

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

**Ανίχνευση και μελέτη φαινομένων
μεσοαστρικής ύλης**



Άκρας Σταύρος

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΕΘΝΙΚΟ ΑΣΤΕΡΟΣΚΟΠΕΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΦΕΒΡΟΥΑΡΙΟΣ 2010

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Ανίχνευση και μελέτη φαινομένων μεσοαστρικής ύλης

Άκρας Σταύρος

Συμβουλευτική Επιτροπή:

Γούδης Χρήστος

Μπούμης Παναγιώτης

Χριστοπούλου Ελευθερία Παναγιώτα

Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών,
Ινστιτούτο Αστρονομίας και Αστροφυσικής

Πανεπιστήμιο Πατρών
Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Φυσικής, Εργαστήριο Αστρονομίας

Εικόνα εξωφύλλου: CGPS από Jayanne English (CGPS/U. Manitoba) με την υποστήριξη του A. R. Taylor (CGPS/U. Calgary).

Πρόλογος

Αστέρια, πλανήτες, κομήτες, αστεροειδείς και νεφελώματα είναι μερικά από τα μέλη που απαρτίζουν τους γαλαξίες του σύμπαντος. Τα αστέρια, όπως όλοι οι βιολογικοί οργανισμοί, περνούν από τα στάδια της ανάπτυξης, της ωρίμανσης και της γήρανσης στο περιβάλλον των γαλαξιών που αποτελούν τα σπίτια τους.

Ένα αστέρι, περνάει το μεγαλύτερο μέρος της ζωής του στη φάση της Κύριας Ακολουθίας, όπου οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του παράγουν ενέργεια η οποία εξισορροπεί την πίεση της βαρύτητας, εξασφαλίζοντάς του μια σταθερή κατάσταση. Στο τέλος της περιόδου αυτής, το αστέρι εισέρχεται σε ένα αγώνα μέχρι τελικής πτώσεως ενάντια στις βαρυτικές δυνάμεις, με αναπόφευκτο αποτέλεσμα την βαρυτική του κατάρρευση.

Πολλά “ετοιμοθάνατα” αστέρια προκειμένου να υπερνικήσουν την βαρύτητα εκτινάσσουν μεγάλες ποσότητες ύλης με εντυπωσιακές εκρήξεις, οι οποίες αποτελούν και τις μόνες πηγές βαρέων χημικών στοιχείων απαραίτητων για τη ζωή, την δημιουργία πλανητών και νέων αστεριών. Τα μεγαλύτερα σε μάζα αστέρια καταλήγουν να γίνουν “βρυκόλακες” του Σύμπαντος, δηλαδή μελανές οπές. Άλλα με λιγότερη μάζα κατορθώνουν να επιζήσουν σε μια κατάσταση ανακωχής ως Αστέρες Νετρονίων. Τα μικρότερης μάζας αστέρια ωστόσο καταλήγουν στη φάση ενός ταπεινού Λευκού Νάνου. Συγκεκριμένα, πριν “πεθάνουν” χάνουν μεγάλες ποσότητες ύλης λόγω των αστρικών ανέμων σχηματίζοντας γύρω από τον πυρήνα του αστεριού ένα υπέροχο νεφέλωμα. Το νεφέλωμα αυτό ονομάζεται *Πλανητικό Νεφέλωμα* και αποτελεί το *κύκνιο άσμα* των αστεριών χαμηλής και ενδιάμεσης μάζας.

Όλη αυτή η ποσότητα μάζας που επιστρέφει στο μεσοαστρικό χώρο των γαλαξιών μέσω των εκρήξεων και των πλανητικών νεφελωμάτων χρησιμοποιείται για την δημιουργία νέων αστεριών και πλανητών. Σε αυτήν την συνεχή δημιουργία αστεριών οφείλουμε και εμείς οι άνθρωποι την ύπαρξη μας.

Το απέραντο σύμπαν το οποίο μελετάμε αποτελείται από γαλαξίες οι οποίοι με την σειρά τους αποτελούνται από αστέρια. Όλες οι άλλες δομές οργάνωσης τις ύλης όπως οι πλανήτες, οι δορυφόροι, οι κομήτες, τα μεσοαστρικά νέφη, τα ανοιχτά και σφαιρωτά σμήνη αστεριών κτλ, αποτελούν απλά λεπτομέρειες. Η τυπική απόσταση μεταξύ των αστεριών μέσα σε ένα γαλαξία είναι περίπου 10^7 αστρικές διαμέτροι, ενώ

η τυπική απόσταση μεταξύ των γαλαξιών είναι περίπου 20 γαλαξιακές διαμέτροι και επομένως:

***«Οι γαλαξίες είναι άδειοι από αστέρια,
ενώ το σύμπαν γεμάτο από γαλαξίες.»***

Τα πλανητικά νεφελώματα, αποτελούν ένα μικρής διάρκειας στάδιο της εξελικτικής πορείας των αστεριών με μάζες από 0.8 έως και 8 Ηλιακές μάζες (M_{\odot}). Το εναπομένον αστέρι στο κέντρο του νεφελώματος εισερχόμενο στο στάδιο του λευκού νάνου παγώνει σταδιακά - μειώνεται η επιφανειακή του θερμοκρασία - δημιουργώντας γύρω του ένα κέλυφος από αέριο και ύλη. Το όνομα τους αποτελεί μια "παρατηρησιακή παρεξήγηση" που οφείλεται στο γεγονός ότι έμοιαζαν με πλανήτες, λόγω της χαμηλής διακριτική ικανότητας των μικρών διαστάσεως τηλεσκοπίων του 18^ο αιώνα, ενώ στην πραγματικότητα δεν υπάρχει καμία συσχέτιση με τα αντικείμενα αυτά.

Τα Γαλαξιακά ΠΝ είναι εξαιρετικά ενδιαφέροντα, αφού παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στον χημικό εμπλουτισμό του διαστρικού μέσου όπως και στον σχηματισμό νέων αστεριών και στην εξέλιξη του Γαλαξία (Boumis et al. 2003 και αναφορές εκεί). Η μελέτη των αντικειμένων αυτών και ο προσδιορισμός των βασικών τους φυσικών παραμέτρων (όπως η μορφολογία τους, οι αφθονίες των στοιχείων, οι αποστάσεις, οι μάζες, κλπ.), βοηθούν στην ανάπτυξη νέων θεωρητικών μοντέλων εξέλιξης των αστεριών και κατ' επέκταση του Γαλαξία, όπως επίσης και στην καλύτερη κατανόηση της δυναμικής του. Ειδικότερα, τα ΠΝ του Γαλαξιακού σφαιροειδούς είναι πολύ σημαντικά γιατί θεωρούνται οι καλύτεροι «ιχνηλάτες» (tracers) για την μελέτη του ίδιου του Γαλαξιακού σφαιροειδούς αφού όλοι οι άλλοι έως σήμερα υποψήφιοι είτε δεν αντιπροσωπεύουν πληθυσμούς με υψηλή μεταλλικότητα (π.χ. OH/IR αστέρια, M γίγαντες κ.α.) είτε δεν είναι αρκετά σε αριθμό (Carbon αστέρια) είτε είναι αμυδρά (K γίγαντες, RR Lyrae). Αντίθετα τα ΠΝ προέρχονται από μικρής και μεσαίας μάζας αστέρια και αντιπροσωπεύουν σχετικά παλιό πληθυσμό αστεριών με μεγάλο εύρος μεταλλικότητας είτε χαμηλή είτε υψηλή, ενώ και ο αριθμός των ΠΝ στο Γαλαξιακό σφαιροειδές είναι αρκετά μεγάλος. Οι αφθονίες του He και του N μας δίνουν πληροφορίες για την αστρική εξέλιξη του προγενέστερου αστεριού και συσχετίζονται με την μάζα και την ηλικία του. Επίσης, το φάσμα τους κυριαρχείται από γραμμές εκπομπής (όπως H α , [O III]) επιτρέποντας τον υπολογισμό των ταχυτήτων τους. Ο υπολογισμός των αποστάσεων των ΠΝ από

την Γη δεν είναι ούτε εύκολος και ούτε ακριβής με αποτέλεσμα να μην είναι ακριβής ούτε και ο προσδιορισμός της διαμέτρου τους. Ωστόσο, ΠΝ με γωνιακή διάμετρο < 20 δευτερολέπτων της μοίρας ανήκουν στο Γαλαξιακό σφαιροειδές, καταλήγοντας ότι αποτελούν σημαντικό εργαλείο για την μελέτη του.

Παρόλο που οι γαλαξίες αποτελούνται από δισεκατομμύρια αστέρια, όπως αναφέραμε και προηγουμένως είναι ουσιαστικά άδειοι. Ο μεσοαστρικός χώρος, δηλαδή ο χώρος μεταξύ των αστεριών, αποτελεί το απόλυτο κενό* για τα γήινα δεδομένα. Αντιθέτως, για τα αστρονομικά δεδομένα είναι γεμάτος με μεγάλες ποσότητες αερίου, κυρίως ατομικό και μοριακό υδρογόνο καθώς και σκόνη. Η μεσοαστρική σκόνη αποτελείται κυρίως από μικρούς κόκκους γραφίτη ή/και πυριτίου με μεγέθη από 0.1 μm μέχρι 10 μm και αλληλεπιδρά με την ακτινοβολία των αστεριών με δύο τρόπους α) μέσω σκέδασης, με αποτέλεσμα την αλλαγή της πορείας της δέσμης του φωτός και β) μέσω απορρόφησης, όπου η ενέργεια της ακτινοβολίας μεταφέρεται στους κόκκους της σκόνης θερμαίνοντας τους.

Εν κατακλείδι, τα αστέρια, τα ΠΝ, οι εκρήξεις υπερκαινοφανών αστέρων και το διαστρικό υλικό μεταξύ των αστεριών, έχουν μια στενή σχέση αλληλεξάρτησης μεταξύ τους. Τα ΠΝ και οι εκρήξεις υπερκαινοφανών αστέρων, εμπλουτίζουν το μεσοαστρικό χώρο με στοιχεία και σκόνη, ο οποίος με την σειρά του, είναι υπεύθυνος για την δημιουργία νέων αστεριών.

Η μελέτη της ράβδου των αστεριών στους γαλαξίες είναι επίσης πολύ σημαντική στην προσπάθεια ανάπτυξης νέων θεωρητικών μοντέλων εξέλιξης για την πλήρη και ακριβή περιγραφή τους.

Για πρώτη φορά, έγινε προσπάθεια να βρεθεί μία τρισδιάστατη συνάρτηση για την περιγραφή της ράβδου των αστεριών, ούτως ώστε να είναι εφικτός ο προσδιορισμός των τιμών των παραμέτρων της (όπως το μήκος, το ύψος, η γωνία κλίσης και η γωνία θέσης) για κάθε ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία. Επίσης, η εξαγωγή διαγνωστικών της ράβδου, δηλαδή πως αλλάζει η μορφολογία της ράβδου ως προς τις παραμέτρους της, αποτελεί ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο είτε για την παρατηρησιακή μελέτη της ράβδου είτε για την μελέτη μέσω θεωρητικών μοντέλων.

Η παρούσα διδακτορική διατριβή διαπραγματεύεται δύο μεγάλα και σημαντικά φαινόμενα της μεσοαστρικής ύλης όπως είναι, τα ΠΝ στο σφαιροειδές του Γαλαξία

* Στο διάστημα η πίεση του μεσοαστρικού χώρου είναι περίπου 10^{-17} torr ενώ οι αντλίες κενού στα εργαστήρια έχουν επιτύχει την δημιουργία κενού με πίεση 10^{-6} torr.

και η ράβδος των αστεριών στους σπειροειδείς γαλαξίες. Και τα δύο μας βοηθούν στην προσπάθεια που γίνεται για καλύτερη κατανόηση της εξέλιξης των αστεριών και των γαλαξιών.

- Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μία σύντομη εισαγωγή στα αστέρια και στην εξελικτική τους πορεία. Αναλυτικότερα, γίνεται αναφορά στις αντιδράσεις που λαμβάνουν μέρος στο εσωτερικό των αστεριών καθ' όλη την διάρκεια της εξέλιξης τους, αναλύοντας κάθε ένα στάδιο ξεχωριστά, με έμφαση στα τελικά στάδια που καταλήγει ένα αστέρι ανάλογα με την αρχική του μάζα. Στην συνέχεια γίνεται αναφορά στην σημασία των ΠΝ και στον προσδιορισμό των φυσικών ιδιοτήτων τους (όπως είναι η μορφολογία τους, η αφθονία των στοιχείων τους, οι αποστάσεις τους κτλ) και παρουσιάζεται μια πλήρης ανάλυση όλων των ερευνών που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα σχετικά με τα ΠΝ. Επίσης παρουσιάζονται όλα τα αποτελέσματα και συμπεράσματα που έχουν προκύψει από τις μέχρι τώρα έρευνες πάνω στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες. Επιπροσθέτως, γίνεται εκτενής αναφορά στις μελέτες και στον προσδιορισμό των παραμέτρων που περιγράφουν την ράβδο (το μήκος, το ύψος, την γωνία κλίσης και την γωνία θέσεως του γαλαξία). Τέλος, παρουσιάζονται λεπτομερώς τα μέρη που απαρτίζουν ένα ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία όπως είναι ο δίσκος των αστεριών, ο δίσκος της σκόνης, το γαλαξιακό σφαιροειδές, η ράβδος των αστεριών και οι σπείρες.
- Το δεύτερο κεφάλαιο αναφέρεται στην μελέτη που συντελέστηκε πάνω σε 44 ΠΝ στο Γαλαξιακό σφαιροειδές (Boumis et al. 2003; 2006, Akras et al. 2010a). Παρουσιάζονται τα δεδομένα που πήραμε χρησιμοποιώντας το τηλεσκόπιο των 1.3 μ στο Αστεροσκοπείο του Σκίνακα στην Κρήτη (εικόνες και φάσματα) όπως και τα αποτελέσματα που προέκυψαν χρησιμοποιώντας το μοντέλο φωτο-ιονισμού (Cloudy) για τον προσδιορισμό των φυσικών τους παραμέτρων (η αφθονία των στοιχείων, η λαμπρότητα και η ενεργός θερμοκρασία των κεντρικών τους αστεριών, η πυκνότητα και θερμοκρασία των ηλεκτρονίων, η απόσταση τους κτλ). Επιπλέον, μελετήσαμε τα ΠΝ χρησιμοποιώντας 2 νέα στατιστικά εργαλεία το θεώρημα Bayesian και την ανάλυση κύριας συνιστώσας (Principal Component Analysis - PCA).
- Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται ενδελεχώς η μελέτη που πραγματοποιήθηκε στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες (Akras et al. 2010b). Επίσης

περιγράφονται αναλυτικά οι γαλαξίες με μεγάλη κλίση (edge-on) τους οποίους μελετήσαμε (NGC 4013, UGC 2047, IC 2531 και ο Γαλαξίας μας) όπως και το μοντέλο διάδοσης της ακτινοβολίας CRETE (Code for RadiativE Transfer Equation; Xilouris et al. 1997; 1998; 1999) που χρησιμοποιήσαμε για τον προσδιορισμό των παραμέτρων της ράβδου και την εξαγωγή διαγνωστικών της ράβδου. Τέλος αναλύονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το μοντέλο CRETE και τα συγκρίνουμε με προγενέστερες μελέτες πάνω στους ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες.

- Στο τέταρτο και τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα γενικά συμπεράσματα που προέκυψαν από την ερευνά μας, πάνω στα ΠΝ του Γαλαξιακού σφαιροειδούς και στην ράβδο των σπειροειδών ραβδωτών γαλαξιών.

Ευχαριστίες

Στο σημείο αυτό θα ήθελα να ευχαριστήσω τους Παναγιώτη Μπούμη και Μανώλη Ξυλούρη, οι οποίοι συνέβαλλαν καθοριστικά στην εκπόνηση της παρούσας διδακτορικής διατριβής για το θερμό ενδιαφέρον και τις πολύτιμες συμβουλές τους. Ευχαριστώ επίσης τον Ιωάννη Αλικάκο και την Ιωάννα Λεωνιδάκη για τις πολύωρες συζητήσεις μας. Τελευταία, αλλά όχι λιγότερο, θέλω να ευχαριστήσω και να αναγνωρίσω τη βοήθεια της Ελευθερίας Τσουρλιδάκη και της Κατερίνας Τσακανίκα κατά την διαδικασία ελέγχου και διόρθωσης της εργασίας αυτής.

Τέλος, θέλω να αφιερώσω την διδακτορική διατριβή στους γονείς μου και στα αδέρφια μου που με στήριξαν και με βοήθησαν με τον τρόπο τους όλα αυτά τα χρόνια και στον Βασίλη Δημητρακόπουλο για όλα τα εφόδια που μου προσέφερε κατά την διάρκεια των σχολικών μου χρόνων.

Άκρας Σταύρος
Φεβρουάριος 2010

Περιεχόμενα

Πρόλογος.....	
1.1 Εξέλιξη των αστεριών.....	1
1.1.1 Η ζωή ενός αστεριού.....	1
1.1.1.1 Η κύρια ακολουθία.....	1
1.1.1.2 Η φάση του ερυθρού γίγαντα.....	3
1.1.1.3 Ο ασυμπτωτικός κλάδος των γιγάντων.....	4
1.1.2 Ο θάνατος ενός αστεριού.....	5
1.1.2.1 Οι λευκοί νάνοι.....	5
1.1.2.2 Οι αστέρες νετρονίων.....	6
1.1.2.3 Οι μελανές οπές.....	6
1.2 Πλανητικά Νεφελώματα.....	7
1.2.1 Εισαγωγή.....	7
1.2.2 Χαρακτηριστικά ΠΝ.....	8
1.2.2.1 Δημιουργία και εξελικτική πορεία των ΠΝ.....	8
1.2.2.2 Το φάσμα των ΠΝ.....	10
1.2.2.3 Κεντρικά αστέρια των ΠΝ.....	14
1.2.2.4 Διαχωρισμός ΠΝ από άλλα αντικείμενα.....	17
1.2.2.5 Μορφολογική ταξινόμηση των ΠΝ.....	20
1.2.2.6 Τύποι ΠΝ.....	21
1.2.2.7 Τάξεις διέγερσης.....	22
1.2.3 Στατιστική των ΠΝ.....	23
1.2.3.1 Κατανομές των ΠΝ στους γαλαξίες.....	23
1.2.3.2 Γαλαξιακή κατανομή των ΠΝ.....	24
1.2.3.3 Γωνιακά μεγέθη των ΠΝ.....	26
1.2.3. Ταχύτητες διαστολής.....	27
1.2.3.5 Φασματική ενέργεια των ΠΝ.....	29

1.2.3.6 Αφθονία των στοιχείων στα ΠΝ.....	31
1.2.3.7 Θερμοκρασία και πυκνότητα των ηλεκτρονίων στα ΠΝ...	39
1.2.4 Σύνοψη παραμέτρων νεφελωμάτων και κεντρικών άστρων....	45
1.3 Σπειροειδείς Γαλαξίες.....	47
1.3.1 Εισαγωγή.....	47
1.3.2 Ταξινόμηση γαλαξιών.....	48
1.3.3 Σχηματισμός των σπειροειδών γαλαξιών.....	51
1.3.3.1 Σχηματισμός των σπειροειδών βραχιόνων και της	51
ράβδου	
1.3.4 Στατιστικές μελέτες της ράβδου των αστεριών.....	53
1.3.5 Επιμέρους τμήματα ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία.....	62
1.3.5.1 Εισαγωγή.....	62
1.3.5.2 Γαλαξιακό σφαιροειδές.....	63
1.3.5.3 Δίσκος αστεριών.....	64
1.3.5.4 Δίσκος σκόνης.....	65
1.3.5.5 Ράβδος αστεριών.....	66
1.3.5.6 Σπειροειδείς βραχίονες.....	69
2. Πλανητικά νεφελώματα στο γαλαξιακό σφαιροειδές.....	71
2.1 Εισαγωγή.....	71
2.2 Οπτικές παρατηρήσεις των ΠΝ.....	72
2.3 Ανάλυση αποτελεσμάτων.....	91
2.3.1 Υπολογισμός απόστασης των ΠΝ.....	91
2.3.1.1 Μέθοδος CKS	91
2.3.1.2 Μέθοδος VdSZ	92
2.3.1.3 Μέθοδος Z95	92
2.3.1.4 Μέθοδος SB96	93
2.3.1.5 Μέθοδος BL01	93
2.3.2 Αποτελέσματα και συμπεράσματα των αποστάσεων των	94
ΠΝ	
2.3.3 Ταξινόμηση των ΠΝ.....	103

2.4 Μοντελοποίηση των ΠΝ.....	104
2.4.1 Μοντέλο φωτο-ιονισμού "Cloudy".....	104
2.5.2 Στατιστική μελέτη των αποτελεσμάτων του μοντέλου	134
Cloudy	
2.5 Θεώρημα Bayesian.....	146
2.6 Ανάλυση κύριας Συνιστώσας (Principal component analysis).....	152
2.6.1 Εισαγωγή.....	152
2.6.2 Αποτελέσματα της μεθόδου PCA.....	153
2.7 Συμπεράσματα	158
3. Μελέτη ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών.....	162
3.1 Εισαγωγή.....	162
3.2 Παρατηρήσεις των γαλαξιών.....	163
3.3 Μοντέλο διάδοσης ακτινοβολίας.....	163
3.3.1 Μοντελοποίηση σπειροειδών γαλαξιών.....	163
3.3.2 Γενικά χαρακτηριστικά του μοντέλου.....	164
3.4 Μοντελοποίηση ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών.....	169
3.4.1 Εισαγωγή.....	169
3.4.2 Ράβδος αστεριών σε γαλαξίες με μεγάλη κλίση.....	171
3.4.3 Ράβδος αστεριών σε γαλαξίες με μικρή κλίση.....	172
3.5 Διαγνωστικά της ράβδους των αστεριών.....	172
3.5.1 Μήκος ράβδου.....	174
3.5.2 Ύψος ράβδου.....	175
3.5.3 Γωνία κλίσης.....	176
3.5.4 Γωνία θέσεως.....	177
3.6 Εφαρμογή του μοντέλου σε πραγματικούς γαλαξίες.....	177
3.6.1 Μοντελοποίηση του γαλαξία NGC 4013.....	179
3.6.2 Μοντελοποίηση του γαλαξία UGC 2048.....	183
3.6.3 Μοντελοποίηση του γαλαξία IC 2531.....	186
3.6.4 Μοντελοποίηση του Γαλαξία μας.....	189
3.6.5 Αποτελέσματα.....	193
3.7 Μελέτη της σκόνης σε ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες.....	194

3.7 Συμπεράσματα.....	205
4. Συμπεράσματα	208
Παράρτημα Α.....	213
Παράρτημα Β.....	235
Παράρτημα Γ.....	236
Παράρτημα Δ.....	239
Βιβλιογραφία.....	240

Κεφάλαιο 1^ο

1.1 Η Εξελικτική πορεία των αστεριών

Τα αστέρια παρόλο που φαντάζουν αιώνια στον απέραντο ουρανό, έχουν πεπερασμένο χρόνο ζωής, που κυμαίνεται από 10 εκατομμύρια έως και 10 δισεκατομμύρια χρόνια ανάλογα με την μάζα τους. Περίπου 60.000 νέα άστρα γεννιούνται κάθε ένα δευτερόλεπτο στο Γαλαξία μας, η ζωή των οποίων εξαρτάται από το μέγεθός τους, την χημική τους σύσταση και την μάζα τους .

1.1.1 Η ζωή ενός αστεριού

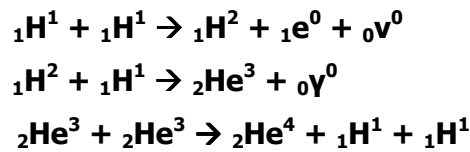
1.1.1.1 Η Κύρια ακολουθία

Τα αστέρια αποτελούνται κυρίως από υδρογόνο (H), ένα στοιχείο που υπάρχει σε μεγάλη αφθονία στο σύμπαν. Λόγω της πολύ μεγάλης τους μάζας¹, μειώνεται συνεχώς η ακτίνα των αστεριών, κάτω από την επίδραση της ίδιας του της βαρύτητας, σε τέτοιο βαθμό ούτως ώστε να αρχίσουν οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στον πυρήνα τους. Οι αντιδράσεις αυτές παράγουν τόσο μεγάλα ποσά ενέργειας, που η πίεση της ακτινοβολίας μπορεί να αντισταθμίσει την περαιτέρω συμπίεση του αστεριού λόγω της δύναμης της βαρύτητας καταλήγοντας με αυτό τον τρόπο σε μία κατάσταση δυναμικής ισορροπίας.

