

ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΩΝ ΥΠΕΡΚΑΙΝΟΦΑΝΩΝ  
ΣΤΟΝ ΓΑΛΑΞΙΑ NGC 1313



ΜΑΡΙΑ ΚΟΨΑΧΕΙΛΗ

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΤΜΗΜΑ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΕΘΝΙΚΟ ΑΣΤΕΡΟΣΚΟΠΕΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ, 2014

ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΩΝ ΥΠΕΡΚΑΙΝΟΦΑΝΩΝ  
ΣΤΟΝ ΓΑΛΑΞΙΑ NGC 1313

ΜΑΡΙΑ ΚΟΨΑΧΕΙΛΗ

Επιβλέπων:  
Παναγιώτης Μπούμης

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΤΜΗΜΑ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΕΘΝΙΚΟ ΑΣΤΕΡΟΣΚΟΠΕΙΟ ΑΘΗΝΩΝ  
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ, ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ,  
ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ & ΤΗΛΕΣΚΟΠΗΣΗΣ

ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ, 2014

## Περίληψη

Αντικείμενο μελέτης της παρούσας διπλωματικής εργασίας, είναι η ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφάνων στον γαλαξία NGC 1313. Οι παρατηρήσεις του γαλαξία έγιναν στο τηλεσκόπιο Blanco 4m του CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) στη Χιλή, από τους Παναγιώτη Μπούμη και Ιωάννα Λεωνιδάκη, τον Νοέμβριο του 2011.

Το πρώτο κεφάλαιο είναι εισαγωγικό και περιγράφει την εξελικτική πορεία ενός αστέρα, από τη γέννηση του μέχρι την έκρηξή του ως υπερκαινοφανής, καθώς επίσης και τη δημιουργία και εξέλιξη των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών. Στο δεύτερο κεφάλαιο, παρουσιάζονται τα όργανα μέτρησης που χρησιμοποιήθηκαν κατά την παρατήρηση, και ο τρόπος λειτουργίας τους. Στο τρίτο, γίνεται λεπτομερής περιγραφή της επεξεργασίας των εικόνων που λήφθηκαν και της διαδικασίας της ανίχνευσης υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, και στο τέταρτο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της μελέτης.

Η ανίχνευση έγινε με τον υπολογισμό του λόγου των ροών ακτινοβολίας  $\frac{[S \text{ II}(\lambda 6716,6731)]}{H\alpha(\lambda 6563)}$  για τις διάφορες πηγές. Στις περιπτώσεις που ήταν πάνω από 0.4, τότε εμπρόκειτο για ένα υποψήφιο υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Τελικά ανιχνεύθηκαν 84 υποψήφια υπολείμματα υπερκαινοφανών και 11 πιθανά υποψήφια υπολείμματα, με ροές ακτινοβολίας της τάξης του  $10^{-15} \text{ erg/cm}^2/\text{s}$  για τα αμυδρότερα.

## Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία, πραγματοποιήθηκε στο Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών. Αν και η περίοδος εκπόνησής της ήταν αρκετά αγχωτική, το αντικείμενο μελέτης και το περιβάλλον στο οποίο πραγματοποιήθηκε, την έκαναν μία πολύ ευχάριστη διαδικασία.

Η επιλογή μιας τέτοιας εργασίας στο Αστεροσκοπείο, θα ήταν αδύνατη χωρίς την συμβολή του κ.Παναγιώτη Μπούμη (Επιβλέπων της διπλωματικής εργασίας). Ένα μεγάλο ευχαριστώ χρωστάω σε αυτόν, αλλά και στην Ιωάννα Λεωνιδάκη (Μεταδιδακτορική Ερευνήτρια στο Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών), για τη συνεχή καθοδήγηση, την υποστήριξη και όλη τη βοήθεια που μου προσέφεραν. Η εμφάνιση αυτών των ανθρώπων σε αυτό το σημείο των σπουδών μου, μου δίνει την ευκαιρία να πραγματοποιήσω ένα από τα μεγαλύτερά μου όνειρα..

Ένα βαθύ ευχαριστώ χρωστάω στους γονείς μου (Αλεξάνδρα Αξιώτη και Βασίλη Κοψαχείλη), στους οποίους οφείλω ολόκληρη την πορεία μου ως εδώ, για τη συνεχή στήριξη και εμπύχωση που μου προσέφεραν και συνεχίζουν να προσφέρουν όλα αυτά τα χρόνια. Επιπλέον θέλω να ευχαριστήσω την Αμαλία και τον Θύμιο, για την έμπρακτη βοήθειά τους, την συμπαράσταση, κυρίως όμως για την υπομονή που επέδειξαν όλο αυτό το διάστημα.

Τέλος, ευχαριστώ όλους μου τους φίλους, που πίστεψαν σε εμένα και με στήριξαν ο καθένας με τον δικό του τρόπο, και όσους συνέβαλαν στην απόκτηση των μέχρι τώρα γνώσεων μου. Πολλοί από αυτούς, είναι άνθρωποι μέσα από το Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, εξάαιρετοι ως εκπαιδευτικοί και ως άνθρωποι (για κάποιους από αυτούς, μπορώ να το πω με απόλυτη βεβαιότητα).

# Περιεχόμενα

<b>1</b>	<b>Θεωρητικό υπόβαθρο</b>	<b>7</b>
1.1	Βασικές έννοιες . . . . .	7
1.2	Εξέλιξη αστέρων . . . . .	11
1.2.1	Γέννηση ενός αστέρα . . . . .	11
1.2.2	Κύρια ακολουθία και θάνατος αστέρων . . . . .	12
1.3	Υπερκαινοφανείς - Υπολείμματα υπερκαινοφανών . . . . .	16
1.3.1	Τύποι υπερκαινοφανών . . . . .	16
1.3.2	Εξέλιξη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών . . . . .	19
1.3.3	Ταξινόμηση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών . . . . .	21
1.3.4	Οπτική ακτινοβολία υπολειμμάτων υπερκαινοφανών . . . . .	22
1.3.5	Μελέτη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών . . . . .	24
<b>2</b>	<b>Όργανα παρατηρήσεων</b>	<b>25</b>
2.1	Το τηλεσκόπιο Blanco 4 μέτρων . . . . .	25
2.2	Mosaic II Imager . . . . .	26
2.3	Φίλτρα . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Γαλαξίας NGC 1313 - Επεξεργασία μετρήσεων</b>	<b>32</b>
3.1	Ο Γαλαξίας NGC 1313 . . . . .	32
3.2	Επεξεργασία δεδομένων . . . . .	33
3.2.1	Αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου . . . . .	34
3.2.2	Επιπεδοποίηση . . . . .	35
3.2.3	Αστρομετρία . . . . .	39
3.2.4	Δημιουργία ενιαίων εικόνων . . . . .	42
3.2.5	Αφαίρεση υποβάθρου του ουρανού . . . . .	45
3.2.6	Ένωση εικόνων . . . . .	46
3.2.7	Αφαίρεση αστεριών και συνεχούς ακτινοβολίας . . . . .	47
3.2.8	Βαθμονόμηση ροής ακτινοβολίας (Flux calibration) . . . . .	48
3.2.9	Ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Αποτελέσματα - Μελλοντικό έργο</b>	<b>54</b>

## Εισαγωγή

Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών συνθέτουν μια σπουδαία κατηγορία ουράνιων αντικειμένων, η μελέτη των οποίων μπορεί να μας οδηγήσει σε συμπεράσματα σχετικά με τη δομή του σύμπαντος. Πρόκειται για ένα είδος νεφελωμάτων που δημιουργούνται μετά από την βίαιη έκρηξη ενός αστέρα μεγάλης μάζας ως υπερκαινοφανής.

Μετά την έκρηξη, διαδίδεται στον μεσοαστρικό χώρο ένα κρουστικό κύμα που τον εμπλουτίζει με διάφορα χημικά στοιχεία. Η μελέτη των υπολειμμάτων λοιπόν, μπορεί να δώσει πληροφορίες σχετικά με την πυκνότητα, τη θερμοκρασία, τη χημική σύσταση και άλλων χαρακτηριστικών του μεσοαστρικού μέσου. Μπορεί να δώσει επίσης πληροφορίες σχετικά με τον ρυθμό γέννησης αστέρων και την εξέλιξή τους, καθώς τα υπολείμματα υπερκαινοφανών αποτελούν το τελικό στάδιο της ζωής αστέρων μεγάλης μάζας. Επιπλέον η ύπαρξη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών μέσα σε μεσοαστρικό νέφος, πιθανότατα αποτελεί την αιτία σχηματισμού νέων αστέρων.

Συγκεκριμένα η μελέτη εξωγαλαξιακών υπολειμμάτων υπερκαινοφανών έχει διάφορα πλεονεκτήματα. Μας παρέχεται η δυνατότητα λήψης περισσότερων δειγμάτων, και από γαλαξίες διαφορετικών χαρακτηριστικών. Οι αποστάσεις των εξωγαλαξιακών υπολειμμάτων από το σημείο παρατήρησης θεωρούνται οι ίδιες για καθένα από αυτά, αφού η διαφορά μεταξύ τους κρίνεται αμελητέα συγκριτικά με την απόστασή τους από τον Γαλαξία μας. Επιπλέον η απόσβεση λόγω σκόνης ελαχιστοποιείται σε αυτήν την περίπτωση, κάτι που δεν ισχύει στην μελέτη ενδογαλαξιακών υπολειμμάτων.

Αντικείμενο της παρούσας εργασίας είναι η ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών στον γαλαξία NGC 1313, η οποία πραγματοποιήθηκε μέσω της επεξεργασίας και της μελέτης εικόνων που λήφθηκαν στο ορατό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

# Κεφάλαιο 1

## Θεωρητικό υπόβαθρο

### 1.1 Βασικές έννοιες

Σε όλη την έκταση της εργασίας χρησιμοποιούνται έννοιες που πιθανόν να μην είναι γνωστές σε όλους τους αναγνώστες. Για τον λόγο αυτό παρατίθενται εδώ, ξεχωριστά από την κανονική ροή της εργασίας, προς αποφυγή συνεχών διακοπών.

- **Φωτεινότητα Αστέρα (Luminosity)**

Φωτεινότητα ενός αστέρα, (ή αλλιώς ενεργότητα) ορίζεται ως ο ρυθμός εκλυόμενης ενέργειας με μορφή ακτινοβολίας, σε όλα τα μήκη κύματος από ολόκληρη την επιφάνεια του αστέρα και δίνεται από τη σχέση:

$$L = 4\pi R^2 \int_0^\infty F_\lambda d\lambda$$

όπου  $F_\lambda d\lambda$  η ροή ενέργειας (εκλυόμενη ενέργεια ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας) και  $4\pi R^2$  η επιφάνεια της ατμόσφαιρας του αστέρα, όπου  $R$ , η ακτίνα του. (Γούδης, 1985)

Το μέγεθος ενός αστέρα αποτελεί μια κλίμακα που χαρακτηρίζει τη λαμπρότητά του. Όσο μικρότερο αριθμητικά είναι το μέγεθος, τόσο λαμπρότερο είναι το αστέρι. Συχνότερα, χρησιμοποιείται το φαινόμενο μέγεθος για να περιγράψει το πόσο φωτεινό φαίνεται ένα αντικείμενο από έναν παρατηρητή στη Γη. Η κλίμακα του φαινομένου μεγέθους είναι λογαριθμική. Η σχέση που δίνει το φαινόμενο μέγεθος ενός αστέρα είναι:

$$m - m_0 = -2.5 \log_{10} \left( \frac{F}{F_0} \right) \quad (1.1)$$

όπου  $m$  είναι το φαινόμενο μέγεθος του αστέρα,  $F$  η παρατηρούμενη ροή ακτινοβολίας του και  $m_0$ ,  $F_0$ , το φαινόμενο μέγεθος και η ροή ακτινοβολίας του αστέρα, απαλλαγμένο από μεσοαστρική/ατμοσφαιρική απορρόφηση.

- **Αέρια μάζα (Airmass)**

Αέρια μάζα, ονομάζεται το μήκος της οπτικής διαδρομής που διανύει το φως μιας φωτεινής πηγής στην ατμόσφαιρα της Γης. Καθώς το φως περνά μέσα από την ατμόσφαιρα εξασθενεί λόγω σκεδάσεων και απορροφήσεων. Αποτέλεσμα αυτού είναι ότι όσο μεγαλύτερη απόσταση διανύει, τόσο αμυδρότερο φαίνεται. Επομένως ένα αντικείμενο φαίνεται φωτεινότερο όταν βρίσκεται στο ζενίθ (κατακόρυφα στο σημείο που βρίσκεται ο παρατηρητής), αφού το φως έχει λιγότερη διαδρομή να διασχίσει, άρα θα υποστεί και τη λιγότερη απορρόφηση. Εκεί η αέρια μάζα είναι 1. Η αέρια μάζα μεταβάλλεται με την πάροδο της ώρας, ανάλογα με η θέση του αντικειμένου στην ουράνια σφαίρα.

- **Μηχανισμοί απώλειας ενέργειας**

Οι μηχανισμοί ενέργειας που περιγράφονται στη συνέχεια, συναντώνται στα υπολείμματα υπερκαινοφανών και είναι μηχανισμοί συνεχούς ακτινοβολίας, δηλαδή ακτινοβολίας που εκπέμπεται σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων.

Εκπομπή συνεχούς συνεχούς

Αυτός ο μηχανισμός εκπομπής, συναντάται όταν ένα ηλεκτρόνιο διέλθει στην περιοχή Coulomb (ηλεκτροστατικό πεδίο που δημιουργεί ένα ηλεκτρικά φορτισμένο σωματίδιο) θετικά φορτισμένου ιόντος (πρωτονίου αν η διαδικασία γίνεται σε περιοχές υδρογόνου). Το ιόν και το ηλεκτρόνιο συγκρούονται μη ελαστικά, και το δεύτερο επιβραδύνεται. Η ενέργεια που χάνεται εκπέμπεται με τη μορφή φωτονίου όπως δείχνει το σχήμα (Σχήμα 1.1).



Σχήμα 1.1: Εκπομπή συνεχούς συνεχούς

Η ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου ισούται με τη διαφορά τελικής και αρχικής ενέργειας του ηλεκτρονίου.

Εκπομπή στάθμης συνεχούς

Η εκπομπή στάθμης - συνεχούς, αποτελεί την αντίστροφη διαδικασία του φωτοϊονισμού και συμβαίνει κατά την ανασύνδεση ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου με



ιών. Κατά τη διάρκεια αυτής της εκπομπής, εκπέμπεται φωτόνιο ενέργειας ίσης με τη διαφορά της αρχικής ενέργειας του ηλεκτρονίου, και της ενέργειάς του, στη στάθμη που φτάνει. Αν η σύλληψη ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου, γίνει σε στάθμη με χβαντικό αριθμό  $n=2$ , τότε εκπέμπεται ένα φωτόνιο He ( $c=\text{continuum}$ ), που ανήκει στο συνεχές της σειράς Balmer. Τα φωτόνια που εκπέμπονται με αυτόν τον τρόπο, έχουν τυχαία μήκη κύματος, με τον μόνο περιορισμό  $\lambda < 3646 \text{ \AA}$  (όριο Balmer), και δημιουργούν το συνεχές του φάσματος (συνεχές Balmer), που παρατηρείται κοντά στην στην υπεριώδη περιοχή. Με τον ίδιο τρόπο, σύλληψη ηλεκτρονίου στη στάθμη  $n=3$ , παράγει το συνεχές Paschen με περιορισμό,  $\lambda < 8202 \text{ \AA}$  (όριο Paschen).

#### Εκπομπή δύο φωτονίων

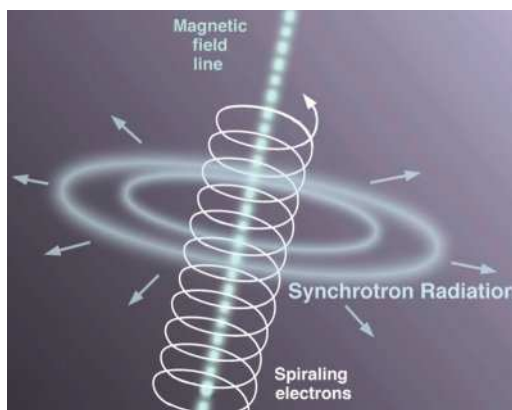
Αυτή η εκπομπή είναι αποτέλεσμα της λεπτής υφής της στάθμης  $n=2$ , του υδρογόνου, που είναι διπλή. Τα άτομα του υδρογόνου είναι διεγερμένα στις στάθμες  $2^2S_{1/2}$ , που είναι μετασταθείς, και  $2^2P_{1/2}$  και πληρούνται, είτε με απευθείας σύλληψη ηλεκτρονίων σε αυτές, είτε με μετάπτωσή τους από ανώτερες. Ηλεκτρόνια που βρίσκονται στη στάθμη  $2^2P_{1/2}$ , μπορούν να μεταπηδήσουν στη στάθμη  $1^2S_{1/2}$  εκπέμποντας ένα φωτόνιο  $L\alpha$  (Lyman). Δε συμβαίνει όμως το ίδιο με τα ηλεκτρόνια στις στάθμης  $2^2S_{1/2}$ , εξαιτίας της μεταστάθειάς της. Ηλεκτρόνια αυτής της στάθμης, μεταπίπτουν στη στάθμη  $1^2S_{1/2}$ , εκπέμποντας δύο φωτόνια τυχαίων συχνοτήτων  $\nu_1$  και  $\nu_2$  για τις οποίες ισχύει

$$h\nu_1 + h\nu_2 = h\nu_\alpha = 10.3 \text{ eV} \quad (1.2)$$

όπου είναι  $h$  η σταθερά του Planck ( $h=6.626 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ ) και  $\nu_\alpha$  η συχνότητα της γραμμής  $L_\alpha (2^2S_{1/2} \rightarrow 1^2S_{1/2})$ .

#### Ακτινοβολία σύγχροτρον (Μαγνητικό Bremsstrahlung)

Αυτού του είδους η ακτινοβολία εκπέμπεται όταν σχετικιστικά ηλεκτρόνια (με ταχύτητες κοντά στην ταχύτητα του φωτός) κινούνται μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο σε σπειροειδή τροχιά κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών (Σχήμα 1.2 ([http://www.daviddarling.info/encyclopedia/S/synchrotron\\_radiation.html](http://www.daviddarling.info/encyclopedia/S/synchrotron_radiation.html))).



Σχήμα 1.2: Ακτινοβολία σύγχροτρον

Για ένα ηλεκτρόνιο, η ισχύς ανά μονάδα συχνότητας είναι

$$P(\nu) = \frac{dE}{dt d\nu} = \frac{\sqrt{3}e^3 B_{\perp}}{4\pi\epsilon_0 m c} 1.8 \frac{\nu}{\nu_c} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \quad (1.3)$$

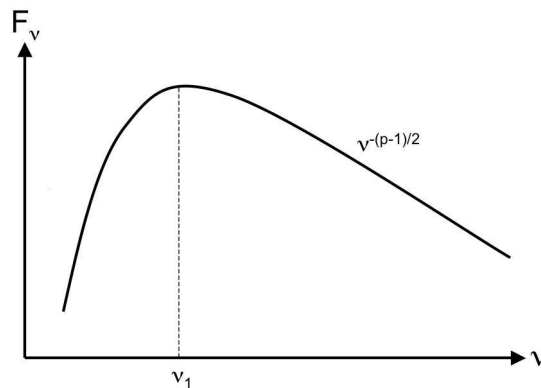
όπου  $m$  η μάζα και  $e$  το φορτίο του ηλεκτρονίου,  $B_{\perp}$  είναι η κάθετη συνιστώσα της έντασης του μαγνητικού πεδίου,  $F$  μία αδιάστατη συνάρτηση και  $\nu_c = \frac{3eB\sin\alpha}{4\pi m} \gamma^2$  όπου  $\alpha$  είναι η γωνία μεταξύ του διανύσματος της ορμής του ηλεκτρονίου και του μαγνητικού πεδίου και  $\gamma$  ο παράγοντας Lorentz. Η συνολική ισχύς δίνεται από την ολοκλήρωση της ισχύος κάθε ηλεκτρονίου επί την πυκνότητα των ηλεκτρονίων  $N(E)$  με ενέργειες μεταξύ  $E, E+dE$ , δηλαδή

$$P_{total}(\nu) = \int P(\nu)N(E)dE \propto \int F\frac{\nu}{\nu_c}e^{-s}dE \quad (1.4)$$

και τελικά

$$P_{total}(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.5)$$

όπου  $\alpha = \frac{s-1}{2}$ , είναι ο φασματικός δείκτης, και  $p$  ο δείκτης κατανομής των εκπεμπόμενων σωματιδίων (cherenkov.physics.iastate.edu) (Σχήμα 1.3, (<http://www.ifa.hawaii.edu/~jpw/classes/ast622.spring2008/handouts/synchrotron.html>))



Σχήμα 1.3: Ενεργειακή κατανομή των σχετικιστικών σωματιδίων

#### • Περιοχές ιονισμένου υδρογόνου

Μέσα στην εργασία, γίνεται αναφορά στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου και στο πως διαχωρίζονται από τα υπολείμματα υπερκαινοφανών. Βασική προϋπόθεση για τη δημιουργία περιοχών ιονισμένου υδρογόνου, ή περιοχών H II (όπως λέγονται αλλιώς), είναι η παρουσία ουδέτερου υδρογόνου. Αυτό συναντάται σε αφθονία στη μεσοαστρική ύλη, καθώς αποτελεί πάνω από το 80% των συστατικών της. Χρειάζεται λοιπόν μία πηγή, η οποία θα ιονίσει τα άτομα ουδέτερου υδρογόνου. Το ρόλο αυτό, παίζει πάντοτε ένας αστέρας ή ένα σμήνος αστέρων. Τα εκπεμπόμενα

φωτόνια αυτών, με ενέργειες μεγαλύτερες από  $13.6 \text{ eV}$  ( $h\nu_1 > 13.6 \text{ eV}$ ), είναι ικανά να απελευθερώσουν ηλεκτρόνια ατόμων υδρογόνου, μετατρέποντάς τα άτομα σε ιόντα, και να τους προσδώσουν κινητική ενέργεια  $K = h(\nu - \nu_1)$  όπου  $h\nu = 13.6 \text{ eV}$ , η ενέργεια ιονισμού.

