε $Jy \cdot km/s$, καθώς μέσω της σχέσης Doppler² το πρόγραμμα μετατρέπει τις συχνότητες σε ταχύτητες.

Κατόπιν μελετήσαμε τις εικόνες του εν λόγω γαλαξία για κάθε μετάβαση. Οι εικόνες αυτές φαίνονται παρακάτω, στα σχήματα 2.7, 2.8, 2.9, 2.10, 2.11, 2.12, 2.13, 2.14

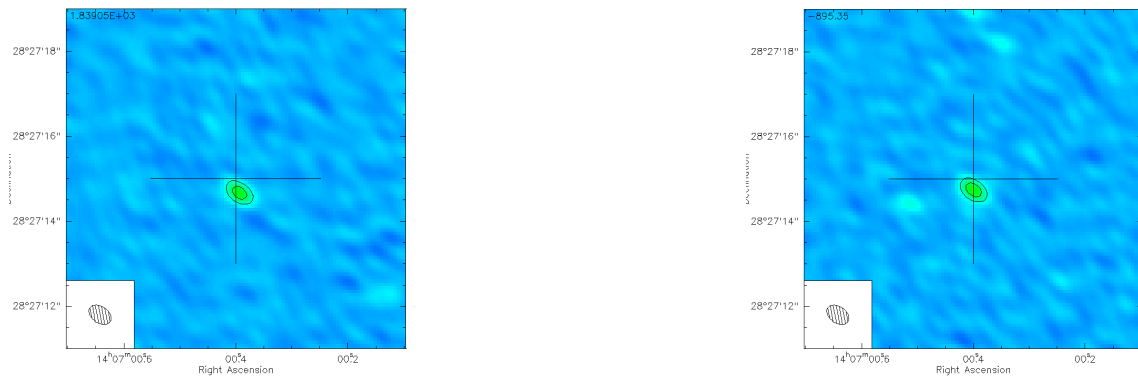
² $\nu = \left(\frac{c+v_r}{c+v_s}\right)\nu_0$, όπου v_r η ταχύτητα του δέκτη, v_s η ταχύτητα της πηγής, ν_0 η εκπεμπόμενη συχνότητα και ν η συχνότητα που λαμβάνεται.

και 2.15. Όπως μπορεί κανείς να διαπιστώσει, ο γαλαξίας αποτυπώνεται σε τρεις διαφορετικές αναλύσεις σε κάθε μετάβαση, αλλάζει δηλαδή το μέγεθος του Δv ή αντίστοιχα αλλάζει ο αριθμός των συχνοτήτων σε κάθε κανάλι του τηλεσκοπίου³. Όσο λιγότερες ταχύτητες έχουμε ανά κανάλι, τόσο μεγαλύτερη η ανάλυση της εικόνας. Έτσι, καθώς οι πολυάριθμες δομές που διακρίνονται, χαρακτηρίζονται από διάφορους φυσικούς νόμους, οι διαφορετικές αναλύσεις μάς δίνουν άλλες φυσικές πληροφορίες κάθε φορά.

Τα όρια ταχυτήτων μεταξύ των οποίων απεικονίζεται ο γαλαξίας λήφθηκαν με βάση το πού βλέπαμε σήμα και ήταν περίπου $\pm 300 \text{ km/s}$. Στις εικόνες που παραθέτουμε εδώ, οι ροές που λάβαμε υπόψιν είναι για επίπεδο εμπιστοσύνης 3σ . Από τις εικόνες αυτές έχει αφαιρεθεί η εκπομπή του συνεχούς, ώστε να μπορούμε να μελετήσουμε μόνο τις μεταβάσεις που μας ενδιαφέρουν. Σαν μέτρο σύγκρισης παραθέτουμε και τις εικόνες του γαλαξία στο συνεχές (σχήματα 2.4, 2.5 και 2.6): σε καθεμία εικόνα φαίνεται το συνεχές σε υψηλότερες και χαμηλότερες συχνότητες της αντίστοιχης γραμμής (χωρίς να παρουσιάζει κάποια σημαντική απόκλιση για τις δύο εκδοχές).



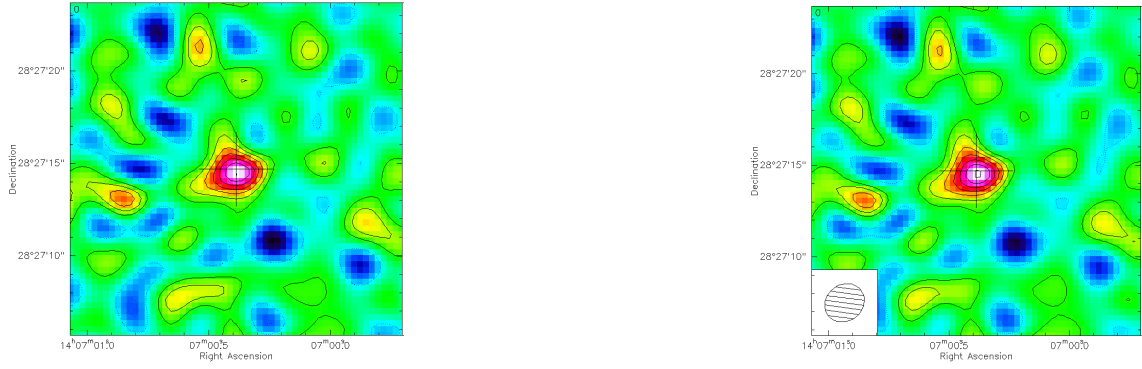
Σχήμα 2.4: Εικόνες του OQ 208 στο συνεχές στα 2.6 mm (κάτω από τη γραμμή CO $J = 1 \rightarrow 0$).



Σχήμα 2.5: Εικόνες του OQ 208 στο συνεχές στα 1.3 mm (κάτω από τη γραμμή CO $J = 2 \rightarrow 1$).

Ξεκινώντας λοιπόν από την εκπομπή του αερίου στις εικόνες 2.7 και 2.8, παρατηρούμε μια κεντρική δομή αερίου γύρω από το ραδιοπηρήνα. Η κεντρική αυτή δομή μπορεί να είναι, είτε ένας δίσκος είτε δύο, που απλά επικαλύπτονται λόγω της ανάλυσης των δεδομένων μας. Το δεύτερο σενάριο είναι πιθανόν λόγω του διαχωρισμού της έντασης

³Άλλωστε η συχνότητα και η ταχύτητα είναι μεγέθη που μπορούν να χρησιμοποιούνται εναλλακτικά, μιας και συνδέονται με τη σχέση Doppler.



Σχήμα 2.6: Εικόνες του *OQ 208* στο συνεχές στα 0.94 mm (κάτω από τη γραμμή CO $J = 3 \rightarrow 2$).

σε δύο μετατοπισμένα, χωρικά components. Στη γραμμή ($J = 1 \rightarrow 0$) βλέπουμε τουλάχιστον μια λεπτή, επιμήκη περιοχή. Αυτή μπορεί να είναι είτε μια σπείρα, είτε ένα πιθανό tidal tail. Ως tidal tail ορίζουμε μια σπείρα που έχει αλλοιωθεί παλιρροιακά από την αρχική της μορφή. Δημιουργείται ως αποτέλεσμα των ελκτικών δυνάμεων κατά τη διάρκεια σύγκρουσης σπειροειδών γαλαξιών. Επίσης στο προτελευταίο πάνελ παρατηρούμε και μια επιμήκυνση προς τα νοτιοδυτικά.

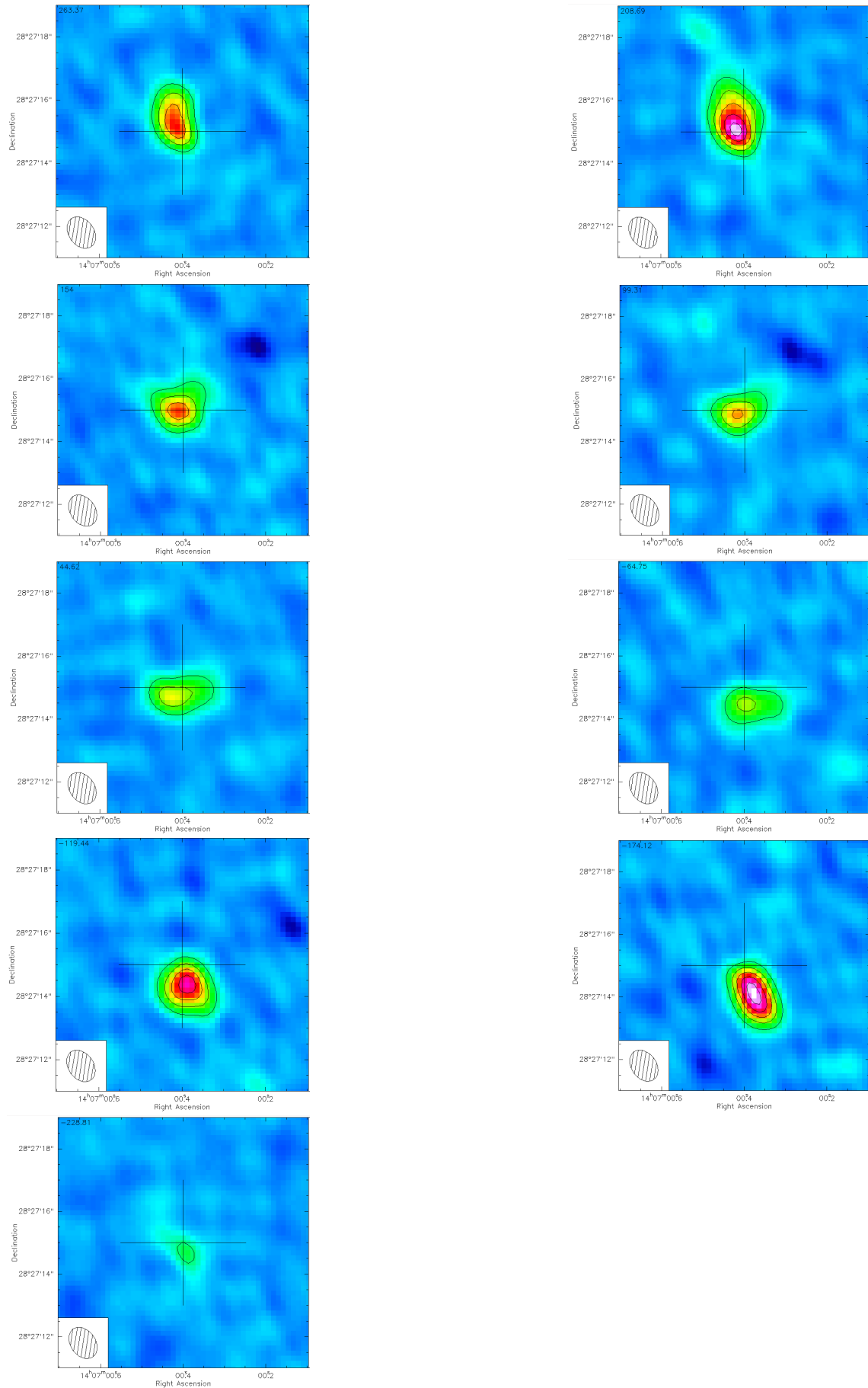
Τέλος, στην υψηλής ανάλυσης εικόνα (2.9) παρατηρούμε ροές ακτινοβολίας και σε περιοχές όπου στις προηγούμενες εικόνες δε φαινόταν τίποτα, όπως προαναφέραμε ότι συμβαίνει. Γενικά και εδώ διαφαίνεται καθαρά το tidal tail που ξεκινά στα ανατολικά του κέντρου και καταλήγει βόρεια. Ακόμα καλύτερα θα μπορούσαμε να το μελετήσουμε στη μετάβαση $J = 2 \rightarrow 1$, όπου η ροή ακτινοβολίας είναι ισχυρότερη όπως αναμένεται από την κατανομή Boltzmann για στάθμες χαμηλού ενεργειακού επιπέδου.

Η μετάβαση $J = 2 \rightarrow 1$ φαίνεται στις εικόνες 2.10, 2.11 και 2.12. Στις εικόνες χαμηλής ανάλυσης παρατηρούμε στο δεύτερο πάνελ μία δεύτερη περιοχή με ισχυρή εκπομπή αερίου πέρα από αυτή στο κέντρο. Επίσης στο τρίτο πάνελ φαίνεται πια ξεκάθαρα η λεπτή περιοχή που ξεκινά από το κέντρο του γαλαξία. Στην προτελευταία σειρά (δηλαδή στις αρνητικές ταχύτητες) παρατηρούμε επιμήκυνση προς τα νοτιοανατολικά. Στις εικόνες μεσαίας ανάλυσης παρατηρούμε στα πρώτα πάνελ ξεκάθαρα το πιθανό tidal tail να ξεκινά από το κέντρο του γαλαξία. Σε σύνολο παρατηρούμε τρεις σπειροειδείς/παλιρροϊκές δομές, εκ των οποίων οι δύο έχουν παρόμοια κυκλική φορά, ενώ η τρίτη διαφέρει.

Τέλος, στη μετάβαση $J = 3 \rightarrow 2$ που απεικονίζεται στα διαγράμματα 2.13, 2.14 και 2.15 επιβεβαιώνουμε τα παραπάνω, απλά οι δομές δεν είναι τόσο καλά ή καθαρά ανιχνευμένες εξαιτίας της μεγαλύτερης beam του τηλεσκοπίου. Σε χαμηλά επίπεδα του λόγου σήματος/θορύβου βλέπουμε κάποιες δομές που θα μπορούσαν να συμπέσουν με ένα δακτύλιο γύρω από το γαλαξία που διαφαίνεται και στην οπτική του εικόνα.

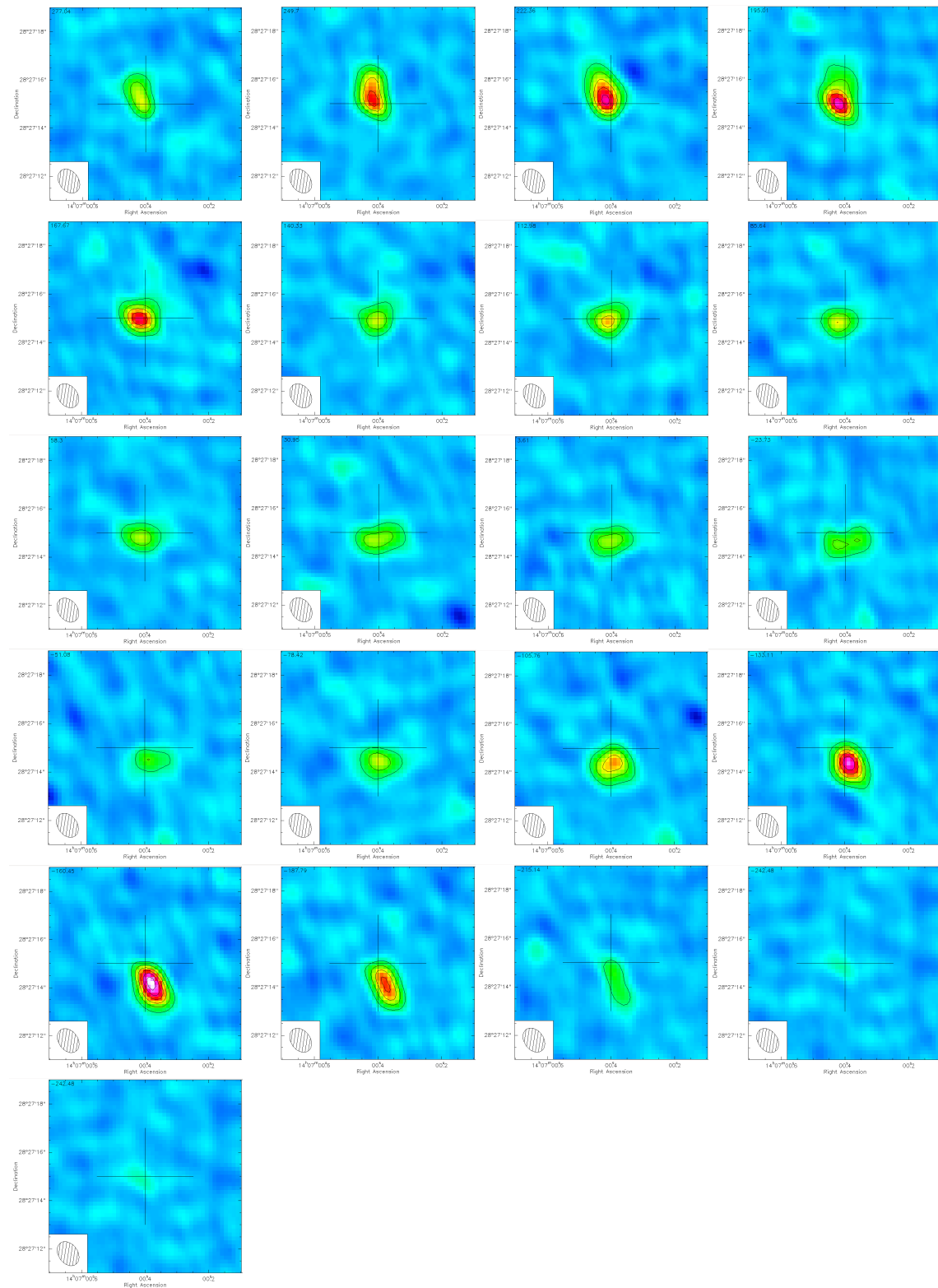
Από όλα τα παραπάνω εξάγουμε ότι ο γαλαξίας αυτός πρέπει να προήλθε από σύγκρουση δύο άλλων.