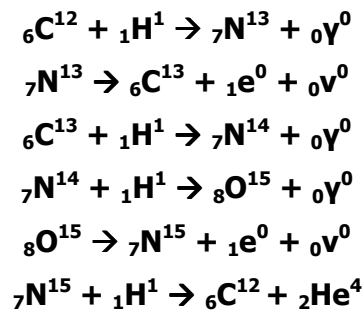
Στο πρώτο στάδιο της ζωής τους, συντηρούνται μετατρέποντας H σε ήλιο (He) μέσω των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, οι οποίες απαιτούν θερμοκρασίες της τάξεως των 15×10^6 βαθμών Kelvin για να ξεκινήσουν να πραγματοποιούνται. Το μεγαλύτερο μέρος της ζωής τους, τα αστέρια το περνάνε σε αυτό το στάδιο που ονομάζεται **Κύρια Ακολουθία**. Ο Ήλιος μας είναι ένα αστέρι αυτής της Κύριας Ακολουθίας και υπολογίζεται ότι θα παραμείνει εκεί για άλλα 4,5 δισεκατομμύρια χρόνια περίπου.

Ο κύριος μηχανισμός της καύσης του H σε He είναι η λεγόμενη 'αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου' και οι αντιδράσεις που συμβαίνουν είναι οι ακόλουθες (Shu 1991):

¹ Η μάζα ενός τυπικού αστεριού, σαν τον Ήλιο μας, είναι $M_{\odot} = 1.99 \times 10^{33}$ gr



Ένας άλλος μηχανισμός καύσης του Η είναι ο κύκλος CNO, κατά τον οποίο χρησιμοποιούνται 4 πυρήνες Η για την παραγωγή ενός πυρήνα He, όπως φαίνεται και από τις παρακάτω αντιδράσεις. Ο αριθμός των πυρήνων του Άνθρακα (C), του Αζώτου (N) και του Οξυγόνου (O) παραμένει σταθερός μόλις οι αντιδράσεις φτάσουν σε μία στάσιμη κατάσταση, που για την παραγωγή ενός πυρήνα του He απαιτούνται μόνο 4 πυρήνες Η. Για να πραγματοποιηθεί ο μηχανισμός CNO χρειάζεται ακόμα υψηλότερες θερμοκρασίες από την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου. Οι αντιδράσεις που εκτελούνται κατά την διάρκεια αυτού του μηχανισμού είναι οι ακόλουθες:



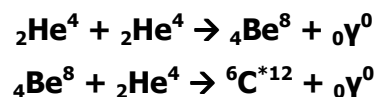
Ο κύκλος CNO, είναι αρκετά σημαντικός στην εξελικτική πορεία των αστεριών και πιο συγκεκριμένα των αστεριών μεγάλης μάζας. Ο κύκλος αυτός μπορεί επίσης να χωριστεί επιπλέον σε δύο μικρότερους κύκλους, του άνθρακα – αζώτου (CN) και του οξυγόνου – αζώτου (ON), οι οποίοι παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στην δημιουργία μεγαλύτερης ποσότητας N στα αστέρια, κάτι για το οποίο θα αναφερθούμε αναλυτικότερα στην συνέχεια.

Μετά την εξάντληση του Η στην κεντρική περιοχή, ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας μειώνεται με αποτέλεσμα να μειωθεί και η θερμοκρασία στο πυρήνα. Η δύναμη της βαρύτητας υπερσχύει πάλι έναντι της πίεσης που προκύπτει από τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις με αποτέλεσμα την συστολή του αστεριού. Καθώς το αστέρι συστέλλεται, η κεντρική περιοχή αρχίζει να θερμαίνεται περαιτέρω. Στις νέες αυτές υψηλότερες θερμοκρασίες αρχίζει η καύση του Η σε ένα φλοιό γύρω από τον πυρήνα του. Η ενέργεια που παράγεται από την καύση του Η στο φλοιό δεν διαφεύγει έξω από την επιφάνεια του αστεριού, με αποτέλεσμα την θέρμανση των

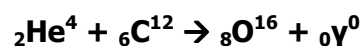
ενδιάμεσων στρωμάτων κάνοντας τα να διασταλούν (στάδιο του υπογίγαντα). Ενώ η διαστολή των ανώτερων στρωμάτων συνεχίζεται, η επιφανειακή θερμοκρασία ελαττώνεται και το αστέρι οδηγείται στην φάση του ερυθρού γίγαντα. Ταυτόχρονα με την διαστολή των εξωτερικών στρωμάτων, ο πυρήνας του αστεριού συνεχίζει να συστέλλεται αυξάνοντας ταυτόχρονα την πίεση και την θερμοκρασία στην κεντρική του περιοχή. Έτσι, όταν το αστέρι φτάσει στην φάση του ερυθρού γίγαντα, ο πυρήνας έχει συσταθεί τόσο, που η θερμοκρασία του φτάνει στους 10^8 βαθμούς Kelvin και οδηγεί στην καύση του He σε C.

1.1.1.2 Η φάση του Ερυθρού γίγαντα

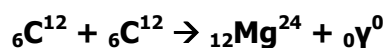
Στην φάση αυτή το αστέρι έχει μεταβεί στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων όπου μετατρέπει το He της κεντρικής περιοχής σε C. Ο κύριος μηχανισμός που είναι υπεύθυνος για την καύση He σε C είναι η λεγόμενη αντίδραση «τριών άλφα»² και οι αντιδράσεις είναι οι ακόλουθες (Shu 1991).



Μόλις αρχίσει η καύση του He σε C, ανοίγει ο δρόμος για την παραγωγή και άλλων χημικών στοιχείων με μεγαλύτερο ατομικό βάρος μέχρι και τον σίδηρο (Fe). Για παράδειγμα, η παραγωγή του O γίνεται με την αντίδραση:



Ενώ, αν δυο πυρήνες C συντηχθούν μπορούν να παράγουν το μαγνήσιο (Mg):



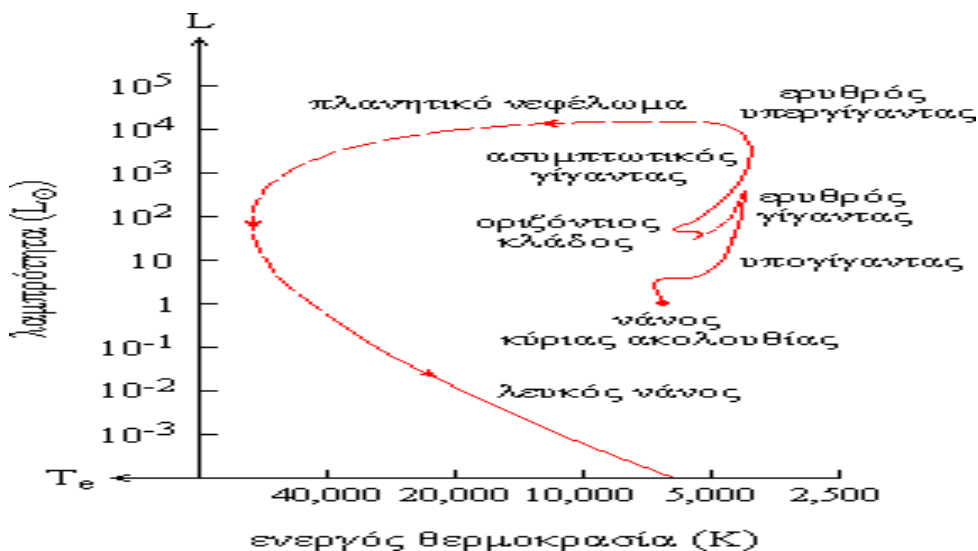
Σε αυτό το σημείο πρέπει να επισημανθεί ότι για να γίνει καύση βαρύτερων στοιχείων απαιτούνται όλο και υψηλότερες θερμοκρασίες ($<10^8$ βαθμούς Kelvin). Η καύση του He στην φάση του ερυθρού γίγαντα αρχίζει με μία εκρηκτική έκλαμψη όπου ελευθερώνονται πολύ μεγάλες ποσότητες ενέργειας. Αυτό οδηγεί στην διαστολή της κεντρική περιοχής και την εξασθένιση της καύσης του H σε He στο

² Η αντίδραση «τρία άλφα» οφείλει το όνομα της στα 3 άτομα He που χρειάζονται για την παραγωγή ενός ατόμου C

φλοιό γύρω από την κεντρική περιοχή. Έτσι, ενώ το αστέρι είχε δυο πηγές πυρηνικής ενέργειας τώρα έχει μόνο μία, με αποτέλεσμα να παράγει λιγότερη ενέργεια από πριν. Η διογκωμένη κατάσταση του ερυθρού γίγαντα δεν είναι πλέον σταθερή και αρχίζει να συστέλλεται ξανά. Το στάδιο αυτό χαρακτηρίζεται ως **οριζόντιος κλάδος** στο διάγραμμα Hertzsprung-Russell (εικ. 1.1). Η εξέλιξη του αστεριού στο στάδιο αυτό εξαρτάται από την αρχική του μάζα, την χημική του σύσταση και από την μάζα που έχασε κατά την άνοδο του στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων (Shu 1991).

1.1.1.3 Ο ασυμπτωτικός κλάδος των γιγάντων

Στην φάση αυτή, το αστέρι μετατρέπει το He σε C σε ένα φλοιό γύρω από τον πυρήνα του και το H σε He σε ένα δεύτερο φλοιό γύρω από τον πρώτο, ενώ στο πυρήνα του μετατρέπεται ο C σε πιο βαρέα στοιχεία. Η παραγωγή ενέργειας στους δύο φλοιούς συνεχίζεται με συνεχώς αυξανόμενο ρυθμό με αποτέλεσμα να διασταλλούν τα υπερκείμενα στρώματα. Αυτή η φάση λέγεται **ασυμπτωτικός κλάδος των γιγάντων**.



Εικόνα 1.1 Θεωρητικό διάγραμμα Hertzsprung - Russell (λαμπρότητα, σε μονάδες Ηλιακής λαμπρότητας - L_{\odot} , ως προς ενεργό θερμοκρασία, σε Kelvin): Η εξέλιξη ενός αστεριού μικρής και ενδιάμεσης μάζας από τη φάση της Κύριας Ακολουθίας έως το στάδιο του λευκού νάνου. Η πορεία από τον ασυμπτωτικό κλάδο των γιγάντων σε λευκό νάνο παρουσιάζεται με διακεκομμένη καμπύλη λόγω έλλειψης ακριβών ποσοτικών υπολογισμών και αβεβαιοτήτων που υπάρχουν στη θεωρία αστρικής εξέλιξης (Shu 1991).

Στο σημείο αυτό το αστέρι διαστέλλεται τόσο πολύ, ώστε η βαρύτητα του δεν μπορεί πλέον να συγκρατήσει τα ανώτερα στρώματα, τα οποία διαχέονται στο μεσοαστρικό χώρο. Αυτό γίνεται είτε μέσω παλμικών δονήσεων που υφίσταται το αστέρι είτε μέσω αστρικών ανέμων. Στην εικόνα 1.1 παρουσιάζεται η πορεία που ακολουθούν τα αστέρια από την φάση της κύριας ακολουθίας μέχρι την κατάληξη τους σε ΠΝ.

1.1.2 Ο θάνατος ενός αστεριού

Έχοντας το αστέρι εξαντλήσει όλα του τα καύσιμα μέσω των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, η δύναμη της βαρύτητας δεν μπορεί πλέον να αντισταθμιστεί, με αποτέλεσμα το αστέρι να φτάσει σε ένα κρίσιμο σημείο της εξέλιξής του.

Υπάρχουν τρία διαφορετικά ενδεχόμενα – τρία διαφορετικά ουράνια σώματα – στα οποία μπορεί να καταλήξει ένας αστέρι: σε λευκό νάνο, σε αστέρι νετρονίων και σε μελανή οπή. Το αστέρι του πλανητικού μας συστήματος, ο Ήλιος μας, ανήκει στην πρώτη κατηγορία, θα καταλήξει δηλαδή να γίνει ένας λευκός νάνος δημιουργώντας ταυτόχρονα ένα πλανητικό νεφέλωμα γύρω του.