## 1.2 Εξέλιξη αστέρων

### 1.2.1 Γέννηση ενός αστέρα

Η γέννηση ενός αστέρα, αν και ύψιστης σημασίας, αποτελεί ένα από τα πιο αινιγματικά σημεία κατά τη διαδικασία της εξέλιξής του. Οι αιτίες διαφέρουν ανά θεωρία, όλοι οι επιστήμονες όμως συμφωνούν στο ότι η δημιουργία του οφείλεται στην κατάρρευση μεσοαστρικών νεφών.

Η αιτία που οδηγεί σε αυτήν την κατάρρευση, είναι οι βαρυτικές δυνάμεις. Τα μεσοαστρικά νέφη αποτελούνται από αέριο, κυρίως υδρογόνο, και κόκκους σκόνης. Όταν άτομα υδρογόνου συγκρούονται με κόκκους, τα πρώτα χάνουν κινητική ενέργεια. Η απώλεια αυτή προσδίδεται στους κόκκους σαν θερμότητα, και αυτοί την αποβάλλουν με μορφή υπέρυθρης ακτινοβολίας. Το σύστημα χάνει ενέργεια, ειδικότερα κινητική, με αποτέλεσμα την υπερνίκηση των ελκτικών δυνάμεων βαρύτητας που οδηγεί στην πτώση του αερίου προς το κέντρο τους νέφους. Τέτοιες συγκρούσεις, με τα ίδια αποτελέσματα επαναλαμβάνονται, με επακόλουθο τη δημιουργία μεγάλων πυκνοτήτων στο κέντρο του μεσοαστρικού νέφους. Οι συμπυκνώσεις αυτές συνιστούν έναν πρωτοαστέρα. Στην απώλεια ενέργειας από το σύστημα, οδηγούν κι άλλοι ψυκτικοί μηχανισμοί (μηχανισμοί απώλειας ενέργειας), όπως είναι α) η απώλεια ενέργειας λόγω αποδιεγέρσεων, αφού διεγερσεις εξαιτίας συγκρούσεων ατόμων και μορίων τους είναι πολύ πιθανές, β) η απώλεια λόγω φωτοδιάσπασης μορίων.

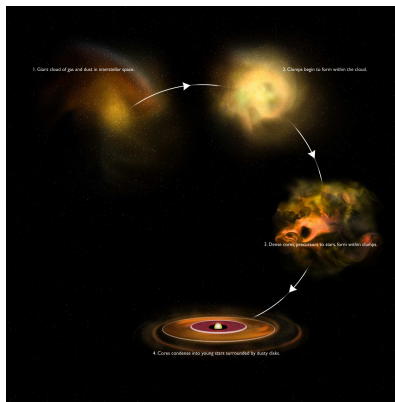
Η εξέλιξη του μεσοαστρικού νέφους σε πρωτοαστέρα, χαρακτηρίζεται από τέσσερα στάδια:

- Στο πρώτο στάδιο ανήκει η ελεύθερη πτώση του μεσοαστρικού νέφους, δηλαδή η κατάρρευση προς το κέντρο του χωρίς καμία αντίσταση. Αυτό διαρκεί περίπου 10,000 χρόνια (μπορεί και λιγότερο). Το μήκος της περιοχής σε αυτή τη φάση κυμαίνεται από 20,000 μέχρι 25,000 AU (αστρονομικές μονάδες. Ως αστρονομική μονάδα ορίζεται η μέση απόσταση Γης-Ήλιου και  $1 \text{ AU} = 149.597.870.700$  μέτρα)
- Η δεύτερη φάση διαρκεί σχεδόν 100,000 χρόνια. Σε αυτήν, η πυκνότητα στο κέντρο του νέφους αυξάνεται περίπου  $10^6$  μονάδες μεγέθους, και το νέφος συστέλεται (3,000-10,000 AU). Η θερμοκρασία τώρα είναι υψηλότερη και ξεκινά η εκπομπή ακτινοβολίας στο υπέρυθρο.
- Η πυκνότητα του νέφους συνεχίζει να αυξάνεται, και αυτό κάνει την ύλη αδιαφανή στα υπέρυθρα ηλεκτρόνια. Η ενέργεια που δεν μπορεί να διαφύγει θερμαίνει ακόμα περισσότερο το νέφος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της πίεσης, ικανής να αντισταθεί στην βαρυτική κατάρρευση. Σε αυτή τη φάση σταματά η ελεύθερη πτώση του νέφους κι επικρατεί μια κατάσταση

ημιυδροστατικής ισορροπίας. Από εδώ και πέρα μπορούμε να μιλάμε για έναν πρωτοαστέρα. Ο πρωτοαστέρας είναι το κέντρο ενός δίσκου αερίου χαμηλότερης θερμοκρασίας από αυτόν. Το μήκος της περιοχής τώρα είναι 500 AU μπορεί και λιγότερο. Η φάση αυτή διαρκεί από 1 έως 10 εκατομμύρια χρόνια.

- Σε αυτό το στάδιο, ο πρωτοαστέρας αποκτά μάζα από τον περιβάλλοντα δίσκο. Ξεκινά λοιπόν μία φάση προσαύξησης μάζας. Όταν αποκτήσει αρκετή μάζα, γεννάται ένας αστέρας έμβρυο, που χαρακτηρίζεται από συνθήκες υδροστατικής ισορροπίας (Γούδης, 1991). Αυτή η φάση διαρκεί περίπου 10,000,000 χρόνια.

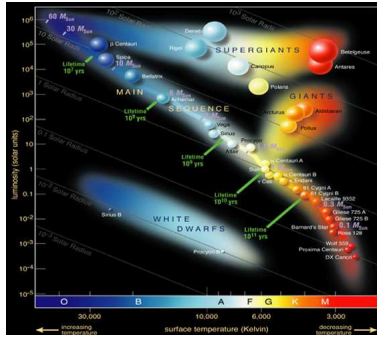
Παρακάτω φαίνονται οι φάσεις αυτές σχηματικά (Σχήμα 1.2, (<http://www.freebookez.net/lookup.php?q=Chapter+8+1>))



Σχήμα 1.4: Σχηματική αναπαράσταση των τεσσάρων φάσεων της εξέλιξης μεσοαστρικής ύλης σε αστέρα.

## 1.2.2 Κύρια ακολουθία και θάνατος αστέρων

Η θερμοκρασία στο εσωτερικό του αστέρα - εμβρύου συνεχίζει να αυξάνεται. Όταν φτάσει τους  $10^7$  K, αρχίζει η καύση του υδρογόνου (H) σε ήλιο (He). Από εδώ και πέρα ο αστέρας βρίσκεται στην κύρια ακολουθία όπου και θα διανύσει το 80% περίπου της ζωής του. Για μάζες μικρότερες από  $0.1 M_{\odot}$ , το αστέρι ποτέ δεν θα βρεθεί στην κύρια ακολουθία καθώς ποτέ ο πυρήνας του δεν θα φτάσει σε θερμοκρασία  $10^7$  K. Η θερμοκρασία και η φωτεινότητά του όλο και θα μειώνεται, μέχρι να γίνει ένας μελανός νάνος (μοιάζει με τον λευκό νάνο με τη διαφορά ότι η επιφανειακή φωτεινότητα και θερμοκρασία είναι μικρότερες για τον μελανό), που θα εγκατασταθεί κάτω δεξιά στο διάγραμμα Hertzsprung - Russell. Η κύρια ακολουθία απεικονίζεται στο διάγραμμα Hertzsprung - Russell παρακάτω (Σχήμα 1.3, (<http://www.universetoday.com/52252/main-sequence/>)), το οποίο είναι ένα διάγραμμα θερμοκρασίας-φωτεινότητας.



Σχήμα 1.5: Διάγραμμα Hertzsprung - Russell

Οι αστέρες στην κύρια ακολουθία, καταλαμβάνουν τη διαγώνια λωρίδα, που ξεκινά από πάνω αριστερά στο διάγραμμα και καταλήγουν κάτω δεξιά. Η θέση που θα καταλάβουν τα αστέρια στην κύρια ακολουθία εξαρτάται από την μάζα τους. Η σχέση μάζας-φωτεινότητας δίνεται από τις παρακάτω αναλογίες:

$$L \propto M^{5.5} \quad (1.6)$$

για αστέρες από μικρές έως ενδιάμεσες μάζες,  $0.1M_{\odot} < M < 10M_{\odot}$

$$L \propto M^3 \quad (1.7)$$

για αστέρες μεγάλης μάζας  $M > 10M_{\odot}$ , και

$$L \propto M \quad (1.8)$$

για αστέρες πολύ μεγάλης μάζας  $M > 50M_{\odot}$ , (Shu, 1981), όπου  $L$  είναι η φωτεινότητα του κάθε αστέρα και  $M$  η μάζα του. Η θέση τους στην κύρια ακολουθία εξαρτάται και από την θερμοκρασία τους ( $T$ ) από τη σχέση:

$$L \propto R^2 T^4 \quad (1.9)$$

όπου  $R$  η ακτίνα του αστέρα.

Από τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει ότι οι αστέρες μεγάλης μάζας είναι πιο θερμοί και πιο φωτεινοί και καταλαμβάνουν το πάνω αριστερά τμήμα της κύριας ακολουθίας, ενώ οι μικρότεροι που είναι λιγότερο θερμοί και φωτεινοί, το κάτω δεξιά. Ο χρόνος παραμονής των αστέρων μεγάλης μάζας στην κύρια ακολουθία, είναι λιγότερος από τον χρόνο αστέρων μικρής μάζας. Η εξάρτηση χρόνου-μάζας δίνεται από τη σχέση

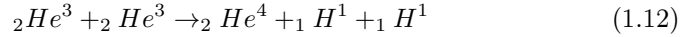
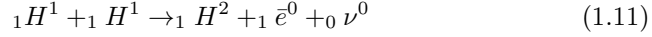
$$t \propto M^{-3} \quad (1.10)$$

και οφείλεται στον ρυθμό κατανάλωσης των πυρηνικών τους καυσίμων, όπως θα δούμε παρακάτω, που για τους αστέρες μεγάλης μάζας είναι μεγαλύτερος.

Η εξέλιξη τους μετά την έξοδό τους από την κύρια ακολουθία, εξαρτάται επίσης από τη μάζα τους.

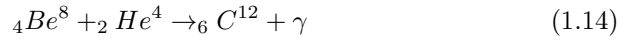
### Αστέρες μικρής μάζας

Όταν ένα αστέρι βρεθεί στην κύρια ακολουθία, αρχίζει η καύση του υδρογόνου στον πυρήνα του. Στα αστέρια μικρής μάζας ( $< 8 M_{\odot}$ ) η σύντηξη γίνεται με την αλυσίδα πρωτονίου - πρωτονίου.



Οι πρώτες δύο αντιδράσεις γίνονται δύο φορές. Επομένως, τέσσερις πυρήνες υδρογόνου παράγουν έναν πυρήνα ηλίου. Όταν το υδρογόνο στον πυρήνα του αστέρα εξαντληθεί, αυτός πλέον αποτελείται από ήλιο, ενώ η καύση του υδρογόνου συνεχίζεται στο κέλυφος που τον περιβάλλει. Ο πυρήνας δέχεται πίεση από τα εξωτερικά στρώματα του κελύφους και αυτή τον συστέλλει. Με την συστολή αυξάνεται η θερμοκρασία των στρωμάτων και αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη διαστολή του αστέρα και την αύξηση της φωτεινότητάς του. Λόγω της διαστολής, η επιφανειακή του πυκνότητα μειώνεται και έτσι μετατρέπεται σε έναν ερυθρό γίγαντα. Η διαδρομή του αυτή ονομάζεται κλάδος ερυθρών γιγάντων.

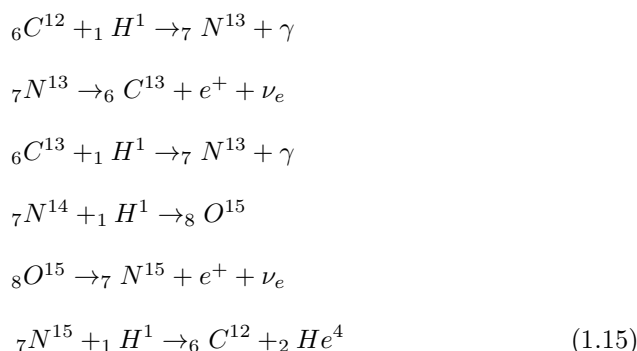
Αν η θερμοκρασία στον πυρήνα φτάσει τους  $10^8$  K, τότε αρχίζει η καύση του ηλίου σε άνθρακα με τις αντιδράσεις:



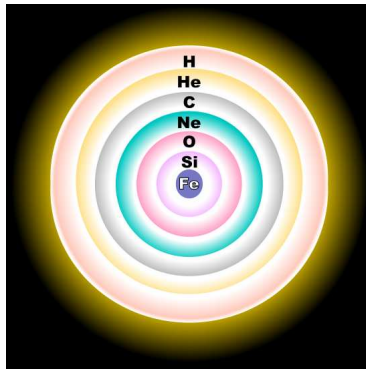
Αυτή η διαδικασία συνήθως ονομάζεται διαδικασία των τριών α, αφού για την παραγωγή του άνθρακα χρειάζονται τρία μόρια ηλίου (σωμάτια α). Ταυτόχρονα συνεχίζεται η καύση του υδρογόνου σε φλοιό που περιβάλλει τον πυρήνα. Με την έναρξη αυτής της φάσης, παράγονται μεγάλα ποσά ενέργειας, λόγω της υψηλής θερμοκρασίας, τα οποία συνιστούν μια έκλαμψη, το φλας ηλίου. Ο πυρήνας διαστέλλεται και επομένως η θερμοκρασία και η πίεση του μειώνονται με αποτέλεσμα τη συστολή του αστέρα. Ο αστέρας σταματά να έχει πλέον τα χαρακτηριστικά ερυθρού γίγαντα. Μετά την καύση του ηλίου, ο πυρήνας αποτελείται πλέον από άνθρακα, το ήλιο συνεχίζει να καίγεται στον αμέσως εξωτερικό του φλοιό και το υδρογόνο στο κέλυφος που περιβάλλει τον φλοιό του ηλίου. Με την καύση του ηλίου, η παραπάνω διαδικασία θα επαναληφθεί με αποτέλεσμα ο αστέρας να ξαναδιασταλλεί και να επανέλθει στην περιοχή των ερυθρών γιγάντων. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται οριζόντιος κλάδος. Η εναλλαγή φάσεων συστολής και διαστολής μπορεί να οδηγήσει στη δημιουργία ενός παλλόμενου αστέρα, ο οποίος ταλαντώνεται. Οι έντονες αυτές ταλαντώσεις, μπορεί να είναι η αιτία για την εκτίναξη των εξωτερικών στρωμάτων του αστέρα και τη δημιουργία ενός πλανητικού νεφελώματος. Ο πυρήνας που απομένει συνεχίζει να αποτελείται από άνθρακα, συστέλλεται υπό την επίδραση της βαρύτητας εφόσον δεν φτάσει στη θερμοκρασία καύσης του άνθρακα, και καταλήγει σε έναν λευκό νάνο. Η κατάληξη σε λευκό νάνο, προϋποθέτει η μάζα του εναπομείνοντος πυρήνα να είναι μικρότερη από  $1.4 M_{\odot}$  (όριο Chandrasekhar).

### Αστέρες μεγάλης μάζας

Οι αστέρες μεγάλης μάζας είναι αυτοί που βρίσκονται στην πάνω αριστερά περιοχή του διαγράμματος HR. Χαρακτηρίζονται από μεγαλύτερη φωτεινότητα κι από ταχύτερους ρυθμούς εξάντλησης των καυσίμων τους, σχετικά με τους μικρής μάζας αστέρες, γεγονός που συνεπάγεται την πιο σύντομη παραμονή τους στην κύρια ακολουθία. Ο μεγάλος ρυθμός εξάντλησης καυσίμων οφείλεται στον επίσης μεγάλο ρυθμό έκλυσης ενέργειας που εξαρτάται σημαντικά από τη θερμοκρασία του αστέρα. Στην περίπτωση των άστρων μεγάλης μάζας, η καύση του υδρογόνου στον πυρήνα γίνεται μέσω του μηχανισμού CNO (άνθρακα - αζώτου - οξυγόνου) που είναι ο ακόλουθος:



Μετά την καύση του υδρογόνου στον πυρήνα, σειρά έχει η καύση του ηλίου σε αυτόν, και του υδρογόνου στον φλοιό που τον περιβάλλει. Μετά από αυτήν τη φάση η θερμοκρασία πιθανότατα φτάνει τους  $10^9$  K, οπότε αρχίζει και η καύση του άνθρακα στον πυρήνα, το ήλιο συνεχίζει να καίγεται στον φλοιό που τον περιβάλλει και το υδρογόνο στον εξωτερικό φλοιό αυτού. Η καύση του άνθρακα στον πυρήνα έχει ως αποτέλεσμα την παραγωγή βαρύτερων στοιχείων, μέχρι το στοιχείο του σιδήρου. Η δομή του αστέρα σε αυτήν τη φάση φαίνεται στην παρακάτω εικόνα (Σχήμα 1.4).



Σχήμα 1.6: Δομή αστέρος μεγάλης μάζας

Ο σίδηρος δεν μπορεί να συντηχθεί περαιτέρω και δεν μπορεί να δώσει ενέργεια προς τα έξω. Έτσι, όταν ο πυρήνας φτάσει στους  $5 \times 10^9$  K, χαλά η θερμοδυναμική ισορροπία και συνθλίβεται υπό την επίδραση της βαρύτητας, λόγω αδυναμίας συγκράτησης των εξωτερικών του στρωμάτων. Τα εσωτερικά στρώματα με τα ελαφρύτερα στοιχεία, καταρρέουν προς το κέντρο του αστέρα, με αποτέλεσμα τη δημιουργία και τη διάδοση ενός κρουστικού κύματος (κύματος shock) προς τα εξωτερικά. Η βίαιη εκτόνωση που επέρχεται, χαρακτηρίζεται ως έκρηξη υπερκαινοφανούς (supernova explosion). Τα εξωτερικά στρώματα διασκορπίζονται στον μεσοαστρικό χώρο εμπλουτίζοντάς τον με βαρύτερα στοιχεία. Το υπόλειμμα της εκρήξεως αυξάνει την πυκνότητά του σε πολύ μεγάλες τιμές. Η κατάληξή του εξαρτάται από τη μάζα του. Αν η μάζα του υπολείμματος είναι μεταξύ  $1.4 M_{\odot}$  και  $3.2 M_{\odot}$ , τότε μετατρέπεται σε έναν αστέρα νετρονίων, ενώ αν είναι μεγαλύτερη σε μελανή οπή.

## 1.3 Υπερκαινοφανείς - Υπολείμματα υπερκαινοφανών

### 1.3.1 Τύποι υπερκαινοφανών

Οι υπερκαινοφανείς ταξινομούνται σε δύο κατηγορίες, με κριτήριο τα χαρακτηριστικά των φασμάτων τους. Οι υπερκαινοφανείς που δεν παρουσιάζουν στο φάσμα τους γραμμές υδρογόνου χαρακτηρίζονται ως Τύπου I, ενώ οι πλούσιοι σε υδρογόνο Τύπου II. Αυτές οι κατηγορίες, με βάση την ύπαρξη ή όχι βαρύτερων στοιχείων, καθώς επίσης και τα χαρακτηριστικά της καμπύλης φωτός τους μπορούν να χωριστούν και σε υποκατηγορίες.

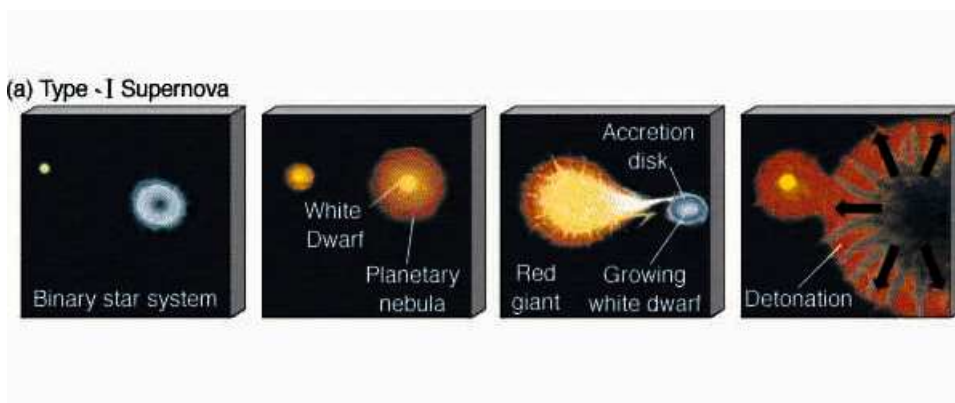
- Υπερκαινοφανείς Τύπου I

Χαρακτηριστικό αυτών, είναι η απουσία γραμμών υδρογόνου στο φάσμα τους. Αυτό δηλώνει ότι ο αστέρας βρίσκεται στο τελικό στάδιο της εξέλιξής του, και επομένως χαρακτηρίζεται από την παρουσία βαρύτερων στοιχείων. Ειδικότερα, τα



φάσματα των υπερκαινοφανών Τύπου Ia, παρουσιάζουν γραμμές ηλίου, πυριτίου και άλλων βαρύτερων στοιχείων.