2.3. ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΓΑΛΑΞΙΑ ΣΕ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΜΟΡΙΑΚΟΥ
 ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΕΡΙΟΥ (CO)



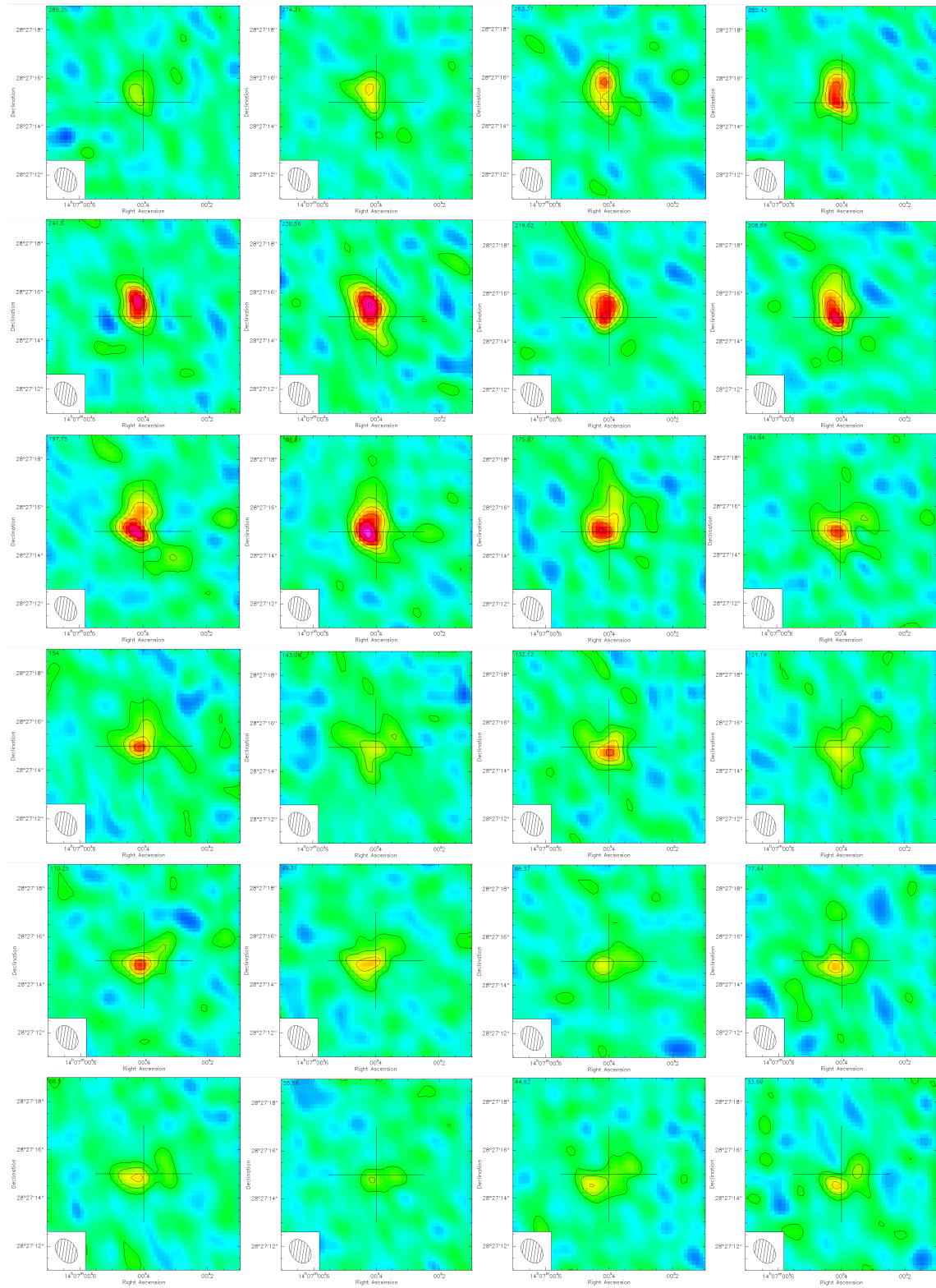
Σχήμα 2.7: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$ του μονοξειδίου του άνθρακα (χαμηλή ανάλυση).

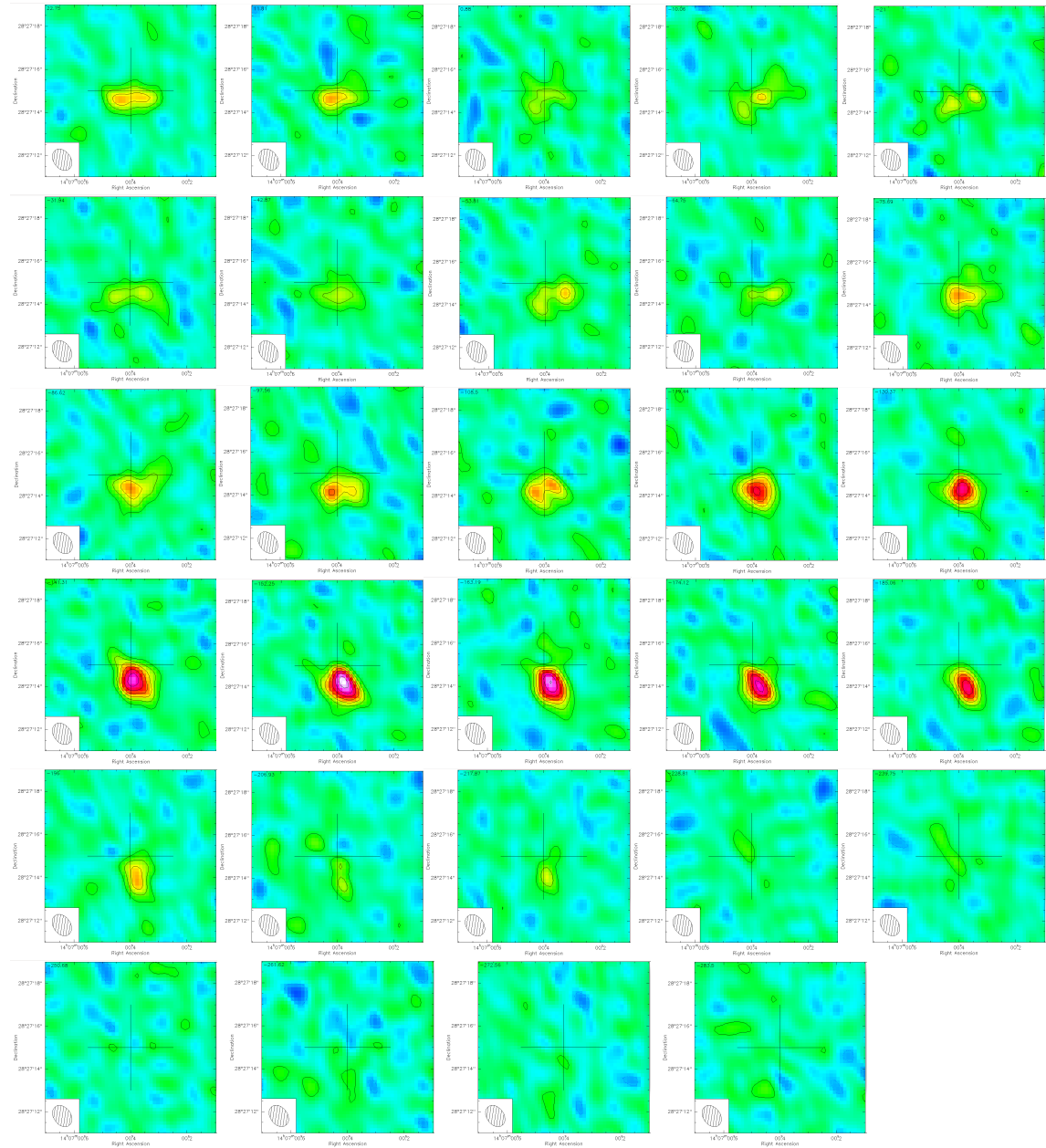
2.3. ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΓΑΛΑΞΙΑ ΣΕ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΜΟΡΙΑΚΟΥ
ΑΕΡΙΟΥ (CO) ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΔΕΔΟΜΕΝΑ



Σχήμα 2.8: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$ του μονοξειδίου του άνθρακα (μεσαία ανάλυση).

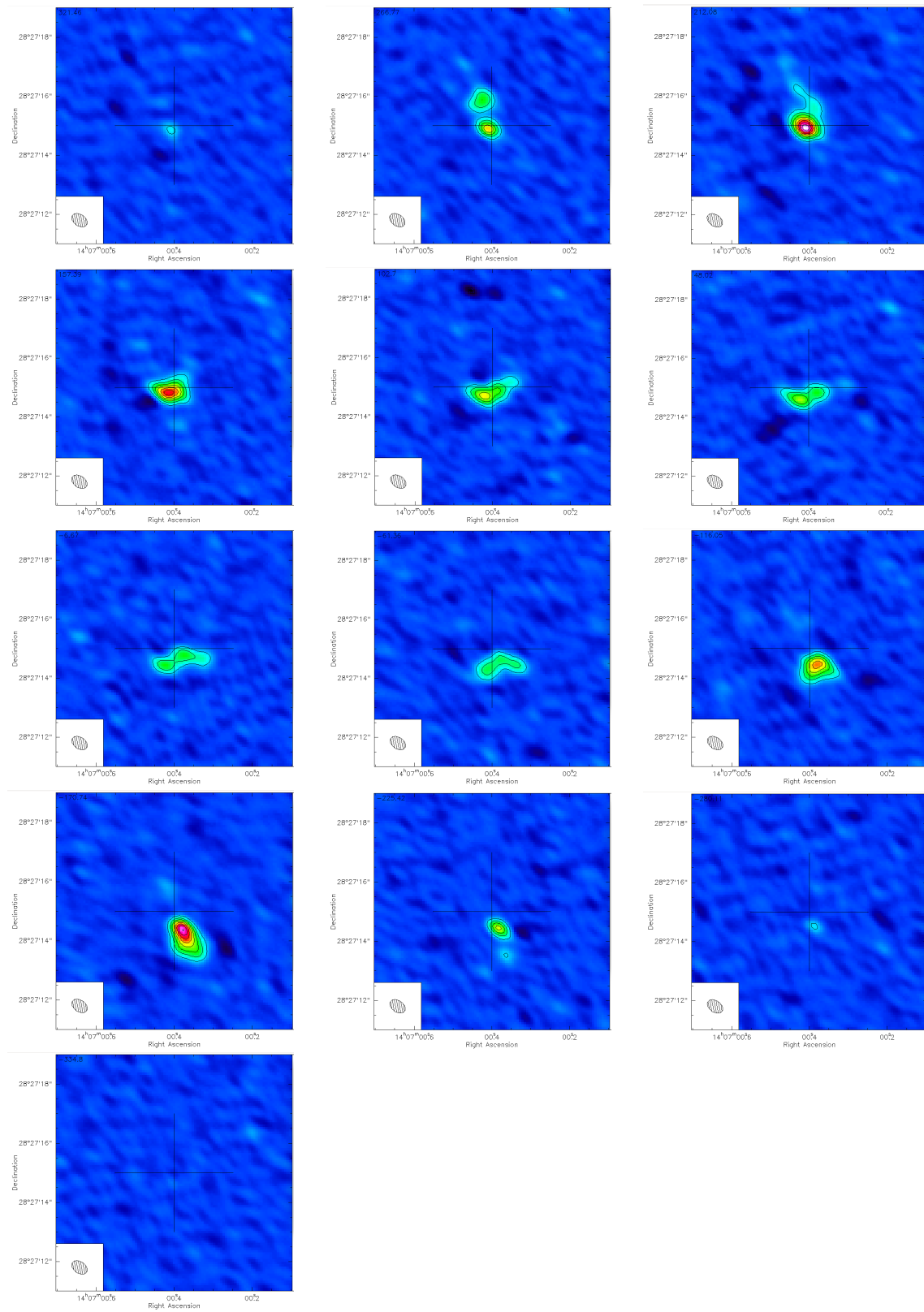
2.3. ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΓΑΛΑΞΙΑ ΣΕ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΜΟΡΙΑΚΟΥ
 ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΕΡΙΟΥ (CO)





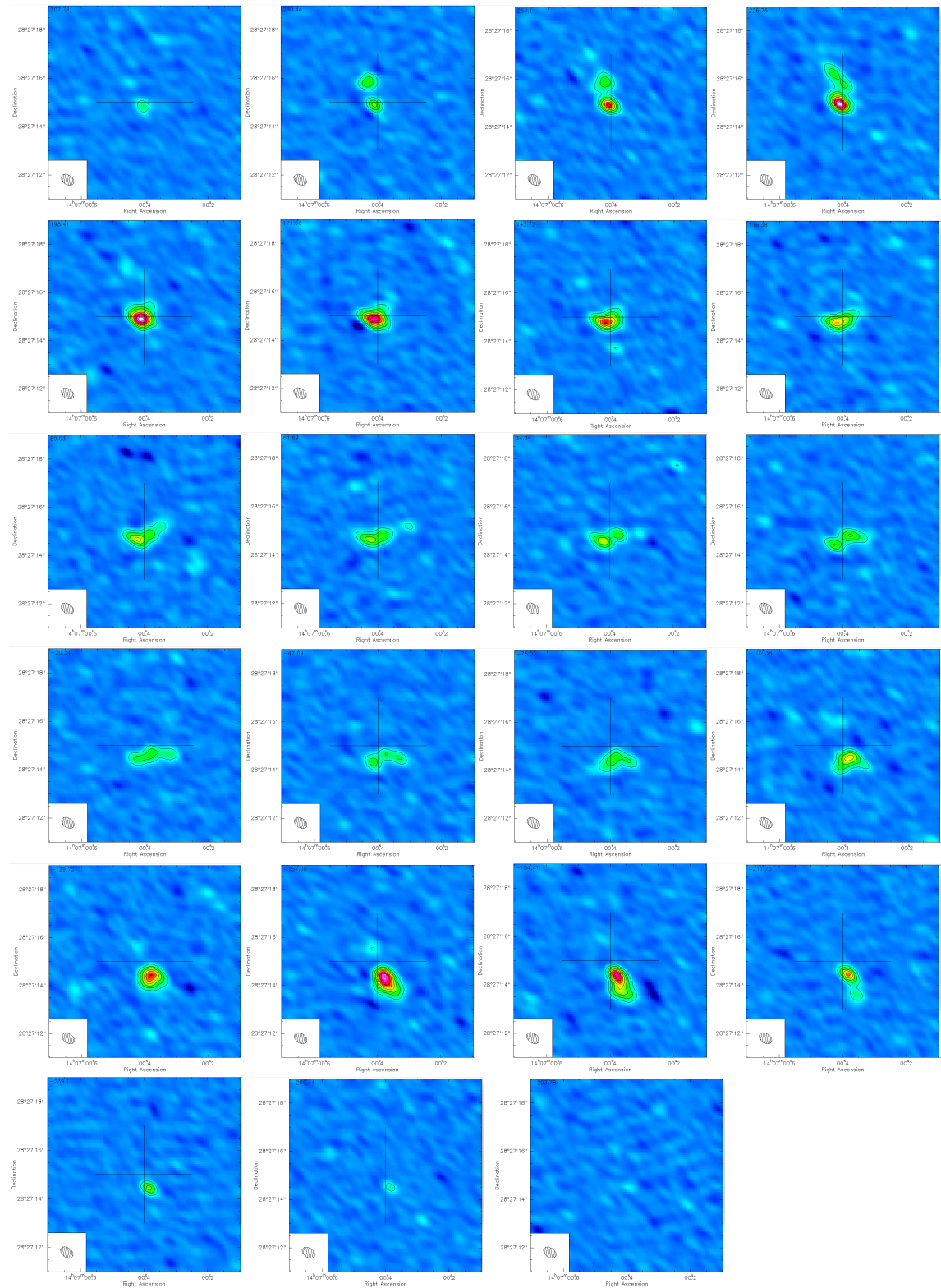
Σχήμα 2.9: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$ του μονοξειδίου του άνθρακα (υψηλή ανάλυση).

2.3. ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΓΑΛΑΞΙΑ ΣΕ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΜΟΡΙΑΚΟΥ
 ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΕΡΙΟΥ (CO)



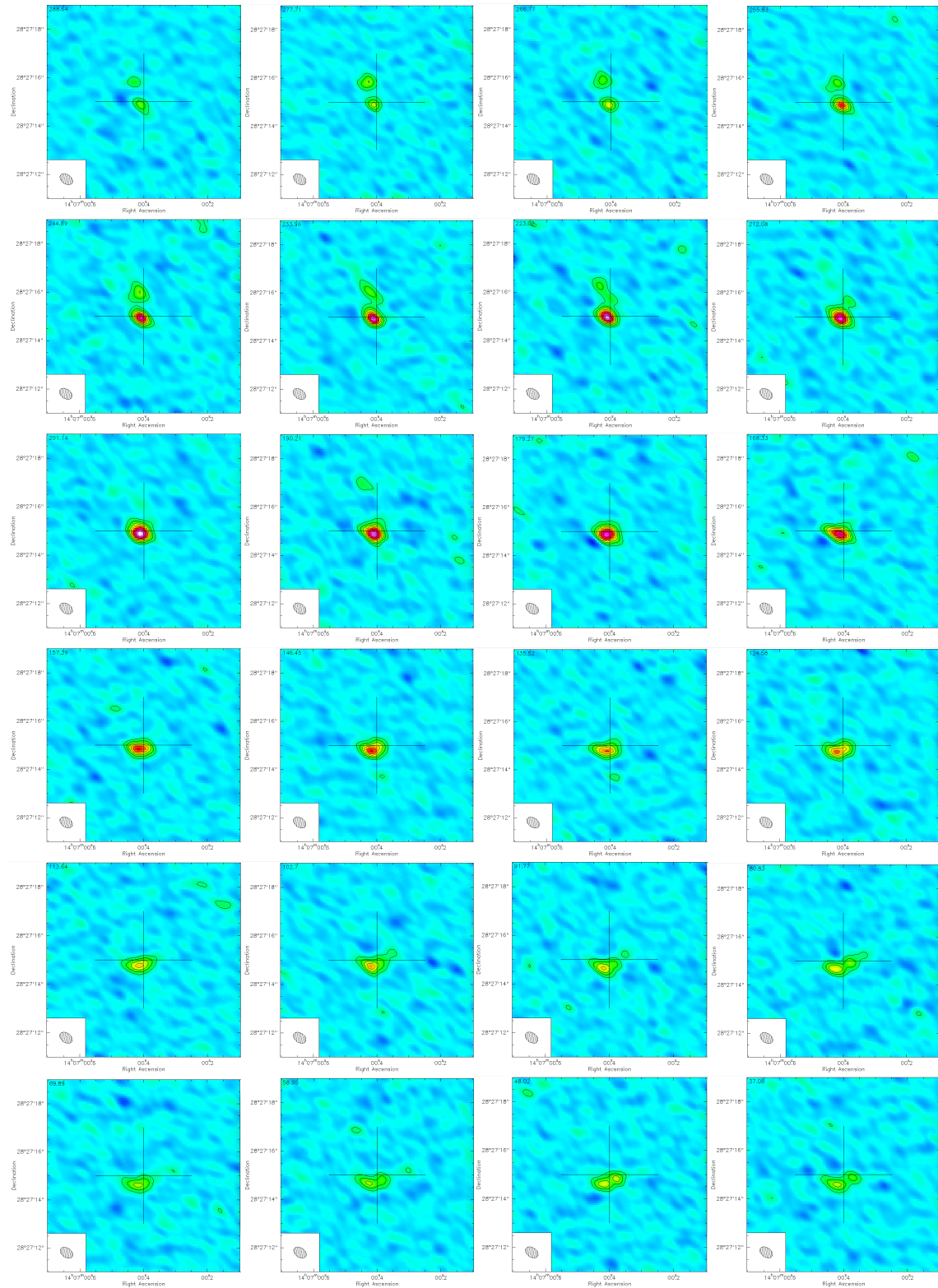
Σχήμα 2.10: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 2 \rightarrow 1$ του μονοξειδίου του άνθρακα (χαμηλή ανάλυση).