1.1.2.1 Οι λευκοί νάνοι

Ο πρώτος λευκός νάνος που ανακαλύφθηκε είναι ο συνοδός του Σείριου. Ένα πλανητικό νεφέλωμα δημιουργείται γύρω από ένα αστέρι μάζας έως $8 M_{\odot}$, όταν βρίσκεται στον ασυμπτωτικό κλάδο των γιγάντων (asymptotic giant branch - AGB) και έχει καταναλώσει το He στον πυρήνα του. Το αστέρι αυτό, μη μπορώντας πλέον να αντισταθεί στις βαρυτικές δυνάμεις της ίδιας της μάζας, αρχίζει να χάνει τα εξωτερικά του στρώματα δημιουργώντας ένα διαστελόμενο κέλυφος αερίου και σκόνης. Στο κέντρο αυτού του κελύφους προκύπτει ένα νέο αστέρι αποτελούμενο από εκφυλισμένη ύλη και ακτινοβολεί κυρίως στον υπεριώδες μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος λόγω της πολύ υψηλής επιφανειακής του θερμοκρασίας, η οποία κυμαίνεται μεταξύ $\sim 25.000 \text{ K}$ και $\sim 300.000 \text{ K}$ ενώ η λαμπρότητα του, από $10 L_{\odot}$ έως $10,000 L_{\odot}$. Η μέγιστη μάζα των λευκών νάνων έχει υπολογιστεί γύρω στα $1.4 M_{\odot}$, το λεγόμενο όριο Chandrasekhar. Η τυπική μάζα ενός λευκού νάνου είναι ίση με $0.7 M_{\odot}$ ενώ η ακτίνα του έχει προσδιοριστεί

σε 10^9 cm , πράγμα που αντιστοιχεί σε μία μέση πυκνότητα της τάξεως των 10^6 gr cm^{-3} . Όλοι οι λευκοί νάνοι, που οι μάζες τους έχουν προσδιοριστεί παρατηρησιακά, έχουν μάζα μικρότερη από το όριο Chandrasekhar (Shu 1991).

1.1.2.2 Τα αστέρια νετρονίων

Τα αστέρια με μάζα μεγαλύτερη από $8 M_{\odot}$ εξαντλούν τα καύσιμα τους με πολύ γρήγορο ρυθμό ούτως ώστε η εκπομπή ακτινοβολίας να μπορέσει να αντισταθμίσει την δύναμη της βαρύτητας. Αυτό οδηγεί σε ταχύτατη εξάντληση των καυσίμων του αστεριού με αποτέλεσμα να μην υπάρχει κάτι που να εμποδίζει την βαρυτική κατάρρευση του καταλήγωντας στον σχηματισμό ενός αστεριού νετρονίων μέσω της υπερκαινοφανούς εκρήξεως (supernova). Τα αστέρια νετρονίων είναι σώματα πολύ εξωτικά, με βασικό χαρακτηριστικό τους την τρομερά υψηλή πυκνότητα. Οι πιέσεις που απαιτούνται είναι τόσο ισχυρές που τα ηλεκτρόνια ουσιαστικά αναγκάζονται να πέσουν πάνω στον πυρήνα αντιδρώντας με τα πρωτόνια παράγοντας νετρόνια. Από την πληθώρα αυτή των νετρονίων προέρχεται και το όνομα 'αστέρες νετρονίων'. Τα ουράνια αυτά σώματα θεωρούνται ουσιαστικά τεράστιοι πυρήνες. Τα σύγχρονα μοντέλα δέχονται ότι τα αστέρια νετρονίων έχουν στερεούς εξωτερικούς φλοιούς που συνίστανται κυρίως από βαρείς πυρήνες (π.χ. σίδηρο) και ηλεκτρόνια. Στα εσωτερικά στρώματα του φλοιού, η ύλη απαρτίζεται κυρίως από νετρόνια, πρωτόνια και ηλεκτρόνια (Shu 1991). Οι πυκνότητες τους είναι της ίδιας τάξης με τις πυκνότητες που επικρατούν στους ατομικούς πυρήνες, δηλαδή μεταξύ $8 \cdot 10^{13}$ και $2 \cdot 10^{15} \text{ gr cm}^{-3}$. Ένα μέσο αστέρι νετρονίων έχει μάζα περίπου ίση $1,7 M_{\odot}$, μόνο που η μάζα αυτή είναι συγκεντρωμένη σε ένα αντικείμενο ακτίνας 10 με 20 km, δηλαδή 25 φορές μικρότερη από την ακτίνα του Ήλιου. Ακριβώς επειδή η ακτίνα του είναι πολύ μικρή, η ταχύτητα περιστροφής του είναι ασυνήθιστα υψηλή, και φτάνει τις δεκάδες περιστροφές το δευτερόλεπτο. Όπως υπάρχει το όριο του Chandrasekhar στους λευκούς νάνους, έτσι υπάρχει και για τα αστέρια νετρονίων ένα αντίστοιχο ανώτατο όριο μάζας του πυρήνα της τάξεως των $\sim 3 M_{\odot}$.

1.1.2.3 Οι μελανές οπές

Αν η μάζα της κεντρικής περιοχής του αστεριού ξεπεράσει τις $3.5 M_{\odot}$, η πίεση των εκφυλισμένων σωματιδίων δεν μπορεί να αντισταθμίσει την βαρύτητα με αποτέλεσμα την βαρυτική κατάρρευση του αστεριού μέσω μιας υπερκαινοφανούς

εκρήξεως. Στην περίπτωση αυτή διαφέρει το αντικείμενο που απομένει, και αντί για αστέρι νετρονίων έχουμε τις λεγόμενες μελανές οπές. Οι μελανές οπές είναι ουράνια σώματα τα οποία δεν εκπέμπουν καθόλου ακτινοβολία, ενώ η πυκνότητα τους είναι άπειρη και η δύναμη της βαρύτητάς τους τεράστια. Η ταχύτητα διαφυγής από ένα τέτοιο σώμα έχει υπολογιστεί ότι είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός στο κενό, που σημαίνει ότι ακόμα και το φως δεν μπορεί να δραπετεύσει από μια μελανή οπή. Η ακτίνα μέσα από την οποία το φως δεν μπορεί να διαφύγει λέγεται ακτίνα Schwarzschild ή ορίζοντας γεγονότων και προσδιορίζεται από την σχέση $R_{Sch} = \frac{2GM}{c^2}$, όπου G είναι η παγκόσμια σταθερά του Νεύτωνα, M η μάζα της μελανής οπής και c η ταχύτητα του φωτός. Για ένα αστέρι με μάζα ίση με $1 M_{\odot}$, η αριθμητική τιμή της ακτίνας Schwarzschild ισούται με $3 \cdot 10^5$ εκ.

1.2 Πλανητικά νεφελώματα

1.2.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό, προκειμένου να περιγραφούν αναλυτικά τα πλανητικά νεφελώματα (ΠΝ), γίνεται εκτενής αναφορά στην σημασία τους και επιχειρείται ενδελεχής παρουσίαση των γενικών χαρακτηριστικών τους, όπως επίσης και των κεντρικών αλλά και των προγενέστερων αστεριών τους.

Τι είναι πλανητικό νεφέλωμα;

Το ΠΝ αποτελείται κυρίως από σκόνη και αέρια, τα οποία διαχύθηκαν στο μεσοαστρικό χώρο από το κεντρικό αστέρι κατά την διάρκεια της Φάσης του Ερυθρού Γίγαντα, είτε λόγω της δυναμικής του αστάθειας (παλμικών ταλαντώσεων), είτε λόγω των αστρικών ανέμων. Το νέφος αυτό των αερίων απομακρύνεται συνεχώς από το κεντρικό αστέρι με ταχύτητες της τάξεως των 25 km s^{-1} .

Ο όρος πλανητικό νεφέλωμα (ΠΝ) οφείλεται στις πρώτες παρατηρήσεις του 18^{ου} αιώνα (από τον Herschel) εξαιτίας των οποίων το αντικείμενο ταξινομήθηκε ως πλανήτης λόγω της διακριτικής ικανότητας των τηλεσκοπίων της εποχής. Η κύρια διαφορά από τα αστέρια ήταν το μέγεθος τους, το οποίο ήταν αρκετά μεγαλύτερο.

Τα ΠΝ παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στον εμπλουτισμό του μεσοαστρικού χώρου με χημικά στοιχεία και σκόνη που επιτρέπουν στη συνέχεια να δημιουργηθούν νέα αστέρια (Beaulieu et. al 2000). Η έρευνα και μελέτη των ΠΝ προσφέρει την

ευκαιρία να προσδιορισθούν τα βασικά χαρακτηριστικά τους (όπως η μορφολογία, η κινηματική, οι περιεκτικότητες των στοιχείων, η απόσταση τους, οι μάζες κτλ.), τα οποία βοηθούν στην ανάπτυξη νέων θεωρητικών μοντέλων εξέλιξης προς καλύτερη κατανόηση των αστεριών και των γαλαξιών. Πιο συγκεκριμένα, η μελέτη των ΠΝ στο γαλαξιακό σφαιροειδές συντελεί στην καλύτερη κατανόηση της δυναμικής εξέλιξης του γαλαξιακού σφαιροειδούς.

Η παρούσα διδακτορική διατριβή βασίστηκε στην μελέτη 44 ΠΝ στην περιοχή του γαλαξιακού σφαιροειδούς, η απόσταση του οποίου έχει προσδιοριστεί περίπου στα 8.0 kpc (Feast 1987, 7.8 kpc; Schneider & Bunley 1996, 8.3 ± 2.6 kpc; Ming & Zi 2007, 8.0 ± 0.6 kpc (μελετώντας 270 γαλαξιακά ανοιχτά σμήνη αστεριών) και 8.3 ± 0.8 kpc (μελετώντας 1200 αστέρια φασματικού τύπου O-B5)). Το γαλαξιακό σφαιροειδές καταλαμβάνει μία περιοχή του γαλαξία με γαλαξιακό μήκος (longitude) $l \approx \pm 15^\circ$, γαλαξιακό πλάτος (latitude) $b \approx \pm 10^\circ$ και ακτίνα περίπου 1.5 kpc.

Λόγω της μεγάλης συγκέντρωσης σκόνης στην περιοχή αυτή, η εξασθένιση της έντασης του φωτός είναι αρκετά ισχυρή, με αποτέλεσμα η ανακάλυψη και η μελέτη νέων ΠΝ στο οπτικό μέρος του φάσματος να είναι αρκετά δύσκολη. Πολλά από τα ΠΝ έχουν μελετηθεί και σε άλλα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος όπως το ραδιοφωνικό και το υπέρυθρο, όπου η εξασθένιση της ακτινοβολίας είναι πολύ μικρότερη σε σχέση με την εξασθένιση στο οπτικό μέρος του φάσματος.

Παρατηρήσεις στο υπέρυθρο μέρος του φάσματος (Beaulieu, Dorita & Freeman 1999) εντόπισαν ΠΝ σε νεαρή ηλικία με μεγάλες ποσότητες σκόνης. Αντιθέτως, δεν ανιχνεύθηκαν νεφελώματα με σκόνη χαμηλής πυκνότητας (γηραιά). Ένα χαρακτηριστικό για τα ΠΝ χαμηλής πυκνότητας είναι ο λόγος των γραμμών $H\alpha/[O III]$, ο οποίος παίρνει τιμές μικρότερες του ενός (< 1). Φασματικές παρατηρήσεις σε γνωστά ΠΝ του γαλαξιακού σφαιροειδούς έδειξαν ότι πάνω από το 40% εμφανίζει λόγο $H\alpha/[O III]$ μικρότερο του 1 (Cousinier et. al 2000, Escudero & Costa 2001).

1.2.2 Χαρακτηριστικά των ΠΝ

1.2.2.1 Δημιουργία και εξελικτική πορεία των ΠΝ

Το στάδιο των ΠΝ αποτελεί ένα μικρό χρονικό διάστημα της ζωής των αστεριών χαμηλής και μεσαίας μάζας (από 1 έως 7-8 M_\odot), μεταξύ της Φάσης του

Ερυθρού Γίγαντα και της Φάσης του Λευκού Νάνου στην οποία και καταλήγει (van de Steene 1995, Shu 1991, Γούδης 1991).