Οι υπερκαινοφανείς αυτού του τύπου έχουν πανομοιότυπες καμπύλες φωτός, που σημαίνει ότι προέρχονται από κοινό μηχανισμό έκρηξης και εκπομπής ακτινοβολίας. Πρόκειται για έκρηξη λευκού νάνου, που ανήκει σε διπλό σύστημα αστέρων (Έκρηξη Τύπου Ia). Αναλυτικότερα, οι αστέρες εξελίσσονται στην κύρια ακολουθία. Το αστέρι μεγαλύτερης μάζας θα περάσει πρώτο στη φάση των ερυθρών γιγάντων, αφού ο ρυθμός κατανάλωσης των καυσίμων του είναι μεγαλύτερος. Τότε αρχίζει η εκτίναξη υλικού του, το οποίο δεσμεύεται από το αστέρι μικρότερης μάζας. Μετά το τέλος της μεταφοράς μάζας, το πρώτο αστέρι μετατρέπεται σε έναν λευκό νάνο που αποτελείται από άνθρακα και οξυγόνο, αφού έχει χάσει τα εξωτερικά του στρώματα. Κατά τον ίδιο τρόπο με πριν, ο λευκός νάνος δέχεται τη μάζα του δεύτερου αστεριού, που πλέον έχει περάσει κι αυτό στη φάση του ερυθρού γίγαντα. Όταν αυτή ξεπεράσει το όριο Chandrasekhar, η δύναμη της βαρύτητας ξεπερνά την πίεση του εκφυλισμού των ηλεκτρονίων, με αποτέλεσμα την κατάρρευση και τελικά την έκρηξη του λευκού νάνου. Μια εικονική αναπαράσταση αυτής της εξέλιξης φαίνεται παρακάτω (Σχήμα 1.5):



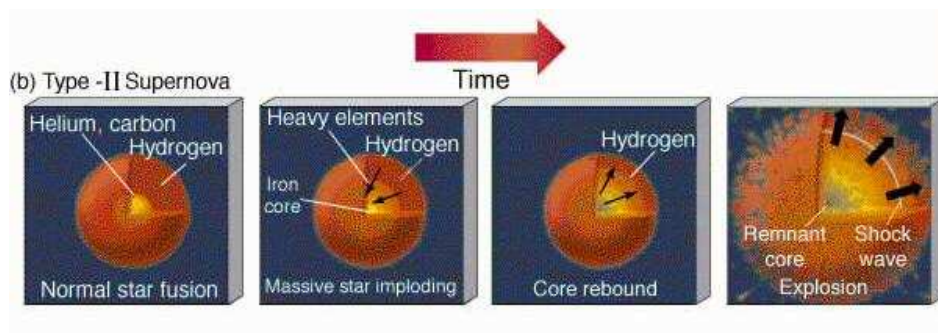
Σχήμα 1.7: Δημιουργία υπερκαινοφανούς Τύπου Ia

Οι υπερκαινοφανείς Τύπου Ia, συναντώνται σε γαλαξίες που αποτελούνται από αστέρες μεγάλης ηλικίας, για αυτό εμφανίζονται κυρίως στους ελλειπτικούς γαλαξίες. Η συχνότητα παρατήρησής τους είναι 1 υπερκαινοφανής ανά 1000 έτη ανά γαλαξία, μέχρι 1 υπερκαινοφανής ανά 4000 έτη ανά γαλαξία (Γούδης, 1991).

- Υπερκαινοφανείς Τύπου II

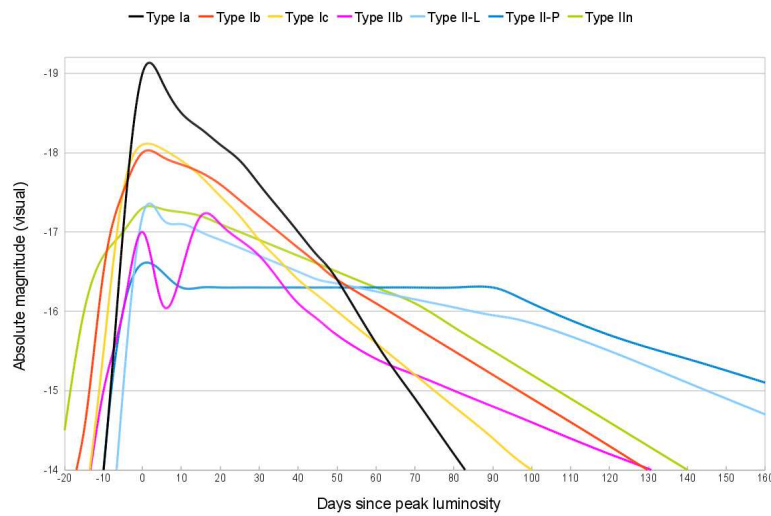
Το φάσμα των υπερκαινοφανών Τύπου II χαρακτηρίζεται από έντονες γραμμές υδρογόνου, κυρίως H $\alpha$  και H $\beta$ . Η προέλευση τους αποδίδεται στη βαρυτική κατάρρευση αστρικού πυρήνα (Έκρηξη τύπου II). Πρόκειται για αστέρες μεγάλης μάζας ( $> 8 M_{\odot}$ ) οι οποίοι εκρήγνυνται υπό την επίδραση της βαρύτητας. Όπως περιγράφηκε και νωρίτερα, η εξέλιξη ενός αστέρα στην κύρια ακολουθία, ξεκινά με την καύση του υδρογόνου σε ήλιο στον πυρήνα του και τη σύντηξη του ηλίου σε

άνθρακα και οξυγόνο εφόσον φτάσει την κατάλληλη θερμοκρασία. Η ίδια διαδικασία ακολουθείται εν συνεχεία κι από τα κελύφη που περιβάλλουν τον πυρήνα. Οι αντιδράσεις σύντηξης στον πυρήνα συνεχίζονται, μέχρι να μετατραπεί σε πυρήνα σιδήρου. Η εικόνα πλέον του αστέρα, είναι αυτή που αναπαρίσταται στο σχήμα 1.4. Φλοιός πυριτίου περιβάλλει τον πυρήνα σιδήρου, και περιβάλλεται από μαγνήσιο και ούτω καθεξής. Η μάζα του πυρήνα αυξάνεται με τη σύντηξη του πυριτίου του εξωτερικού στρώματος σε σίδηρο. Αυτό οδηγεί στην αύξηση της θερμοκρασίας του, που αναγκάζει τη διάσπαση σιδήρου σε ελαφρύτερα στοιχεία. Η διαδικασία αυτή επιτυγχάνεται με απορρόφηση ενέργειας που έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της πίεσης και επομένως τη συστολή του πυρήνα. Τελικά η βαρύτητα υπερισχύει της ηλεκτρονιακής πίεσης και η κατάρρευσή του είναι αναπόφευκτη. Δημιουργείται χροστικό κύμα, το οποίο διαδίδεται στη μεσοαστρική ύλη, εμπλουτίζοντάς την με βαρύτερα στοιχεία. Η δημιουργία υπερκαινοφανούς Τύπου II φαίνεται στην παρακάτω εικόνα (Σχήμα 1.6):



Σχήμα 1.8: Δημιουργία υπερκαινοφανούς Τύπου II

Οι υπερκαινοφανείς αυτού του τύπου συναντώνται σε σπειροειδείς γαλαξίες με συχνότητα από 1 υπερκαινοφανή ανά 30 έτη ανά γαλαξία, μέχρι 1 υπερκαινοφανή ανά 400 έτη ανά γαλαξία (Γούδης, 1991). Αν και η συχνότητα αυτού του τύπου υπερκαινοφανών είναι μεγαλύτερη, οι υπερκαινοφανείς τύπου Ia παρατηρούνται συχνότερα λόγω της μεγαλύτερης τιμής της λαμπρότητάς τους, όταν αυτή προσεγγίζει το μέγιστο. Η παρακάτω εικόνα (Σχήμα 1.7, (<https://en.wikipedia.org>)) δείχνει την καμπύλη φωτός των διάφορων τύπων υπερκαινοφανών.



Σχήμα 1.9: Καμπύλες φωτός υπερκαινοφανών

Ενδεικτικά, οι υπερκαινοφανείς Τύπου Ib χαρακτηρίζονται από γραμμές ηλίου και έλλειψη γραμμών υδρογόνου, ενώ οι υπερκαινοφανείς Τύπου Ic από έλλειψη γραμμών και ηλίου και υδρογόνου. Οι Τύπου II P και II L ξεχωρίζουν στο παραπάνω διάγραμμα, για το πλάτωμα που παρουσιάζει στην καμπύλη φωτός ο πρώτος, και για τη γραμμική εξασθένηση ο δεύτερος. (Λεωνιδάκη, 2012)

### 1.3.2 Εξέλιξη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Μετά την έκρηξη ενός υπερκαινοφανούς, απελευθερώνονται μεγάλα ποσά ενέργειας, της τάξης των  $10^{50}$ -  $10^{51}$  erg και ύλης υπό μορφή αερίων. Η ταχύτητά τους ξεπερνά την ταχύτητα του ήχου, με αποτέλεσμα τη δημιουργία και διάδοση ενός χρουστικού κύματος (κύματος shock). Με αυτόν τον τρόπο δημιουργείται το υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Στο πέρασμά του συσσωρεύεται όλο και μεγαλύτερη ποσότητα μεσοαστρικής ύλης στο μέτωπο του κύματος shock, ώσπου η μάζα της φτάνει σε συγκρίσιμο σημείο με αυτήν της ύλης που απελευθερώθηκε. Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών είναι εξαιρετης σημασίας αντικείμενα, τόσο για τις πληροφορίες που μας δίνουν, όσο και για τις λειτουργίες που επιτελούν. Μπορούμε να χωρίσουμε την εξέλιξη των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών σε τέσσερις φάσεις:

- Φάση ελεύθερης διαστολής (free expansion)

Αμέσως μετά την έκρηξη, η μάζα που εκτοξεύεται, είναι πολύ μεγαλύτερη από τη μάζα της μεσοαστρικής ύλης, μέσα στην οποία γίνεται η έκρηξη. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, τη διάδοση του χρουστικού κύματος χωρίς καμία ουσιαστικά αντίσταση, και ως εκ τούτου με μεγάλες ταχύτητες, 10 000 km/s, ίσως και μεγαλύτερες. Με τη διάδοση του κύματος, μεσοαστρική ύλη συσσωρεύεται στο μέτωπό του, η μάζα της οποίας ( $M_s$ ) αρχικά είναι αμελητέα. Αν υποτεθεί ότι η πυκνότητα του μεσοαστρικού χώρου είναι  $\rho_0$ , η μάζα της ύλης που εκτινάσσεται είναι:

$$M_0 \gg \frac{4}{3}\pi R_s^3 \times \rho_0 = M_s \quad (1.16)$$

όπου  $R_s$  είναι η ακτίνα μιας θεωρούμενης σφαιρικής περιοχής στην οποία διαδίδεται το κύμα (η ακτίνα του υπολείμματος), και η τιμή της δίνεται από τη σχέση:

$$R_s = u_0 t \quad (1.17)$$

όπου  $u_0$  είναι η ταχύτητα διάδοσης του κρουστικού κύματος και  $t$  ο χρόνος που έχει περάσει από την έκρηξη. Τα ποσά ενέργειας που απελευθερώνονται κατά την έκρηξη, εκδηλώνονται υπό τη μορφή κινητικής, κι επομένως εκφράζεται μέσω της σχέσης:

$$E_s = \frac{1}{2} M_0 u_0^2 \quad (1.18)$$

όση δηλαδή είναι η κινητική ενέργεια της εκτινασσόμενης ύλης.

Η φάση της ελεύθερης εκτόνωσης σταματά όταν η μάζα που έχει συσσωρευθεί μπροστά από το μέτωπο του κρουστικού κύματος γίνει ίση με τη μάζα του υλικού που εκτινάχθηκε, κι επομένως η αντίστασή της γίνεται σημαντική. Δηλαδή:

$$M_s = M_0 \quad (1.19)$$

Από την ισότητα αυτή προκύπτει και η ακτίνα του υπολείμματος

$$R_s = \frac{3M_0}{4\pi\rho_0}^{\frac{1}{3}} \quad (1.20)$$

Η ηλικία του σε αυτήν τη φάση είναι:

$$t = \frac{R_s}{u_0} \quad (1.21)$$

- Φάση αδιαβατικής εκτόνωσης (Adiabatic expansion phase ή Sedov phase)

Η δεύτερη φάση ξεκινά, όταν η μάζα που έχει συσσωρευθεί γίνει μεγαλύτερη από την αρχική μάζα που εκτινάχθηκε. Η πυκνότητα της συσσωρευμένης ύλης τώρα αυξάνεται. Η διαφορά των πυκνοτήτων μεταξύ των δύο υλικών, έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας ασυνέχειας, κι ένα δεύτερο κρουστικό κύμα, δημιουργείται και διαδίδεται προς την αντίθετη κατεύθυνση, θερμαίνοντας τα δύο υλικά. Μέρος της κινητικής ενέργειας μετατρέπεται σε θερμική, κι επομένως η διάδοση του αρχικού κύματος επιβραδύνεται. Σε αυτήν τη φάση, η ενέργεια που ακτινοβολείται είναι αμελητέα σε σχέση με την αρχική ενέργεια της έκρηξης. Η εξέλιξη κατά τη διάρκεια αυτής της φάσης εξαρτάται από την ενέργεια της έκρηξης  $E_0$ , την πυκνότητα του διαστρικού μέσου  $\rho_0$  και τον χρόνο που έχει περάσει μετά την έκρηξη. Ποσότητες του κρουστικού κύματος, όπως ακτίνα, θερμοκρασία και ταχύτητα διαστολής, υπολογίζονται από τη λύση της αυτο-ομοιότητας του Sedov, και δίνονται από τις εξισώσεις (Chisari, 2009):

$$R_s = 1.54 \times 10^{19} (cm) E_{51}^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} \left( \frac{t}{10^3 yr} \right)^{\frac{2}{5}} \quad (1.22)$$

$$u_s = 1950 (km s^{-1}) E_{51}^{\frac{1}{5}} n_0^{-\frac{1}{5}} \left( \frac{10^3 yr}{t} \right)^{\frac{3}{5}} \quad (1.23)$$

$$T_s = 5.25 \times 10^7 (K) E_{51}^{\frac{2}{5}} n_0^{-\frac{2}{5}} \left( \frac{10^3 yr}{t} \right)^{\frac{6}{5}} \quad (1.24)$$

όπου  $E_{51} = E_0 \times 10^{-51}$

- Φάση ψύξης με ακτινοβολία (Snowplow ή Radiative phase)

Το κύμα shock συνεχίζει να επιβραδύνεται, να αυξάνει την πυκνότητά του, αφού όλο και περισσότερη μεσοαστρική ύλη συσσωρεύεται, κι επομένως να ψύχεται. Η πτώση της αρχικά υψηλής θερμοκρασίας οδηγεί σε αύξηση του ρυθμού απώλειας ενέργειας με ακτινοβολία, διότι τα ιόντα άνθρακα και οξυγόνου του μεσοαστρικού χώρου, μπορούν πλέον να επανασυνδέονται με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, ακτινοβολώντας ενέργεια με αποτέλεσμα την περαιτέρω μείωση της θερμοκρασίας. Τώρα πλέον, η ενέργεια που απελευθερώνεται είναι η συγκρίσιμη με την ενέργεια της αρχικής έκρηξης. Η μετάβαση από τη φάση της αδιαβατικής εκτόνωσης σε αυτήν της ψύξης με ακτινοβολία, γίνεται όταν η ταχύτητα διαστολής είναι 200-300 km/s. Σε αυτό το στάδιο, το υπόλειμμα αρχίζει να εκπέμπει στο ορατό φάσμα.

- Φάση διάχυσης (Dissipation)

Όταν η ταχύτητα διαστολής γίνει μικρότερη από την ταχύτητα του ήχου, το υπόλειμμα του υπερκαινοφανούς διαχέεται στον μεσοαστρικό χώρο. Η θερμοκρασία και η πυκνότητά του μειώνονται μέχρι την αφομοίωσή του με την μεσοαστρική ύλη και τελικά τη διάλυσή του.

### 1.3.3 Ταξινόμηση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Η ταξινόμηση των υπολειμμάτων των υπερκαινοφανών δεν είναι εύκολη υπόθεση. Γίνεται κυρίως με βάση τη μορφολογία τους, αλλά και βάσει φασματικών ιδιοτήτων τους. Οι βασικές κατηγορίες είναι τρεις:

- **Κελυφοειδή**

Αυτού του τύπου τα υπολείμματα υπερκαινοφανών δε φαίνεται να έχουν τίποτα στα κέντρα τους. Ο φλοιός δημιουργείται όταν το κρουστικό κύμα θερμαίνει το μεσοαστρικό υλικό. Οι εικόνες των κελυφοειδών υπολειμμάτων, φαίνονται σε εμάς σαν δακτύλιοι, ενώ στην πραγματικότητα είναι σφαιρικοί φλοιοί. Αυτό οφείλεται στην οπτική μας γωνία, από όπου φαίνεται να υπάρχει περισσότερο υλικό στα όρια του υπολείμματος.

- **Συμπαγή**

Αυτού του τύπου τα υπολείμματα αποτελούνται από έναν φλοιό που περιβάλλει έναν περιστρεφόμενο αστέρα νετρονίων (πάλσαρ). Αυτό που παρατηρείται είναι μόνο το κεντρικό αντικείμενο και όχι ο φλοιός. Η ακτινοβολία που εκπέμπεται οφείλεται σε αυτό το αντικείμενο (πάλσαρ), και όχι στο κρουστικό κύμα. Λόγω της φαινομενικής συμπαγούς δομής τους, αυτά τα υπολείμματα χαρακτηρίζονται και ως πλήρη (plerion). Χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτού του τύπου υπολειμμάτων υπερκαινοφανών είναι το νεφέλωμα του Καρκίνου (Crab nebula), για αυτό μπορούν να χαρακτηριστούν και Crab - like.

- **Σύνθετα**

Αυτός ο τύπος υπολειμμάτων αποτελεί έναν συνδυασμό των δύο προηγούμενων. Φαίνονται άλλοτε σαν κελυφοειδή και άλλοτε σαν συμπαγή, γεγονός που εξαρτάται από το μήκος κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος στο οποίο τα μελετάμε. Συνήθως εμφανίζονται σαν κελύφη στο ραδιοφωνικό μέρος του φάσματος και σαν συμπαγή στις ακτίνες X.

Η ταξινόμηση των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, μπορεί να επεκταθεί περαιτέρω, βάση της παρατήρησης στην οπτική περιοχή του φάσματος. Δύο τέτοιες κατηγορίες είναι:

- **Κυριαρχούμενα από γραμμές Balmer**

Τα υπολείμματα αυτού του τύπου χαρακτηρίζονται από έντονες γραμμές υδρογόνου, και ασθενέστερες (ή και καθόλου) απαγορευμένες γραμμές [O III], [S II] και [N II] στο οπτικό μέρος του φάσματος. Η ακτινοβολία που εκπέμπεται από αυτά τα υπολείμματα οφείλεται στο ουδέτερο υδρογόνο του μεσοαστρικού αερίου γεγονός που δηλώνει ότι η καταγωγή τους είναι υπερκαινοφανείς Τύπου Ia.

- **Πλούσια σε οξυγόνο**

Αυτά τα υπολείμματα χαρακτηρίζονται από έντονες απαγορευμένες γραμμές οξυγόνου [O III] στην ορατή περιοχή, ωστόσο εκπέμπουν και στις ακτίνες X. Οι μεγάλες ποσότητες οξυγόνου και η απουσία γραμμών υδρογόνου (ή πολύ ασθενείς γραμμές) δηλώνουν ότι τα υπολείμματα προέρχονται από υπερκαινοφανείς Τύπου Ib.

### 1.3.4 Οπτική ακτινοβολία υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Τα οπτικά φάσματα των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών αποτελούνται από γραμμές Balmer, και απαγορευμένες γραμμές ιόντων  $O^{++}$ ,  $O^+$ ,  $S^+$  και άλλων στοιχείων. Η μορφή του συνεχούς φάσματος των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, είναι κυρίως αποτέλεσμα της εκπομπής συνεχούς - στάθμης (Παράγραφος 1.1).