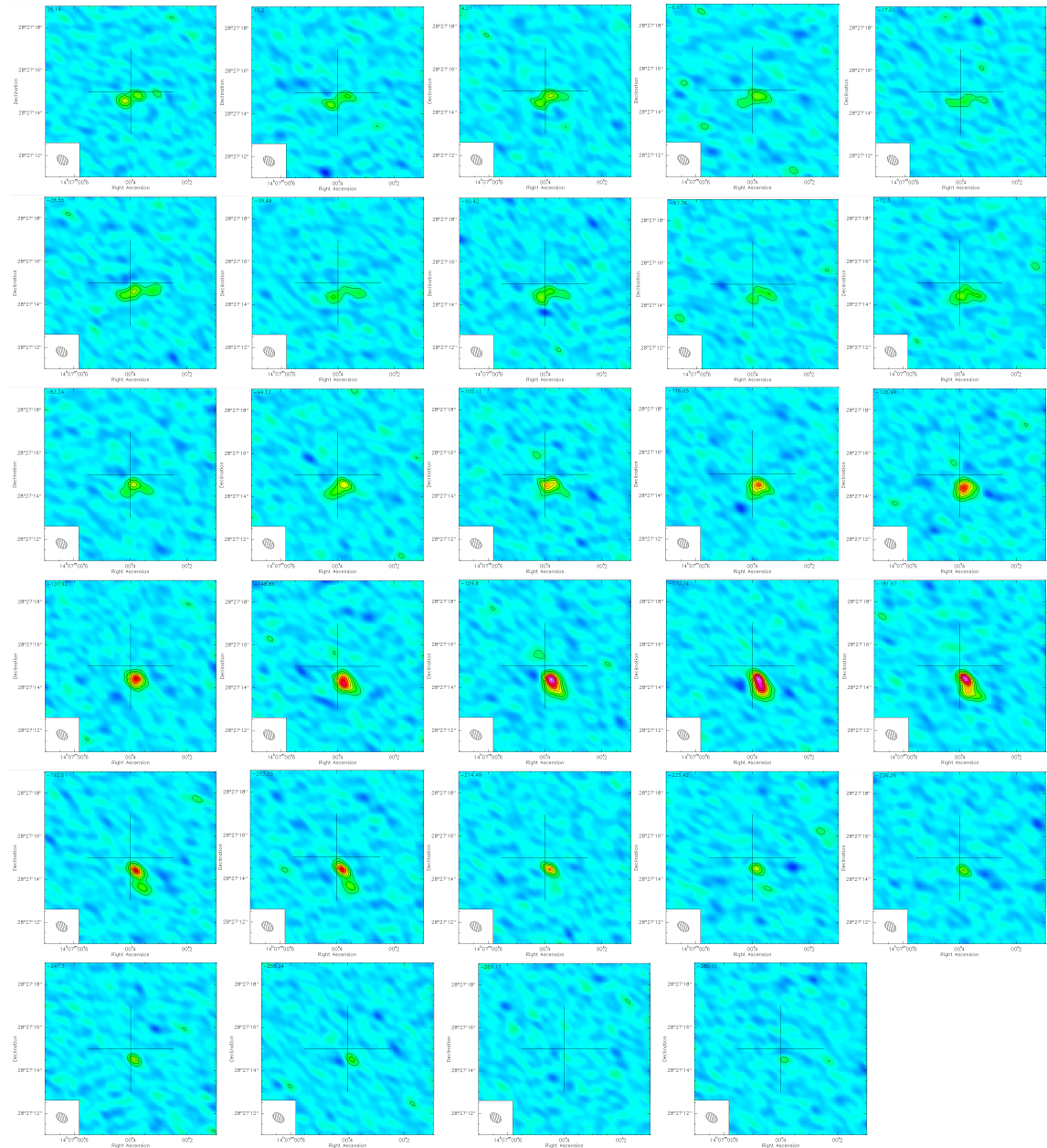
2.3. ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΓΑΛΑΞΙΑ ΣΕ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΜΟΡΙΑΚΟΥ
ΑΕΡΙΟΥ (CO) ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΔΕΔΟΜΕΝΑ



Σχήμα 2.11: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 2 \rightarrow 1$ του μονοξειδίου του άνθρακα (μεσαία ανάλυση).

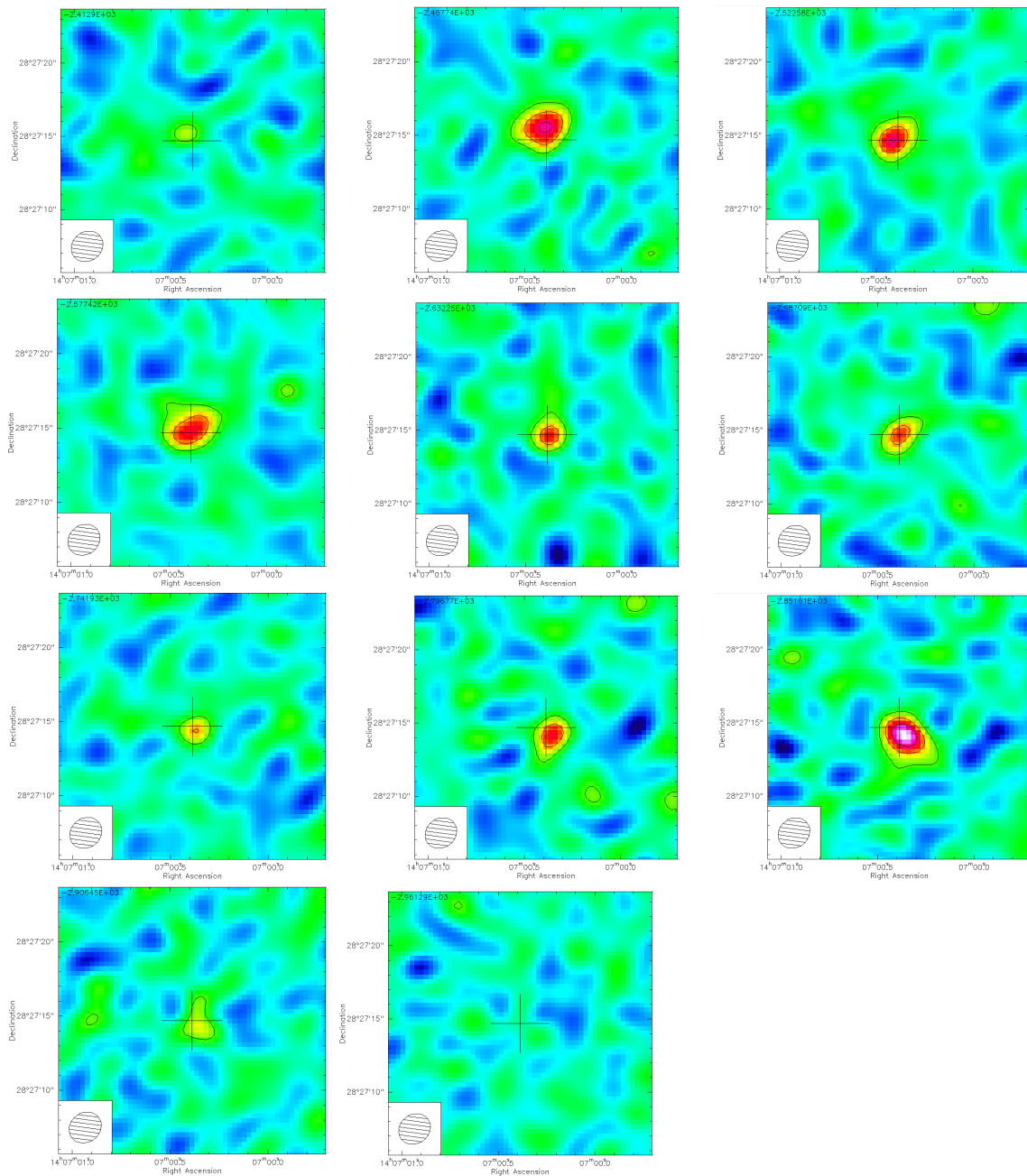
2.3. ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΓΑΛΑΞΙΑ ΣΕ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΜΟΡΙΑΚΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΕΡΙΟΥ (CO)



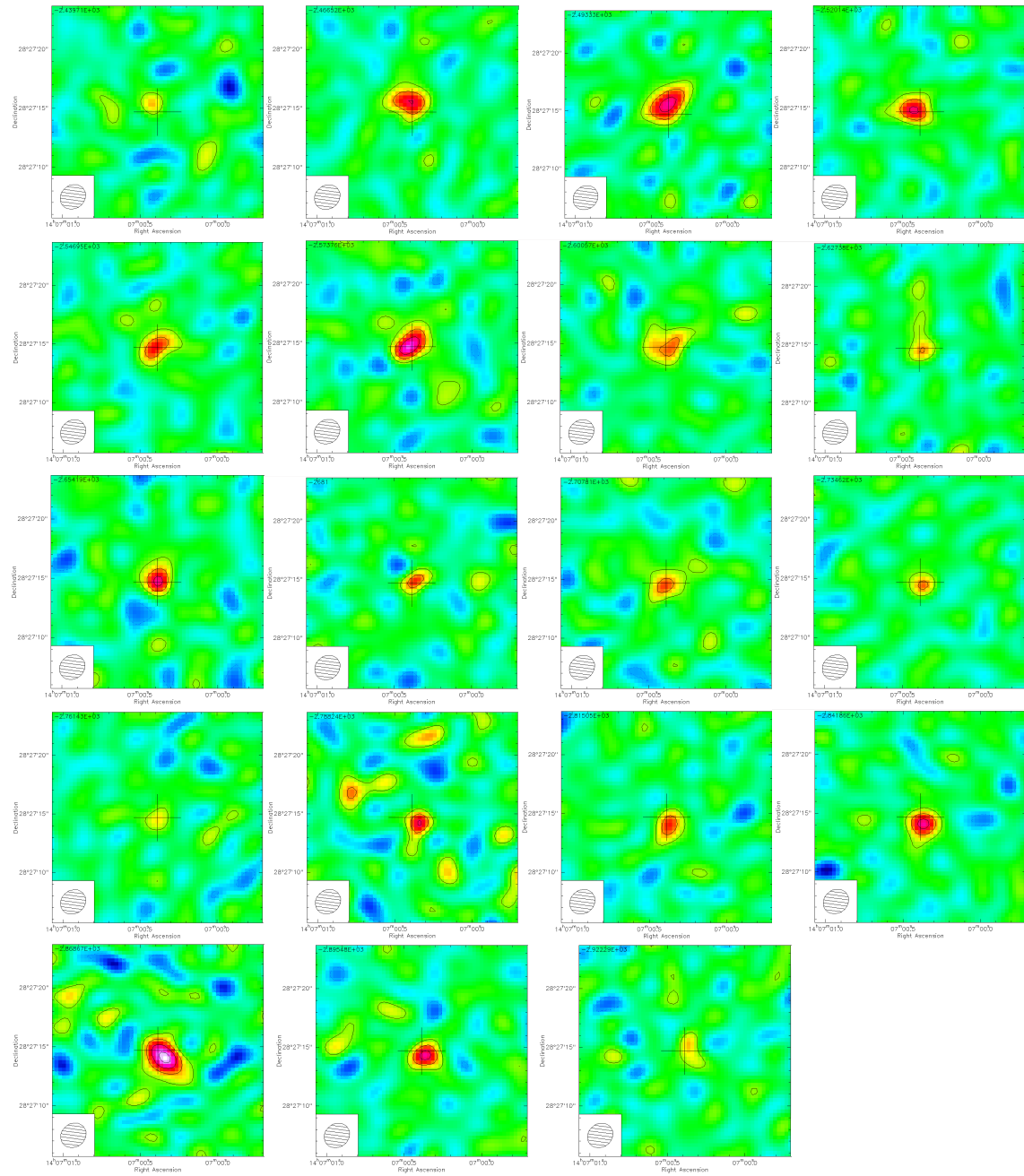


Σχήμα 2.12: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 2 \rightarrow 1$ του μονοξειδίου του άνθρακα (υψηλή ανάλυση).

2.3. ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΓΑΛΑΞΙΑ ΣΕ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΜΟΡΙΑΚΟΥ
 ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΕΡΙΟΥ (CO)

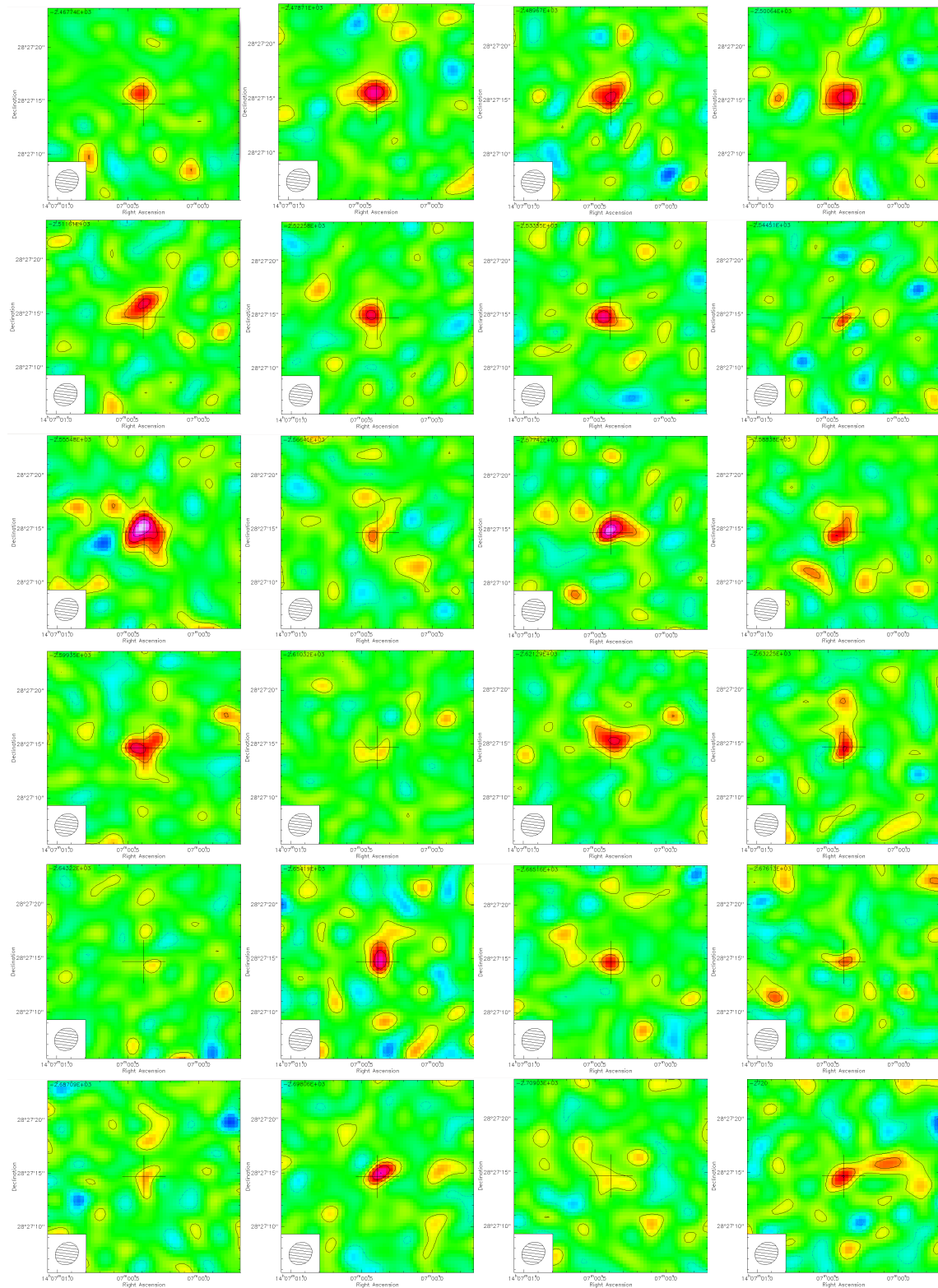


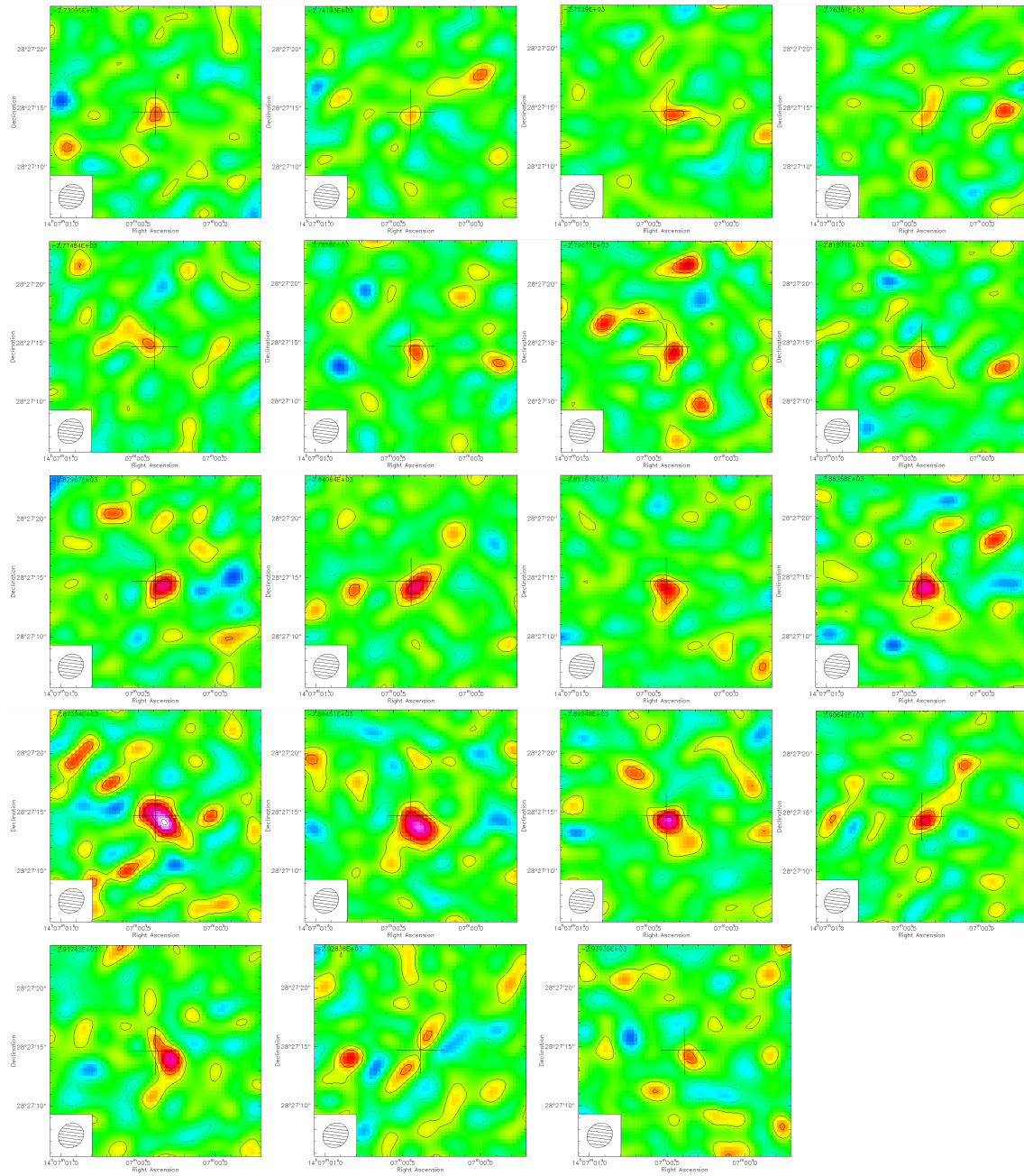
Σχήμα 2.13: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 3 \rightarrow 2$ του μονοξειδίου του άνθρακα (χαμηλή ανάλυση).



Σχήμα 2.14: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 3 \rightarrow 2$ του μονοξειδίου του άνθρακα (μεσαία ανάλυση).

2.3. ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΓΑΛΑΞΙΑ ΣΕ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΜΟΡΙΑΚΟΥ
 ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΑΕΡΙΟΥ (CO)





Σχήμα 2.15: Εικόνες του OQ 208 για τη μετάβαση $J = 3 \rightarrow 2$ του μονοξειδίου του άνθρακα (υψηλή ανάλυση).