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, όταν ένα αστέρι χαμηλής μάζας φτάσει στο ασυμπτωτικό κλάδο του ερυθρού γίγαντα αρχίζει η καύση του He στον πυρήνα του, ενώ, ταυτόχρονα, χάνει μάζα από τα εξωτερικά στρώματα του λόγω της δυναμικής του αστάθειας, δημιουργώντας με αυτό τον τρόπο ένα διαστελόμενο κέλυφος από αέρια και σκόνη. Πιο αναλυτικά, η πίεση που προκύπτει από την καύση του He αρχίζει να αντισταθμίζει την δύναμη της βαρύτητας. Το γεγονός αυτό αναγκάζει τα εσωτερικά στρώματα να συμπιεστούν περαιτέρω για να αυξήσουν την θερμοκρασία στο πυρήνα του άστρου. Λόγω της αύξησης της θερμοκρασίας και της δυναμικής αστάθειας που πλέον αναπτύσσεται από τις παλμικές ταλαντώσεις, τα εξωτερικά στρώματα του αστέρα διαχέονται στο μεσοαστρικό χώρο.

Το εναπομένον κεντρικό αστέρι είναι ένας λευκός νάνος με μάζα κάτω από το όριο Chandrasekhar των $1.4 M_{\odot}$. Ο πυρήνας του, που αποτελείται κυρίως από C και O, περιβάλλεται από ένα κέλυφος He και πιθανώς από ένα εξωτερικό κέλυφος με ελάχιστο H. Ο εκτεθειμένος αυτός πυρήνας του αστέρα δεν μπορεί να εξελιχθεί περαιτέρω και μετά την ταχεία καύση του H και του He των εξωτερικών κελυφών, ο αστέρας καταλήγει στην τελική φάση της ζωής του. Ο φασματικός του τύπος είναι O ή B και εκπέμπει κυρίως υπεριώδη ακτινοβολία, η οποία ionίζει το νεφέλωμα γύρω του. Αυτό με την σειρά του, λόγω αποδιέγερσης αυθόρμητης ή εξαιτίας κρούσεων, ακτινοβολεί στο οπτικό μέρος του φάσματος.

Η χημική σύνθεση ενός ΠΝ καθορίζεται από την αντίστοιχη χημική σύνθεση του Γαλαξία κατά την εποχή του σχηματισμού του προγενέστερου αστεριού, και από τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του αστεριού αυτού κατά τη διάρκεια της ζωής του (van de Steene et al. 1995). Τα κελύφη των ΠΝ περιέχουν στοιχεία (όπως H, He, C, N) των οποίων οι αφθονίες μεταβλήθηκαν από τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στο κέντρο του προγενέστερου αστεριού, και μεταφέρθηκαν στην συνέχεια στην επιφάνεια του. Επιπλέον, η μελέτη της αφθονίας των στοιχείων των ΠΝ παρέχει πληροφορίες και για άλλα στοιχεία, τα οποία δεν επηρεάζονται από την πυρηνοσύνθεση στα μητρικά αστέρια, όπως το O, το Νέο (Ne), το Αργό (Ar) και το Θείο (S), αλλά σχετίζονται με την αφθονία του μεσοαστρικού χώρου την εποχή που δημιουργήθηκαν τα αστέρια (Ratag 1990).

Από τα παραπάνω αναδεικνύεται η εξέχουσα σημασία των ΠΝ στην μελέτη της εξέλιξης των αστεριών και του Γαλαξία. Το πλήθος και οι μάζες των ΠΝ καθορίζουν την ποσότητα του υλικού που επιστρέφει στο Γαλαξία. Υποθέτοντας πως

η μέση μάζα ενός ΠΝ είναι $\sim 0.2 M_{\odot}$ και πως περίπου ένα ΠΝ δημιουργείται ανά έτος στο Γαλαξία μας, τότε $\sim 20 M_{\odot}$ εμπλουτισμένου υλικού επιστρέφονται στο διαστρικό μέσο ανά αιώνα. Η ποσότητα αυτή της μάζας είναι συγκρίσιμη με τη μάζα που εκτινάσσεται και από τις καινοφανείς και υπερκαινοφανείς εκρήξεις (Terzian 1992). Επομένως, τα ΠΝ είναι ιδιαίτερα αποτελεσματικά στον εμπλουτισμό του μεσοαστρικού χώρου με φυσικά στοιχεία.

1.2.2.2 Το φάσμα των ΠΝ

Το κεντρικό αστέρι των ΠΝ εκπέμπει κυρίως στην υπεριώδη περιοχή του φάσματος λόγω της υψηλής θερμοκρασίας στην επιφάνειά του η οποία είναι της τάξεως των 25.000 έως και 300.000 βαθμών Kelvin. Τα φωτόνια που εκπέμπονται έχουν την απαραίτητη ενέργεια ώστε να ιονίσουν τα στοιχεία γύρω τους, τα οποία με την σειρά τους αποδιεγείρονται και ακτινοβολούν στο οπτικό μέρος του φάσματος με γραμμές εκπομπής καθώς και με μία ασθενή συνιστώσα συνεχούς ακτινοβολίας. Συγκεκριμένα:

A) Γραμμές επανασύνδεσης και φθορισμού

Είναι πολύ σημαντικό να αναφέρουμε ότι οι γραμμές επανασύνδεσης και φθορισμού H α , H β , H γ είναι αρκετά ισχυρές και ανιχνεύονται αρκετά συχνά στο φάσμα των ΠΝ. Το κεντρικό αστέρι εκπέμπει αρκετά υπεριώδη φωτόνια συνεχούς ακτινοβολίας τα οποία έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από 13.6 eV (ενέργεια ιονισμού του H) με αποτέλεσμα να ιονίζονται τα άτομα του H, δημιουργώντας ένα νέφος από ιόντα και ελεύθερα ηλεκτρόνια. Τα τελευταία αρχίζουν να επανασυνδέονται με τα ιόντα αυτά, δημιουργώντας διεγερμένες καταστάσεις ουδέτερου H, τα οποία με την σειρά τους μεταπηδούν σε χαμηλότερες ενεργειακές στάθμες εκπέμποντας ταυτόχρονα φωτόνια έως ότου να φτάσουν στην θεμελιώδη κατάσταση. Επομένως κάθε φωτόνιο συνεχούς ακτινοβολίας, που εκπέμπεται από το κεντρικό αστέρι, "υποβιβάζεται" τελικά σε ένα φωτόνιο γραμμής Lyman α και ένα φωτόνιο γραμμής Balmer (H α , H β , H γ , ...). Η διαδικασία αυτή ονομάζεται **φθορισμός** (Shu 1991, Γούδης 1991).

B) Απαγορευμένες γραμμές εκπομπής

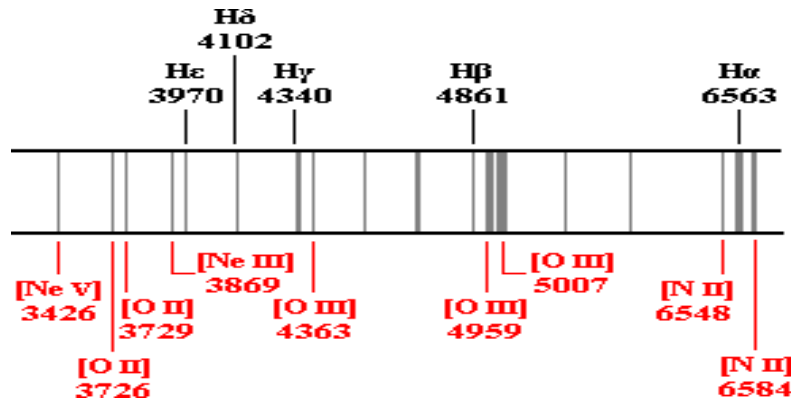
Επίσης αξίζει να αναφερθεί η ύπαρξη και άλλων γραμμών εκπομπής και μάλιστα πολύ ισχυρών, που παρατηρούνται στο φάσμα των ΠΝ, οι λεγόμενες

«**απαγορευμένες γραμμές**». Σημείο διαχωρισμού από τις επιτρεπτές γραμμές αποτελεί η αδυναμία παρατήρησης τους σε εργαστήρια εγκατεστημένα στην Γη. Οι πιο ισχυρές από αυτές είναι οι γραμμές εκπομπής του οξυγόνου **[O III]λ 5007 Å** και **4363 Å**, **[O II]λ 3727 Å**, του αζώτου **[N II]λ 6548 Å** και **6584 Å** και του θείου **[S II]λ 6716 Å** και **6731 Å**. Σε θερμοκρασίες κοντά στους 10.000 βαθμούς K, οι περισσότερες συγκρούσεις μεταξύ των σωματιδίων είναι πάρα πολύ ασθενείς, με αποτέλεσμα να διεγείρονται τα άτομα σε υψηλότερες στάθμες ενέργειας με μικρή ενεργειακή διαφορά από την θεμελιώδη. Στο Η δεν είναι εύκολο να συμβεί κάτι τέτοιο, αλλά υπάρχουν άλλα στοιχεία όπως το απλά ιονισμένο οξυγόνο ([O II]), θείο ([S II]), άζωτο ([N II]) και το διπλά ιονισμένο οξυγόνο ([O III]), στα οποία είναι πολύ εύκολο να συμβεί. Στις διεγερμένες αυτές καταστάσεις χαμηλής ενέργειας, αν ένα άτομο παραμείνει αδιατάρακτο για αρκετό χρονικό διάστημα (π.χ. μία ώρα) τότε μπορεί να κάνει μία μη επιτρεπτή μετάβαση σε χαμηλή στάθμη, εκπέμποντας ένα φωτόνιο. Με βάση τις συνθήκες που επικρατούν στη Γη, το άτομο αυτό συγκρούεται με άλλα άτομα κάθε νανοδευτερόλεπτο (10^{-9} δευτερόλεπτα), με αποτέλεσμα να αποδιεγείρεται λόγω κρούσης και όχι λόγω αυθόρμητης αποδιέγερσης. Ωστόσο, στο μεσοαστρικό χώρο η πυκνότητα της ύλης είναι πολύ μικρότερη με αποτέλεσμα ένας μικρός αριθμός από αυτά να αποδιεγείρονται αυθόρμητα, ακτινοβολώντας ανιχνεύσιμα απαγορευμένα φωτόνια (Shu 1991). Σε συνθήκες επαρκούς αραιώσης οι απαγορευμένες γραμμές μπορούν να γίνουν το ίδιο ισχυρές με τις επιτρεπτές (*προκειμένου οι απαγορευμένες γραμμές εκπομπής να διακρίνονται από τις επιτρεπτές, συμβολίζονται χρησιμοποιώντας αγκύλες*).

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.1 Οι ισχυρότερες γραμμές εκπομπής των ΠΝ

Μήκος κύματος (Å)	Συσχετιζόμενο ιόν	Παρατηρήσεις
3727	[O II]	Απαγορευμένη, συχνά ισχυρή
4340	H II	Hγ, 0.4 της Hβ
4686	He II	
4861	H II	Hβ, 1/3 της Hα
4959	[O III]	Απαγορευμένη, 1/3 της 5007
5007	[O III]	Απαγορευμένη, ισχυρότερη
6548	[N II]	Απαγορευμένη, 1/3 της 6584
6563	H II	Hα
6584	[N II]	Απαγορευμένη

Οι ισχυρότερες γραμμές εκπομπής που παρατηρούνται στα ΠΝ παρουσιάζονται στον πίνακα 1.1. Στην εικόνα 1.2 φαίνονται οι θέσεις των γραμμών αυτών στο φάσμα ενός τυπικού ΠΝ. Στον πίνακα 1.2 του παραρτήματος ΙΙ αναφέρονται όλες οι γραμμές εκπομπής στο οπτικό φάσμα των ΠΝ (Acker et al. 1989, Meinel et al. 1975).



Εικόνα 1.2 Οι βασικές γραμμές εκπομπής ενός τυπικού ΠΝ. Το φασματικό εύρος στο σχήμα είναι από 342.6 nm έως 658.4 nm. Οι γραμμές εκπομπής (κόκκινες, σε αγκύλες) που αναγράφονται κάτω από το φάσμα αντιστοιχούν σε *απαγορευμένες* μεταβάσεις.