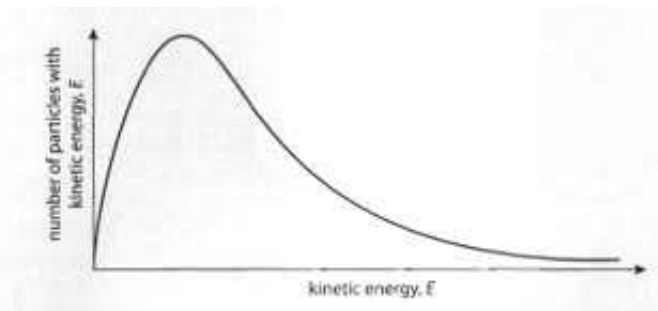
- **Γραμμές επανασύνδεσης**

Το οπτικό φάσμα των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, περιέχει γραμμές της σειράς Balmer κυρίως  $H\alpha$  και  $H\beta$ , η παρουσία των οποίων οφείλεται στο φαινόμενο του

φθορισμού, κατά το οποίο, ακτινοβολία μικρού μήκους κύματος μετασχηματίζεται σε ακτινοβολία μεγαλύτερου. Στην προκειμένη περίπτωση, η μικρού μήκους κύματος ακτινοβολία, είναι η ακτινοβολία των υπεριώδων φωτονίων Lyman, Lc (L continuum), που εκπέμπονται από την επιφάνεια του δειγείροντος αστέρος. Ως υπεριώδη φωτόνια, ορίζονται αυτά που έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του υδρογόνου (13.6 eV). Αυτά τα φωτόνια, ιονίζουν το υδρογόνο με συνέπεια τη δημιουργία ιόντων υδρογόνου, πρωτονίων δηλαδή, και ελεύθερων ηλεκτρονίων. Μετά την πάροδο κάποιου χρονικού διαστήματος, κάθε ελεύθερο ηλεκτρόνιο έλκεται από κάποιο κοντινό ιόν υδρογόνου και συλλαμβάνεται σε μία από τις ενεργειακές στάθμες του ιόντος με αποβολή ενέργειας υπό μορφή ακτινοβολίας στο συνεχές μέρος του φάσματος. Η σύλληψη ενός ηλεκτρονίου σε κάποια από τις ενεργειακές στάθμες, αν αυτή δεν είναι η  $n=1$ , έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ιόντος υδρογόνου. Το ηλεκτρόνιο του διεγερμένου ατόμου, μεταπηδά από στάθμη σε στάθμη μέχρι τη θεμελιώδη, με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας, συγκεκριμένης συχνότητας. Τα ηλεκτρόνια που καταλήγουν στη στάθμη  $n=2$ , προκαλούν εκπομπή ακτινοβολίας, στις γραμμές της σειράς Balmer. Αυτές κυριαρχούν στο οπτικό φάσμα των περιοχών H II, κυρίως η H $\alpha$  ( $n=3 \rightarrow 2$ ) και H $\beta$  ( $n=4 \rightarrow 2$ ).

#### • Απαγορευμένες γραμμές

Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών, περιέχουν, πέρα από το υδρογόνο, και άλλα, βαρύτερα στοιχεία, όπως απλά ιονισμένο άζωτο, οξυγόνο, και θείο και διπλά ιονισμένο οξυγόνο τα οποία μπορούν να συγκρουστούν με ελεύθερα ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα την χροστική τους διέγερση. Τα υπολείμματα υπερκαινοφανών, χαρακτηρίζονται από πολύ χαμηλές πυκνότητες, και τα άτομα βρίσκονται σχεδόν όλα στη θεμελιώδη ενεργειακή κατάσταση. Η θερμοκρασία των περιοχών που εκπέμπεται η οπτική ακτινοβολία των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών είναι της τάξης των  $10^4$  K, και τα ελεύθερα ηλεκτρόνια ακολουθούν την κατανομή Maxwell-Boltzmann (Σχήμα 1.8).



Σχήμα 1.10: Κατανομή Maxwell-Boltzmann

Τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στην ουρά της κατανομής, έχουν ενέργειες 2 έως 4 eV και μπορούν να συγκρουστούν με ιόντα  $O^+$ ,  $O^{++}$ ,  $N^+$  και  $S^{++}$  διεγείροντάς τα, σε ενεργειακές καταστάσεις κοντά στις θεμελιώδεις τους. Ηλεκτρόνια τόσο χαμηλών ενεργειών δεν μπορούν να διεγείρουν το άτομο του υδρογόνου στην

πρώτη ενεργειακή στάθμη. Λόγω όμως της χαμηλής πυκνότητας αυτών των περιοχών, τα ηλεκτρόνια στις μετασταθείς στάθμες έχουν χρόνο να αποδιεγερθούν αυθόρμητα, και όχι μέσω κρούσης. Με αυτόν τον τρόπο παράγονται τα 'απαγορευμένα φωτόνια'. Ονομάζονται έτσι, διότι συνήθως τόσο χαμηλής πυκνότητας δεν συναντώνται σε γήινο περιβάλλον. Η εκπομπή απαγορευμένων γραμμών, αποτελεί τον βασικό μηχανισμό απώλειας ενέργειας στα υπολείμματα υπερκαινοφανών (ψυκτικός μηχανισμός). Οι απαγορευμένες γραμμές κάποιου στοιχείου εκφράζονται τοποθετώντας το μέσα σε αγκύλες.

### 1.3.5 Μελέτη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Το υπόλειμμα, ακτινοβολεί για πρώτη φορά στο οπτικό μέρος του φάσματος, κατά τη φάση ψύξης με ακτινοβολία. Η ψύξη γίνεται κυρίως μέσω της εκπομπής απαγορευμένων γραμμών (Παράγραφος 1.32). Οι πιο συνήθεις γραμμές, είναι του οξυγόνου, του θείου, του νέου και του αζώτου. Βασική προϋπόθεση για τη μελέτη υπολειμμάτων υπερκαινοφανών, είναι η ανίχνευσή τους, η οποία δεν αποτελεί πολύ εύκολη υπόθεση καθώς πρέπει να διαχωριστούν από άλλα νεφελώματα, όπως τα πλανητικά ή τις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου. Η εκπομπή ακτινοβολίας στα πλανητικά νεφελώματα, όπως και στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου, γίνεται με φωτισμό, ενώ στα υπολείμματα υπερκαινοφανών λόγω διεγέρσεων που προκαλούν τα κύματα σοκ. Η διάκριση των μηχανισμών εκπομπής ακτινοβολίας, και επομένως και του είδους των νεφελωμάτων, μπορεί να γίνει με τη μέτρηση του λόγου της ροής ακτινοβολίας του θείου προς το υδρογόνο σε συγκεκριμένα μήκη κύματος, δηλαδή τον λόγο  $\frac{[S II(\lambda 6716,6731)]}{H\alpha(\lambda 6563)}$ , (Mathewson & Clarke, 1973). Αν η τιμή του λόγου αυτού είναι μεγαλύτερη του 0.4, τότε το αστρονομικό αντικείμενο που μελετάμε είναι υπόλειμμα υπερκαινοφανούς. Αυτό συμβαίνει γιατί οι θερμοκρασίες πίσω από το κρουστικό κύμα ( $10^4 - 10^5$  K) ευνοούν την ύπαρξη απλά ιονισμένου θείου ( $S^+$ ), και επομένως ο λόγος  $\frac{[S II]}{H\alpha}$  είναι αυξημένος. Αν είναι μικρότερος από 0.4, πρόκειται για κάποιο από τα άλλα δύο είδη νεφελωμάτων. Υπάρχουν τρόποι επιβεβαίωσης του είδους νεφελώματος. Ένας από αυτούς είναι η παρουσία απαγορευμένων γραμμών και άλλων στοιχείων, κυρίως οξυγόνου. Πιο συγκεκριμένα για τα υπολείμματα υπερκαινοφανών οι λόγοι  $\frac{[O I]}{H\beta}$ , και  $\frac{[O II]}{H\beta}$  είναι μεγαλύτεροι από τους αντίστοιχους στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου, επομένως και οι γραμμές εντονότερες (Fesen, 1985). Άλλος ένας τρόπος είναι μέσω των κόκκινων σκόνης. Το κρουστικό κύμα στα υπολείμματα υπερκαινοφανών, καταστρέφουν τους κόκκους σκόνης, και απομένουν στοιχεία όπως σίδηρος, ασβέστιο και αλουμίνιο με ορατές γραμμές εκπομπής. Στην περίπτωση των περιοχών ιονισμένου υδρογόνου, αυτά τα στοιχεία, μένουν εγκλωβισμένα στους κόκκους σκόνης κι επομένως οι γραμμές εκπομπής τους είναι αρκετά πιο αμυδρές. (Λεωνιδάκη, 2012)



## Κεφάλαιο 2

# Όργανα παρατηρήσεων

### 2.1 Το τηλεσκόπιο Blanco 4 μέτρων

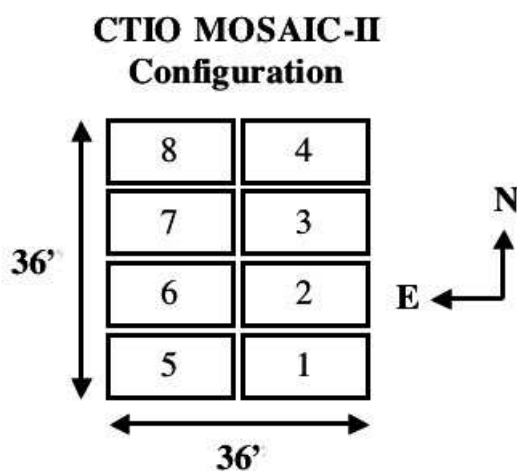
Το αντικείμενο μελέτης που παρουσιάζεται σε αυτήν την εργασία, είναι ο γαλαξίας NGC 1313 για τον οποίο λεπτομερής ανάλυση θα γίνει στο τρίτο κεφάλαιο. Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν. Οι εικόνες λήφθηκαν από το τηλεσκόπιο Blanco 4m του CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) στη Χιλή (Σχήμα 2.1). Πρόκειται για ένα τηλεσκόπιο διαμέτρου 4 μέτρων, του οποίου η κατασκευή ολοκληρώθηκε το 1976 και ονομάστηκε έτσι προς τιμήν του αστρονόμου Víctor Manuel Blanco. Παρακάτω παρατίθενται τα όργανα μέτρησης που χρησιμοποιούνται στο τηλεσκόπιο Blanco.



Σχήμα 2.1: Το τηλεσκόπιο Blanco

## 2.2 Mosaic II Imager

Πρόκειται για έναν υψηλής απόδοσης εικονολήπτη, με οπτικό πεδίο  $36' \times 36'$  (το τμήμα δηλαδή του ουρανού που γίνεται ορατό από το τηλεσκόπιο), που διαθέτει 8 κάμερες CCDs. Κάθε ληφθείσα εικόνα αποτελείται δηλαδή από οκτώ επιμέρους εικόνες. Αυτές οι κάμερες χαρακτηρίζονται από 4096 pixels ανά γραμμή, 2048 pixels ανά στήλη. Το μέγεθος των pixels είναι 15  $\mu\text{m}$ . Τοποθετούνται με τέτοιο τρόπο ώστε να δημιουργούν έναν ανιχνευτή  $8192 \times 8192$  pixels, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2 (<http://www.ctio.noao.edu/>). Τα κενά μεταξύ των καμερών (δηλαδή μεταξύ των επιμέρους εικόνων) είναι περίπου 0.7 mm (50 pixels) στην οριζόντια διατάξη γραμμών και 0.5 mm (35 pixels) στην κάθετη διάταξη στηλών.



Σχήμα 2.2: Mosaic II

Κάμερες CCD: Οι κάμερες αυτές ονομάζονται έτσι από τα αρχικά Charge Coupled Devices, και είναι απαραίτητες στον χώρο της αστρονομίας χάρη στην εξαιρετική ευαισθησία τους. Ως προς τη δομή της, μια κάμερα CCD, είναι ένα πλακίδιο (chip) πυριτίου, είτε καθαρό είτε με προσμίξεις. Στην επιφάνεια του υπάρχουν φωτοευαίσθητα εικονοστοιχεία (pixels) που λειτουργούν ως αποθηκευτικοί χώροι. Το σχήμα του πλακιδίου είναι συνήθως τετράγωνο ή ορθογώνιο. Φυσικά, υπάρχει ένα διάφραγμα, που όταν θέλουμε να πάρουμε μια φωτογραφία, αυτό ανοίγει και εκθέτει το πλακίδιο στο φως. Η λειτουργία της κάμερας CCD, βασίζεται στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Σύμφωνα με αυτό, τα φωτόνια της φωτεινής πηγής που παρατηρούμε, πέφτουν στο πλακίδιο και δημιουργούν φωτοηλεκτρόνια σε κάθε εικονοστοιχείο. Αυτά αποθηκεύονται εκεί, μέχρι να τελειώσει η έκθεση. Μετά την έκθεση, ειδικά ηλεκτρονικά κυκλώματα, μετατρέπουν την τιμή του κάθε pixel σε

μια αναλογική τιμή ηλεκτρικού ρεύματος και στη συνέχεια, ένα άλλο κύκλωμα σε ψηφιακή (ψηφιοποιητής). Μονάδα μέτρησης αυτής της τιμής είναι τα counts. Για τη δημιουργία της τελικής εικόνας, χρησιμοποιείται ένας κώδικας χρωμάτων, με το μαύρο να αντιπροσωπεύει περιοχές με πολύ λίγα counts, ενώ όσο αυξάνονται τα counts, το χρώμα τείνει να γίνεται όλο και πιο άσπρο.

Ας δούμε κάποιες παραμέτρους σχετικές με τις κάμερες CCD, κάποιες από τις οποίες παρέχονται σαν πληροφορία στην ίδια την εικόνα (ανοίγοντάς την με συγκεκριμένο πρόγραμμα, για παράδειγμα το DS9, στην επιλογή display header).

→Θόρυβος (noise)

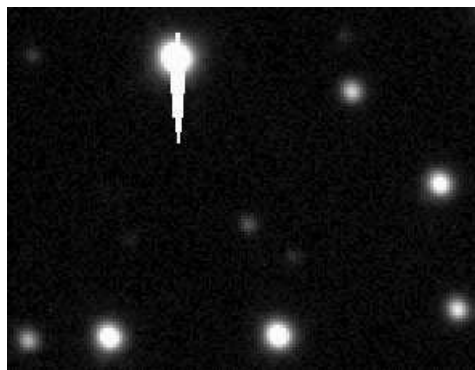
Πρόκειται για ηλεκτρόνια των pixels, τα οποία δεν προέρχονται από φωτόνια της πηγής, αλλά πιθανότατα από την ίδια την κάμερα λόγω της θερμοκρασίας της. Για την ακινητοποίηση των ηλεκτρονίων, πριν την έκθεση, η κάμερα ψύχεται σε υγρό άζωτο πολύ χαμηλής θερμοκρασίας.

→Κβαντική απόδοση (Quantum efficiency)

Είναι ένα ποσοστό επί τοις εκατό, που μετρά κατά μέσο όρο πόσα φωτοηλεκτρόνια δίνει το κάθε προσπίπτον φωτόνιο. Μία κάμερα CCD έχει απόδοση περίπου 90%. Βεβαίως, λόγω κατασκευαστικών ατελειών, όλα τα pixels δεν έχουν την ίδια απόδοση.

→Κορεσμός - Saturation

Ο κορεσμός εμφανίζεται όταν ένα pixel, ή μια περιοχή με pixels, δέχεται φωτόνια, που μετατρέπονται σε μεγάλο αριθμό φωτοηλεκτρονίων και αδυνατεί να αποθηκεύσει. Ένα κορεσμένο pixel συνήθως φαίνεται όπως στο σχήμα 2.3 (<http://www.astrosurf.com/>):



Σχήμα 2.3: Κορεσμένα pixels

Η διεύθυνση στην οποία εμφανίζονται τα κορεσμένα pixels, είναι αυτή κατά την οποία τα pixels διαβάζουν την πληροφορία.

→Απολαβή - Gain

Ορίζεται ως ο αριθμός των ηλεκτρονίων που δίνουν 1 count, και εξαρτάται από την ικανότητα του ψηφιοποιητή, να μετατρέπει το αναλογικό σήμα σε ψηφιακό.

→Θόρυβος ανάγνωσης - Readout noise

Αφορά τον αριθμό των ηλεκτρονίων που προστίθενται κατά την ανάγνωση των pixels. Σε κάθε ανάγνωση αυτά είναι περίπου 10 ανά pixel.

→Χρόνος ανάγνωσης - Readout time

Ο χρόνος που από τη στιγμή που θα σταματήσει η έκθεση μέχρι η πληροφορία να μεταφερθεί και να αποθηκευτεί στον υπολογιστή.

→Ρεύμα σκότους - Dark current

Ορίζεται ως ο αριθμός θερμοηλεκτρονίων που παράγονται ανά δευτερόλεπτο (λόγω της θερμοκρασίας της κάμερας όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα). Για τις Mosaic CCD κάμερες, το ρεύμα σκότους είναι εξαιρετικά χαμηλό, αφού ψύχονται σε υγρό άζωτο, οπότε δεν χρησιμοποιείται.

→Κλίμακα pixel (pixel scale)

Εκφράζει το πόσα δευτερόλεπτα του τόξου (arcsec) απεικονίζει κάθε pixel. Η κλίμακα pixel εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του τηλεσκοπίου.

Ο παρακάτω πίνακας συγκεντρώνει κάποια από τα προαναφερθέντα χαρακτηριστικά για την Mosaic II κάμερα του τηλεσκοπίου Blanco (<http://www.ctio.noao.edu/>) .

Pixel scale	0.267arcsec/pixel
Χρόνος ανάγνωσης	2.5 λεπτά
Θόρυβος ανάγνωσης	6-8
Απολαβή	2.4
Ρεύμα σκότους	<2 /pixel/ώρα

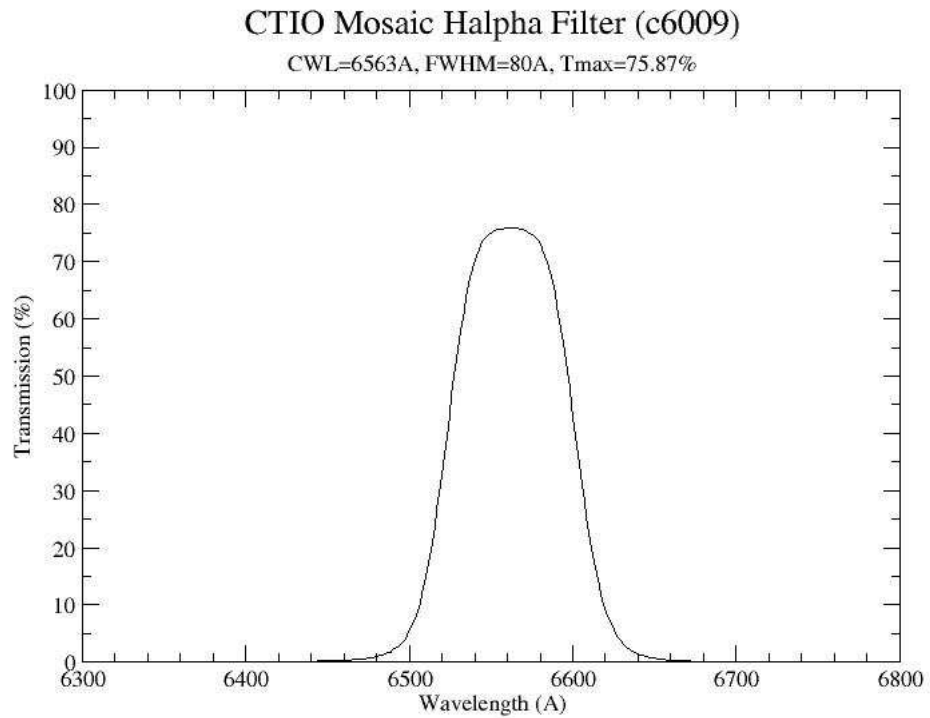
Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικά Mosaic II για το τηλεσκόπιο Blanco

## 2.3 Φίλτρα

Τα αστρονομικά φίλτρα τοποθετούνται μεταξύ του αισθητήρα της κάμερας, και του σωλήνα του τηλεσκοπίου. Το φως που λαμβάνεται από το τηλεσκόπιο, φτάνει στο φίλτρο υπό μορφή κώνου, το μέγεθος του οποίου καθορίζει και το απαιτούμενο μέγεθος του φίλτρου, και στη συνέχεια φτάνει στον αισθητήρα της κάμερας. Τα φίλτρα λειτουργούν αποκόπτοντας επιλεκτικά συγκεκριμένα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και αφήνοντας να διέλθει μόνο το μήκος κύματος που μας ενδιαφέρει.