Κεφάλαιο 3

Ανάλυση δεδομένων αερίου (CO)

3.1 Μάζα αερίου βάσει της εκπομπής CO: $J = 1 \rightarrow 0$

3.1.1 CO: $J = 1 \rightarrow 0$ και παράγοντας μετατροπής X_{CO} ή α_{CO}

Στην παράγραφο αυτή θα εξηγήσουμε πώς θα εξαγάγουμε τη μάζα του μοριακού αερίου με τη βοήθεια του παράγοντα μετατροπής X_{CO} (ή α_{CO})¹, θα εκτιμήσουμε δηλαδή την αναλογία που υπάρχει μεταξύ μονοξειδίου του άνθρακα (CO) και μοριακού υδρογόνου (H_2). Αυτό είναι αναγκαίο ώστε να μπορέσουμε να εξαγάγουμε τις μάζες των μοριακών νεφών και στη συνέχεια των γαλαξιών, καθώς το H_2 είναι το αφθονότερο μόριο στο σύμπαν και παίζει συνεχώς σημαντικότατο ρόλο στην εξέλιξη των γαλαξιών και των αστρικών συστημάτων. Επίσης αποτελεί κύριο συστατικό των μοριακών νεφών. Όμως το βαρύκεντρο του φορτίου και της μάζας του συμπίπτουν γεωμετρικά, με αποτέλεσμα να μην εκπέμπει διπολική ακτινοβολία, αλλά τετραπολική. Μάλιστα, η ελάχιστη, περιστροφική, ενεργειακή του στάθμη είναι στους $T = 510 K$. Προκύπτει λοιπόν ότι γενικά το κρύο H_2 μπορεί να θεωρηθεί πρακτικά άορατο. Ευτυχώς το CO, που είναι το δεύτερο αφθονότερο μόριο στο σύμπαν, είναι ένα πολύ ασύμμετρο μόριο (έχει ηλεκτρική διπολική ροπή $\mu = 0.11 D^2$), με αποτέλεσμα να διεγείρεται εύκολα³ (μέσω σύγκρουσης με H_2 , με άλλα μόρια ή ιόντα, ή radiative trapping). Για το λόγο αυτό το CO χρησιμοποιείται κατά κόρον στις μετρήσεις ενώ, στη συνέχεια, αξιοποιώντας τον X_{CO} (ή α_{CO}), μπορούμε να εξαγάγουμε τις τιμές των μαζών των νεφών.

Κατά την αποδιέγερση, το CO εκπέμπει στα 2.6 mm, που προέρχεται από τη μετάπτωση $J = 1 \rightarrow 0$, η οποία, εφόσον υπάρχει μια μικρή ερυθρομετατόπιση (της τάξης του $z \approx 0.1$) συμπίπτει με αρκετά διαφανές ατμοσφαιρικό παράθυρο. Εμείς μελετούμε τις πρώτες τρεις μεταβάσεις του CO, που φαίνονται και στην εικόνα 3.1 (για το ισότοπο $^{12}C^{16}O$)⁴. Αυτό είναι θεμιτό γιατί ο παράγοντας X_{CO} (ή α_{CO}) έχει βαθμονομηθεί στη γραμμή $J = 1 \rightarrow 0$, ενώ οι επιπλέον γραμμές μάς βοηθούν να μελετήσουμε τη διέγερση

¹Όταν δεν αναφέρεται κάτι διαφορετικό, θα εννοείται: $^{12}C^{16}O$.

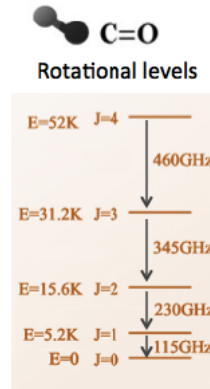
²1Debye $\approx 3.33564 \times 10^{-30} C \cdot m$

³Η θερμοκρασία διέγερσής του είναι περίπου $T = 5.53K$. Η θερμοκρασία του κοσμικού μικροκυματικού υποβάθρου (CMB) είναι περίπου $T_{CMB} = 2.7K$. Οπότε απαιτείται ελάχιστη επιπλέον ενέργεια για να διεγερθεί το CO.

⁴Ως γνωστόν οι μεταβάσεις ισαπέχουν ενεργειακά μεταξύ τους, με τις μικρές αποκλίσεις να οφείλονται στη φυγόκεντρο που αυξάνει γραμμικά με τη γωνιακή ταχύτητα.

του αερίου και πιθανόν να τον προσαρμόσουμε.

Όπως θα αναλυθεί παρακάτω σε λεπτομέρεια, ο παράγοντας προκύπτει από θεωρητικές εκτιμήσεις (κυρίως υποθέτοντας ότι ισχύει το θεώρημα Virial) καθώς η εκπομπή του CO γίνεται ταχύτατα οπτικά πυκνή.



Σχήμα 3.1: Μεταβάσεις του μονοξειδίου του άνθρακα

Ο παράγοντας X_{CO} είναι ουσιαστικά ένας πολλαπλασιαστικός παράγοντας που μετατρέπει την εκπομπή των εξωτερικών στρωμάτων των νεφών στην έγκλειστη μάζα τους. Ορίζεται ως:

$$X_{CO} \equiv \frac{N(H_2)}{W(CO)} \quad (3.1)$$

όπου $W(CO)$ η ολοκληρωμένη ένταση ακτινοβολίας και $N(H_2)$ η πυκνότητα κολόνας. Για $N(H_2) \approx 2 - 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ και για αφθονία Γαλαξιακού άνθρακα $A_C \sim 1.6 \times 10^{-4}$ (Galactic carbon abundance), η μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$ είναι οπτικά πυκνή (Bolatto et al. 2013). Επειδή αυτή η τιμή συναντάται εύκολα στα πιο πυκνά μέρη των νεφών, όπου γεννιούνται νέα άστρα, συχνά η μόνη πληροφορία που μπορούμε να πάρουμε για ένα νέφος είναι από ό,τι βλέπουμε στην επιφάνειά του. Για να βρούμε λοιπόν τον αριθμό των μορίων που το απαρτίζουν πρέπει να κάνουμε υποθέσεις για την εσωτερική του κατανομή.

Ένας εναλλακτικός τρόπος να σκεφτούμε ή να ορίσουμε τον παράγοντα μετατροπής είναι ο εξής:

$$\alpha_{CO} \equiv \frac{M_{mol}}{L_{CO}} \quad (3.2)$$

όπου M_{mol} η ολική μάζα του νέφους. Συνεπώς το α_{CO} συνδέει τη μάζα με την ακτινοβολία ενώ το X_{CO} συνδέει την πυκνότητα κολόνας με την ολοκληρωμένη ένταση ακτινοβολίας. Αν θεωρήσουμε πως ισχύει το θεώρημα Virial για ένα μοριακό νέφος, τότε η μάζα του θα δίνεται από τον τύπο:

$$M_{vir} = \frac{3(5 - 2k)}{G(3 - k)} R \sigma^2 \quad (3.3)$$

όπου R η θεωρητική ακτίνα του, σ η 1D διασπορά της ταχύτητας⁵, και G η παγκόσμια σταθερά της βαρύτητας. Η σταθερά k αντιστοιχεί στον εκθέτη της ακτινικής κατανομής πυκνότητας του νέφους ($\rho(r) \propto r^{-k}$) και ισούται συνήθως με ένα (Solomon et al. 1987). Η διασπορά της ταχύτητας προκύπτει παρατηρησιακά ότι δίνεται από

⁵ $\sigma_{1D} \equiv \sigma/\sqrt{3}$

τη σχέση: $\sigma = C\sqrt{R}$, όπου $C \approx 0.7 \text{ km/s pc}^{-0.5}$ (Bolatto et al. 2013). Για μοριακά νέφη που ικανοποιούν τις προηγούμενες δύο υποθέσεις (δηλαδή για $k = 1$ και $C \approx 0.7 \text{ km/s pc}^{-0.5}$) μπορούμε να υπολογίσουμε την επιφανειακή πυκνότητα από τον τύπο $\Sigma_{GMC} = M_{vir}/(\pi R^2)$. Αντικαθιστώντας τις δύο αυτές τιμές, καθώς και την παγκόσμια σταθερά βαρύτητας $G = 1/232 \text{ pc (km/s)}^2 M_{\odot}^{-1}$ προκύπτει $\Sigma_{GMC} \approx 331C^2$.

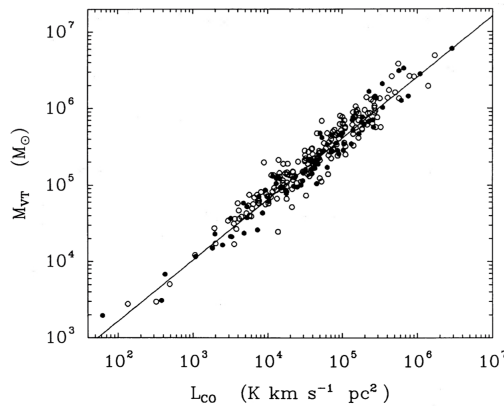
Η ολική λαμπρότητα του νέφους L_{CO} δίνεται από τον τύπο:

$$L_{CO} = 1.04 \times 10^{-3} \frac{S_{CO}\Delta v \nu_{rest} D_L^2}{1+z} \quad (3.4)$$

όπου $S_{CO}\Delta v$ είναι η ολική πυκνότητα ροής και ν_{rest} η συχνότητα εκπομπής του CO στο σύστημα του εργαστηρίου. Η απόδειξη δίνεται στην ενότητα 3.1.4.

3.1.2 Εξαγωγή του X_{CO} για την περίπτωση οπτικά πυκνού αερίου

Ο παράγοντας αυτός έχει βρεθεί για το Γαλαξία, παραδείγματος χάριν, μέσω της σχέσης μεταξύ της εκπομπής και της ακτίνας των μοριακών νεφών. Συγκεκριμένα έχοντας υπόψιν τη σχέση μεταξύ ακτίνας και μάζας, δηλαδή πως $M_{vir} \propto R^2$, το πρόβλημα της μέτρησης του X_{CO} ανάγεται στην εύρεση σχέσης μεταξύ της εκπομπής L_{CO} και της μάζας. Η σχέση αυτή έχει προκύψει να είναι $M_{vir} \propto (L_{CO})^{0.81}$ (Solomon et al. 1987). Οι συγγραφείς χρησιμοποίησαν για κάθε νέφος της μελέτης τους μια παράμετρο μεγέθους και η σχέση μεταξύ των μεγεθών των νεφών και του line width της ταχύτητας ήταν καλώς ορισμένη. Στη συνέχεια με βάση το θεώρημα Virial μετέτρεψαν τις ταχύτητες σε μάζα M_{vir} . Από τη σχέση αυτή σχεδιάστηκε το διάγραμμα 3.2, όπου απεικονίζεται η σχέση μάζας-λαμπρότητας.

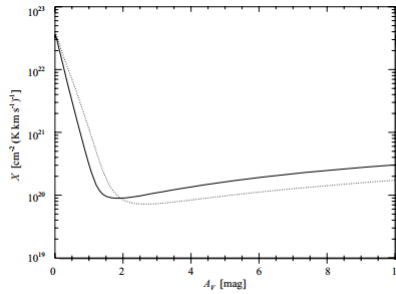


Σχήμα 3.2: Σύγκριση μάζας και εκπομπής του CO στο Γαλαξία. Για νέφη με μάζα μεταξύ $10^5 M_{\odot}$ και $2 \times 10^6 M_{\odot}$ ο παράγοντας μετατροπής είναι $X_{CO} = 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$, όπως πρωτοβρέθηκε στο Solomon et al. 1987.

Ένας εναλλακτικός τρόπος που έχει χρησιμοποιηθεί για την εξαγωγή του α_{CO} είναι αξιοποιώντας οπτικά αραιές περιοχές εκπομπής της σκόνης και των ισότοπων. Ας δούμε πώς χρησιμοποιούμε τα ισότοπα του $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ για το σκοπό αυτό. Το κύριο ισότοπο που χρησιμοποιείται μετά από αυτό είναι το $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ με λόγο $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx 69$. Επειδή το $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ είναι οπτικά αραιό και με την προϋπόθεση ότι έχει την ίδια χωρική κατανομή με του $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, μας επιτρέπει να δούμε μέχρι το κέντρο των νεφών. Συγκρίνοντας

την εκπομπή του $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$, με αυτήν που θα έπρεπε να ήταν με βάση το $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$, μετρούμε πόσα μόρια δεν είναι ορατά σε εμάς. Από τα επιπλέον αυτά μόρια βγάζουμε την πραγματική μάζα του νέφους .

Από τη μελέτη του X_{CO} συναρτήσεως της μεσοαστρικής απορρόφησης (A_V) στις περιοχές φωτοϊονισμού (PDR) γνωρίζουμε τα παρακάτω. Για $0.4 \lesssim A_V \lesssim 2.5$ το CO εκπέμπει ασθενώς. Η συνιστώσα αυτή ονομάζεται «σκοτεινό αέριο» (CO-dark molecular gas) και μπορεί να αποτελεί αρκετά μεγάλο μέρος της μάζας ιδιαίτερα σε μικρού μεγέθους μοριακά νέφη (Bolatto et al. 2013). Ο παράγοντας έχει ένα ελάχιστο για $A_V \sim 2 - 4$ επειδή τότε το μοριακό αέριο δεν αποτελείται από πολύ CO (σχήμα 3.3). Στη συνέχεια, όταν η ένταση της γραμμής του CO γίνει οπτικά πυκνή, ο X_{CO} αυξάνεται πάλι. Από την εξάρτηση του X_{CO} από το A_V φαίνεται ότι για αρκούντως μικρού μεγέθους νέφη, ώστε το CO να παραμένει οπτικά αραιό, αναμένουμε υψηλότερες τιμές του X_{CO} . Παράλληλα με τις PDR μπορούν να χρησιμοποιηθούν και αριθμητικές προσομοιώσεις σαν εναλλακτική. Από αυτές έχουμε εξαγάγει συμπεράσματα όπως ότι σε χαμηλές πυκνότητες και μεταλλικότητες, ο X_{CO} έχει υψηλότερες τιμές λόγω λιγότερης διέγερσης του CO και χαμηλότερου λόγου CO/H_2 .



Σχήμα 3.3: Παράγοντας μετατροπής X_{CO} συναρτήσεως της μεσοαστρικής απορρόφησης A_V για δύο διαφορετικά μοντέλα: UCL_PDR (Author: S. Vitti) η συνεχής γραμμή και Meudon (Le Petit et al. 2006) η διακεκομμένη (Bell et al. 2006).

Ένας τρίτος τρόπος είναι μέσω διάχυτης ακτινοβολίας-γ που δημιουργείται όταν κοσμικές ακτίνες διαπερνούν ατομικά και μοριακά νέφη. Τότε λαμβάνουν χώρα διάφορα φαινόμενα όπως η παραγωγή ουδέτερων πιονίων και η διάσπασή τους ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) από συγκρούσεις πρωτονίων-πρωτονίων, η ακτινοβολία πέδησης (bremsstrahlung) λόγω σκεδασμού των ηλεκτρονίων της κοσμικής ακτινοβολίας με διαστρικό υλικό και ο αντίστροφος σκεδασμός Compton. Από το συσχετισμό της ακτινοβολίας-γ με την εκπομπή του CO και του HI βρίσκουμε παρομοίως με τον προηγούμενο τρόπο τον αριθμό των μορίων.

Συνοψίζοντας, μπορούμε να πούμε ότι οι τρεις μηχανισμοί βρίσκονται σε συμφωνία για την τιμή του παράγοντα μετατροπής X_{CO} για το Γαλαξία, με την τιμή του να είναι $X_{\text{CO}} \approx 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ (ή $\alpha_{\text{CO}} = 4.3 M_{\odot} (\text{K km/s pc}^{-2})^{-1}$). Στο κέντρο του εκτιμάται τρεις με δέκα φορές χαμηλότερο από ό,τι στο δίσκο (Bolatto et al. 2013).

Σε άλλους γαλαξίες, παράγοντες όπως η μεταλλικότητα παίζουν ρόλο για την χρήση ή μη της Γαλαξιακής τιμής. Για παράδειγμα, με τη χαμηλότερη μεταλλικότητα και αντίστοιχα λιγότερη αφθονία σκόνης, το CO υποχωρεί βαθύτερα μέσα στο νέφος από το H_2 δημιουργώντας έτσι έναν πυρήνα CO που περικλείεται από H_2 . Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να παρατηρείται λιγότερο CO που εξηγεί την αύξηση του X_{CO} στις περιοχές αυτές. Ένας πιο γενικός τύπος για τον υπολογισμό του α_{CO} είναι ο εξής:

$\alpha_{CO} \approx 2.9 \exp\left(\frac{0.4}{Z'\Sigma_{GMC}^{100}}\right) \left(\frac{\Sigma_{total}}{100 M_{\odot} pc^{-2}}\right)^{-\gamma}$, όπου Σ_{GMC}^{100} η μέση επιφανειακή πυκνότητα μοριακού νέφους σε μονάδες $100 M_{\odot} pc^{-2}$, Z' η κανονικοποιημένη στην τιμή του Ήλιου μεταλλικότητα και $\gamma \approx 0.5$ για $\Sigma_{GMC}^{100} > 100 M_{\odot} pc^{-2}$ ή αλλιώς $\gamma = 0$.

Σε γαλαξίες με έντονη αστρογέννηση, το μοριακό αέριο βρίσκεται υπό πολύ διαφορετικές συνθήκες από αυτές που επικρατούν στο Γαλαξία. Παρατηρήσεις των γαλαξιών αυτών δείχνουν μεγάλο όγκο αερίου, υψηλές $N(H_2)$ και υψηλές θερμοκρασίες. Για αυτούς τους γαλαξίες λοιπόν έχουμε σε πρώτη προσέγγιση χαμηλότερους X_{CO} . Χαρακτηριστικές τιμές για λαμπρούς και υπέρλαμπρους γαλαξίες⁶ είναι $X_{CO,20} \approx 0.5 - 1$ και $X_{CO,20} \approx 0.4$. Αντίστοιχα μια αποδεκτή τιμή για το α_{CO} είναι $\alpha_{CO} \approx 0.8 M_{\odot}(K km/s pc^{-2})^{-1}$ (Solomon et al. 1997).

3.1.3 Εξαγωγή του X_{CO} για την περίπτωση οπτικά αραιού αερίου

Στο όριο που η εκπομπή $J = 1 \rightarrow 0$ είναι οπτικά αραιή, π.χ. επειδή υπάρχει τυρβώδης κίνηση και μεγάλη διασπορά ταχυτήτων στον άνεμο ενός γαλαξία, τότε όλες οι ποσότητες της σχέσης 3.1 μπορούν να γραφούν αναλυτικά. Σε αυτήν την περίπτωση, ο παράγοντας X_{CO} δίνεται από τη σχέση:

$$X_{CO} = 1.6 \times 10^{19} \left(\frac{T_{ex}}{30K}\right) e^{\frac{5.53K}{T_{ex}} - 0.184} cm^{-2}(K km/s)^{-1} \quad (3.5)$$

και για θερμοκρασία διέγερσης $T_{ex} = 30 K$, ο X_{CO} ισούται με $1.6 \times 10^{19} cm^{-2}(K km/s)^{-1}$ και αντίστοιχα ο α_{CO} ισούται με $0.34 M_{\odot}(K km/s pc^2)^{-1}$.

Πιο συγκεκριμένα, θα αποδείξουμε ότι η ένταση μπορεί να γραφεί ως:

$$W(CO) = T_J \Delta v = \frac{8\pi^3 \nu_J}{3k} \mu^2 \frac{J}{g_J} f_{CMB} N_J \quad (3.6)$$

με f_{CMB} να είναι η επίδραση του κοσμικού μικροκυματικού υποβάθρου. Ξεκινούμε από το οπτικό βάθος που ορίζεται ως:

- $$\tau_{\nu} \equiv \kappa_{\nu} ds \quad (3.7)$$

Το κ_{ν} είναι ο συντελεστής απορρόφησης ανά συχνότητα που ορίζεται στην επόμενη σχέση.