Γ) Συνεχής ακτινοβολία

Αν και οι γραμμές εκπομπής κυριαρχούν στα οπτικά φάσματα των ΠΝ, υπάρχει και μια ασθενής συνιστώσα συνεχούς ακτινοβολίας, η οποία μάλιστα δεν περιορίζεται μόνο στην οπτική αλλά σε ολόκληρη την περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και οφείλεται στους εξής μηχανισμούς:

1. Ελεύθερη – δέσμια εκπομπή

Κατά την ελεύθερη – δέσμια εκπομπή (free – bound emission), ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο συλλαμβάνεται σε μια από τις διεγερμένες στάθμες (με κύριο κβαντικό αριθμό $n = 2, 3, \dots$) από ένα ιόν H (δηλαδή ένα πρωτόνιο p), με ταυτόχρονη εκπομπή ενός φωτονίου.

Εάν συλληφθεί στη στάθμη με κύριο κβαντικό αριθμό $n = 2$, το εκπεμπόμενο φωτόνιο ανήκει στο συνεχές της σειράς Balmer Hc ($c = \text{continuum}$, συνεχές) και έχει μήκος κύματος $\lambda < 3646 \text{ \AA}$ (όριο Balmer). Τέτοια φωτόνια παράγουν συνεχή ακτινοβολία κοντά στην υπεριώδη περιοχή του φάσματος (συνεχές Balmer). Εάν το ηλεκτρόνιο συλληφθεί στη στάθμη με $n = 3$, εκπέμπεται φωτόνιο στο συνεχές της σειράς Paschen με μήκος κύματος $\lambda < 8202 \text{ \AA}$ (όριο Paschen). Τέτοια φωτόνια παράγουν τη συνεχή συνιστώσα στην υπέρυθη περιοχή του φάσματος (συνεχές

Paschen). Η ελεύθερη – δέσμια εκπομπή είναι ισχυρότερη κυρίως στα οπτικά φάσματα.

2. Ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή

Κατά την ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή (free - free emission), ή αλλιώς ακτινοβολία πεδήσεως (θερμική εκπομπή Bremsstrahlung), ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο συγκρούεται μη ελαστικά με ένα θετικό ιόν Η (ένα πρωτόνιο) και υφίσταται επιβράδυνση, χωρίς ωστόσο να απορροφηθεί. Λόγω της μείωσης της κινητικής του ενέργειας εκπέμπεται φωτόνιο ενέργειας ίσης με τη διαφορά της αρχικής και τελικής κινητικής ενέργειας του ηλεκτρονίου. Η ακτινοβολία αυτή είναι ισχυρή στα μήκη κύματος των υπερύθρων, των ραδιοφωνικών και των ακτινών Χ, ανάλογα με την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων.

3. Εκπομπή δύο κβάντων

Η εκπομπή δύο κβάντων, ή αλλιώς δύο φωτονίων (two quantum emission ή two photon emission αντίστοιχα), είναι αποτέλεσμα αποδιέγερσης ατόμων Η, τα οποία βρίσκονται στην μετασταθή ενεργειακή στάθμη $2s$ (με κύριο κβαντικό αριθμό $n = 2$ και κβαντικό αριθμό της στροφορμής $l = 0$). Τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στην κατάσταση $2p$ (με $n = 2$ και $l = 1$) μπορούν να μεταπηδήσουν στη θεμελιώδη στάθμη (με $n = 1$ και $l = 0$) με ταυτόχρονη εκπομπή φωτονίου La της σειράς Lyman. Τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στη $2s$, ωστόσο, μπορούν να μεταπέσουν στη θεμελιώδη κατάσταση με εκπομπή δύο φωτονίων τυχαίων συχνοτήτων (συνεχής ακτινοβολία) με περιορισμό τέτοιο ώστε το άθροισμα των ενεργειών των φωτονίων αυτών να ισούται με την ενέργεια της γραμμής La (10.3 eV).

4. Σκέδαση και απορρόφηση ακτινοβολίας από σκόνη

Η συνεχής ακτινοβολία προέρχεται επίσης και από σκέδαση της ακτινοβολίας του κεντρικού αστεριού των ΠΝ από τους κόκκους σκόνης που περιέχονται στα κελύφη. Οι κόκκοι αυτοί απορροφούν την υπεριώδη και

οπτική ακτινοβολία του αστέρα, θερμαίνονται και την επανεκπέμπουν στην υπέρυθη περιοχή του φάσματος.

Λόγω της μεγάλης ποσότητας He στα ΠΝ, το συνεχές φάσμα ενισχύεται από την ακτινοβολία συνεχούς των He I και He II, τα οποία προέρχονται από ελεύθερη –

δέσμια εκπομπή λόγω επανασύνδεσης ελεύθερων ηλεκτρονίων με ιόντα He και ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή λόγω μη ελαστικής κρούσεως ελεύθερων ηλεκτρονίων με ιόντα He⁺ και He⁺⁺.

1.2.2.3 Κεντρικά αστέρια των ΠΝ

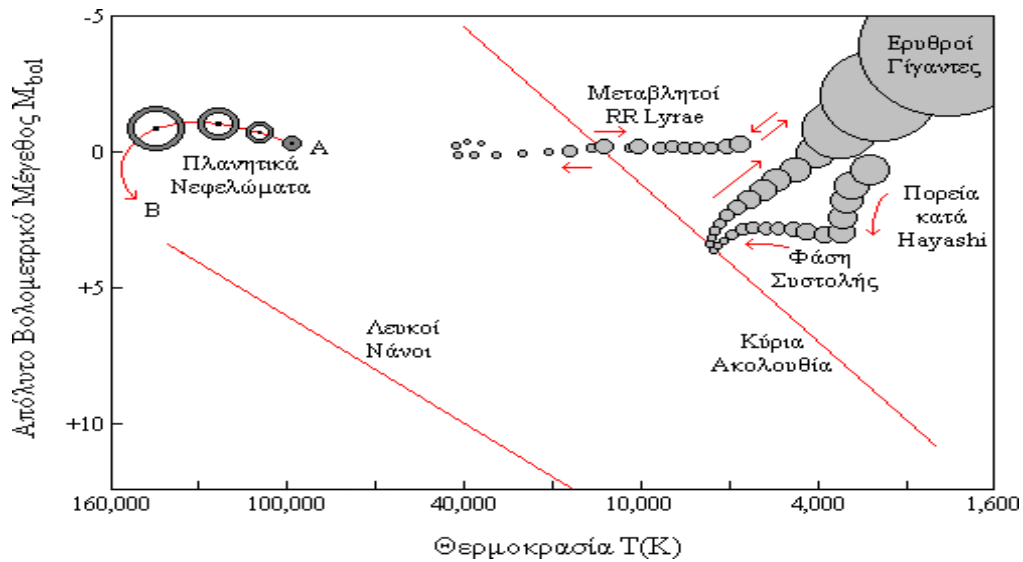
Τα ΠΝ, όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενη παράγραφο, προκύπτουν από αστέρια μικρής και μεσαίας μάζας ($1-8 M_{\odot}$). Οι αφθονίες του He και N στα ΠΝ συνδέονται άμεσα με την μάζα και την ηλικία των προγενέστερων αστεριών. Οι πυρήνες των ΠΝ είναι αστέρες κυρίως τύπου O ή B και πιο σπάνια τύπου W (Wolf-Rayet), οι οποίοι εκπέμπουν το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας τους στο υπεριώδες μέρος του φάσματος. Η ενεργός θερμοκρασία στην επιφάνεια τους κυμαίνεται από 2.5×10^4 K έως 3×10^5 K.

Οι αστέρες φασματικού τύπου O έχουν στο φάσμα τους ασθενείς γραμμές H, το οποίο λόγω της πολύ θερμής φωτόσφαιράς τους είναι σχεδόν πλήρως ιονισμένο. Περιέχουν επίσης, γραμμές εκπομπής ή απορρόφησης απλά ιονισμένου He και ισχυρό συνεχές στο υπεριώδες (Shu 1991). Οι αστέρες W είναι ουσιαστικά αστέρες τύπου O υψηλής ενεργούς θερμοκρασίας με ισχυρές γραμμές εκπομπής ιονισμένου He, C, O και N και χωρίζονται σε δύο υποκατηγορίες τους WN και WC, οι οποίες αναφέρονται σε αστέρια πλούσια σε N και C αντίστοιχα (Γούδης 1991).

Η θέση των πυρήνων των ΠΝ στο διάγραμμα HR³ (Hertzsprung-Russell) βρίσκεται μεταξύ των ερυθρών γιγάντων και των λευκών νάνων (εικόνα 1.3). Η πορεία της εξέλιξής τους στο διάγραμμα HR μπορεί να καθοριστεί με την εύρεση της ηλικίας των ΠΝ.

Από την ηλικία των ΠΝ και τη θέση των πυρήνων τους στο διάγραμμα HR συνάγεται ότι η εξελικτική πορεία των πυρήνων ακολουθεί τη διεύθυνση AB (εικ. 1.3), όπου ταυτόχρονα το κέλυφος διαστέλλεται. Κατά την φάση της διαστολής του κελύφους, η πυκνότητα της μάζας του γίνεται όλο και πιο αραιή, με αποτέλεσμα να μην μπορεί πλέον να προσδιορισθεί οπτικά. Αυτή είναι η φάση κατά την οποία το κεντρικό αστέρι μεταβαίνει στην φάση του λευκού νάνου. Ο χρόνος που απαιτείται για μια τέτοια εξέλιξη είναι της τάξεως των 3.5×10^4 ετών (Γούδης 1991).

³ Για μελέτες πάνω στο θέμα αυτό, δημοσιεύσεις των Pottasch & Acker 1989, Pottasch 1988, Pottasch 1984, Schönberner 1981, Gathier & Pottasch 1989.



Εικόνα 1.3 Εξελικτική πορεία των Πλανητικών Νεφελωμάτων στο διάγραμμα HR (Hertzsprung-Russell). Η πορεία κατά Hayashi και η φάση συστολής αντιστοιχούν στα στάδια σχηματισμού ενός αστέρα χαμηλής και ενδιάμεσης μάζας έως ότου εισέλθει στη φάση της Κύριας Ακολουθίας. Ακολουθούν τα επόμενα εξελικτικά στάδια όπου ο αστέρας διογκώνεται σε ερυθρό γίγαντα, κατόπιν σχηματίζει ΠΝ και, μετά από μερικά δισεκατομμύρια έτη ζωής, καταλήγει στη φάση του λευκού νάνου (Γούδης 1991).

Οι μάζες του κεντρικού και του προγενέστερου αστεριού των ΠΝ, συνδέονται με τον λόγο της αφθονίας He/H και N/O (Iben & Renzini 1983). Η εμπειρική σχέση που συνδέει τον λόγο N/O με την μάζα του κεντρικού αστεριού δίνεται από την παρακάτω τύπο :

$$M_c = a + b \times \log(N/O) + c \times \log(N/O)^2 \quad (1.1)$$

όπου

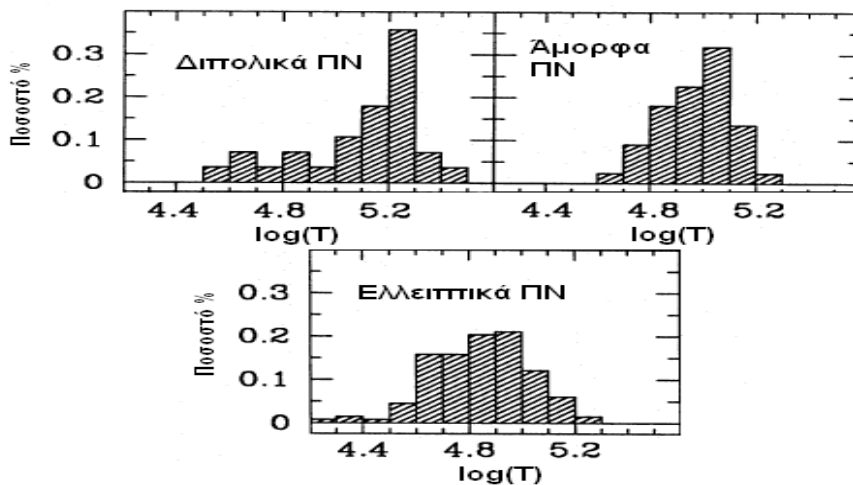
- M_c είναι η μάζα του κεντρικού αστεριού (M_\odot)
- $a=0.689$, $b=0.056$ και $c=0.036$ για την περίπτωση $-1.2 \leq \log(N/O) < -0.26$
- $a=0.825$, $b=0.936$ και $c=1.439$ για την περίπτωση $\log(N/O) \geq -0.26$