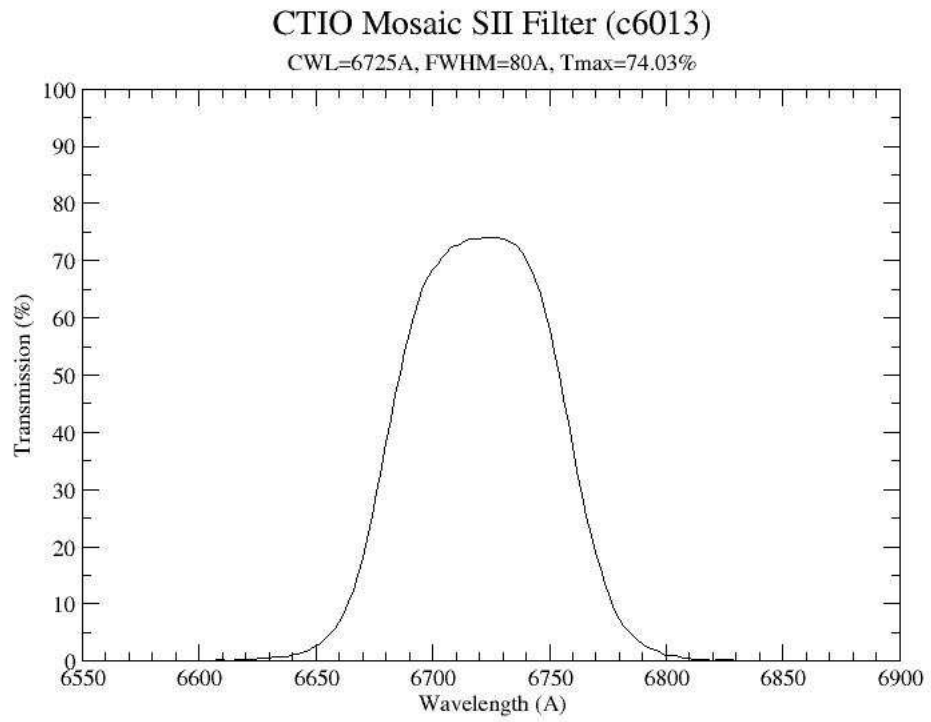
Στις δικές μας παρατηρήσεις, οι εικόνες ελήφθησαν με τη χρήση τριών φίλτρων: δύο στενού εύρους συμβολομετρικά φίλτρα, α) του Ηα (φίλτρο υδρογόνου: CTIO ha H-alpha c6009) και β) του [S II] (φίλτρο θείου: CTIO s2 SII c6013) και γ) ενός φίλτρου μεγάλου εύρους (φίλτρο CTIO R Harris c6004). Τα διαγράμματα που ακολουθούν (Σχήματα 2.4, 2.5, 2.6), δίνουν τα βασικά χαρακτηριστικά για καθένα από τα φίλτρα που χρησιμοποιήθηκαν. Αυτά είναι το κεντρικό μήκος κύματος που διέρχεται από το φίλτρο (CWL – Central Wavelength), το εύρος των μηκών κύματος που καλύπτει (FWHM - Full Width at Half Maximum), και το ποσοστό διαπερατότητας, δηλαδή το ποσοστό της ροής της ακτινοβολίας που τελικά περνάει μέσα από το φίλτρο (σε κάθε μήκος κύματος).

α) Φίλτρο Ηα



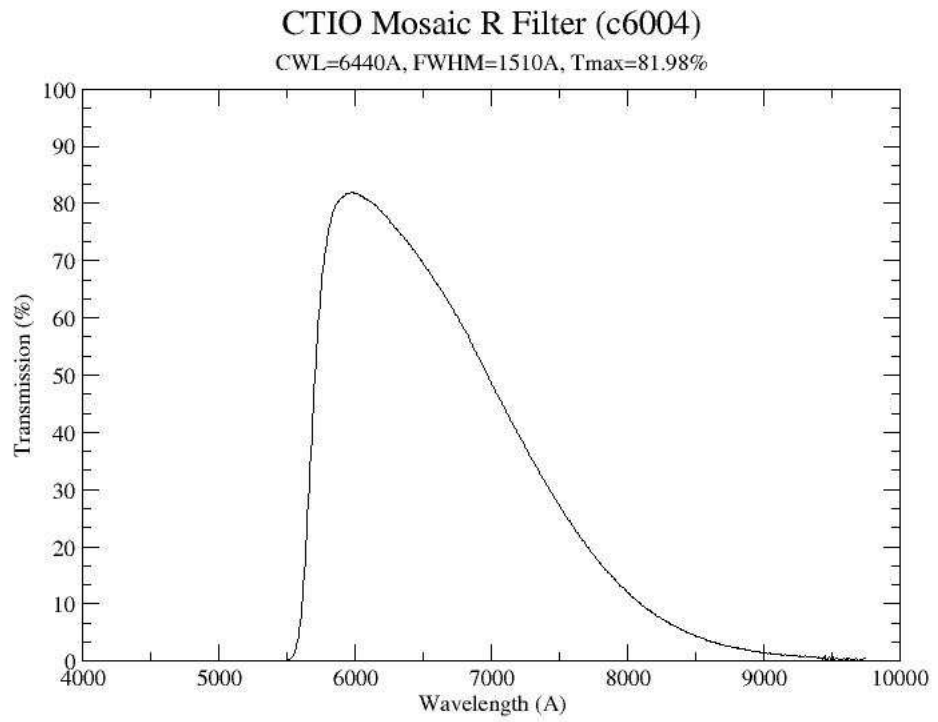
Σχήμα 2.4: Ηα φίλτρο

β) Φίλτρο [S II]



Σχήμα 2.5: [S II] φίλτρο

γ) Φίλτρο R



Σχήμα 2.6: R φίλτρο

## Κεφάλαιο 3

# Γαλαξίας NGC 1313 - Επεξεργασία μετρήσεων

### 3.1 Ο Γαλαξίας NGC 1313

Ο NGC 1313, γνωστός και ως Topsy Turvy Galaxy, είναι ένας ραβδωτός σπειροειδής γαλαξίας, που ανακαλύφθηκε από τον Σκωτσέζο αστρονόμο James Dunlop στις 27 Σεπτεμβρίου του 1826. Βρίσκεται στο νότιο ημισφαίριο, μεταξύ των αστερισμών Hydrus και Reticulum, περίπου στα μισά της διαδρομής μεταξύ του Μικρού και του Μεγάλου Νέφους του Μαγγελάνου. Οι συντεταγμένες του είναι RA:  $03^{\text{h}}18^{\text{m}}16^{\text{s}}$ , DEC :  $-66^{\text{d}}29^{\text{o}}55''$ , όπου RA ονομάζεται η ορθή αναφορά (Right Ascension) και DEC η ορθή απόκλιση (Declination). Ο NGC 1313 απέχει περίπου 15 εκατομμύρια έτη φωτός από τον Γαλαξία μας.

Είναι ο μεγαλύτερης μάζας γνωστός ραβδωτός γαλαξίας, χωρίς αφθονία σε μεταλλικά στοιχεία. Η εκπομπή ατομικού υδρογόνου (H I) σε αυτόν, εκτείνεται στα 24 kpc, και επιπλέον παρουσιάζει υπερφυσαλίδες ατομικού υδρογόνου (H I superbubbles), δηλαδή κοιλότητες αερίου που δημιουργούνται από ισχυρούς αστρικούς ανέμους και εκρήξεις υπερκαινοφανών. (Contursi, 2001)

Εντυπωσιακό είναι το εξαιρετικά άνισο σχήμα του (Σχήμα 3.1, (<http://www.noao.edu/>)). Η ασυμμετρία αυτή είναι έντονη κυρίως στο ορατό φως. Αν παρατηρήσουμε τον γαλαξία στα ραδιοφωνικά μήκη κύματος, το σχήμα του δε φαίνεται τόσο ακανόνιστο. Ο άξονας περιστροφής του, δε βρίσκεται ακριβώς στο κέντρο του.





Σχήμα 3.1: Ο γαλαξίας NGC 1313

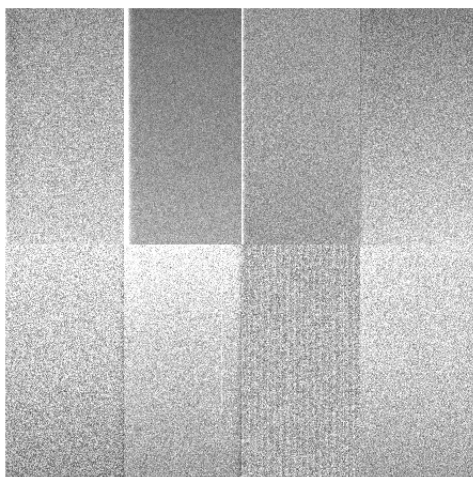
Αυτή η ασυμμετρία, είναι κάτι που απασχολεί τους αστρονόμους δεδομένου ότι ο γαλαξίας φαίνεται να είναι απομονωμένος, χωρίς γείτονα. Σύμφωνα με μελέτες (Silva-Villa and Larsen, 2011), αυτή οφείλεται πιθανότατα σε αλληλεπίδραση με έναν μικρό σύντροφο, στη νοτιοδυτική περιοχή του γαλαξία, πριν από  $10^8$  χρόνια. Είναι αξιοσημείωτο, ότι στην περιοχή που βρισκόταν ο δορυφόρος - συνοδός η δραστηριότητα σχηματισμού αστέρων είναι αυξημένη.

## 3.2 Επεξεργασία δεδομένων

Το μεγαλύτερο μέρος της εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας αποτέλεσε η επεξεργασία μετρήσεων, η οποία αναλύεται στο παρόν κεφάλαιο. Οι παρατηρήσεις του γαλαξία NGC 1313 έγιναν τον Νοέμβριο του 2011 στο τηλεσκόπιο Blanco 4 m στη Χιλή, από τους Παναγιώτη Μπούμη και Ιωάννα Λεωνιδάκη. Λόγω της μεγάλης έκτασης του γαλαξία, χρειάστηκε αντί για μία εικόνα η σύνθεση οκτώ διαφορετικών εικόνων, δημιουργώντας έτσι ένα μωσαϊκό. Ελήφθησαν πέντε εικόνες με το φίλτρο της γραμμής H $\alpha$ , τέσσερις με το φίλτρο της γραμμής [S II] και πέντε με το συνεχές φίλτρο R, με χρόνους έκθεσης 720 δευτερόλεπτα για κάθε εικόνα. Το μεγαλύτερο μέρος της επεξεργασίας, έγινε με το αστρονομικό πρόγραμμα ανάλυσης δεδομένων

IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) και συγκεκριμένα με το πακέτο mscred, που είναι κατάλληλο για τις εικόνες μωσαϊκού.

### 3.2.1 Αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου



Σχήμα 3.2: Εικόνα ηλεκτρονικού θορύβου

Το πρώτο βήμα που πρέπει να γίνει είναι η αφαίρεση του ηλεκτρονικού θορύβου από όλες τις εικόνες. Οι εικόνες που λαμβάνονται από τις CCDs, περιέχουν έναν θόρυβο, ο οποίος προκαλείται από ηλεκτρόνια της κάμερας λόγω της συνεχούς της τάσης και ονομάζεται bias. Οι εικόνες για τα bias λαμβάνονται με μηδενικό χρόνο έκθεσης και με κλειστό το διάφραγμα της κάμερας. Κατά τη διάρκεια της νύχτας, παρατηρούνται κάποιες μεταβολές στον θόρυβο αυτό, κι έτσι είναι απαραίτητη η λήψη αρκετών εικόνων ανά χρονικά διαστήματα. Αυτό που τελικά αφαιρείται από τις εικόνες παρατήρησης, είναι η μέση τιμή όλων των bias που έχουν ληφθεί. Η εικόνα του σχήματος 3.2 είναι μια ενδεικτική του ηλεκτρονικού θορύβου κατά τη διάρκεια μιας νύχτας του γαλαξία NGC 1313.

Λήφθηκαν συνολικά εννέα εικόνες bias, οι οποίες ενώθηκαν χρησιμοποιώντας την εντολή zerocombine. Οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται φαίνονται παρακάτω:

*PACKAGE = mscred*  
*TASK = zerocombine*

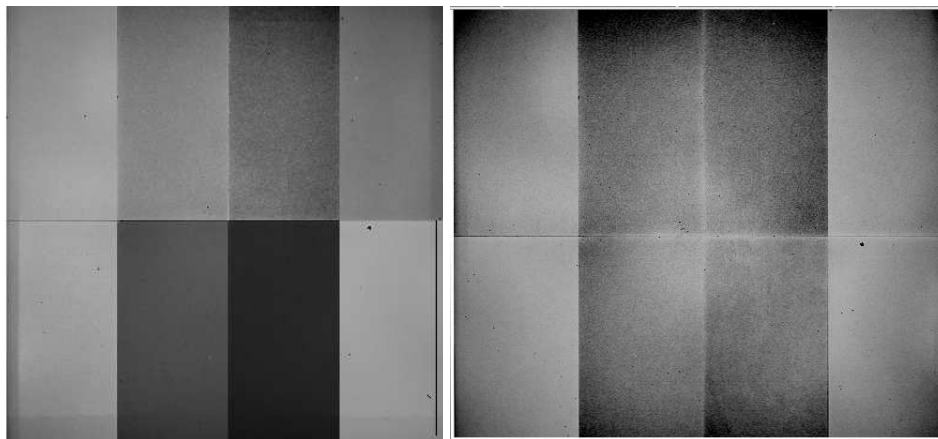
*input* = @bias List of zero level images to combine  
*(output* = Zero) Output zero level name  
*(combine* = average) Type of combine operation  
*(reject* = minmax) Type of rejection  
*(ccdtype* = zero) CCD image type to combine  
*(process* = yes) Process images before combining?  
*(delete* = no) Delete input images after combining?  
*(scale* = none) Image scaling  
*(statsec* = ) Image section for computing statistics  
*(nlow* = 0) minmax: Number of low pixels to reject  
*(nhigh* = 1) minmax: Number of high pixels to reject  
*(nkeep* = 1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject (neg)  
*(mclip* = yes) Use median in sigma clipping algorithms?  
*(lsigma* = 3.) Lower sigma clipping factor  
*(hsigma* = 3.) Upper sigma clipping factor  
*(rdnoise* = rdnoise) ccdclip: CCD readout noise (electrons)  
*(gain* = gain) ccdclip: CCD gain (electrons/DN)  
*(snoise* = 0.) ccdclip: Sensitivity noise (fraction)  
*(pclip* = -0.5) pclip: Percentile clipping parameter  
*(blank* = 0.) Value if there are no pixels (mode = ql)

Ενδεικτικά, οι παράμετροι *input* και *output*, δηλώνουν τη λίστα με τις εικόνες *bias* που θα συνδυαστούν και την τελική εικόνα αντίστοιχα. Η επιλογή *average* στο *combine*, σημαίνει ότι η ένωση θα γίνει με τη μέση τιμή των counts των επιμέρους εικόνων. Αν δεν επιθυμούμε οι αρχικές εικόνες να διαγραφούν μετά την κατασκευή της τελικής (που είναι και το προτιμότερο, διότι σε περίπτωση που χρειαστεί η διαδικασία να επαναληφθεί οι εικόνες σε κάθε βήμα πρέπει να υπάρχουν), επιλέγουμε την παράμετρο *delete* να είναι στην επιλογή *no*. Οι παράμετροι *rdnoise* και *gain*, διατηρούν τα ίδια ονόματα. Αυτό σημαίνει πως λαμβάνουν τις αντίστοιχες τιμές από τις πληροφορίες που διαθέτει η ίδια η εικόνα. (Έγινε σχετική αναφορά στο κεφάλαιο 2, στην ανάλυση των παραμέτρων των καμερών CCD).

### 3.2.2 Επιπεδοποίηση

Οι κάμερες CCD αποτελούνται από εικονοστοιχεία. Τα εικονοστοιχεία δεν έχουν όλα την ίδια απόδοση, όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα, δηλαδή ίδιος αριθμός προσπίπτοντων σε αυτά φωτονίων, δίνουν πιθανόν διαφορετικό αριθμό ηλεκτρονίων. Αυτή η διαφορά στην απόκριση οφείλεται στην ίδια κατασκευή της κάμερας, καθώς και σε κόκκους σκόνης στα κάτοπτρα ή στα φίλτρα που χρησιμοποιούνται, εξαρτάται δηλαδή και από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Γι' αυτό το λόγο, είναι απαραίτητη η λήψη εικόνων ομοιόμορφα φωτισμένων επιφανειών (*flat* εικόνες). Αυτό επιτυγχάνεται με δύο τρόπους: Ο πρώτος είναι με λήψεις του ουρανού (με το τηλεσκόπιο να στοχεύει στο ζενίθ) κατά τη δύση ή την ανατολή,

όπου ο φωτισμός του είναι ομοιόμορφος, (δηλαδή δεν υπάρχουν φωτεινές πηγές, Ήλιος, φεγγάρι και αστέρια), έτσι ώστε όλα τα pixels να λαμβάνουν την ίδια ένταση φωτός και διακρίνονται τελικά στη λαμβανόμενη εικόνα οι διαφοροποιήσεις (skyflats). Ο δεύτερος τρόπος είναι οι λήψεις των εικόνων με κλειστό θόλο, σε μία ομοιόμορφα φωτισμένη επιφάνεια (domeflats). Οι εικόνες αυτές (πάνω από μία για στατιστικούς λόγους) πρέπει να αφαιρεθούν από την προς ανάλυση εικόνα. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται επιπεδοποίηση. Προκειμένου να μην αλλοιωθούν οι πραγματικές μετρήσεις κατά τη διαδικασία της επιπεδοποίησης, κανονικοποιούμε τις flat εικόνες (διαιρώντας αυτές με τη μέση τιμή τους) και τελικά η προκύπτουσα εικόνα διαιρείται με την προς ανάλυση εικόνα. Φυσικά, η διαδικασία αφαίρεσης ηλεκτρονικού θορύβου που περιγράφηκε παραπάνω, ακολουθείται και στις flat εικόνες, πριν από την ένωση τους. Εικόνες επιπεδοποίησης λαμβάνονται για όλα τα φίλτρα H $\alpha$ , R και [S II]. Μια ενδεικτική εικόνα επιπεδοποίησης, καθώς και οι παράμετροι για την ένωση των domeflats εικόνων, φαίνονται παρακάτω (Σχήμα 3.3).



Σχήμα 3.3: Εικόνα επιπεδοποίησης. skyflats αριστερά, domeflats δεξιά.

*PACKAGE =mscred*  
*TASK = flatcombine*

*input = @images List of flat field images to combine*  
*(output = Flat) Output flat field root name*  
*(combine= average) Type of combine operation*  
*(reject = none) Type of rejection*  
*(ccdtype= flat) CCD image type to combine*  
*(process= yes) Process images before combining?*  
*(subsets= yes) Combine images by subset parameter?*  
*(delete = no) Delete input images after combining?*  
*(scale = mode) Image scaling*  
*(statsec= ) Image section for computing statistics*  
*(nlow = 1) minmax: Number of low pixels to reject*  
*(nhigh = 1) minmax: Number of high pixels to reject*  
*(nkeep = 1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject (neg)*  
*(mclip = yes) Use median in sigma clipping algorithms?*  
*(lsigma = 3.) Lower sigma clipping factor*  
*(hsigma = 3.) Upper sigma clipping factor*  
*(rdnoise= rdnoise) ccdclip: CCD readout noise (electrons)*  
*(gain = gain) ccdclip: CCD gain (electrons/DN)*  
*(snoise = 0.) ccdclip: Sensitivity noise (fraction)*  
*(pclip = -0.5) pclip: Percentile clipping parameter*  
*(blank = 1.) Value if there are no pixels*  
*(mode = ql)*

Πριν τις ενώσεις των εικόνων, bias και flat, τρέχουμε το πρόγραμμα ccdproc, για αυτές τις εικόνες, καθώς επίσης και για τις εικόνες των αντικειμένων (στη συγκεκριμένη περίπτωση για τον γαλαξία NGC 1313). Ορίζοντας τις αντίστοιχες παραμέτρους 'yes', επιτυγχάνεται αφαίρεση αντικειμένων σε κάποια από τα frames, που προέρχονται από ανακλάσεις φωτεινών αντικειμένων, άλλων κοντινών frames (παράμετρος 'xtalkco'), και η εφαρμογή μιας 'μάσκας κακών εικονοστοιχείων' Bad Pixel Mask (BPM), εικονοστοιχείων δηλαδή με τιμές διαφορετικές από τον μέσο όρο των τιμών των υπόλοιπων pixel της ccd, άρα και διαφορετική συμπεριφορά (παράμετρος 'fixpix'). Επιπλέον γίνονται διορθώσεις στα άκρα των frames, σε τυχόν γραμμές και ανομοιομορφίες (παράμετρος 'trim').