- $$\kappa_{\nu} \equiv \frac{h\nu}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \phi_{\nu} = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \frac{g_u}{g_l} n_l A_{ul} \left(1 - \frac{g_l n_u}{g_u n_l}\right) \phi_{\nu} \quad (3.8)$$

- h είναι η σταθερά του Planck.
- Οι δείκτες u και l υποδεικνύουν τη στάθμη. Το u (up) αντιστοιχεί στη στάθμη J και το l (down) αντιστοιχεί στη στάθμη $J - 1$.
- n είναι η αριθμητική πυκνότητα.
- ν είναι η συχνότητα.

⁶ Ακραίες περιπτώσεις γαλαξιών με αστρική γέννηση που περιβάλλονται από πολλή σκόνη και έχουν ενεργούς πυρήνες με λαμπρότητα $L \sim 10^{12} L_{\odot}$.

- ϕ_ν είναι το προφίλ γραμμής, έτσι ώστε να ισχύει: $\int \phi_\nu d\nu = 1$.
- g είναι το στατιστικό βάρος της κάθε κατάστασης.
- Τα B_{lu} , B_{ul} και A_{ul} είναι οι συντελεστές του Einstein. Ο πρώτος είναι ο συντελεστής απορρόφησης, ο δεύτερος είναι ο συντελεστής εξαναγκασμένης εκπομπής και ο τρίτος είναι ο συντελεστής (αυθόρμητης) εκπομπής.

- Οι σχέσεις για τους συντελεστές Einstein είναι οι εξής:

$$g_l B_{lu} = g_u B_{ul} \quad (3.9)$$

$$A_{ul} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ul} \quad (3.10)$$

που προκύπτουν υποθέτοντας θερμοδυναμική ισορροπία και χρησιμοποιώντας την κατανομή του Planck και το νόμο του Boltzmann (Σημειώσεις Φυσικής Αστέρων). Μπορούμε στη συνέχεια να γράψουμε το συντελεστή (αυθόρμητης) εκπομπής συναρτήσει του στοιχείου πίνακα της διπολικής ροπής $|\mu|^2$:

$$A_{ul} \equiv \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^3} |\mu|^2 \quad (3.11)$$

-

$$\frac{n_u}{n_l} \equiv \frac{g_u}{g_l} e^{\frac{h\nu}{kT}} \quad (3.12)$$

που είναι ο νόμος του Boltzmann. Το k είναι η σταθερά του Boltzmann.

-

$$N_u \equiv \int n_u ds \quad (3.13)$$

Χρησιμοποιώντας το σύστημα των δύο καταστάσεων που εξετάζουμε, μπορούμε να εκφράσουμε την πυκνότητα κολόνας N_u συναρτήσει της αριθμητικής πυκνότητας ολοκληρωμένης κατά μήκος μιας διαδρομής μήκους ds .

-

$$I_J = \tau_J (B_J(T_{ex}) - B_J(T_{cmb})) \quad (3.14)$$

που είναι ο ορισμός της οπτικά αραιής εκπομπής. Τα B_J είναι οι κατανομές Planck για τις δύο θερμοκρασίες, δηλαδή: $B_J(T_{ex}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) - 1} \right)$ και

$$B_J(T_{cmb}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{cmb}}\right) - 1} \right)$$

-

$$T_J = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_J \quad (3.15)$$

που είναι ο ορισμός της θερμοκρασίας αντέννας.

Προχωρούμε στην εύρεση σχέσης για το οπτικό βάθος τ_J . Ολοκληρώνοντας τη σχέση 3.7 και αντικαθιστώντας τη σχέση 3.8 στη θέση του συντελεστή απορρόφησης έχουμε:

$$\tau_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \frac{g_u}{g_l} A_{ul} \phi_\nu \int ds' n_l(s') \left(1 - \frac{g_l n_u(s')}{g_u n_l(s')} \right)$$

Λαμβάνοντας τώρα υπόψη τη σχέση 3.13 το ολοκλήρωμα υπολογίζεται και έχουμε:

$$\begin{aligned}\tau_\nu &= \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \frac{g_u}{g_l} A_{ul} \phi_\nu N_l \left(1 - \frac{g_l N_u}{g_u N_l} \right) \stackrel{3.12}{\Leftrightarrow} \\ &\Leftrightarrow \tau_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right) A_{ul} \phi_\nu N_u \stackrel{3.11}{\Leftrightarrow} \\ &\Leftrightarrow \tau_\nu = \frac{8\pi^3 \nu |\mu|^2}{3hc} \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right) \phi_\nu N_u\end{aligned}$$

Ολοκληρώνοντας σε όλες τις συχνότητες και λαμβάνοντας υπόψη ότι $\int \phi_\nu d\nu = 1$:

$$\tau_J = \int \tau_\nu d\nu = \frac{8\pi^3 \nu |\mu|^2}{3hc g_J} \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right) N_u$$

Επίσης ισχύει $\frac{d\nu}{\nu} = \frac{dv}{c}$ και η τελική σχέση για το οπτικό βάθος προκύπτει:

$$\tau_J = \frac{8\pi^3 |\mu|^2 J}{3hg_J} \left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right) \frac{N_u}{\Delta v} \quad (3.16)$$

Για να υπολογίσουμε τελικά το $W(CO)$ που είναι και το ζητούμενο, πρέπει πρώτα να εξαγάγουμε το γινόμενο $T_J \Delta v$. Αντικαθιστώντας στη σχέση 3.14 το αποτέλεσμα 3.16 και αυτό στη σχέση 3.15 έχουμε:

$$W(CO) = \frac{8\pi^3 \mu^2 J}{3\mathcal{K}g_J} \frac{N}{\Delta v} \left(\cancel{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) - 1} \right) \cdot \frac{\cancel{e^{\cancel{z}}}}{2k\nu^{\cancel{z}}} \cdot \left(\frac{2\mathcal{K}\nu^{\cancel{z}}}{\cancel{e^{\cancel{z}}}} \left(\frac{1}{\cancel{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) - 1}} - \frac{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{cmb}}\right) - 1} \right) \right)$$

και αν ορίσουμε $f_{cmb} = 1 - \frac{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right) - 1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_{cmb}}\right) - 1}$ έχουμε τελικά:

$$W(CO) = T_J \Delta v = \frac{8\pi^3 \nu_J}{3k} \mu^2 \frac{J}{g_J} f_{CMB} N_J$$

Μπορούμε μετέπειτα να προχωρήσουμε την τελευταία σχέση για να εκτιμήσουμε τον X_{CO} . Η σχέση που τα συνδέει είναι η επόμενη:

$$N(H_2) = X_{CO} W(CO) \quad (3.17)$$

Επίσης ισχύει $N(H_2) = \frac{1}{Z_{CO}} \frac{N_J z(T_{ex})}{g(J)} \exp\left(\frac{T_J}{T_{ex}}\right)$, όπου Z_{CO} η αφθονία του μονοξειδίου του άνθρακα με χαρακτηριστική τιμή $Z_{CO} \approx 3.2 \times 10^{-4}$ και $z(T_{ex})$ είναι η συνάρτηση επιμερισμού⁷. Λύνοντας λοιπόν τη σχέση 3.17 ως προς τον παράγοντα μετατροπής και αντικαθιστώντας χαρακτηριστικές τιμές στις παραμέτρους προκύπτει:

$$X_{CO} = 1.6 \times 10^{19} \left(\frac{T_{ex}}{30K} \right) e^{\frac{5.53K}{T_{ex}} - 0.184} \text{ cm}^{-2} (K \text{ km/s})^{-1}$$

⁷ Συνάρτηση επιμερισμού είναι το $\sum_0^\infty g(J) \exp\left(-\frac{T_J}{T_{ex}}\right)$

3.1.4 Απόδειξη εξαγωγής της μάζας μοριακού νέφους

Εφόσον υπάρχει έκφραση του παράγοντα μετατροπής για οποιοδήποτε οπτικό βάθος, τότε μπορούμε να γενικεύσουμε ότι

$$M_{mol} = 1.05 \times 10^4 X_{CO,20} \frac{S_{CO} \Delta v D_L^2}{1+z}. \quad (3.18)$$

Αρχικά θέλουμε να υπολογίσουμε τη λαμπρότητα. Από τη διατήρηση ενέργειας προκύπτει η λαμπρότητα της πηγής επί την εκπεμπόμενη τιμή της συχνότητας, που ισούται με τη μετρούμενη ροή επί τη μετρούμενη τιμή της συχνότητας στην επιφάνεια μιας σφαίρας ακτίνας D_L , δηλαδή:

$$\nu_{rest} L(\nu_{rest}) = 4\pi D_L^2 \nu_{obs} S(\nu_{obs}) \quad (3.19)$$

Ολοκληρώνοντας τη σχέση 3.19 για όλες τις ταχύτητες έχουμε:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \nu_{rest} L(\nu_{rest}) dv &= 4\pi D_L^2 \int_0^\infty \nu_{obs} S(\nu_{obs}) dv \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow L_{CO} = 4\pi D_L^2 \nu_{obs} S_{CO} \Delta v \xleftrightarrow{\nu_{obs} = \frac{\nu_{rest}}{1+z}} \\ &\Leftrightarrow L_{CO} = 4\pi D_L^2 \frac{\nu_{rest}}{1+z} S_{CO} \Delta v \end{aligned}$$

Αν κανονικοποιήσουμε τη σχέση 3.20 ώστε η λαμπρότητα να μετράται σε μονάδες λαμπρότητας Ήλιου προκύπτει:

$$\begin{aligned} L_{CO} &= 4\pi \left(\frac{D_L}{Mpc} \right)^2 \left(\frac{\nu_{rest}}{GHz} \right) \frac{1}{1+z} \left(\frac{S_{CO} \Delta v}{Jy \cdot km/s} \right) \left(\frac{9 \cdot 10^{44} \cdot 10^9 \cdot 10^{-26}}{3 \cdot 10^5 \cdot 3.828 \cdot 10^{26}} \right) L_\odot \Leftrightarrow \\ &\Leftrightarrow L_{CO} = 1.04 \times 10^{-3} \frac{\nu_{rest} \cdot D_L^2 \cdot S_{CO} \Delta v}{1+z} \end{aligned} \quad (3.20)$$

με το κάθε μέγεθος να είναι στις μονάδες που φαίνονται στις παρενθέσεις.

Συνήθως βέβαια χρησιμοποιούμε τη λαμπρότητα σε μονάδες $K km/s pc^2$ ώστε να ταιριάζει και με τις μονάδες του α_{CO} . Δίνεται από το γινόμενο $T_b \cdot \Delta v \cdot \Omega_s \cdot D_A^2$, όπου T_b Δv η ολοκληρωμένη στις ταχύτητες θερμοκρασία λαμπρότητας, Ω_s η στερεά γωνία που ορίζει η πηγή και $D_A^2 = D_L^2 / (1+z)^2$ η γωνιακή απόσταση της πηγής. Η παρατηρούμενη ένταση ακτινοβολίας $I_{CO} = \int T_b dv$ μετρά τη θερμοκρασία λαμπρότητας «απλωμένη» σε ολόκληρη τη beam του τηλεσκοπίου. Η θερμοκρασία αυτή μειώνεται με την ερυθρομετατόπιση έτσι ώστε $T_b \Delta v \Omega_s = I_{CO} \Omega_{s*b} (1+z)$, με Ω_{s*b} να είναι η στερεά γωνία της πηγής συνελιγμένη με τη beam του τηλεσκοπίου. Η λαμπρότητα δίνεται τότε από την παρακάτω σχέση, ακολουθώντας όμοια διαδικασία κανονικοποίησης με την προηγούμενη:

$$L'_{CO} = 23.5 \Omega_{s*b} D_L^2 I_{CO} (1+z)^{-3} \quad (3.21)$$

όπου η L'_{CO} είναι σε $K km/s pc^2$, το Ω_{s*b} σε $arcsec^2$ και η I_{CO} σε $K km/s$. Αν η πηγή είναι πολύ μικρότερη της beam του τηλεσκοπίου, τότε $\Omega_{s*b} \approx \Omega_b$. Τέλος, η πιο διαδεδομένη μορφή της παραπάνω έκφρασης (P.M. Solomon, P.A. Vanden Bout, 2005) για τη λαμπρότητα είναι συναρτήσει της ολικής ροής γραμμής μετάβασης $L'_{CO} =$

$(c^2/2k_B) S_{CO} \Delta v \nu_{obs}^{-2} D_L^2 (1+z)^{-3}$. Κανονικοποιώντας και πάλι και χρησιμοποιώντας τη σχέση $\nu_{obs} = \nu_{rest}/(1+z)$ καταλήγουμε στην τελική σχέση για τη λαμπρότητα:

$$L'_{CO} = 3.25 \cdot 10^7 S_{CO} \Delta v \nu_{rest}^{-2} D_L^2 (1+z)^{-1} \quad (3.22)$$

Επειδή η σχέση που συνδέει μάζα με λαμπρότητα είναι η $M_{mol} = \alpha_{CO} L_{CO}$, έχουμε ότι

$$M_{mol} = 3.25 \times 10^7 \alpha_{CO} \frac{S_{CO} \Delta v D_L^2}{\nu_{10}^2 (1+z)}. \quad (3.23)$$

Αφού $X_{CO} = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km/s})^{-1}$ για $\alpha_{CO} = 4.3 M_{\odot} (\text{K km/s pc}^2)^{-1}$ (Bolatto et al. 2013), έχουμε επίσης ότι

$$M_{mol} = 1.05 \times 10^4 \frac{X_{CO}}{2 \times 10^{20} \frac{\text{cm}^{-2}}{\text{K km s}^{-1}}} \frac{S_{CO} \Delta v D_L^2}{1+z} \Leftrightarrow$$

όπου στην τιμή της συχνότητας ν_{rest} βάλουμε 115.2712 GHz και όπου M_{mol} είναι σε ηλιακές μάζες.

3.1.5 M_{mol} στο γαλαξία OQ 208

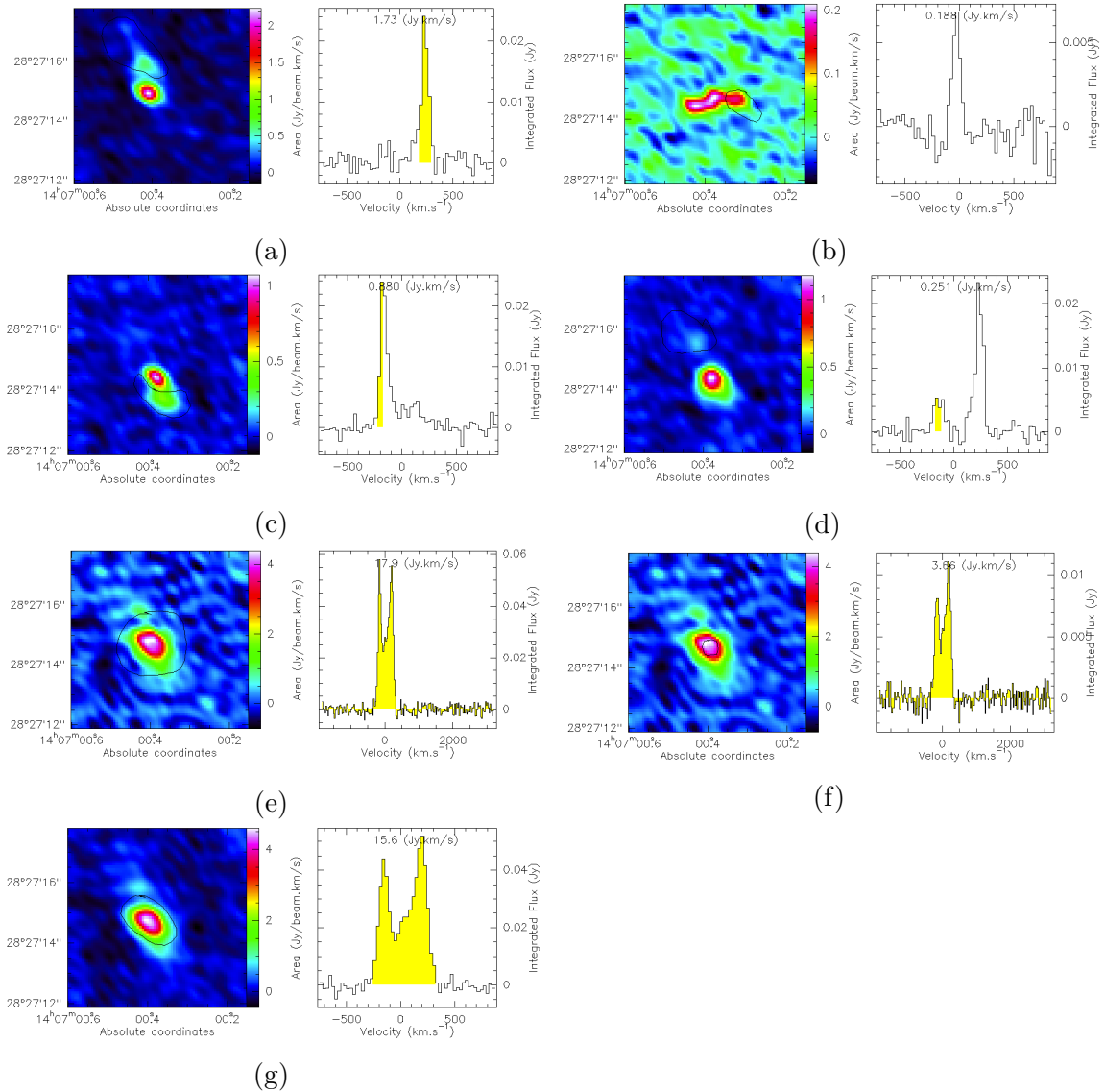
Έχοντας λοιπόν τα παραπάνω υπόψιν μπορούμε, από τη σχέση 3.23 να υπολογίσουμε τη μάζα χρησιμοποιώντας τις τιμές: $\alpha_{CO} = 4.3 M_{\odot} / (\text{K km/s pc}^2)$ (σύμφωνα με τη θεωρία που αναλύθηκε παραπάνω), $S_{CO} \Delta v = 10.8 \text{ Jy km/s}^8$, $D_L = 340 \text{ Mpc}$ (σύμφωνα με την ερυθρομετατόπιση που μετρήσαμε) ενώ $\nu_{10} = 115.2712 \text{ GHz}$. Με τις τιμές αυτές λοιπόν προκύπτει η μάζα του γαλαξία να είναι $M_{mol} = 1.22 \pm 0.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Πέρα όμως από τη συνολική μάζα, μας ενδιαφέρει να βρούμε και τη μάζα του μοριακού υδρογόνου σε επιμέρους περιοχές. Με βάση λοιπόν τις όψεις του γαλαξία που παρουσιάσαμε παραπάνω, αποφασίσαμε να μετρήσουμε τη μάζα και σε κάποιες άλλες περιοχές γύρω από το κέντρο. Στην εικόνα 3.4 παραθέτουμε ενδεικτικά τις ολοκληρώσεις αυτές στη μετάβαση $J = 2 \rightarrow 1$. Συγκεκριμένα μετρήσαμε τη ροή στην πρώτη μετάβαση: βόρεια του κέντρου και νότια του κέντρου όπου φαίνεται να υπάρχουν τρεις σπειροειδείς/παλιρροιακές δομές (3.4a, 3.4b, 3.4c), ένας δίσκος (3.4g), σε ακτίνα $1''$ και $0.5''$ από το κέντρο (3.4e και 3.4f αντίστοιχα), καθώς και βορειοανατολικά του κέντρου όπου υπάρχει αέριο που αντιτίθεται στην κινηματική του γαλαξία (3.4d, out-of-equilibrium structure). Αντίστοιχα έγιναν οι ολοκληρώσεις και στη μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$. Σε αυτήν την ανάλυση, που είναι χειρότερη, οι ροές επικαλύπτονται για το δίσκο, το κεντρικό $1''$ και μέρη από τις σπειροειδείς/παλιρροιακές δομές.