Η μάζα του κεντρικού αστεριού M_f έχει άμεση σχέση και με την αρχική μάζα του προγενέστερου αστεριού M_i και η εμπειρική σχέση που τα συνδέει δίνεται παρακάτω (Williams 2006):

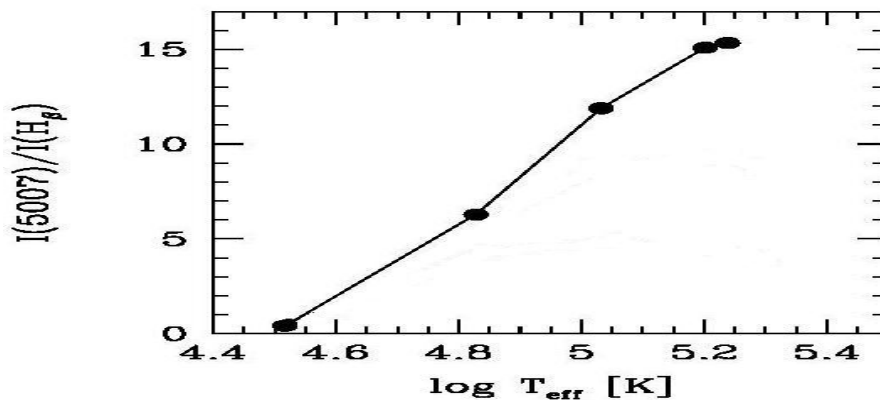
$$M_f = (0.132 \pm 0.017) \times M_i + (0.33 \pm 0.07) \quad (1.2)$$

Η ενεργός θερμοκρασία των κεντρικών αστεριών των ΠΝ είναι αρκετά σημαντική παράμετρος αφού από αυτήν εξαρτάται ο βαθμός διέγερσης των ατόμων του νεφελώματος. Έχει βρεθεί ότι τα κεντρικά αστέρια των ΠΝ, ανάλογα με την μορφολογία του νεφελώματος εμφανίζουν διαφορετική ενεργός θερμοκρασία. Στην περίπτωση των διπολικών και άμορφων ΠΝ εμφανίζουν ενεργό θερμοκρασία γύρω στα $\log(T)=5.2$, ενώ στα ελλειπτικά και στα σημειακά ΠΝ εμφανίζουν πιο ομαλή κατανομή με πιο πιθανή τιμή γύρω στις $\log(T)=4.8$ (Corradi & Schwarz 1995). Γενικότερα, το εύρος των τιμών της ενεργούς θερμοκρασίας κυμαίνεται μεταξύ 4.4 και 5.4 (εικ 1.4).

Η ενεργός θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού έχει άμεση σχέση με τον βαθμό ιονισμού του νεφελώματος, όπως επίσης και με τη ένταση των γραμμών εκπομπής. Έχει βρεθεί ότι υπάρχει μία σύνδεση μεταξύ της ενεργούς θερμοκρασίας του κεντρικού αστεριού και της έντασης της γραμμής εκπομπής του διπλά ιονισμένου οξυγόνου (κανονικοποιημένη ως $F(H\beta)=100$; Stanghellini et al. 2003). Η εικόνα 1.5 δείχνει τη σχέση που ακολουθεί η ένταση της γραμμής εκπομπής $[O III] 5007 \text{ \AA}$ σε σχέση με την ενεργό θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού.



Εικόνα 1.4 Η κατανομή της ενεργής θερμοκρασίας των κεντρικών άστρων των ΠΝ για διαφορετικούς μορφολογικούς τύπους (Corradi & Schwarz 1995).

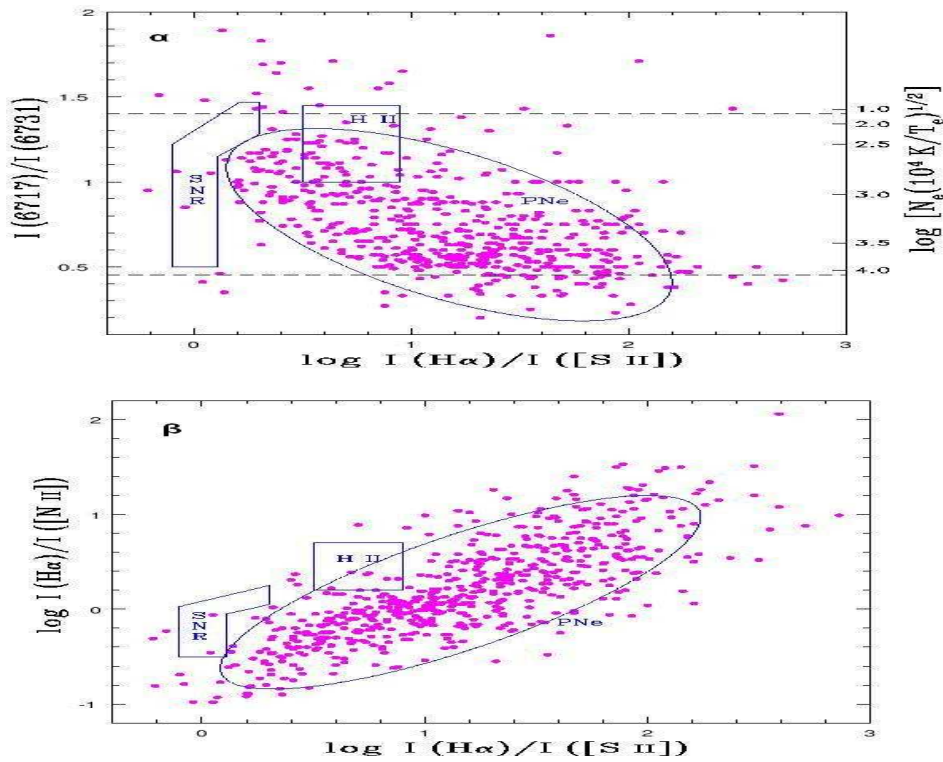


Εικόνα 1.5 Η ένταση της γραμμής εκπομπής του διπλά ιονισμένου οξυγόνου (κανονικοποιημένο ως προς $I(H\beta)$) ως προς την ενεργό θερμοκρασία των κεντρικών αστεριών των ΠΝ (Stanghellini et al. 2003).

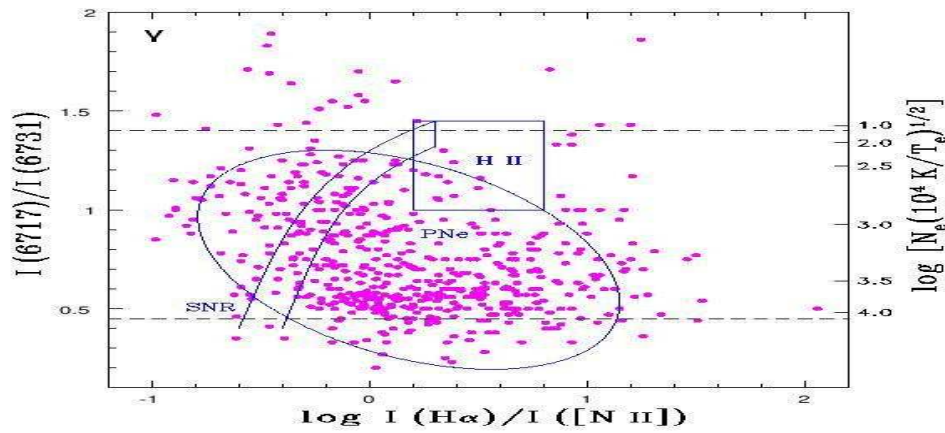
1.2.2.4 Διαχωρισμός των ΠΝ από άλλα αντικείμενα

Οι περιοχές Η ΙΙ (περιοχές ιονισμένου Η), τα αντικείμενα Herbig – Haro⁴ (HH objects) και τα υπολείμματα υπερκαινοφανών (supernova remnants - SNR) είναι αντικείμενα που έχουν αρκετά παρόμοια χαρακτηριστικά με τα ΠΝ, οπότε και πρέπει να διαχωρίζονται προτού μελετηθούν. Για αυτόν τον λόγο έχουν αναπτυχθεί κάποια κριτήρια διαχωρισμού των αντικειμένων (Acker et al. 1992, Riesgo & Lopez 2006). Ένα από τα κριτήρια είναι οι λόγοι $[S \text{ II}]/H\alpha$ και $[N \text{ II}]/H\alpha$, οι οποίοι έχουν συγκεκριμένες τιμές για κάθε ένα από τα παραπάνω αντικείμενα. Για παράδειγμα, στα υπολείμματα υπερκαινοφανών και στα αντικείμενα Herbig – Haro οι γραμμές εκπέμπονται λόγω κρουστικών διεγέρσεων και όχι φωτό-ιονισμού όπως στα ΠΝ ή στις περιοχές Η ΙΙ, με αποτέλεσμα ο λόγος $[S \text{ II}]/H\alpha$ να παίρνει τιμή μεγαλύτερη ή ίση με το 0.4, ενώ στην περίπτωση των ΠΝ είναι μικρότερος του 0.4. Τα παρακάτω διαγράμματα (1.6α, 1.6β και 1.6γ) βασίστηκαν σε ένα δείγμα 623 ΠΝ (Acker et al 1992) και παρουσιάζουν τα διαγνωστικά που έχουν προκύψει για τον διαχωρισμό των ΠΝ από τις περιοχές ΙΙ και τα υπολείμματα υπερκαινοφανών αστέρων. Από τα διαγνωστικά αυτά διαγράμματα, συμπεραίνουμε ότι υπάρχει μία μικρή επικάλυψη μεταξύ των ΠΝ και των περιοχών Η ΙΙ στα δύο πρώτα διαγράμματα, ενώ στο τρίτο υπάρχει μεγάλη επικάλυψη με τα υπολείμματα υπερκαινοφανών αστέρων (Riesgo & Lopez 2006).

⁴ Τα αντικείμενα Herbig-Haro είναι μικρά νεφελώματα αμυδρώς ορατά στο οπτικό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, και παρατηρούνται κοντά σε περιοχές δημιουργίας αστεριών.



Εικόνα 1.6α και 1.6β Διαγνωστικά διαγράμματα μεταξύ $\log(\text{Ha}/[\text{S II}])$ και του λόγου των γραμμών του S και $\log(\text{Ha}/[\text{S II}])$ με $\log(\text{Ha}/[\text{N II}])$ (Riesgo & Lopez 2006)



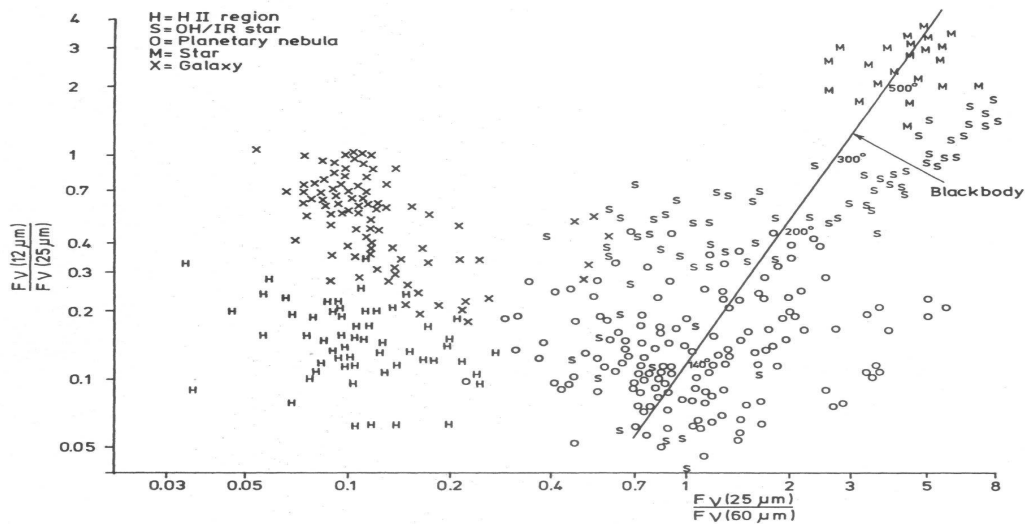
Εικόνα 1.6γ Διαγνωστικό διάγραμμα μεταξύ $\log(\text{Ha}/[\text{N II}])$ και του λόγου των γραμμών του S II (Riesgo & Lopez 2006)

Ένα επιπλέον κριτήριο για τον διαχωρισμό των ΠΝ προκύπτει από την υπέρυθη περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Συγκεκριμένα, οι λόγος της

πυκνότητας ροής στα υπέρυθρα μήκη κύματος των 12, 25 και 60 μm παίρνουν συγκεκριμένες τιμές στα ΠΝ (Pottasch 1987).

$$\frac{F_v(12 \mu\text{m})}{F_v(25 \mu\text{m})} \leq 0.35 \quad \text{και} \quad \frac{F_v(25 \mu\text{m})}{F_v(60 \mu\text{m})} \geq 0.3$$

Η εικόνα 1.7 δείχνει το εύρος των τιμών που παίρνουν οι παραπάνω λόγοι για κάθε ένα από τα προηγούμενα αντικείμενα. Είναι προφανές πως τα παραπάνω κριτήρια δεν είναι πάντοτε αρκετά ακριβή, ώστε να δώσουν αναμφίβολους διαχωρισμούς των αντικειμένων.