*PACKAGE = mscred*  
*TASK = ccdproc*

*images =* *List of Mosaic CCD images to process*  
*(output =* *) List of output processed images*  
*(bp masks =* *) List of output bad pixel masks*  
*(ccdtype =* *object) CCD image type to process*  
*(noproc =* *no) List processing steps only?*  
*(xtalkco =* *yes) Apply crosstalk correction?*  
*(fixpix =* *yes) Apply bad pixel mask correction?*  
*(oversca =* *yes) Apply overscan strip correction?*  
*(trim =* *yes) Trim the image?*  
*(zerocor =* *no) Apply zero level correction?*  
*(darkcor =* *no) Apply dark count correction?*  
*(flatcor =* *no) Apply flat field correction?*  
*(sflatco =* *no) Apply sky flat field correction?*  
*(split =* *no) Use split images during processing?*  
*(merge =* *no) Merge amplifiers from same CCD?*  
*(xtalkfi =* *!xtalkfil) Crosstalk file*  
*(fixfile =* *) List of bad pixel masks*  
*(saturat =* *INDEF) Saturated pixel threshold*  
*(sgrow =* *0) Saturated pixel grow radius*  
*(bleed =* *INDEF) Bleed pixel threshold*  
*(btrail =* *20) Bleed trail minimum length*  
*(bgrow =* *0) Bleed pixel grow radius*  
*(biassec =* *!biassec) Overscan strip image section*  
*(trimsec =* *!trimsec) Trim data section*  
*(zero =* *Zero) List of zero level calibration images*  
*(dark =* *) List of dark count calibration images*  
*(flat =* *Dflat) List of flat field images*  
*(sflat =* *Sflat) List of secondary flat field images*  
*(minrepl =* *1.) Minimum flat field value*  
*(interac =* *no) Fit overscan interactively?*  
*(functio =* *legendre) Fitting function*  
*(order =* *1) Number of polynomial terms or spline pieces*  
*(sample =* *\*) Sample points to fit*  
*(naverag =* *1) Number of sample points to combine*  
*(niterat =* *1) Number of rejection iterations*  
*(low\_rej =* *3.) Low sigma rejection factor*  
*(high\_re =* *3.) High sigma rejection factor*  
*(grow =* *0.) Rejection growing radius*  
*(fd =* *)*  
*(fd2 =* *)*  
*(mode =* *ql)*

Στη συνέχεια, ορίζουμε τις παραμέτρους *'xtalkco'*, *'fixpia'*, *'oversca'* και *'trim'* να είναι *'no'*, τις *'zerocor'* και *'flatcor'* να είναι *'yes'* (και την παράμετρο *'sflatcor'* αν χρησιμοποιούμε και skyflat εικόνες), και στα πεδία *'zero'* και *'flat'* μπαίνουν οι αντίστοιχες εικόνες των bias και domeflat μετά την ένωση. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η αφαίρεση θορύβου από τις εικόνες των αντικειμένων καθώς επίσης και η επιπεδοποίηση. Αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου (bias) έχει γίνει και νωρίτερα, με τον ίδιο τρόπο, στις εικόνες των flats.

### 3.2.3 Αστρομετρία

Το επόμενο βήμα είναι η αστρομετρία. Ο ορισμός δηλαδή των ουρανογραφικών συντεταγμένων σε αστέρια του πεδίου που μελετάμε. Αυτή η διαδικασία δεν είναι πάντα εύκολη, ειδικά στην περίπτωση των μωσαϊκών, όπως εδώ. Οι εικόνες του γαλαξία NGC 1313 ήταν ήδη αστρομετρημένες, ωστόσο οι συντεταγμένες τους διέφεραν σημαντικά από τις πραγματικές. Η αστρομετρία γίνεται κυρίως χρησιμοποιώντας καταλόγους με συντεταγμένες για την περιοχή που μας ενδιαφέρει. Στην περίπτωση μας χρησιμοποιήσαμε τον κατάλογο HST (Hubble Space Telescope) σε συνδυασμό με την εικόνα του NGC 1313 που λήφθηκε από τη βάση δεδομένων NED (NASA Extragalactic Database), στην οποία είναι ορισμένες οι ουρανογραφικές συντεταγμένες. Η εικόνα αυτή χρησιμοποιήθηκε για να ελεγχθεί αν ο κατάλογος HST είναι έγκυρος.

Πρώτο βήμα για την αστρομετρία, είναι η διόρθωση της μεγάλης απόκλισης. Αυτό γίνεται με την εντολή *msczero*, ξεχωριστά για κάθε frame. Στο input ορίζουμε την εικόνα που θέλουμε και το συγκεκριμένο frame, και στην παράμετρο *'catalog'* τον κατάλογο που θέλουμε να χρησιμοποιήσουμε. Ανοίγοντας αρχικά την εικόνα με το πρόγραμμα *ds9* και στη συνέχεια τρέχοντας το *msczero*, η εικόνα θα εμφανιστεί με κυκλάκια, και κάθε κυκλάκι θα πρέπει να ταυτιστεί με το αντίστοιχο αστέρι. Άλλοι κατάλογοι μπορούν να ληφθούν χρησιμοποιώντας την εντολή *'mscgetcatalog'*. Παρακάτω φαίνονται οι παράμετροι που χρησιμοποιεί το *msczero*.

*PACKAGE = mscred*  
*TASK = msczero*

```

input =                image.fits[1] List of mosaic exposures
(extname=              ) Extension name pattern
(nframes=              2) Number of frames to use
(cbox =                11) Centering box size (see imcntr)
(mark =                yes) Mark display?
(logfile=              default) Log file for measurements

                                # MSCTVMARK Parameters
coords =               List of coordinates
(fields =              1,2,3) Fields for RA, DEC, and ID
(wcs =                 world) Coordinate type (logical/physical/world)
catalog =              HST Catalog
(mtype =               circle) Mark type
radii =                20 Radii of concentric circles
color =                204 Gray level of marks to be drawn
label =                no Label the marked coordinates
(nxoffse=              20) X offset in display pixels of number
(nyoffse=              0) Y offset in display pixels of number
(pointsi=              3) Size of mark type point in display pixels
(txsize =              2) Size of text and numbers in font units

                                # Task query and internal parameters
ra =                   RA (hours)
dec =                   DEC (degrees)
id =                     Identification
mag =                     Magnitude limit
update =                yes Update WCS zero point?
updcoord=              yes Update coordinate file?
(fd1 =                  )
(fd2 =                  )
(mode =                 ql)

```

Αφού διορθωθούν οι μεγάλες αποκλίσεις, πρέπει να γίνει μία πιο ακριβής διόρθωση. Αυτό γίνεται με το `mscmatch`. Το `mscmatch` δέχεται σαν είσοδο μια λίστα εικόνων, και χρησιμοποιώντας έναν κατάλογο συντεταγμένων, βρίσκει τα αστέρια που βρίσκονται κοντά σε κάθε ζευγάρι συντεταγμένων και κάνει τη διόρθωση. Το πόσο μεγάλες αποστάσεις μπορεί να δεχθεί σαν απόκλιση, είναι κάτι που ορίζεται στις παραμέτρους, και καλό είναι να μην ξεπερνάει τα 3 arcsec, προκειμένου να επιτευχθεί η καλύτερη δυνατή ακρίβεια. Έχουμε δύο επιλογές ως προς τον κατάλογο που θα χρησιμοποιήσουμε. Είτε χρησιμοποιούμε τον κατάλογο HST (απόλυτη αστρομετρία), είτε τον κατασκευάζουμε από κάποια εικόνα των δικών μας εκθέσεων, που θεωρούμε ως εικόνα αναφοράς (σχετική αστρομετρία).



Ο δεύτερος τρόπος είναι προτιμότερος, δεδομένου ότι υπάρχει πάντα ο παράγοντας του σφάλματος, που σε αυτήν την περίπτωση είναι μικρότερος. Ένας καλός αριθμός συντεταγμένων που θα χρησιμοποιεί ο κατάλογος είναι 80-100, 10 με 15 αστέρια δηλαδή ανά frame. Στις παραμέτρους ορίζεται και ο ελάχιστος αριθμός που θα διορθωθεί. Περνώντας τις εικόνες από το mscmatch, μπορούμε να εφαρμόσουμε μία Bad Pixel Mask, αν δεν το έχουμε κάνει νωρίτερα. Οι παράμετροι που χρησιμοποιεί είναι οι ακόλουθες.

```

PACKAGE =          mscred
TASK =            mscmatch

input =           @list List of input mosaic exposures
coords =          Coords.1 Coordinate file (ra/dec)
(outcoor=        ) List of updated coordinate files
(usebpm =        yes) Use bad pixel masks?
(verbose=        yes) Verbose?

# Coarse Search
(nsearch=        50) Maximum number of positions to use in search
(search =        0.) Translation search radius (arcsec)
(rsearch=        0.) Rotation search radius (deg)

# Fine Centroiding
(cbox =          11) Centering box (pixels)
(maxshif=        5.) Maximum centering shift to accept (arcsec)
(csig =          0.1) Maximum centering uncertainty to accept (arc-
sec)
(cfrac =         0.5) Minimum fraction of accepted centers
(listcoo=        yes) List centered coordinates in verbose mode?

# WCS Fitting
(nfit =          4) Min for fit (>0) or max not found (<=0)
(rms =           2.) Maximum fit RMS to accept (arcsec)
(fitgeom=        general) Fitting geometry
(reject =        3.) Fitting rejection limit (sigma)
(update =        yes) Update coordinate systems?
(interac=        no) Interactive?
(fit =           yes) Interactive fitting?
(graphic=        stdgraph) Graphics device
(cursor =        ) Graphics cursor
accept =         yes Accept solution?
(mode =          ql)

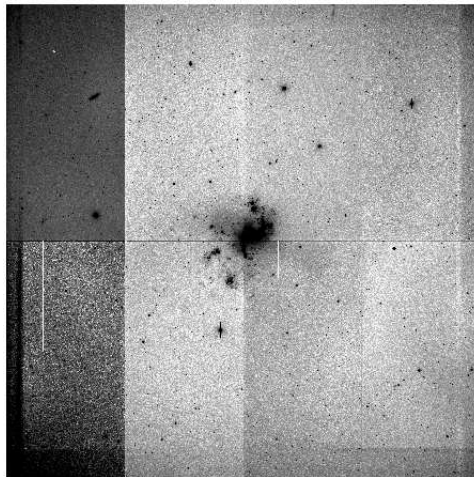
```

Ορίζοντας την παράμετρο 'interac' yes, η λειτουργία γίνεται διαδραστικά, ωστόσο στην παρούσα επεξεργασία δεν έγινε έτσι. Ιδιαίτερη προσοχή κατά τη δη-

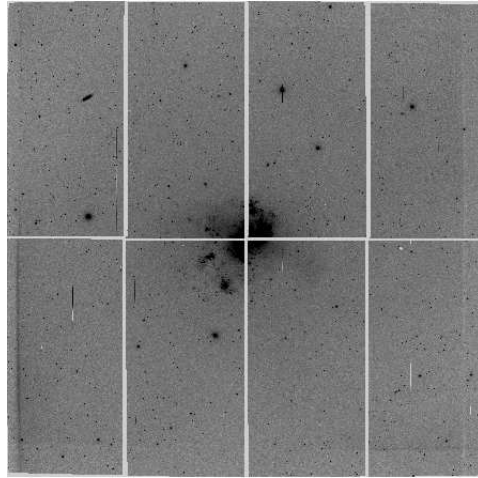
μιουργία του καταλόγου, πρέπει να δίνεται στα άκρα των frames όπου είναι πολύ πιθανή κάποια παραμόρφωση, γι' αυτό καλό είναι πολλά αστέρια του καταλόγου να βρίσκονται στα άκρα.

### 3.2.4 Δημιουργία ενιαίων εικόνων

Μέχρι τώρα η επεξεργασία γινόταν σε εικόνες αποτελούμενες η καθεμία από 8 frames. Μετά την αστρομετρία, σειρά έχει η κατάλληλη επεξεργασία, ώστε από εδώ και πέρα να αντιπετωπίζονται σαν ενιαίες εικόνες. Αυτό επιτυγχάνεται με την εντολή `mscimage` που χαρακτηρίζεται από τις παραμέτρους της επόμενης σελίδας. Παρακάτω φαίνεται μία εικόνα του NGC 1313 από το φίλτρο H $\alpha$  πριν (Σχήμα 3.4) και μετά το `mscimage` (Σχήμα 3.5). Πριν το `mscimage`, μεταξύ των frames, υπάρχει ασυνέχεια στις συντεταγμένες, ενώ μετά, τα κενά που εμφανίζονται έχουν συντεταγμένες



Σχήμα 3.4: Πριν το `mscimage`



Σχήμα 3.5: Μετά το mscimage

*PACKAGE = mscred*  
*TASK = mscimage*

*input =* *List of input mosaic exposures*  
*output =* *List of output images*  
*(format =* *image) Output format (image/mef)*  
*(pixmask=* *yes) Create pixel mask?*  
*(verbose=* *)\_ .verbose) Verbose output?*

*# Output WCS parameters*  
*(wcssour=* *image) Output WCS source (image/parameters/match)*  
*(referen=* *) Reference image*  
*(ra =* *INDEF) RA of tangent point (hours)*  
*(dec =* *INDEF) DEC of tangent point (degrees)*  
*(scale =* *INDEF) Scale (arcsec/pixel)*  
*(rotatio=* *INDEF) Rotation of DEC from N to E (degrees)*

*# Resampling parameters*  
*(blank =* *0.) Blank value*  
*(interpo=* *linear) Interpolant for data*  
*(minterp=* *linear) Interpolant for mask*  
*(boundar=* *reflect) Boundary extension*  
*(constan=* *0.) Constant boundary extension value*  
*(fluxcon=* *no) Preserve flux per unit area?*  
*(ntrim =* *8) Edge trim in each extension*  
*(nxblock=* *INDEF) X dimension of working block size in pixels*  
*(nyblock=* *INDEF) Y dimension of working block size in pixels*

*# Geometric mapping parameters*  
*(interac=* *no) Fit mapping interactively?*  
*(nx =* *10) Number of x grid points*  
*(ny =* *20) Number of y grid points*  
*(fitgeom=* *general) Fitting geometry*  
*(xxorder=* *4) Order of x fit in x*  
*(xyorder=* *4) Order of x fit in y*  
*(xxterms=* *half) X fit cross terms type*  
*(yxorder=* *4) Order of y fit in x*  
*(yyorder=* *4) Order of y fit in y*  
*(yxterms=* *half) Y fit cross terms type*  
*(fd\_in =* *)*  
*(fd\_ext =* *)*  
*(fd\_coor=* *)*  
*(mode =* *ql)*

Όπως φαίνεται στην εικόνα 3.4, πριν το `mscimage`, μεταξύ των `frames` υπάρχει ασυνέχεια ως προς τις συντεταγμένες. Αυτό γιατί οι λήψεις γίνονται σε διαφορετικές περιοχές και το κάθε `frame` δεν αποτελεί τη συνέχεια του άλλου. Μετά το `mscimage`, τα μαύρα κενά, που φαίνονται στην εικόνα 3.5, τα οποία ‘γεμίζουν’ με συντεταγμένες. Οι συντεταγμένες στα κενά, δεν είναι ίδιες για όλες τις εικόνες, αφού το πεδίο λήψης για κάθε εικόνα δεν είναι ακριβώς το ίδιο. Και γι’ αυτό μετά την ένωση, που περιγράφεται στη συνέχεια, τα κενά δεν φαίνονται.

### 3.2.5 Αφαίρεση υποβάθρου του ουρανού

Ο ουρανός διαθέτει ένα φωτεινό υπόβαθρο που προέρχεται από σχεδόν φωτεινών αντικειμένων στην ατμόσφαιρα της Γης. Το υπόβαθρο αυτό πρέπει να αφαιρεθεί και γίνεται με την εντολή `imsurfit`.

```
PACKAGE = imfit
TASK = imsurfit
```

```
input =           Input images to be fit
output =         Output images
xorder =        2 Order of function in x
yorder =        2 Order of function in y
(type_ou=       residual) Type of output (fit,residual,response,clean)
(funcnio=       leg) Function to be fit (legendre,chebyshev,spline3)
(cross_t=      yes) Include cross-terms for polynomials?
(xmedian=      1) X length of median box
(ymedian=      1) Y length of median box
(median_ =     50.) Minimum fraction of pixels in median box
(lower =       0.) Lower limit for residuals
(upper=        0.) Upper limit for residuals
(ngrow =       0) Radius of region growing circle
(niter =       0) Maximum number of rejection cycles
(regions=      all) Good regions (all,rows,columns,border,sections,circle,invcircle)

(rows =        *) Rows to be fit
(columns=      *) Columns to be fit
(border =      50) Width of border to be fit
(section=      ) File name for sections list
(circle =      ) Circle specifications
(div_min=     INDEF) Division minimum for response output
(mode =       ql)
```

Αν στην παράμετρο `'type_ou'`, επιλεγθεί το `'fit'` αντί του `'residual'`, τότε δεν αφαιρείται το υπόβαθρο από την εικόνα, αλλά δημιουργείται κενή εικόνα με συντεταγμένες, και τις τιμές του υποβάθρου του ουρανού.

### 3.2.6 Ένωση εικόνων

Το τελευταίο βήμα της επεξεργασίας των εικόνων είναι η ένωση τους. Για να γίνει αυτό με τον σωστό τρόπο, πρέπει πρώτα να εξασφαλίσουμε ότι οι κλίμακες έντασης μεταξύ των εικόνων ταιριάζουν καθώς η φωτεινότητα του ουρανού είναι διαφορετική για την κάθεμια. Η διόρθωση της έντασης γίνεται με την εντολή `mscimatch`. Το `mscimatch` δέχεται σαν είσοδο μία λίστα εικόνων (από δύο και πάνω), καθώς επίσης και έναν κατάλογο συντεταγμένων που χρησιμοποιεί για τον υπολογισμό των παραμέτρων βάσει των οποίων θα γίνει η διόρθωση.

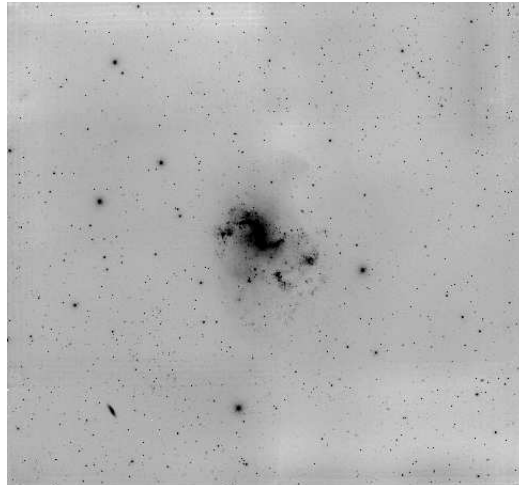
Τέλος, σειρά έχει η ένωση. Η ένωση γίνεται με την εντολή `mscstack`. Όπως φαίνεται και παρακάτω, ορίζουμε την παράμετρο `'combine'` να είναι `'median'`. Με αυτόν τον τρόπο απορρίπτονται οι ακραίες τιμές κατά την ένωση κι έτσι απαλλα-  
σώμαστε από τις κοσμικές ακτίνες.

```
PACKAGE = mscred
TASK = mscstack
```

```
input = @images List of images to combine
output = Ha Output image
(headers= ) List of header files (optional)
(bpmasks= BPM) List of bad pixel masks (optional)
(rejmask= ) List of rejection masks (optional)
(nrejmas= ) List of number rejected masks (optional)
(expmask= ) List of exposure masks (optional)
(sigmas = ) List of sigma images (optional)
(combine= median) Type of combine operation (median/average)
(reject = none) Type of rejection
(masktyp= none) Mask type
(maskval= 0.) Mask value
(blank = 0.) Value if there are no pixels
(scale = none) Image scaling
(zero = none) Image zero point offset
(weight = none) Image weights
(statsec= ) Image section for computing statistics
(lthresh= 1.) Lower threshold
(hthresh= INDEF) Upper threshold
(nlow = 1) minmax: Number of low pixels to reject
(nhigh = 1) minmax: Number of high pixels to reject
(nkeep = 1) Minimum to keep (pos) or maximum to reject (neg)
(mclip = yes) Use median in sigma clipping algorithms?
```

<i>(l</i> sigma =	3.) <i>Lower sigma clipping factor</i>
<i>(h</i> sigma =	3.) <i>Upper sigma clipping factor</i>
<i>(rd</i> noise=	<i>rdnoise) ccdclip: CCD readout noise (electrons)</i>
<i>(gain =</i>	<i>gain) ccdclip: CCD gain (electrons/DN)</i>
<i>(s</i> noise =	0.) <i>ccdclip: Sensitivity noise (fraction)</i>
<i>(sig</i> scal=	0.1) <i>Tolerance for sigma clipping scaling corrections</i>
<i>(p</i> clip =	-0.5) <i>pclip: Percentile clipping parameter</i>
<i>(grow =</i>	0.) <i>Radius (pixels) for neighbor rejection</i>
<i>(mode =</i>	<i>ql)</i>

Το `mscstack` μας δίνει πάλι την επιλογή να εφαρμόσουμε μία Bad Pixel Mask στην τελική εικόνα. Πάλι πρέπει να προσέξουμε τις παραμέτρους `'rdnoise'` και `'gain'`, είτε να έχουν τις σωστές τιμές, είτε να έχουν τα ονόματά τους, όπως φαίνεται παραπάνω, ώστε να λάβουν αυτές τις τιμές από το header της εικόνας. Σε αυτό το σημείο, σταματά η βασική επεξεργασία των εικόνων. Η εικόνα 3.6, είναι μετά το `mscstack`, για το φίλτρο H $\alpha$ .