Οι μάζες που βρήκαμε, με τη σειρά που παρατίθενται στην εικόνα 3.4 είναι: $M_{mol}^{sp/tt} = 1.13 \pm 0.51 \times 10^9 M_{\odot}$, $M_{mol}^{sp/tt} = 2.60 \pm 1.70 \times 10^8 M_{\odot}$, $M_{mol}^{sp/tt} = 1.00 \pm 0.13 \times 10^9 M_{\odot}$, $M_{mol}^{out/eq} = 3.74 \pm 1.26 \times 10^8 M_{\odot}$, $M_{mol}^{1''} = 9.78 \pm 2.83 \times 10^9 M_{\odot}$, $M_{mol}^{0.5''} = 3.47 \pm 1.02 \times 10^9 M_{\odot}$ και $M_{mol}^{disk} = 8.12 \pm 0.45 \times 10^9 M_{\odot}$.

Ένα πάνελ που παρουσιάζει ενδιαφέρον, λόγω της διαφορετικότητάς του, είναι το τέταρτο. Εκεί φαίνεται μια περιοχή που αντιτίθεται στην κινηματική του γαλαξία. Αυτό θα μπορούσε να σημαίνει ότι είναι είτε απομεινάρι κάποιας σύγκρουσης, είτε γαλαξιακός άνεμος. Μελλοντική κινηματική μελέτη θα δείξει ποιο από τα δύο ισχύει.

⁸H ροή που μετρήσαμε για τη μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$.

3.2. ΔΙΕΓΕΡΣΗ ΤΟΥ ΑΕΡΙΟΥ ΒΑΣΕΙ ΤΗΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ CO: $J = 1 \rightarrow 0$,
 $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$ ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΑΕΡΙΟΥ (CO)



Σχήμα 3.4: Περιοχές ολοκλήρωσης γύρω από το γαλαξία OQ 208 στη μετάβαση $J = 2 \rightarrow 1$ του μονοξειδίου του άνθρακα.

3.2 Διέγερση του αερίου βάσει της εκπομπής CO: $J = 1 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$

3.2.1 Μοντελοποίηση μέσω του κώδικα *Radex*

Θέλαμε στη συνέχεια να μελετήσουμε τη θερμοκρασία, την αριθμητική πυκνότητα και την πυκνότητα κολόνας. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήσαμε το λογισμικό *Radex* με το οποίο για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας του δέκτη T_R , της αριθμητικής πυκνότητας του μοριακού υδρογόνου και της πυκνότητας κολόνας του, παραγαγάμε τιμές ροής σε $Jy \cdot Hz$. Στην αρχή του κώδικα ελαχιστοποίησης που παρουσιάζεται παρακάτω, όπου ορίζεται η συνάρτηση *chisqfunc()*, εκτελούνταν αρχικά η λεγόμενη μέθοδος ελαχιστοποίησης χ^2 . Η μέθοδος δουλεύει ως εξής: θεωρούμε ότι οι παρατηρήσεις μας μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε k κλάσεις με τη συχνότητα καθεμίας να είναι O_i και οι αναμενόμενες συχνότητες να είναι E_i που προέκυψαν στη συγκεκριμένη περίπτωση

από το μοντέλο *Radex* (van der Tak et al. 2007). Τότε η τιμή της μεταβλητής χ^2 είναι:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(O_i - E_i)^2}{E_i} \quad (3.24)$$

Υπό τη μηδενική υπόθεση H_0 πως τα αντικείμενα σε κάθε κατηγορία είναι E_i , η μέθοδος ελαχιστοποίησης ελέγχει αν οι O_i είναι επαρκώς κοντά στις E_i ώστε να είναι πιθανό να ισχύει αυτή η μηδενική υπόθεση H_0 . Η μεταβλητή χ^2 ακολουθεί την κατανομή χ^2 με $\nu = k - 1$ βαθμούς ελευθερίας.

Η υπόθεση από την οποία ξεκινούμε για να κάνουμε χρήση της μεθόδου αυτής είναι πως οι αποκλίσεις από τις E_i οφείλονται σε περιορισμένο αριθμό παρατηρήσεων, και προκαλούν στατιστικό σφάλμα, δηλαδή θόρυβο. Έτσι η χ^2 δίνει την πιθανότητα οι τυχαίες αποκλίσεις από τις αναμενόμενες τιμές να είναι όντως αντίστοιχες με αυτές που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις.

Τρέχοντας όμως την ελαχιστοποίηση διαπιστώσαμε ότι δεν παράγει πάντα βέλτιστο fit στα δεδομένα μας. Αυτό οφείλεται στο bias υπέρ της τελευταίας μετάβασης όπου και η ροή είναι μεγαλύτερη. Για να το αντιμετωπίσουμε τροποποιήσαμε τη μέθοδο ελαχιστοποίησης χ^2 και αντ'αυτής δοκιμάσαμε μια άλλη μέθοδο, των reduced least squares. Η διαφορά με την αρχική είναι ότι υπεισέρχονται στατιστικά βάρη. Πάλι ελαχιστοποιούμε το:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(O_i - E_i)^2}{\sigma^2} \quad (3.25)$$

όπου σ^2 το τετράγωνο του σφάλματος της κάθε μέτρησης. Μεταξύ των δύο παραπάνω μεθόδων επιλέξαμε τελικά να χρησιμοποιήσουμε τη δεύτερη γιατί δουλεύει καλύτερα σε μετρήσεις διαφορετικής τάξης μεγέθους. Συνεπώς στην τελική μορφή του κώδικα η *chisqfunc()* κάνει χ^2 minimisation με τη μορφή 3.25.

Ο κώδικας *Radex* δέχεται ως input τα εξής δεδομένα:

1. Την αρχική και τελική συχνότητα, μεταξύ των οποίων θα εκτελέσει τους υπολογισμούς. Αυτές συμπεριλαμβάνουν τις συχνότητες των γραμμών εκπομπής του μονοξειδίου του άνθρακα που μας ενδιαφέρει.
2. Τη θερμοκρασία υποβάθρου (μοντελοποιημένο ως black body).
3. Την κινητική θερμοκρασία του μοριακού νέφους.
4. Την αριθμητική πυκνότητα του H_2 του μοριακού νέφους. Εμείς λάβαμε υπόψιν ως collisional partners τα ortho- H_2 και para- H_2 με πηλίκα εξαρτώμενα από τη θερμοκρασία.
5. Την πυκνότητα κολόνας του μορίου.
6. Το line width των μοριακών γραμμών.

Έτσι με τα δεδομένα αυτά, ο κώδικας μάς δίνει μια θερμοκρασία για κάθε πυκνότητα κολόνας και όγκο νέφους (και για κάθε μετάβαση), την οποία πρέπει να μετατρέψουμε σε ολοκληρωμένη ροή ώστε να μπορούμε να τη συγκρίνουμε με τις πειραματικές τιμές. Ωστόσο ο κώδικας δίνει σωστά αποτελέσματα μόνο μεταξύ συγκεκριμένων τιμών για την αριθμητική πυκνότητα και την πυκνότητα κολόνας. Συγκεκριμένα για το μονοξείδιο του άνθρακα η κρίσιμη τιμή για την αριθμητική πυκνότητα είναι $n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ και

για την πυκνότητα κολόνας είναι $N = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Για χαμηλότερες των δύο αυτών παραμέτρων είμαστε πολύ μακριά από την ισορροπία και από το local thermodynamic equilibrium (LTE). Πρέπει τότε να λάβουμε υπόψιν ότι η αδιαφάνεια αυξάνεται, οπότε κάποια ηλεκτρόνια «παγιδεύονται» σε υψηλότερες στάθμες. Χαρακτηριστικά αναφέρουμε πως για 15 K , $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ και $N = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ η θερμοκρασία διέγερσης T_{ex} ξεπερνά την κινητική θερμοκρασία T_{kin} στην πρώτη μετάβαση του αερίου. Σε ακόμα χαμηλότερες τιμές της πυκνότητας κολόνας και της αριθμητικής πυκνότητας μπορεί να αντιστραφούν οι στάθμες αν η θερμοκρασία είναι αρκετά υψηλή, με αποτέλεσμα να βρίσκουμε ακόμα και αρνητικές T_{ex} . Τέλος, αν η κινητική θερμοκρασία είναι πολύ μεγάλη ($T_{kin} \gg h\nu/k_B = 5.52 \text{ K}$ για την πρώτη μετάβαση του μονοξειδίου του άνθρακα) τότε πάλι ο κώδικας δεν παράγει τις αναμενόμενες τιμές. Έχοντας αυτά υπόψη μπορούμε τώρα να προχωρήσουμε στη μετατροπή της θερμοκρασίας, που δίνει το *Radex* ως output σε ένταση ακτινοβολίας.

Το *Radex* μάς δίνει τη θερμοκρασία ακτινοβολίας T_R , την οποία βάζουμε στο νόμο του Rayleigh-Jeans για να βρούμε την ένταση ακτινοβολίας της κάθε γραμμής. Πιο συγκεκριμένα, ξεκινάμε από το νόμο του Planck που έχει την εξής εξάρτηση:

$$B_\nu = \frac{dE}{d\Omega dt d\nu dA} \quad (3.26)$$

και είναι η ροή ενέργειας ανά συχνότητα και ανά στερεά γωνία. Για το όριο Rayleigh-Jeans⁹ που ισχύει για $h\nu \ll k_B T$, έχουμε ότι:

$$B_\nu = \frac{2k_B T_R \nu^2}{c^2} \quad (3.27)$$

Αντικαθιστώντας τις γνωστές τιμές των σταθερών προκύπτει:

$$B_\nu = 3.07 \times 10^4 \frac{\text{Jy}}{\text{sr}} T_R \nu^2 \quad (3.28)$$

Εν συνεχεία ολοκληρώνουμε επί της γραμμής, μιας και έχουμε ροή ανά συχνότητα:

$$B = \int B_\nu d\nu = 3.07 \times 10^4 \frac{\text{Jy}}{\text{sr}} \int T_R \nu^2 d\nu \quad (3.29)$$

Ισχύει πως σε πρώτη προσέγγιση το ολοκλήρωμα μπορεί να γραφτεί ως $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{c}{\nu}$, οπότε αντικαθιστώντας βρίσκουμε για τη ροή:

$$B = 1.02 \times 10^8 T_R \nu^3 \Delta\nu \frac{\text{Jy Hz}}{\text{sr}} \quad (3.30)$$

Έπειτα, για να φύγει και η εξάρτηση από τη στερεά γωνία ολοκληρώνουμε ως εξής:

$$F = \int B d\Omega = 1.02 \times 10^8 T_R \nu^3 \Delta\nu \pi \alpha^2 \text{Jy Hz} \quad (3.31)$$

όπου η επιφάνεια α^2 είναι σε ακτίνια στο τετράγωνο. Για τη θεωρητική μελέτη, υποθέτουμε το μέγεθος του γαλαξία στον ουρανό να είναι περίπου στα $6''$. Επίσης προσθέτουμε με το χέρι τον beam filling factor. Αυτό το κάνουμε, καθώς τα νέφη που μελετούμε δεν καλύπτουν παρά μόνο ένα μικρό ποσοστό της beam του τηλεσκοπίου.

⁹Γενικά η κατανομή Planck είναι: $B_\nu = \frac{2hk_B\nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1)}$.

Οπότε το διορθώνουμε πολλαπλασιάζοντας με το ποσοστό που καλύπτουν τα νέφη. Συνοπτικά λοιπόν η τελική σχέση είναι:

$$F = \int B d\Omega = 1.08 \times 10^8 T_R \nu^3 f \Delta\nu \text{ πα}^2 Jy \text{ Hz} \quad (3.32)$$

όπου ν είναι σε GHz , T_R σε Κέλβιν και η ταχύτητα σε χιλιόμετρα ανά δευτερόλεπτο. Αντίστοιχα χρησιμοποιούμε το πηλίκο $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{v}{c}$ για να μετατρέψουμε τις μετρήσεις μας από $Jy \cdot km/s$ σε $Jy \cdot Hz$.

3.2.2 Συμπεριφορά του CO spectral line energy distribution (SLED)

Στο παράρτημα A'2 παρουσιάζεται ο κώδικας που χρησιμοποιήσαμε για τη μετατροπή της θερμοκρασίας σε ολοκληρωμένη ροή. Ακολουθώντας, η ροή σχεδιάζεται σε μονάδες ηλιακής λαμπρότητας. Για να μελετήσουμε τη συμπεριφορά του CO SLED (Dasyra et al. 2014) στην εναλλαγή των τριών βασικών παραμέτρων δημιουργήσαμε ενδεικτικά, τα διαγράμματα 3.5, 3.6 και 3.7. Στο διάγραμμα 3.5 εναλλάξαμε τη θερμοκρασία κρατώντας σταθερές τις άλλες δύο παραμέτρους, στο 3.6 εναλλάξαμε την πυκνότητα κολόνας ενώ στο 3.7 εναλλάξαμε την αριθμητική πυκνότητα.

Παρατηρούμε πως όταν εναλλάσσουμε μόνο τη θερμοκρασία (3.5), τότε περισσότερη εκπομπή βρίσκουμε σε υψηλότερες θερμοκρασίες. Δηλαδή όσο αυξάνεται η θερμοκρασία, τόσο πιο «ψηλά» βρίσκεται και η αντίστοιχη καμπύλη. Αν εξετάζουμε και υψηλότερες θερμοκρασίες θα βλέπαμε και συνεισφορά σε πιο διεγερμένες καταστάσεις. Αντίστοιχα, όταν εναλλάσσουμε μόνο την πυκνότητα κολόνας (3.6), και πάλι όσο αυξάνεται αυτή, τόσο ανεβαίνει και η καμπύλη «υψηλότερα» γιατί προσθέτουμε νέφη. Η μορφή της δε θα αλλάξει, αν η εκπομπή έχει κορεστεί. Τέλος, παρόμοια συμπεριφορά παρατηρούμε και όταν εναλλάσσουμε μόνο την αριθμητική πυκνότητα (3.7), δηλαδή με αύξηση της τιμής της, ανεβαίνει και η καμπύλη, γιατί εξαιτίας του υψηλότερου αριθμού κρούσεων θερμοποιείται γρηγορότερα το αέριο. Αξίζει να παρατηρήσουμε στα τελευταία δύο σχήματα πως οι καμπύλες είναι σχεδόν εκφυλισμένες στις υψηλότερες τιμές των πυκνοτήτων κολόνας και αριθμητικής πυκνότητας.

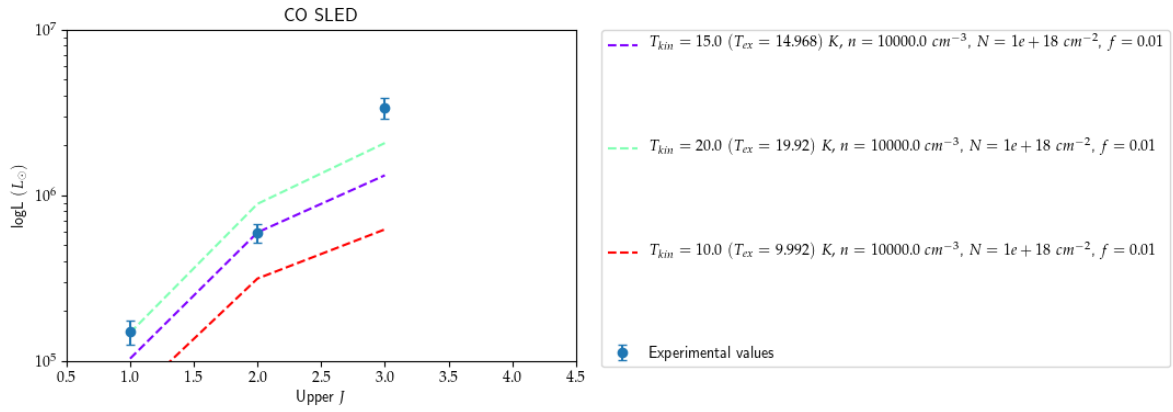
3.2.3 Βέλτιστες προσαρμογές

Στο διάγραμμα 3.8 λοιπόν παρουσιάζονται αρχικά οι δέκα καλύτερες προσαρμογές με την καλύτερη να είναι στην πρώτη θέση του υπομνήματος. Παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία είναι ίδια και αυτά που αλλάζουν είναι η πυκνότητα κολόνας και η αριθμητική πυκνότητα. Το grid που χρησιμοποιήσαμε είναι για θερμοκρασίες από $10 K$ έως $100 K$ με βήμα $5 K$. Το ενδιαφέρον του αποτελέσματος είναι ότι περιορίζεται μονάχα σε μια θερμοκρασία ενώ υπάρχει εκφυλισμός στις άλλες δύο ποσότητες.

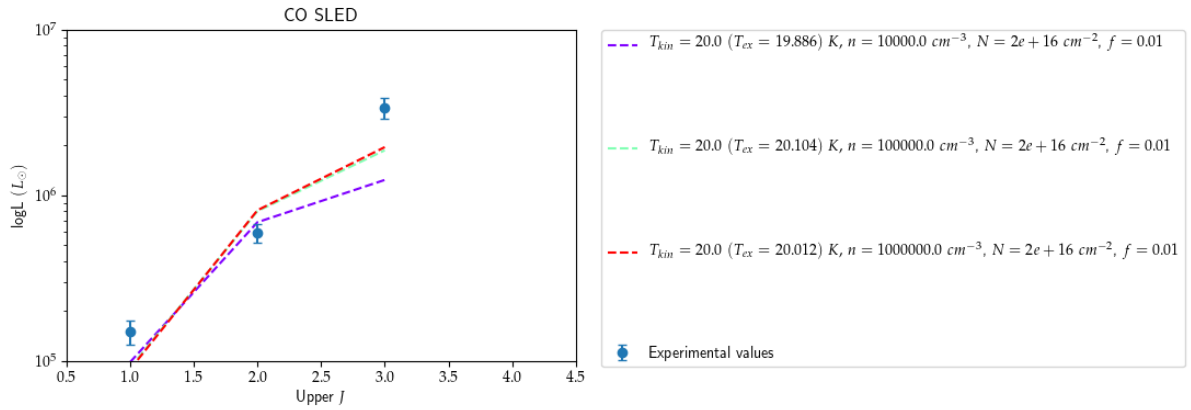
Στη συνέχεια για να εξετάσουμε το ρόλο της θερμοκρασίας αναφορικά με τις άλλες δύο παραμέτρους υποχρεώσαμε τον κώδικα να τυπώσει την επόμενη καλύτερη λύση μόνο σε περίπτωση που αλλάξει η θερμοκρασία. Αυτό μας επιτρέπει να εκτιμήσουμε το σφάλμα της θερμοκρασίας. Έτσι προέκυψε το διάγραμμα 3.9.

Για να έχουμε ακόμα μεγαλύτερη ακρίβεια, επαναλάβουμε τη διαδικασία περιορίζοντας τις θερμοκρασίες μεταξύ των τιμών $10 K$ και $20 K$, με βήμα $1 K$. Στο διάγραμμα 3.10 παρουσιάζονται οι 10 καλύτερες προσαρμογές. Για να εκτιμήσουμε το σφάλμα, σχεδιάσαμε και πάλι τις πρώτες διαφορετικές θερμοκρασίες στο σχήμα 3.11.

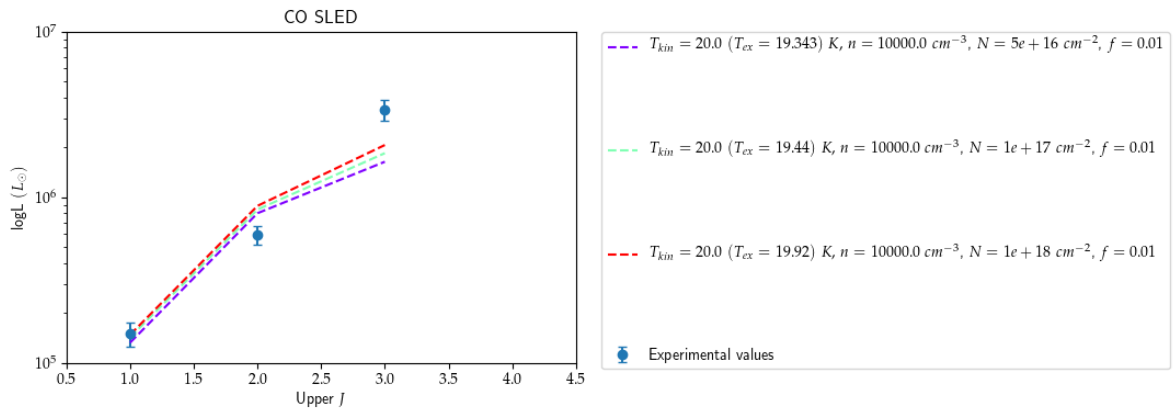
3.2. ΔΙΕΓΕΡΣΗ ΤΟΥ ΑΕΡΙΟΥ ΒΑΣΕΙ ΤΗΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ CO: $J = 1 \rightarrow 0$,
 $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$ ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΑΕΡΙΟΥ (CO)



Σχήμα 3.5: CO SLED του γαλαξία OQ 208 με εναλλαγή της θερμοκρασίας και την πυκνότητα κολόνας και την αριθμητική πυκνότητα σταθερές.



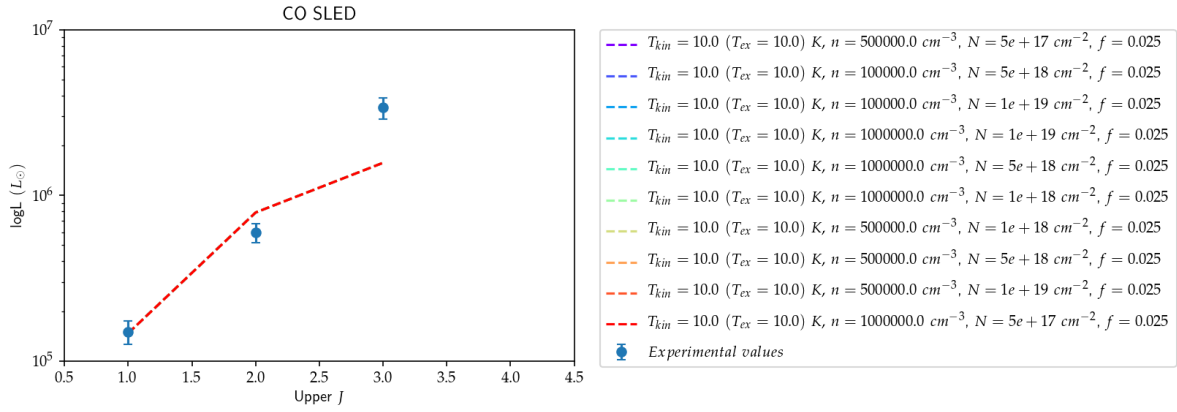
Σχήμα 3.6: CO SLED του γαλαξία OQ 208 με εναλλαγή της αριθμητικής πυκνότητας και τη θερμοκρασία και την πυκνότητα κολόνας σταθερές.



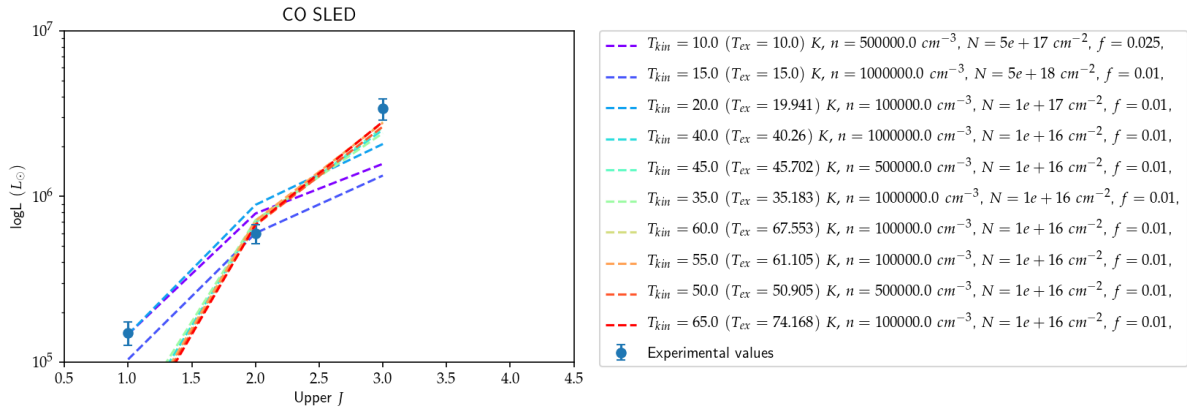
Σχήμα 3.7: CO SLED του γαλαξία OQ 208 με εναλλαγή της πυκνότητας κολόνας και τη θερμοκρασία και την αριθμητική πυκνότητα σταθερές.

Έτσι με βάση τα σχήματα 3.10 και 3.11 εξαγάγαμε τη βέλτιστη προσαρμογή στα δεδομένα μας που απεικονίζεται στο σχήμα 3.12. Βλέπουμε εκεί ότι οι πειραματικές μας μετρήσεις αντιστοιχούν σε θερμοκρασία $T = 17 \pm 2 K$, πυκνότητα κολόνας $N = 1.0 \pm 0.5 \times 10^{18} cm^{-2}$ και αριθμητική πυκνότητα $n = 1.0 \pm 0.5 \times 10^5 cm^{-3}$.

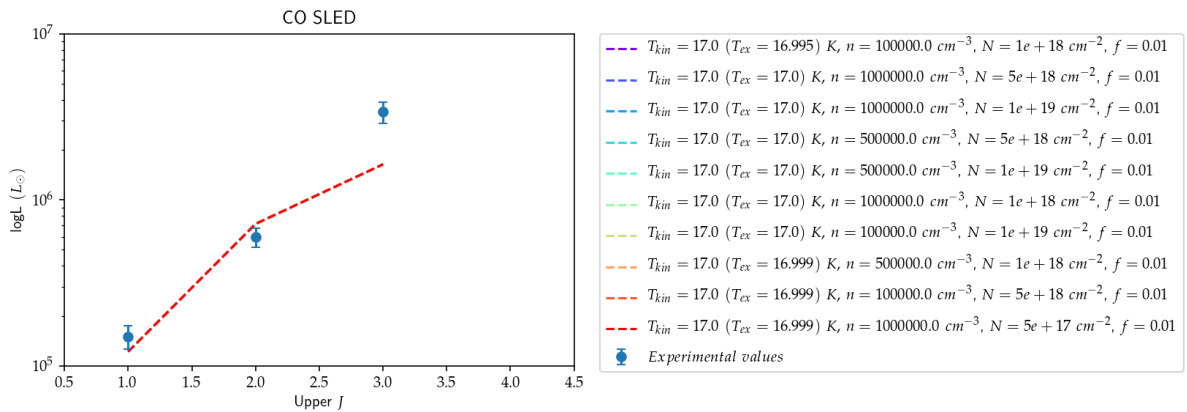
Πέρα όμως από τη συνολική ροή, θελήσαμε να βρούμε τα CO SLEDs στις επιμέρους περιοχές των οποίων τις μάζες είχαμε υπολογίσει στο κεφάλαιο 3.1.5, δηλαδή



Σχήμα 3.8: CO SLED του γαλαξία OQ 208 με τα δέκα πρώτα best fits των πειραματικών τιμών με το μοντέλο *Radex*, για θερμοκρασίες μεταξύ δέκα και εκατό Κέλβιν.

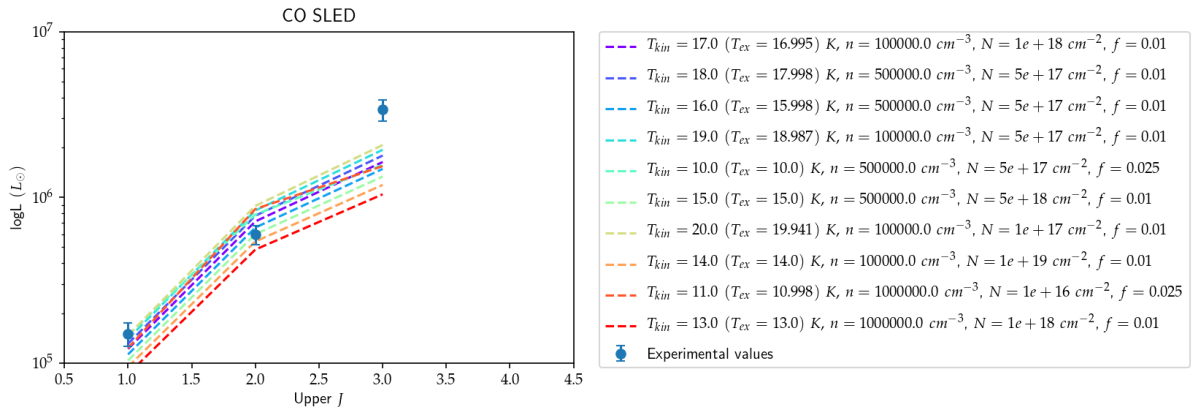


Σχήμα 3.9: CO SLED του γαλαξία OQ 208 με τις δέκα πρώτες διαφορετικές θερμοκρασίες, για θερμοκρασίες μεταξύ δέκα και εκατό Κέλβιν.



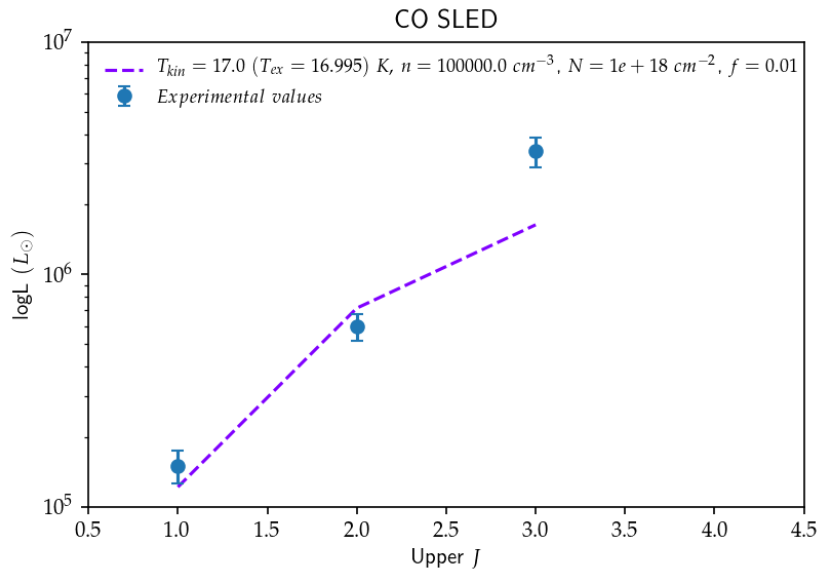
Σχήμα 3.10: CO SLED του γαλαξία OQ 208 με τις δέκα πρώτες διαφορετικές θερμοκρασίες, για θερμοκρασίες μεταξύ δέκα και είκοσι Κέλβιν.

στις σπειροειδείς/παλιρροϊκές δομές, στην out-of-equilibrium structure, σε ακτίνες $1''$ και $0.5''$ από το κέντρο, καθώς και στο δίσκο. Για τις επιμέρους δομές θεωρήσαμε μια επιφάνεια ακτίνας $1''$ εκτός από το tidal tail (a), όπου θεωρήσαμε επιφάνεια $2''$. Χρησιμοποίησαμε μόνο τις πρώτες δύο μεταβάσεις που είναι από την ίδια διάταξη (PdB),



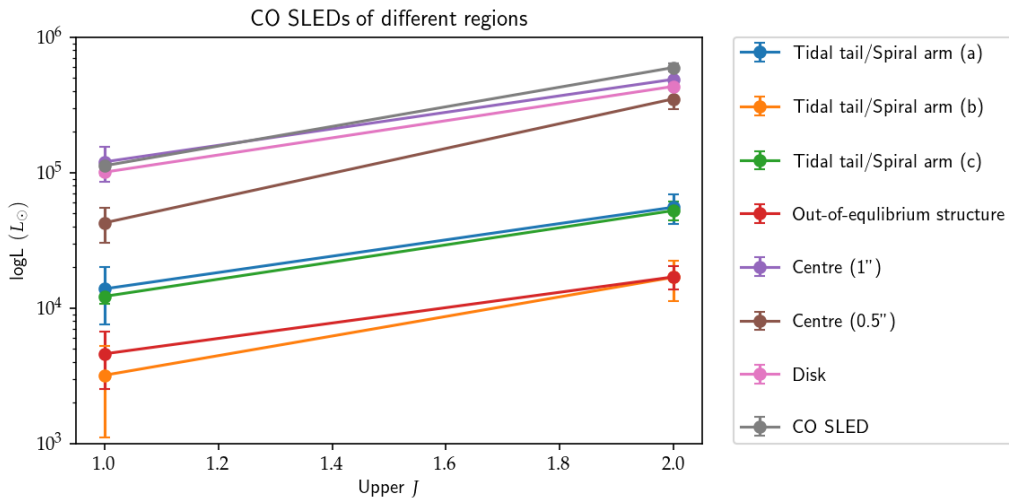
Σχήμα 3.11: CO SLED του γαλαξία OQ 208 με τα δέκα πρώτα best fits των πειραματικών τιμών με το μοντέλο *Radex*, για θερμοκρασίες μεταξύ δέκα και είκοσι Κέλβιν.

καθώς δεν μπορούμε να αντιστοιχίσουμε τα εμβαδά ολοκλήρωσης στις μετρήσεις του SMA με ακρίβεια. Στην εικόνα 3.13 φαίνονται τα CO SLEDs των επιμέρους περιοχών που εξετάσαμε, καθώς και το αρχικό για τη συνολική ροή. Παρατηρούμε ότι η περιοχή κοντά στο κέντρο είναι πιο διεγερμένη από αυτήν μακρύτερα (3.13) βάσει των σφαλμάτων της ροής. Πρέπει εδώ να αναφερθεί πως επειδή στο πρόγραμμα MAPPING η επιφάνεια στην οποία ολοκληρώνεται η ροή, επιλέγεται με το χέρι, μετρήσεις υψηλότερης ακρίβειας θα πρέπει να πραγματοποιηθούν με άλλα προγράμματα. Αυτές θα αναζητηθούν σε επόμενο στάδιο.

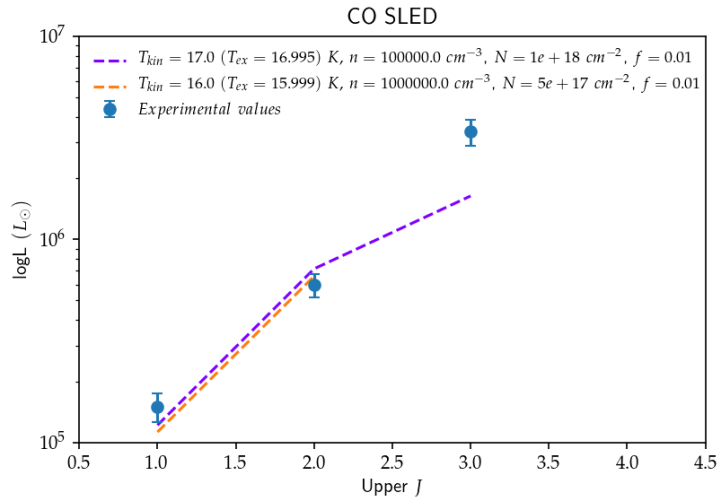


Σχήμα 3.12: CO SLED του γαλαξία OQ 208.

Επίσης κάναμε fit κάθε περιοχή με βάση των κώδικα του παραρτήματος A.2. Εδώ πρέπει να τονίσουμε ότι αναμένουμε διαφορετικές τιμές θερμοκρασιών από αυτές που βρήκαμε στην πλήρη μελέτη μας με τις τρεις μεταβάσεις, καθώς εδώ έχουμε μόνο δύο μεταβάσεις. Αυτό φαίνεται καλύτερα στο σχήμα 3.14, όπου αντιπαραβάλλουμε τα fit για τις πρώτες δύο μεταβάσεις, καθώς και πάλι για τις τρεις. Βλέπουμε ότι τα fit δεν είναι ίδια για τον παραπάνω λόγο.



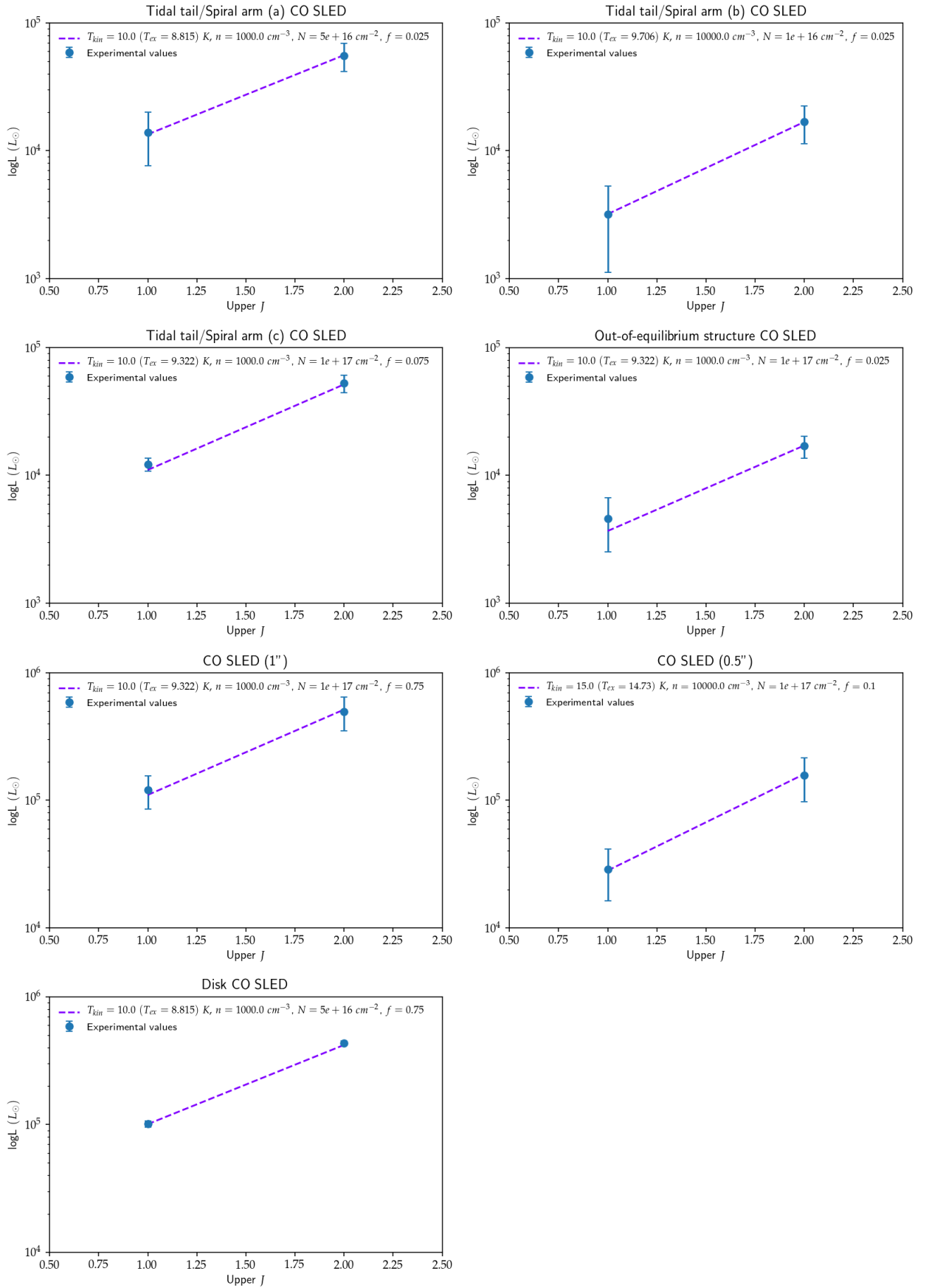
Σχήμα 3.13: CO SLED σε επτά περιοχές του γαλαξία *OQ 208*. Η ονοματολογία των σπειροειδών/παλιρροϊκών δομών είναι όπως στο σχήμα 3.4.