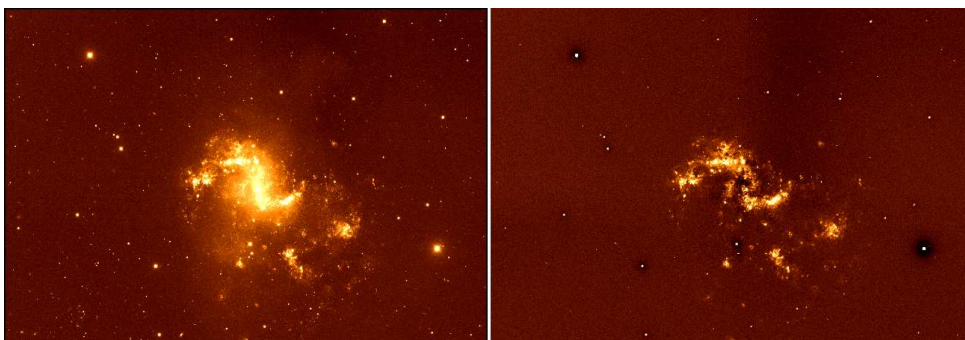


Σχήμα 3.6: Εικόνα μετά το `mscstack` του γαλαξία NGC 1313 στο φίλτρο R

### 3.2.7 Αφαίρεση αστεριών και συνεχούς ακτινοβολίας

Σκοπός μας είναι η ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών. Αυτό σημαίνει ότι πρέπει να απαλλάξουμε την περιοχή που μας ενδιαφέρει από τη συνεχή ακτινοβολία και κατ' επέκταση από τα αστέρια. Για τον λόγο αυτό, έχουν ληφθεί εικόνες και από το ευρυζωνικό φίλτρο R. Για την αφαίρεση της συνεχούς ακτινοβολίας επιλέχθηκαν 10 αστέρια για την εικόνα κάθε φίλτρου (τα ίδια 10 αστέρια), και χρησιμοποιώντας την εντολή `imstat` του `iraf` (δίνοντας το όνομα της εικόνας και τις συντεταγμένες σε `pixels` που θα βρει το κάθε αστέρι), βρέθηκε η τιμή των `counts` του κάθε αστεριού και στη συνέχεια οι λόγοι  $\frac{H\alpha}{R}$  και  $\frac{[SII]}{R}$  των `counts` για

καθένα από τα 10 αστέρια. Η μέση τιμή αυτών των λόγων (ξεχωριστά για το H $\alpha$  και το [S II] ) πολλαπλασιάστηκε με την εικόνα του φίλτρου R κανονικοποιώντας την, και στη συνέχεια αυτή αφαιρέθηκε από τις εικόνες των φίλτρων H $\alpha$  και [S II]. Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δοθεί στον συντελεστή με τον οποίο θα γίνει η κανονικοποίηση της εικόνας R (την μέση τιμή των λόγων δηλαδή), προς αποφυγή υπεραφαίρεσης ή υποαφαίρεσης. Τα αστέρια που θα επιλεχθούν δηλαδή, δεν πρέπει να είναι ούτε πολύ αμυδρά ούτε πολύ φωτεινά. Στη δική μας περίπτωση, η εικόνα του R πολλαπλασιάστηκε με 0.06 για να αφαιρεθεί από την εικόνα του H $\alpha$  και με 0.04 για το [S II].



Σχήμα 3.7: Αριστερά η εικόνα του H $\alpha$  με αστέρια, και δεξιά χωρίς.

### 3.2.8 Βαθμονόμηση ροής ακτινοβολίας (Flux calibration)

Όπως αναφέρθηκε και στο πρώτο κεφάλαιο, σκοπός μας είναι η ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών η οποία γίνεται με τη μέτρηση του λόγου της ροής ακτινοβολίας του θείου προς το υδρογόνο σε συγκεκριμένα μήκη κύματος, δηλαδή τον λόγο  $\frac{[S II(\lambda 6716,6731)]}{H\alpha(\lambda 6563)}$ , ο οποίος πρέπει να είναι μεγαλύτερος ή ίσος του 0.4. Η ροή ακτινοβολίας που φτάνει στη Γη, δεν είναι η πραγματική ροή ακτινοβολίας που εκπέμπει ένα ουράνιο αντικείμενο, για αυτό πρέπει να υποστεί κάποιες διορθώσεις.

#### Διόρθωση εξασθένησης ακτινοβολίας

Η ακτινοβολία που φτάνει στη Γη από ένα φωτεινό αντικείμενο του ουρανού, είναι εξασθενημένη λόγω σκεδάσεων και απορροφήσεων από μόρια της ατμόσφαιρας και σκόνης, και δίνεται από τη σχέση

$$F = F_0 \cdot e^{-\tau} \quad (3.1)$$

όπου  $F_0$  η ακτινοβολία που εκπέμπεται από τη φωτεινή πηγή,  $F$  η εξασθενημένη ακτινοβολία που φτάνει στη Γη και  $\tau$  είναι το οπτικό βάθος της ατμόσφαιρας

Αντικαθιστώντας τον λόγο  $\frac{F}{F_0}$  στη σχέση 1.1, προκύπτει

$$m = m_0 - 2.5 \log e^{-\tau} = m_0 + 2.5 \tau \log e = m_0 + 1.086 \tau \quad (3.2)$$



Το ποσοστό της εξασθένησης εξαρτάται από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας και από την απόσταση που διανύει μέσα στην ατμόσφαιρα, δηλαδή την αέρια μάζα. Επομένως το οπτικό βάθος  $\tau$  μπορεί να αντικατασταθεί με την αέρια μάζα πολλαπλασιασμένη με έναν συντελεστή εξασθένησης, δηλαδή  $\tau=kx$ , και προκύπτει τελικά

$$m = m_0 + kx \quad (3.3)$$

Πρόκειται για μία γραμμική σχέση της μορφής  $y = ax + \beta$ , η κλίση της οποίας δίνει το  $k$ .

Αυτό που πρέπει να προσδιοριστεί τώρα είναι ο συντελεστής εξασθένησης  $k$ . Για αυτόν τον λόγο χρησιμοποιούμε τα σταθερά αστέρια (standard stars). Πρόκειται για αστέρια των οποίων η ροή ακτινοβολίας θεωρείται σταθερή και είναι γνωστή, μετρημένη χωρίς απόσβεση. Λαμβάνοντας εικόνες αυτών των αστεριών σε διάφορες αέριες μάζες, κατασκευάζουμε ένα διάγραμμα, που στον κάθετο άξονα βρίσκονται τα φαινόμενα μεγέθη των αστεριών και στον οριζόντιο οι διάφορες αέριες μάζες, από το οποίο λαμβάνουμε τον συντελεστή  $k$ , που είναι η κλίση της προκύπτουσας ευθείας. Για την κατασκευή της ευθείας, αυτό που μέχρι στιγμής είναι άγνωστο είναι τα φαινόμενα μεγέθη των αστεριών (κάθετος άξονας).

Για την εύρεση των φαινόμενων μεγεθών των σταθερών αστεριών ακολουθούμε την παρακάτω διαδικασία: Χρησιμοποιούμε την εντολή phot του iraf, για να βρούμε καταρχάς τη ροή ακτινοβολίας (flux) των σταθερών αστεριών που παρατηρούμε. Το phot δέχεται σαν είσοδο ένα αρχείο με τις εικόνες των σταθερών αστεριών και ένα με τις αντίστοιχες συντεταγμένες (σε pixels) και παράγει ένα αρχείο, το όνομα του οποίου επιλέγουμε εμείς, και στην προκειμένη περίπτωση ονομάστηκε 6570.phot. Πριν την εντολή phot, έχουμε ρυθμίσει κάποιες παραμέτρους. Το datapars, μας παρέχει τη δυνατότητα να δηλώσουμε την κλίμακα (arcsec/pixel), το rdnoise και το eradu (που είναι το gain που περιγράφηκε ωρύτερα). Το phot ουσιαστικά, βρίσκει το αστέρι στις συντεταγμένες που του δίνουμε βάζοντάς το σε κύκλο, και υπολογίζει το άθροισμα των counts όλων των pixels σε αυτόν τον κύκλο. Η ακτίνα του κύκλου όμως, διαφέρει από αστέρι σε αστέρι, καθώς αυτό που μας ενδιαφέρει είναι ένας κύκλος που περικλείει μόνο το αστέρι, και όχι και μέρος του υποβάθρου. Έτσι, με το photpars, μπορούμε να ορίσουμε κύκλους διαφόρων ακτίνων, και να αποφασίσουμε στη συνέχεια για το ποιος είναι ο κατάλληλος. Αυτοί ορίζονται στην παράμετρο "apertur" για την οποία επιλέγουμε για παράδειγμα '3,4,5,6,7,...,20'. Έτσι το phot, θα μετρήσει counts για κύκλους ακτίνων 3,4,5,6,7,...,20 pixels. Στην παράμετρο zmag του photpars, μπαίνει μια τιμή, την οποία θεωρούμε σαν μηδενικό σημείο της κλίμακας μεγέθους (zero point). Στη συνέχεια ορίζουμε και την ακτίνα ενός δίσκου, το πάχος του οποίου θα αποτελείται από υπόβαθρο του ουρανού, το οποίο στη συνέχεια πρέπει να αφαιρεθεί από την τιμή που μετράται για το κάθε αστέρι. Η ακτίνα αυτού του δίσκου καθώς και το πάχος του καθορίζονται με ρύθμιση των παραμέτρων του fitskypars. Η ακτίνα του δίσκου δηλώνεται στην παράμετρο "annulus" και το πάχος του στην παράμετρο "dannulus". Το αρχείο που προκύπτει από το phot, αποτελείται από έξι στήλες για κάθε αστέρι (Σχήμα 3.8). Η πρώτη δίνει τις ακτίνες που έχουμε επιλέξει, η δεύτερη τα συνολικά counts που μετράει σε κάθε κύκλο και η τρίτη την επιφάνεια κάθε κύκλου σε  $pixels^2$  ( $\pi R^2$ ). Η τέταρτη στήλη δίνει τη διαφορά των συνολικών

counts με την επιφάνεια πολλαπλασιασμένη με το υπόβαθρο του ουρανού. (δηλαδή, συνολικά counts -επιφάνεια × υπόβαθρο ουρανού). Η πέμπτη, την τιμή προκύπτει από την πράξη  $zmag - 2.5 * \log_{10}(4\text{η στήλη}) + 2.5 * \log_{10}(\text{χρόνος έκθεσης})$  και η έκτη κάποια σφάλματα. Για να έχει γίνει σωστά η όλη διαδικασία, στην έκτη στήλη πρέπει να αναγράφεται '\ No Error', για κάθε αστέρι κάθε ακτίνας. Η ακτίνα που θα επιλέξουμε τελικά, είναι αυτή για την οποία τα συνολικά counts, αρχίζουν και σταθεροποιούνται. Αυτό σημαίνει ότι πλέον δεν μετρώνται τα counts του υποβάθρου αλλά του αστέριου.

1η στήλη	2η στήλη	3η στήλη	4η στήλη	5η στήλη	6η στήλη
1.00	6615.796	43.18077	6310.174	-9.500 0.009 0	NoError *\
2.00	9213.924	172.1469	7995.518	-9.757 0.009 0	NoError *\
3.00	11013.06	388.5603	8262.947	-9.793 0.009 0	NoError *\
4.00	13257.66	690.4045	8371.179	-9.807 0.010 0	NoError *\
5.00	16089.33	1077.012	8466.551	-9.819 0.012 0	NoError *\
6.00	19600.24	1551.015	8622.608	-9.839 0.013 0	NoError *\
7.00	23648.83	2112.55	8696.808	-9.848 0.015 0	NoError *\
8.00	28296.6	2758.824	8770.45	-9.858 0.017 0	NoError *\
11.00	45292.23	5214.795	8383.422	-9.809 0.026 0	NoError *\
12.00	52209.28	6206.416	8282.066	-9.795 0.029 0	NoError *\
13.00	59601.68	7283.589	8050.545	-9.765 0.033 0	NoError *\

Σχήμα 3.8: Το αρχείο 6570.phot για ένα σταθερό αστέρι

Το παρατηρήσιμο φαινόμενο μέγεθος του κάθε σταθερού αστέρα δίνεται από τη σχέση

$$m = m_{\theta\epsilon\omega\rho} + 2.5\log(flux_{\theta\epsilon\omega\rho}) - 2.5\log\left(\frac{flux \times 1.986 \cdot 10^{-16}}{exposure.time} \cdot area^2\right) \quad (3.4)$$

όπου  $m_{\theta\epsilon\omega\rho}$  και  $flux_{\theta\epsilon\omega\rho}$ , το φαινόμενο μέγεθος χωρίς εξασθένιση (θεωρητική τιμή του φαινόμενου μεγέθους) και η αντίστοιχη ροή ακτινοβολίας των σταθερών αστέρων, flux είναι η τέταρτη στήλη του αρχείου 6570.phot που προκύπτει από το phot, area το εμβαδό του κύκλου που επιλέχθηκε στο τετράγωνο, που υπολογίζεται ως εξής:  $area = (ακτινα \times pixelscale)^2 \times \pi$  όπου η ακτίνα είναι μετρημένη σε pixels και το pixelscale είναι 0.27. Η τιμή  $1.986 \cdot 10^{-16}$  είναι το γινόμενο της σταθεράς του Planck h σε erg·cm, με την ταχύτητα του φωτός c σε cm/s. Αυτή η σταθερά χρησιμοποιείται για τη μετατροπή των counts σε erg. Exposure time, είναι ο χρόνος έκθεσης κατά τη λήψη της εικόνας του κάθε αστεριού σε δευτερόλεπτα.

Για την εύρεση της ροής ακτινοβολίας των σταθερών αστεριών ( $flux_{\theta\epsilon\omega\rho}$ ), χρησιμοποιήθηκε η σχέση

$$m_1 - m_2 = -2.5\log\frac{f_1}{f_2} = -2.5\log f_1 + 2.5\log f_2 \quad (3.5)$$

όπου  $m_2$  και  $F_2$  το φαινόμενο μέγεθος και η ροή ακτινοβολίας ενός αστέρα αναφοράς, δηλαδή αστέρα για τον οποίο αυτά τα μεγέθη είναι γνωστά, και  $m_1$ ,  $F_1$  το φαινόμενο μέγεθος και η ροή ακτινοβολίας του σταθερού αστεριού. Οι ροή ακτινοβολίας μετράται σε  $erg \cdot s^{-1} cm^{-2} A^{-1}$  σε περίπτωση που είναι συναρτήσε του

μήκους κύματος ή σε  $erg \cdot s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1}$  αν είναι συναρτήσει της συχνότητας. Συνήθως σαν αστέρας αναφοράς χρησιμοποιείται ο αστέρας Vega (αστέρας  $\alpha$  του αστερισμού Λύρα) για τον οποίο  $m_{Vega} = 0$  και  $2.5 \log f(v)_{Vega} = 48.59$ . Έτσι, μπορεί από εδώ και πέρα να χρησιμοποιείται η σχέση.

$$m = -2.5 \log f_v - 48.59 \quad (3.6)$$

Το θεωρητικό μέγεθος των σταθερών αστέρων  $m_{\theta\epsilon\omega\rho}$ , λήφθηκε από κατάλογο που δίνει τις τιμές φαινόμενων μεγεθών (χωρίς εξασθένιση) για διάφορα μήκη κύματος. Στην παρούσα μελέτη, τα αστέρια που λήφθηκαν είναι τα PG0216+32, Hz 14 και PG0310+149, με μεγέθη 15.19, 14.36 και 15.81 αντίστοιχα για το Η $\alpha$ , και 15.17, 14.41, 15.81 για το [S II] (Massey, 1988). Αντικαθιστώντας αυτά τα μεγέθη στη σχέση 3.5 προκύπτουν οι αντιστοιχες ροές ακτινοβολίας συναρτήσει της συχνότητας. Η μετατροπή τους σε ροή ακτινοβολίας συναρτήσει του μήκους κύματος, γίνεται μέσω της σχέσης:

$$f_v = \frac{\lambda^2}{c} 10^8 f_\lambda \Rightarrow f_\lambda = \frac{c}{\lambda^2 10^8} f_v \quad (3.7)$$

Ενδεικτικά, παρακάτω (Πίνακας 3.1) φαίνεται ο πίνακας των προαναφερθέντων τιμών για το Η $\alpha$ .

exposure time (s)	$m_{\theta\epsilon\omega\rho}$	$flux_{\theta\epsilon\omega\rho}$ (erg/s/cm <sup>2</sup> )	flux (counts)	area <sup>2</sup>	m	airmass
8	15.19	2.22E-015	8716.189	125.807	15.467	1.341
6	15.19	2.22E-015	5478.127	125.807	15.658	1.357
6	15.19	2.22E-015	6422.13	125.807	15.486	1.369
30	14.36	4.77E-015	43026.56	214.622	15.748	1.519
60	15.19	2.22E-015	61619.66	125.807	15.531	1.453
60	15.19	2.22E-015	62404.65	125.807	15.517	1.428
60	15.19	2.22E-015	62374.59	125.807	15.518	1.405
60	15.19	2.22E-015	61574.79	125.807	15.532	1.319
60	15.19	2.22E-015	61553.12	125.807	15.532	1.337
60	15.19	2.22E-015	77909.38	125.807	15.276	1.352
90	15.81	1.25E-015	60428.19	125.807	15.276	1.545
90	15.81	1.25E-015	60060.16	125.807	15.995	1.569

Πίνακας 3.1: Υπολογισμός μεγεθών για το Η $\alpha$ .

Πλέον, μπορεί να κατασκευαστεί η ευθεία που περιγράφεται από τη σχέση 3.3, η οποία θα δώσει για το Η $\alpha$ ,  $k=0.112$  και  $m_0=15.36$ , και για το [S II]  $k=0.18$  και  $m_0=15.23$ .

#### Τελική βαθμονόμηση ροής ακτινοβολίας

Στην εικόνα που λαμβάνεται από την κάμερα CCD ο αριθμός των ηλεκτρονίων μιας πηγής δίνεται από τη σχέση 3.9 (Λεωνιδάκη, 2012)

$$F_e = \int f(\lambda) T_A T_T Q E(\lambda) T_F(\lambda) S t_{exp} \delta^2 d\lambda \quad (3.8)$$

όπου  $f(\lambda)$  είναι η ροή ακτινοβολίας της παρατηρούμενης πηγής σε συγκεκριμένο μήκος κύματος,  $T_T$  η διαπερατότητα του τηλεσκοπίου,  $T_F(\lambda)$  η διαπερατότητα του φίλτρου που χρησιμοποιήθηκε,  $QE(\lambda)$  η κβαντική απόκριση της κάμερας για κάθε μήκος κύματος,  $S$  η συλλεκτική επιφάνεια του τηλεσκοπίου,  $\delta$  είναι η κλίμακα pixel και  $t_{exp}$  είναι ο χρόνος έκθεσης. Στη δική μας επεξεργασία ο τελευταίος όρος δε χρησιμοποιείται διότι οι εικόνες είναι ήδη διαιρεμένες με τον χρόνο έκθεσης. Επομένως:

$$f(\lambda) = F_e \frac{\frac{h \cdot c}{\lambda}}{T_A \cdot T_F(\lambda) \delta^2} \quad (3.9)$$

Ο συντελεστής  $\frac{h \cdot c}{\lambda}$  χρησιμοποιείται για την μετατροπή των counts της εικόνας σε  $erg/s/cm^2$

Επομένως, προκύπτει ότι

$$T_A = \frac{F}{F_0} = -\frac{m - m_0}{2.5} = -0.4(m - m_0) = -0.4kx \quad (3.10)$$

Οπότε τελικά για το Ηα για παράδειγμα:

$$f(\lambda) = F_e \frac{\frac{1.986 \cdot 10^{-16}}{6570 \cdot 10^{-8}} \cdot 10^{0.4 \times 0.112 \times 1.31}}{\left(\frac{0.27}{15 \cdot 10^{-4}}\right)^2 \cdot 0.76} = 1.4 \cdot 10^{-16} \quad (3.11)$$

Αυτή η τιμή πρέπει να διαιρεθεί με το 2, διότι το φίλτρο που χρησιμοποιήθηκε, αφήνει να περάσει περίπου 50% ροή ακτινοβολίας από τις γραμμές 6584 Å (ισχυρά) και 6548 Å (ασθενέστερα) του [N II] (Σχήμα 3.9). Τελικά η τιμή με την οποία πρέπει να πολλαπλασιάσουμε την εικόνα Ηα, ώστε να βαθμονομηθεί σε ροή ακτινοβολίας είναι  $7 \cdot 10^{-17}$ . Με όμοιο τρόπο, για το [S II] αυτή η τιμή είναι  $13 \cdot 10^{-17}$ .

### 3.2.9 Ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Σε αυτό το στάδιο οι εικόνες είναι πλέον βαθμονομημένες σε ροή ακτινοβολίας, οπότε μπορεί να πραγματοποιηθεί η ανίχνευση πηγών και η φωτομετρία τους, δηλαδή η μέτρηση της ροής ακτινοβολίας αντικειμένων με σκοπό την ανίχνευση υπολειμμάτων υπερκαινοφανών. Για την ανίχνευση χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα SExtractor (Source Extractor) και για τη φωτομετρία των ανιχνευμένων πηγών η εντολή phot του πακέτου iraf. Το SExtractor είναι ένα πρόγραμμα το οποίο δημιουργεί έναν κατάλογο πηγών. Αναλυτικότερα, το SExtractor εκτελείται για μία εικόνα (με την εντολή "sextractor image"). Κατά την εκτέλεσή του, χρησιμοποιεί αρχεία στα οποία ορίζονται παράμετροι, σχετικές με την τιμή του υποβάθρου της εικόνας, τον αριθμό των pixels και τη ροή ακτινοβολίας μιας περιοχής που θα μπορούσε να αποτελέσει πηγή. Τελικά δημιουργεί έναν κατάλογο με συντεταγμένες στις οποίες έχει εντοπίσει υποψήφιας πηγές.