Σχήμα 3.14: Σύγκριση των fit για δύο και τρεις μεταβάσεις μονοξειδίου του άνθρακα στο γαλαξία *OQ 208*.

Έχοντας αυτό λοιπόν υπόψιν, συγκρίνουμε τη διέγερση του αερίου σε διαφορετικές περιοχές του γαλαξία. Στο σχήμα 3.15 βλέπουμε τις βέλτιστες τιμές των επιμέρους περιοχών. Παρατηρούμε ότι σχεδόν όλες οι περιοχές έχουν κινητική θερμοκρασία $10 K$ με τη θερμοκρασία διέγερσης για τη γραμμή $J = 1 \rightarrow 0$ να προσεγγίζει την κινητική θερμοκρασία. Η μόνη περιοχή που διαφοροποιείται είναι η επιφάνεια ακτίνας $0.5''$ από το κέντρο του γαλαξία, όπου η κινητική θερμοκρασία του αερίου είναι $15 K$. Και πάλι η θερμοκρασία διέγερσης προσεγγίζει την κινητική θερμοκρασία. Αυτό μπορεί να οφείλεται σε τρεις παράγοντες. Πρώτον ότι κάποιο μέρος της ροής $J = 1 \rightarrow 0$ ίσως χάνεται λόγω της μικρής επιφάνειας ολοκλήρωσης. Δεύτερον ότι το αέριο μπορεί να είναι πιο διεγερμένο λόγω εντονότερης αστρογέννησης. Τρίτον, μπορεί ο πίδακας της μελανής οπής να επηρεάζει το αέριο. Σε αυτό το σημείο μπορούμε να προχωρήσουμε στη σύνοψη των αποτελεσμάτων της εργασίας μας στο επόμενο κεφάλαιο.

3.2. ΔΙΕΓΕΡΣΗ ΤΟΥ ΑΕΡΙΟΥ ΒΑΣΕΙ ΤΗΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ CO: $J = 1 \rightarrow 0$,
 $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$ ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΑΕΡΙΟΥ (CO)



Σχήμα 3.15: Βέλτιστες προσαρμογές εφτά επιμέρους περιοχών του OQ 208.

Κεφάλαιο 4

Συμπεράσματα

Στην εργασία αυτήν επικεντρωθήκαμε στη μελέτη του γαλαξία *OQ 208*. Ο *OQ 208* είναι ένας ραδιογαλαξίας, από τον οποίον εξέρχονται πίδακες, ενώ παρατηρούνται και κάποιες άλλες δομές γύρω από το κέντρο. Με βάση τη σύγκριση των εικόνων του γαλαξία σε συνεχές και στις μεταβάσεις φαίνεται ότι τα δύο αντικείμενα που βρίσκονται στα ανατολικά και νοτιοδυτικά του κέντρου είναι άλλοι γαλαξίες με τους οποίους αλληλεπιδρά βαρυτικά ο *OQ 208*, ενώ και μεταξύ των δύο αυτών γαλαξιών παρατηρούμε πιθανή εκπομπή από απομεινάρια σκόνης και αερίου της σύγκρουσης. Επίσης παρατηρούμε σπειροειδείς/παλιρροϊκές δομές να εξέρχονται του κέντρου.

Η σκόνη που υπάρχει στο γαλαξία αυτόν μοντελοποιήθηκε ως modified black body και βρέθηκε να είναι σε θερμοκρασία $T = 20 \pm 5 \text{ K}$. Από αυτήν υπολογίσαμε τη ροή στα 345.796 GHz εξαιτίας του σύγχροτρον του jet στα $18 \pm 1 \text{ mJy}$.

Από τον παράγοντα μετατροπής α_{CO} υπολογίσαμε τη μάζα του γαλαξία να είναι $M_{mol} = 1.22 \pm 0.2 \times 10^{10} M_{\odot}$. Επίσης μετρήσαμε τις μάζες σε περιοχές γύρω από το κέντρο του γαλαξία και τις βρήκαμε να κυμαίνονται μεταξύ $5 \times 10^7 M_{\odot}$ και $9 \times 10^9 M_{\odot}$. Ενδιαφέρον παρουσίασε μια περιοχή βορειοανατολικά του κέντρου όπου βρήκαμε μια δομή που κινείται αντίθετα με το δίσκο του γαλαξία.

Επίσης προσομοιώσαμε την εκπομπή του γαλαξία στις γραμμές του CO μέσω του κώδικα *Radex* και εξαγάγαμε τις βέλτιστες τιμές για τη θερμοκρασία, την αριθμητική πυκνότητα, την πυκνότητα κολόνας καθώς και το beam filling factor. Συγκεκριμένα οι τιμές που βρήκαμε είναι $T_{kin} = 17 \pm 2 \text{ K}$, $n = 1.0 \pm 0.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, $N = 1.0 \pm 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ και $f = 0.01 \pm 0.0025$ για το σύνολο της εκπομπής. Γενικότερα βρήκαμε να υπάρχει εκφυλισμός ανάμεσα στην πυκνότητα και την πυκνότητα κολόνας, με το αέριο να είναι πυκνό (με N_{CO} μεταξύ $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ και $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ και n μεταξύ $1.0 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ και $1.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$). Η θερμοκρασία βρέθηκε στο εύρος 10 K με 15 K . Οι χαμηλότερες θερμοκρασίες (10 K) βρέθηκαν στις σπειροειδείς/παλιρροϊκές δομές, ενώ μεταβολές στη θερμοκρασία του αερίου φαίνονται και εντός του ίδιου του δίσκου. Ενώ κατά μέση τιμή το αέριο του δίσκου είναι επίσης στους 10 K , σε απόσταση $0.5''$ από το κέντρο είναι στους 15 K . Η αύξηση αυτή μπορεί να οφείλεται σε αυξημένη αστρογέννηση ή πυρηνική δραστηριότητα ή στο jet. Εάν οφείλεται στο jet, τότε η επίδρασή του στη θέρμανση των μορίων με τα οποία αλληλεπίδρασε είναι πολύ σημαντική. Ειδικά τα μόρια αυτά που έχουν λίγη μάζα (γιατί η περιοχή στην οποία εκτείνεται ο πίδακας είναι λιγότερο από το ένα δέκατο της μικρότερης περιοχής που μελετήσαμε, δηλαδή 700 pc γύρω από το κέντρο) δε θα μπορούσαν να μεταβάλλουν τη μέση τιμή της παρατηρούμενης εκπομπής.

Παράρτημα Α'

Κώδικες

Α'.1 Dust fit

```
1 import numpy as np
2 import math
3
4 #chi square function
5 def chisqfunc(a,b,c):
6     c1=4*math.pi*1.47*10**-24; c2=4.8*10**-11 #c1=4*pi*2*h/c^2*10**26 4pi
7     #10**26 to turn flux into Jy, c2=h/k
8     AA=[(m*c1*np.power(b,beta)*np.power(b,3.)*1.)/(np.exp(np.multiply(b,
9         c2/T))-1)]
10    A=np.subtract(a,AA)
11    B=np.multiply(A,A)
12    C=np.divide(B,c)
13    chisq=np.sum(C)
14    return chisq
15
16 #frequencies are in Hz
17 frequencies=
18 [6670000000000,5230000000000,3890000000000,
19 3810000000000,2500000000000,1870000000000,
20 1360000000000,1270000000000,1200000000000,500000000000,
21 420000000000,300000000000,270000000000,353000000000,231000000000]
22
23 #fluxes are in Jy
24 fluxes=
25 [0.04547,0.05577,0.0971,0.07763,0.2,0.234,0.396,
26 0.371,0.4183,0.741,0.804,0.984,1.87,0.0185,0.005]
27
28 #errors in Jy
29 Err=[6.5*10**-4, 2.12*10**-3, 3.6*10**-4, 2.3*10**-3, 3*10**-2,
30 3.51*10**-2, 2.1*10**-2, 5.94*10**-2, 1.85*10**-2, 6.3*10**-2,
31 1.02*10**-1, 1.5*10**-1, 4.1*10**-1, 5.2*10**-3, 2*10**-3]
32
33 Err2=np.power(Err,2)
34
35 w=10**500
36 N=0
37 M=15
38 Tmin=10
39 Tmax=500
40 Tstep=5
```



```

39 for m in np.arange(10**-40,10**-20,10**-40):
40     for beta in np.arange(1.,2.01,0.01):
41         for T in range(Tmin,Tmax,Tstep):
42             y=chisqfunc(fluxes[N:M],frequencies[N:M],Err2[N:M])
43             if w>y:
44                 w=chisqfunc(fluxes[N:M],frequencies[N:M],Err2[N:M])
45                 tr=T;beta_tr=beta;m_tr=m;
46 print("T=",tr,"K m=",m_tr,"beta=",beta_tr)

```

Α'.2 CO SLED

```

1 import numpy as np
2 import math
3 import matplotlib.pyplot as plt
4 from matplotlib import rc
5 rc('font',**{'family':'sans-serif','sans-serif':['Palatino']})
6 rc('text',usetex=True)
7 from matplotlib.pyplot import cm
8
9 #chi square function
10 def chisqfunc(a,b,c):
11     AA=np.multiply(CC,b)*c
12     A=np.subtract(a,AA)
13     B=np.power(A,2)
14     C=np.divide(B,Err2)
15     chisq=np.sum(C)
16     return chisq
17 a=6 #in ''
18 const=1.02*10**8*math.pi*(a/180/3600)**2 #const=2k_B/c^2*1km/s*pi
19 #180/3600,f are the frequencies and v the velocities
20 f1=115.2712; f2=230.538; f3=345.796; f4=461.0408; v1=600; v2=500; v3
21 =400; c=3*10**5
22 flux_kms=[10.8,21.5,81.3] #flux in Jy*kms/s
23 kms_to_Hz=[f1*10**9/c,f2*10**9/c,f3*10**9/c] #change to Jy*Hz
24 flux=np.multiply(kms_to_Hz,flux_kms) #flux in Jy*Hz
25 Err=[1.75,2.8,12]
26 Err=np.multiply(Err,kms_to_Hz) #sigma
27 Err2=np.power(Err,2) #sigma^2
28 J=[1,2,3] #Upper J
29 CC=[const*f1**3*v1,const*f2**3*v2,const*f3**3*v3] #these stay constant
30
31 x = np.loadtxt('results.rdx', delimiter=',')
32 #T_R:T1,T2,T3 radiation; T:kinetic; n:number density; N:column density;
33 T_ex: exitation temp of 1->0; F:beam f. f.
34 T_R = x[:,15:18]; T=x[:,0:1]; n=x[:,1:2]; N=x[:,2:3]; T_ex=x[:,11:12];
35 F=x[:,19:20]
36 Uns=[] #Unsorted array
37
38 for i in range(0,counter):
39     y=chisqfunc(flux,T_R[i,0:3],F[i])
40     Uns.append(y)
41
42 RR=4*math.pi*(340*10**6*3.086*10**16)**2 #distance squared
43 L0=3.828*10**26 #Solar luminosity
44 Jy=10**-26 #Jy to Watt
45 Sol=[Jy*RR/L0,Jy*RR/L0,Jy*RR/L0] #Jy*Hz to L0
46 Sol_lum=np.multiply(flux,Sol)

```

```

43 Err_lum=np.multiply(Err,Sol)
44
45 Index_Sort=np.array(np.argsort(np.asarray(Uns))) #sorts out the indices
46 M=300
47 max_iterations=10
48 iterations=0
49 Tfound=T[Index_Sort[0]]
50 color=iter(cm.rainbow(np.linspace(0,1,max_iterations)))
51 for val in Index_Sort[0:M]:
52     if counter<M: continue
53     Tfound=np.append(Tfound,T.R[int(val)])
54     if iterations>=max_iterations: break
55     TR=T.R[int(val),0:3]
56     new1=T[int(val)]
57     new2=n[int(val)]
58     new3=N[int(val)]
59     new4=T.ex[int(val)]
60     new0=F[int(val)]
61     DD=np.multiply(np.multiply(TR,CC),Sol)*new0
62     c=next(color)
63     plt.semilogy(J,DD,'--',c=c,label=r"$T_{\text{kin}}={}$ " %new1[0]+ "(T_{\text{ex}}={})\ K,\ $" %new4[0]+ "$n={}\ \text{cm}^{-3}$," %new2[0]+ "$N={}\ \text{cm}^{-2}$," %new3[0]+ "$f={}$" %new0[0])
64     iterations+=1
65
66 plt.xlabel(r'Upper $J$')
67 plt.ylabel(r'logL $(L_{\odot})$')
68 plt.errorbar(J,Sol_lum,yerr=Err_lum,label=r"$Experimental\ values$",
69             capsize=3,fmt='o')
70 plt.yscale('log')
71 plt.ylim(10**5,10**7)
72 plt.title(r"CO SLED")
73 plt.xlim(0.5,4.5)
74 plt.legend(bbox_to_anchor=(1.05, 1), loc=2, borderaxespad=0.,
75           labelspace=0.9)
76 plt.show()

```

Παράρτημα Β'

Βιβλιογραφία

1. Molecular Gas at High Redshift, *P.M. Solomon, P.A. Vanden Bout* Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2005. 43: 677-725
2. The CO-TO- H_2 Conversion Factor, *A.D. Bolatto, M. Wolfire, A.K. Leroy* arXiv:1301.3498 [astro-ph.GA]
3. Heating of the molecular gas in the massive outflow of the local ultraluminous-infrared and radio-loud galaxy 4C12.50, *K.M. Dasyra, F. Combes, G.S. Novak, M. Bremer, L. Spinoglio, M. Pereira Santaella, P. Salomé, E. Falgarone* arXiv:1402.3187 [astro-ph.GA]
4. Star formation suppression due to jet feedback in radio galaxies with shocked warm molecular gas, *L. Lanz, P.M. Ogle, K. Alatalo, P. N. Appleton* arXiv:1511.05968 [astro-ph.GA]
5. ALMA reveals optically thin, highly excited CO gas in the jet-driven winds of the galaxy IC5063, *K.M. Dasyra, F. Combes, T Oosterloo, J.B.R. Oonk, R. Morganti, P. Salomé, N. Vlahakis* A&A 595, L7 (2016)
6. Mass, luminosity, and line width relations of galactic molecular clouds, *P.M. Solomon, A.R. Rivolo, J. Barrett, A. Yahil* 1987ApJ...319..730S
7. TANGO I: Interstellar medium in nearby radio galaxies - Molecular gas, *B. Ocaña Flaquer, S. Leon, F. Combes, J. Lim* A&A 518, (2010)
8. Dust SEDS in the era of Herschel and Planck: A hierarchical bayesian fitting technique, *B.C. Kelly, R. Shetty, A.M. Stutz, J. Kauffmann, A.A. Goodman, R. Launhardt* arXiv:1203.0025 [astro-ph.IM]
9. Vindicating single- T modified blackbody fits to Herschel SEDs, *S. Bianchi* arXiv:1302.5699 [astro-ph.CO]
10. Far-infrared colours of nearby late-type galaxies in the Herschel Reference Survey, *A. Boselli, L. Ciesla, L. Cortese, V. Buat, M. Boquien, G.J. Bendo, S. Boissier, S. Eales, G. Gavazzi, T.M. Hughes, M. Pohlen, M. W. L. Smith, M. Baes, S. Bianchi, D. L. Clements, A. Cooray, J. Davies, W. Gear, S. Madden, L. Magrini, P. Panuzzo, A. Remy, L. Spinoglio, S. Zibetti* A&A 540, A54 (2012)

11. A radial velocity test for supermassive black hole binaries as an explanation for broad, double-peaked emission lines active galactic nuclei, *J. Liu, M. Eracleous, J.P. Halpern* arXiv:1512.01825 [astro-ph.HE]
12. The difference between radio-loud and radio-quiet active galaxies, *A.S. Wilson, E.J.M. Colbert* *Astrophys.J.* 438 (1995) 62-71
13. The molecular interstellar medium in ultraluminous infrared galaxies, *P. M. Solomon, D. Downes, S. J. E. Radford, J. W. Barrett* 1997ApJ...478..144S
14. Optical Monitoring of Quasistellar Objects I, *P. Lü* 1972AJ.....77..829L
15. Roma-BZCAT: A multifrequency catalogue of Blazars, *E. Massaro, P. Giommi, C. Leto, P. Marchegiani, A. Maselli, M. Perri, S. Piranomonte, S. Sclavi* *A&A* 495, 691–696 (2009)
16. VLA observations of objects in the Palomar bright quasar survey, *K.I. Kellermann, R. Sramek, M. Schmidt, D.B. Shaffer, R. Green* 1989AJ.....98.1195K
17. VLBI observations of Cygnus A with sub-milliarcsecond resolution, *T.P. Krichbaum, W. Alef, A. Witzel, J.A. Zensus, R.S. Booth, A. Greve, A.E.E. Rogers* 1998A&A...329..873K
18. Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei, *C.M. Urry, P. Padovani* *Publ.Astron.Soc.Pac.*107:803,1995
19. Molecular line intensities as measures of cloud masses – I. Sensitivity of CO emissions to physical parameter variations, *T.A. Bell, E. Roueff, S. Viti, D. A. Williams* *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.*371:1865-1872,2006
20. Gamma rays from molecular clouds, *S. Gabici, F.A. Aharonian, P. Blasi* *Astrophys.SpaceSci.*309:365-371,2007
21. Cosmic-ray ionization of molecular clouds, *P. Padovani, D. Galli, A.E. Glassgold* arXiv:0904.4149 [astro-ph.SR]
22. The Physics of Astrophysics: Gas dynamics, *F. Shu* 1991
23. Main presentation of the Meudon PDR code with results of grids of model in PDR-like conditions, *F. Le Petit, M. Ruaud, E. Bron, B. Godard, E. Roueff, D. Languignon, J. Le Bourlot* 2006ApJS..164..506L
24. The determination of cloud masses and dust characteristics from submillimetre thermal emission, *R.H Hildebrand* 1983QJRAS..24..267H
25. A computer program for fast non-LTE analysis of interstellar line spectra. With diagnostic plots to interpret observed line intensity ratios, *F.F.S. van der Tak, J.H. Black, F.L. Schöier, D.J. Jansen, E.F. van Dishoeck* 2007A&A...468..627V
26. Σημειώσεις Αντωνοπούλου-Μαστιχιάδη, *Μάθημα Φυσικής Αστέρων* 2012