Οι ανιχνεύσιμες πηγές δεν είναι απαραίτητα όλες υπολείμματα υπερκαινοφανών. Μπορεί να είναι άλλου είδους νεφελώματα (πλανητικά ή περιοχές H II), αστέρια

τα οποία δεν έχουν αφαιρεθεί καλά ή και άλλου είδους αντικείμενα. Προκειμένου να χάσουμε όσο το δυνατό λιγότερες πηγές (δεδομένου ότι δεν είναι εύκολο να ανιχνεύσουμε όλα τα υπολείμματα των υπερκαινοφανών που υπάρχουν στον γαλαξία), το SExtractor εκτελέστηκε για τις εικόνες H $\alpha$  και [S II] πριν την αφαίρεση των αστεριών και για τις εικόνες μετά από αυτήν, και οι τέσσερις κατάλογοι που προέκυψαν τελικά ενώθηκαν σε έναν. Οι συντεταγμένες που επαναλαμβάνονταν λόγω ανίχνευσης των αντίστοιχων πηγών σε παραπάνω από μία εικόνες χρησιμοποιήθηκαν μόνο μία φορά. Ο κατάλογος σε αυτό το σημείο περιείχε μεγάλο αριθμό συντεταγμένων, γεγονός που τον έκανε δύσκολα διαχειρίσιμο. Πριν προχωρήσουμε λοιπόν στην αφαίρεση αστεριών, πρώτα να απομονώθηκαν οι πηγές για τις οποίες ο λόγος ροής ακτινοβολίας  $\frac{[S II]}{H\alpha}$  ήταν μεγαλύτερος από 0.4 (Παράγραφος 1.3.5). Η εντολή phot χρησιμοποιώντας τον παραπάνω κατάλογο για τις εικόνες των φίλτρων H $\alpha$  και [S II], δημιούργησε ένα αρχείο το οποίο περιείχε και την ροή ακτινοβολίας των περιοχών που όριζε ο κατάλογος (Παράγραφος 3.2.8). Η απομόνωση των πηγών με λόγο μεγαλύτερο από 0.4, στην παρούσα μελέτη έγινε με την χρήση ενός προγράμματος fortran. Απέμειναν τελικά περίπου 4000 πηγές, οι οποίες ελέγχθηκαν μία μία. Συγκρίνοντας τις εικόνες των φίλτρων H $\alpha$  και [S II] με αυτήν του ευρυζωνικού φίλτρου R, επιτεύχθηκε η αφαίρεση των αστεριών. Οι υπόλοιπες πηγές που απορρίφθηκαν, ήταν κυρίως πηγές που φαίνονταν σε μία μόνο από τις εικόνες H $\alpha$  και [S II]. Για τις πηγές που τελικά απέμειναν, ξαναεκτελέστηκε το phot (προσέχοντας οι ακτίνες των δακτυλίων που χρησιμοποιεί να περικλείουν ολόκληρη την κάθε πηγή), και πάλι απορρίφθηκαν οι πηγές με λόγο μικρότερο από 0.4.

Η φωτομετρία είναι μία προσεγγιστική μέθοδος ανίχνευσης υπολειμμάτων υπερκαινοφανών. Επομένως, πρέπει να γίνει ένας πιο ακριβής έλεγχος στις πηγές που ανιχνεύθηκαν (με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας). Αυτό σημαίνει πως πηγές για τις οποίες ο λόγος  $\frac{[S II]}{H\alpha}$  είναι οριακά κοντά στο 0.4 ή εμφανίζονται πολύ αμυδρές στις εικόνες H $\alpha$  και [S II], δεν απορρίπτονται. Μπορούν να χαρακτηριστούν ως 'πιθανά υπολείμματα υπερκαινοφανών', οπότε τελικά να έχουμε δύο κατηγορίες πηγών: α) αυτές που αποτελούν υπολείμματα υπερκαινοφανών και β) αυτές που αποτελούν πιθανά υπολείμματα υπερκαινοφανών.

## Κεφάλαιο 4

# Αποτελέσματα - Μελλοντικό έργο

Η φωτομετρική ανάλυση σε συνδυασμό με τον έλεγχο των εικόνων, τελικά έδωσε 84 υποψήφια υπολείμματα υπερκαινοφανών και 11 πιθανά υποψήφια. Οι ροές ακτινοβολίας για τις περισσότερες πηγές είναι της τάξης του  $10^{-15}$  erg/cm<sup>2</sup>/s, και για τα δύο φίλτρα.

Οι παρακάτω πίνακες παρουσιάζουν τις συντεταγμένες στις οποίες ανιχνεύθηκαν οι πηγές, τις ροές ακτινοβολίας για το φίλτρο του H $\alpha$  και του [S II] (σε erg/cm<sup>2</sup>/s) και τον λόγο των ροών  $\frac{[S II]}{H\alpha}$ . Αρχικά παρατίθεται ο πίνακας για τα υποψήφια υπολείμματα υπερκαινοφανών και στη συνέχεια για τα πιθανά υποψήφια υπολείμματα.

Υποψήφια υπολείμματα υπερκαινοφανών

NR	RA	DEC	flux_H $\alpha$ $\times 10^{-15}$	flux_[S II] $\times 10^{-15}$	[S II] H $\alpha$
	(h:m:s)	(d:arcmin:arcsec)	(erg/cm <sup>2</sup> /s)	(erg/cm <sup>2</sup> /s)	
1	03:18:39.588	-66:29:12.39	9.0	10.8	1.2
2	03:18:37.094	-66:28:56.04	5.0	9.4	1.9
3	03:18:22.600	-66:30:00.96	5.9	9.4	1.6
4	03:18:22.123	-66:30:09.74	8.6	10.6	1.2
5	03:18:21.036	-66:29:11.37	9.0	10.6	1.2
6	03:18:15.553	-66:30:21.92	4.9	9.4	1.9
7	03:18:12.298	-66:29:39.25	11.6	5.2	0.4
8	03:18:08.677	-66:31:15.86	17.6	7.3	0.4
9	03:18:04.873	-66:33:05.73	6.1	3.7	0.6
10	03:18:03.070	-66:32:49.15	3.7	5.6	1.5
11	03:18:39.588	-66:29:12.39	1.9	1.4	0.7
12	03:18:27.709	-66:28:24.92	12.6	12.9	1.0
13	03:18:24.788	-66:32:57.04	9.7	7.0	0.7
14	03:18:22.778	-66:28:09.18	23.6	10.1	0.4
15	03:18:16.236	-66:34:38.62	14.4	11.9	0.8
16	03:18:13.973	-66:29:10.58	10.4	4.3	0.4
17	03:18:09.254	-66:31:12.80	21.3	8.6	0.4
18	03:18:08.677	-66:31:15.86	123.6	82.3	0.7
19	03:17:43.339	-66:31:38.45	54.5	27.2	0.5
20	03:17:37.916	-66:30:01.68	2.7	2.9	1.1
21	03:18:11.939	-66:29:15.03	12.3	5.7	0.5
22	03:17:54.471	-66:35:17.53	2.4	1.4	0.6
23	03:18:21.044	-66:29:32.92	1.3	0.1	1.1
24	03:18:14.683	-66:30:14.42	10.0	13.7	1.4
25	03:17:47.106	-66:32:19.81	10.5	5.1	0.5
26	03:18:35.941	-66:28:40.79	13.1	9.5	0.7
27	03:18:35.526	-66:28:41.84	4.9	6.4	1.3
28	03:18:29.989	-66:28:19.43	12.8	7.2	0.6
29	03:18:28.493	-66:28:21.84	18.9	11.6	0.6
30	03:18:28.461	-66:28:25.34	9.9	13.9	1.4
31	03:18:25.014	-66:28:31.70	13.9	10.7	0.8
32	03:18:25.348	-66:33:02.93	32.2	25.2	0.8
33	03:18:24.153	-66:28:08.54	11.7	13.9	1.2
34	03:18:23.360	-66:36:03.65	55.3	22.3	0.4
35	03:18:22.136	-66:29:30.50	27.7	15.4	0.6
36	03:18:21.192	-66:27:55.10	53.2	44.3	0.8
37	03:18:20.349	-66:29:33.94	1.7	0.9	0.5
38	03:18:20.253	-66:29:00.70	42.1	25.5	0.6
39	03:18:21.275	-66:36:08.11	21.2	8.6	0.4
40	03:18:20.853	-66:36:07.41	14.6	6.9	0.5

NR	RA	DEC	flux_H $\alpha$ $\times 10^{-15}$	flux_[S II] $\times 10^{-15}$	[S II] H $\alpha$
	(h:m:s)	(d:arcmin:arcsec)	(erg/cm <sup>2</sup> /s)	(erg/cm <sup>2</sup> /s)	
41	03:18:18.486	-66:30:04.63	9.4	3.8	0.4
42	03:18:16.575	-66:29:59.07	5.8	7.6	1.3
43	03:18:16.209	-66:29:03.36	4.9	2.7	0.5
44	03:18:16.157	-66:28:59.86	21.3	8.6	0.4
45	03:18:17.037	-66:34:40.29	8.2	11.5	1.4
46	03:18:16.033	-66:29:59.38	9.3	3.8	0.4
47	03:18:15.858	-66:30:26.39	17.6	7.3	0.4
48	03:18:15.185	-66:28:55.71	8.3	6.2	0.7
49	03:18:15.281	-66:30:29.20	16.9	8.2	0.5
50	03:18:14.083	-66:28:50.07	29.0	73.8	2.5
51	03:18:13.285	-66:32:18.16	47.9	20.4	0.4
52	03:18:12.862	-66:32:16.70	48.4	29.3	0.6
53	03:18:07.359	-66:30:06.73	7.9	4.2	0.5
54	03:18:02.111	-66:30:14.24	23.7	16.0	0.7
55	03:17:57.110	-66:29:48.21	40.7	81.9	2.0
56	03:17:54.697	-66:35:16.19	52.6	32.8	0.6
57	03:17:54.243	-66:35:18.93	84.7	35.0	0.4
58	03:17:42.669	-66:31:38.26	2.9	1.4	0.5
59	03:18:40.037	-66:29:08.84	4.8	2.9	0.6
60	03:18:37.840	-66:29:00.83	18.3	9.6	0.5
61	03:18:37.135	-66:29:43.41	54.4	29.6	0.5
62	03:18:34.039	-66:28:47.00	23.7	14.8	0.6
63	03:18:30.740	-66:31:45.88	11.0	9.3	0.8
64	03:18:30.009	-66:28:54.18	116.4	51.6	0.4
65	03:18:23.581	-66:29:53.36	24.2	17.8	0.7
66	03:18:22.346	-66:29:02.23	39.7	16.9	0.4
67	03:18:22.352	-66:29:33.23	13.7	7.2	0.5
68	03:18:21.607	-66:29:28.58	20.3	9.7	0.5
69	03:18:20.878	-66:29:00.13	5.3	2.2	0.4
70	03:18:20.048	-66:29:30.97	38.5	24.9	0.6
71	03:18:20.011	-66:29:18.73	38.5	24.9	0.6
72	03:17:40.197	-66:31:29.78	47.4	30.7	0.6
73	03:17:39.776	-66:31:32.56	15.4	7.9	0.5
74	03:18:08.243	-66:30:09.35	23.2	12.1	0.5
75	03:17:59.383	-66:30:25.75	4.1	3.9	0.9
76	03:18:18.516	-66:28:16.14	49.6	68.6	1.4
77	03:17:59.010	-66:30:27.03	23.7	15.4	0.7
78	03:18:19.393	-66:27:53.53	23.7	15.1	0.6
79	03:18:07.892	-66:30:09.73	7.2	5.7	0.8

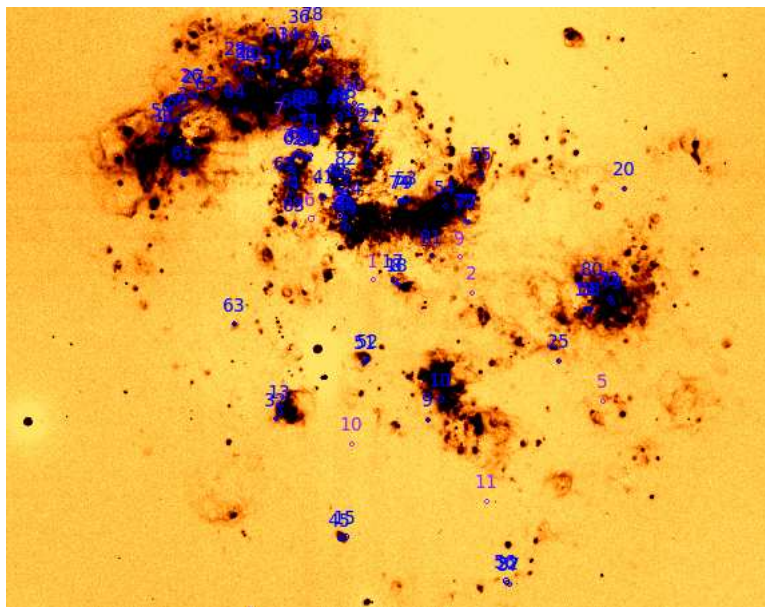


NR	RA	DEC	flux_H $\alpha$ $\times 10^{-15}$	flux_[S II] $\times 10^{-15}$	[S II] H $\alpha$
	(h:m:s)	(d:arcmin:arsec)	(erg/cm <sup>2</sup> /s)	(erg/cm <sup>2</sup> /s)	
80	03:17:42.427	-66:31:21.64	96.9	5.7	0.4
81	03:18:03.992	-66:30:53.65	20.7	43.1	0.5
82	03:18:15.366	-66:29:49.99	8.9	10.1	0.6
83	03:18:22.365	-66:30:26.52	134.7	5.0	0.8
84	03:18:21.582	-66:36:06.44	7.0	109.5	0.4

Πιθανά υποψήφια υπολείμματα υπερκαινοφανών

NR	RA	DEC	flux_H $\alpha$ $\times 10^{-15}$	flux_[S II] $\times 10^{-15}$	[S II] H $\alpha$
	(h:m:s)	(d:arcmin:arsec)	(erg/cm <sup>2</sup> /s)	(erg/cm <sup>2</sup> /s)	
1	03:18:11.134	-66:30:11.61	7.4	3.1	0.4
2	03:17:57.912	-66:30:23.13	20.9	12.7	0.6
3	03:17:56.604	-66:36:11.52	20.9	11.3	0.5
4	03:17:52.760	-66:35:45.87	17.5	12.9	0.7
5	03:17:40.484	-66:31:51.95	2	1	0.5
6	03:18:19.389	-66:29:21.28	3.5	2.6	0.7
7	03:18:23.444	-66:28:08.61	85.22	58.5	0.6
8	03:18:15.505	-66:29:19.67	12	5.8	0.4
9	03:17:59.385	-66:29:54.74	71.1	58.5	0.8
10	03:18:14.345	-66:32:23.05	7.8	13.6	1.7
11	03:17:56.341	-66:33:10.53	8.6	5.1	0.5

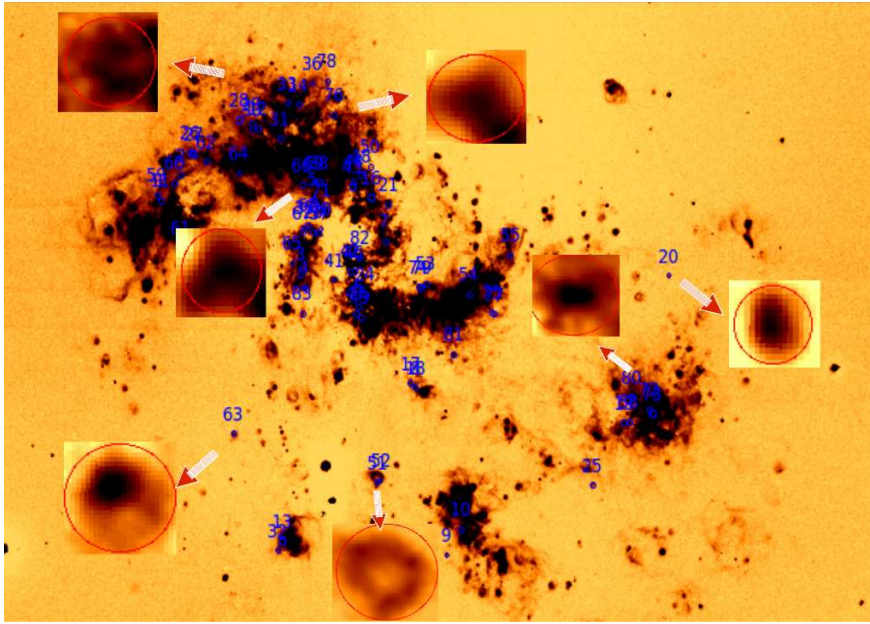
Το παρακάτω σχήμα (Σχήμα 4.1), δείχνει την κατανομή των υποψήφιων υπολειμμάτων υπερκαινοφανών (μπλε χρώμα) και των πιθανών υποψήφιων υπολειμμάτων (μωβ χρώμα).



Σχήμα 4.1: Κατανομή υπολειμμάτων υπερκαινοφανών

Όπως παρατηρούμε στην εικόνα, ο μεγαλύτερος αριθμός των υπολειμμάτων εμφανίζεται στις σπείρες του γαλαξία. Η ανίχνευση υπολειμμάτων σε αυτές τις περιοχές είναι αναμενόμενη, δεδομένου ότι οι σπειροειδείς γαλαξίες χαρακτηρίζονται από μεγάλο αριθμό αστέρων στις σπείρες τους. Αυτό οφείλεται κυρίως στη μορφολογία τους, που ευνοεί τον σχηματισμό αστέρων. Κατά την περιστροφή του γαλαξία, συσσωρεύεται μεγάλη ποσότητα σκόνης και αερίου εκεί, που συμπιέζονται με αποτέλεσμα τη δημιουργία αστέρων.

Παρακάτω, (Σχήμα 4.2) φαίνονται κάποιες από τις πηγές που ανιχνεύθηκαν σε μεγέθυνση. Εντυπωσιακό είναι το γεγονός, ότι αν και πρόκειται για εξωγαλαξιακά υπολείμματα υπερκαινοφανών, η δομή για πολλά από αυτά είναι αρκετά ευδιάκριτη.



Σχήμα 4.2: Μεγεθυμμένες πηγές

## Μελλοντικό έργο

Αυτό που αναμένεται να γίνει στη συνέχεια, είναι η πιστοποίηση των πηγών που ανιχνεύθηκαν ως υπολείμματα υπερκαινοφανών, με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας. Τα τελικά αποτελέσματα θα μελετηθούν με σκοπό να οδηγήσουν σε σημαντικά συμπεράσματα σχετικά με τομείς αιχμής της αστροφυσικής.

Μελετώντας τα υπολείμματα υπερκαινοφανών σε διαφορά μήκη κύματος, μπορούμε να λάβουμε πληροφορίες για το κάθε στάδιο εξέλιξής τους, καθώς η εκπομπή τους σε διαφορετικά μήκη κύματος, απεικονίζει διαφορετικές φάσεις της ζωής τους.

Επιπλέον, η αλληλεπίδραση του μεσοαστρικού χώρου με τα υπολείμματα υπερκαινοφανών γίνεται περισσότερο κατανοητή μέσω της συστηματικής μελέτης τους. Μπορούμε να έχουμε μία εικόνα για το ποσοστό ενέργειας που θερμαίνει τον μεσοαστρικό χώρο, αφού αυτή προέρχεται από τη ενέργεια των υπολειμμάτων. Σε παρόμοια συμπεράσματα μπορούμε να οδηγηθούμε υπολογίζοντας τον ρυθμό αστρογέννησης, με την εκτίμηση της ενέργειας που εκλύεται ανά μονάδα ρυθμού αστρογέννησης. Όπως αναφέρεται και στην εισαγωγή, η μελέτη των υπολειμμάτων υπερκαινοφανών μπορεί να μας οδηγήσει σε συμπεράσματα για τον ρυθμό σχηματισμού των αστερών, αφού απεικονίζουν το τελευταίο στάδιο της ζωής τους.

# Βιβλιογραφία

- [1] Γούδης, Χ.Δ 1991, Αστροφυσική III - Αστέρες και Μεσοαστρική Ύλη, Εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών
- [2] Λεωνιδάκη Ι. 2012, Ανίχνευση και Μελέτη Εξωγαλαξιακών Υπολειμμάτων Υπερκαινοφανών σε Πολλαπλά Μήκη Κύματος, Πανεπιστήμιο Πατρών
- [3] Chisari, N.E, 2009, Propagation of Supernova Blast Waves through the ISM, Department of Astrophysical Sciences Princeton University
- [4] Contursi A., Kaufman M. J., Helou G., Hollenbach D. J., Brauher J., Stacey G. J, Dale D. A., Malhotra S., Rubio M. , Rubin R. H., and Lord S. D., 2001
- [5] Fesen, R.A, Blair, W.P., Kirshner, R.P. 1985
- [6] Massey P., Strobel K., Barnes J.V., Anderson E., 1988
- [7] Mathewson, D.S & Clarke, J.N. 1973
- [8] Silva-Villa, E., Larsen, S.S, 2011
- [9] Shu, Frank H. 1981, The Physical Universe: An introduction to Astronomy, by University Science Book
- [10] <http://www.ctio.noao.edu/>
- [11] <https://e.wikipedia.org>
- [12] <http://www.freebookez.net/lookup.php?q=Chapter+8+Early+stages+of+evolution+and+the+main>
- [13] <http://www.ifa.hawaii.edu/~jpw/classes/ast622.spring2008/handouts/synchrotron.html>
- [14] <http://www.physastro.iastate.edu/research/particle-astrophysics>
- [15] <http://www.noao.edu/>
- [16] <http://www.universetoday.com/52252/main-sequence/>