Εικόνα 1.7 Διάγραμμα χρώματος – χρώματος: λόγοι πυκνοτήτων ροής από τον κατάλογο σημειακών πηγών του αστρονομικού δορυφόρου υπέρυθρου - IRAS, για διάφορα είδη αντικειμένων: με H συμβολίζονται οι περιοχές H II, με S τα OH/IR άστρα, με O τα πλανητικά νεφελώματα, με M τα άστρα ενώ με X οι γαλαξίες. Κάθε ένα από τα παραπάνω είδη αντικειμένων καταλαμβάνει μια συγκεκριμένη περιοχή στο διάγραμμα, με ορισμένες επικαλύψεις (Pottasch 1987).

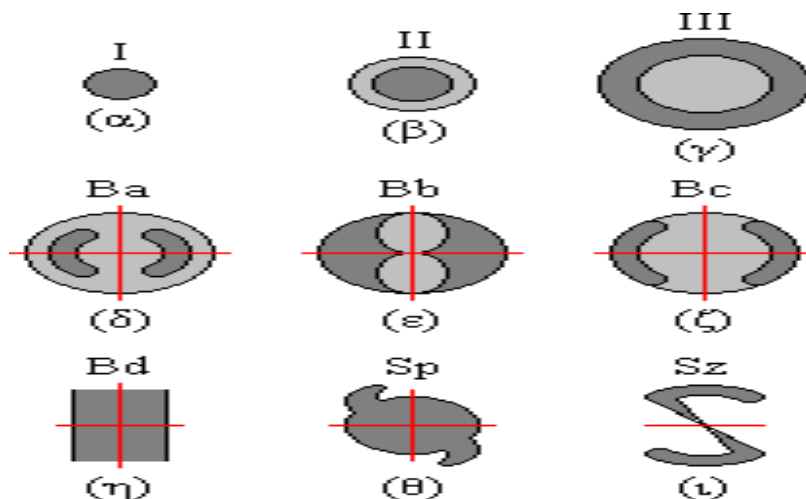
Τις περισσότερες φορές τα ΠΝ συγχέονται με μικρές περιοχές H II. Τόσο ένα ΠΝ όσο και μια περιοχή H II αποτελούνται από ένα κέλυφος H, το οποίο ιονίζεται από ένα θερμό αστέρι. Παρά τις ομοιότητες μεταξύ των δύο τύπων νεφελωμάτων υπάρχουν ορισμένες παρατηρησιακές διαφορές, όπως: α) Η μορφολογία των ΠΝ είναι συνήθως πιο συμμετρική από αυτή των περιοχών H II, β) τα ΠΝ απαντώνται απομονωμένα το ένα από το άλλο αλλά και από άλλα μεσοαστρικά νέφη και αστρικά σμήνη και γ) έχουν επίσης πολύ μικρότερη μάζα αερίου (περίπου $0.2 M_{\odot}$) από ότι οι περισσότερες περιοχές H II (Snyder, Γούδης 1991). Αν και τα οπτικά φάσματα των δύο τύπων

νεφελωμάτων είναι παρόμοια, μιας και αποτελούνται κυρίως από λαμπρές γραμμές εκπομπής, όπως αυτές των σειρών Balmer H, και τις απαγορευμένες γραμμές ιονισμένου O και N, η διαφορά έγκειται στο κεντρικό αστέρι, το οποίο είναι θερμότερο στο ΠN από αυτό μιας περιοχής H II. Η υψηλότερη ενεργός θερμοκρασία οδηγεί και σε ιόντα υψηλότερου βαθμού ιονισμού, όπως το απλά ιονισμένο νέο (Ne II) και το απλά ιονισμένο ήλιο (He II), τα οποία υπάρχουν στα κελύφια των ΠN (Γούδης 1991), ενώ δεν παρατηρούνται στα φάσματα των περιοχών H II.

Τα ραδιοφωνικά και υπέρυθρα φάσματα ενός ΠN μοιάζουν με αυτά των περιοχών H II. Οι ελεύθερες – ελεύθερες εκπομπές ενισχύουν ένα ραδιοσυνεχές και κόκκοι σκόνης απορροφούν τα υπεριώδη και οπτικά φωτόνια από το αστέρι επανεκπέμποντας στα υπέρυθρα μήκη κύματος. Ωστόσο, οι συμπαγείς περιοχές H II είναι πιο ισχυρές ραδιοπηγές από τα ΠN (Γούδης 1991).

1.2.2.5 Μορφολογική ταξινόμηση των ΠN

Σχεδόν όλα τα ΠN έχουν συμμετρική δομή. Οι διαφορές στη μορφολογία των ΠN οφείλονται κυρίως στον τρόπο με τον οποίο το αέριο του κελύφους διαχύθηκε αρχικά από το κεντρικό αστέρι στον μεσοαστρικό χώρο και επίσης η αλληλεπίδραση του με την μεσοαστρική ύλη. Άλλοι παράγοντες που επηρεάζουν την μορφολογία των ΠN είναι η ταχύτητα περιστροφής του αστεριού, η πίεση της ακτινοβολίας του, το μαγνητικό του πεδίο.



Εικόνα 1.8 Μορφολογικοί τύποι των ΠN: α) πλανητοειδή, β) διπλού κελύφους, γ) δακτυλιοειδή, δ) διπολικά 1^{ης} κατηγορίας, ε) 2^{ης} κατηγορίας, ζ) 3^{ης} κατηγορίας, η) ορθογώνια διπολικά, θ) σπειροειδή, ι) νεφελώματα Z (Γούδης 1991).

Η μορφολογική ταξινόμηση των ΠΝ περιλαμβάνει, εκτός από τα συνήθη δακτυλιοειδή νεφελώματα, τα πλανητοειδή, τα διπλού κελύφους, τα διπολικά των οποίων η μορφή οφείλεται σε μαγνητικά πεδία, τα σπειροειδή και τα νεφελώματα σχήματος Z. Στο πλαίσιο 1.1 συνοψίζονται οι μορφολογικοί τύποι των ΠΝ οι οποίοι φαίνονται και στην εικόνα 1.8.

Πλαίσιο 1.1 Μορφολογική ταξινόμηση Πλανητικών Νεφελωμάτων

I. Πλανητοειδή: Αποτελούνται από κέλυφος δισκοειδούς μορφής, η επιφάνεια του οποίου χαρακτηρίζεται από την ίδια λαμπρότητα (εικόνα 1.8α). Χαρακτηρίζονται από μικρές διαστάσεις (τόσο φαινόμενες όσο και απόλυτες).

II. Διπλού κελύφους: Χαρακτηρίζονται από δακτύλιο που περιβάλλει τον αρχικό δίσκο (εικόνα 1.8β) και αποτελούν την αμέσως επόμενη εξελικτική φάση ενός ΠΝ (I→II).

III. Δακτυλιοειδή: Σχηματίζουν ένα δακτύλιο μόνο (εικόνα 1.8γ) και αποτελούν την αμέσως επόμενη φάση στην εξέλιξη των ΠΝ (I→II→III).

Ba, Bb, Bc Διπολικά (1ης, 2ας και 3ης κατηγορίας): Έχουν διπολική μορφή, η οποία οφείλεται στην ύπαρξη μαγνητικών πεδίων (εικόνες 1.8 δ, ε, ζ αντίστοιχα). Στη μορφή αυτή μπορεί να προστεθεί και άλλη μια κατηγορία ακραίας μορφολογικής διπολικότητας (Bd), τα ορθογώνια πλανητικά νεφελώματα (εικόνα 1.8η).

Sρ. Σπειροειδή: Χαρακτηρίζονται από σπειροειδή μορφή (εικόνα 1.8θ).

Sz. Νεφελώματα Z: Έχουν τη μορφή του γράμματος "ζήτα" (εικόνα 1.8ι).

Γούδης 1991

1.2.2.6 Τύποι ΠΝ

Ανάλογα με τη χημική τους σύσταση, τα ΠΝ χωρίζονται σε τέσσερις τύπους, οι οποίοι κατά σειρά φθίνουσας αφθονίας σε βαρέα στοιχεία είναι: I – ΠΝ πλούσια σε He και N, II – Ενδιάμεσου Πληθυσμού, III – Υψηλής ταχύτητας και IV – Πληθυσμός Άλως – ΠΝ, στο επίπεδο του δίσκου με μεγάλο εύρος ταχυτήτων χωρίς συγκεκριμένα κριτήρια για την αφθονία των στοιχείων(πίν 1.2).

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.2 Ταξινόμηση Πλανητικών Νεφελωμάτων

Τύποι ΠΝ	He/H ^a	log(N/O) ^a	ε(N) ^b	z ^γ kpc	Δv (km/s)
Τύπος I	≥0.125	≥-0.30	---	<<1	<60
Τύπος IIa	<0.125	≥-0.60	≥8.0	<1	<60
Τύπος IIb	<0.125	≤-0.60	<8.0	<1	<60
Τύπος III	---	---	---	≥1	≥60
Τύπος IV	---	---	---	>>1	≥100
Τύπος V	---	---	---	<1.3	μεγάλο εύρος

^a Chiappini & Maciel (1994), ^b ε(X)=Log(X/H)+12, ^γ Maciel (1992)

Τα ΠΝ τύπου I παρουσιάζουν υψηλή αφθονία σε N, εξαιρετικά νηματοειδή δομή ενώ ο λόγος He/H είναι μεγαλύτερος ή ίσος με 0.125. Ωστόσο τα περισσότερα ΠΝ ανήκουν στη δεύτερη κατηγορία (τύπος II) και έχουν προέλθει από αστέρια μεσαίας μάζας. Τα ΠΝ τύπου II χωρίζονται επίσης σε δύο επιπλέον υποκατηγορίες IIa και IIb, όπου η κύρια διαφορά μεταξύ τους είναι η αφθονία N, η οποία είναι υψηλότερη στα τύπου IIa ΠΝ.

Από παρατηρήσεις Γαλαξιακών ΠΝ έχει διαπιστωθεί πως υπάρχει συσχέτιση μεταξύ της χημικής τους σύστασης, του πληθυσμιακού τους τύπου και της γαλαξιακής τους τροχιάς (Kaler 1970). Σύμφωνα με τη διαφορά μεταξύ της ακτινικής ταχύτητας (Δv) ενός ΠΝ που θα αναμενόταν βάσει μιας απολύτως κυκλικής κίνησης γύρω από το Γαλαξιακό κέντρο και της ακτινικής ταχύτητας που παρατηρείται στην πραγματικότητα, ο Kaler (1970) όρισε ως ΠΝ τύπου III εκείνα τα αντικείμενα που έχουν $|\Delta v| > 60 \text{ kms}^{-1}$ ή το ύψος τους από το Γαλαξιακό επίπεδο είναι $|z| \geq 1.0 \text{ kpc}$. Τα πλανητικά νεφελώματα τύπου IV ορίζονται ως εκείνα τα αντικείμενα με $|\Delta v| > 100 \text{ kms}^{-1}$ ενώ βρίσκονται σε απόσταση από το γαλαξιακό επίπεδο πολύ μεγαλύτερο από 1 kpc. Τέλος, τα ΠΝ τύπου V εμφανίζουν πολύ μεγάλο εύρος στην διαφορά της ακτινικής ταχύτητας (Δv) και απόσταση από το γαλαξιακό επίπεδο μικρότερη από 1.3 kpc.

1.2.2.7 Τάξεις διέγερσης

Για να ταξινομηθούν τα φάσματα των ΠΝ σύμφωνα με το επίπεδο διέγερσης τους, ορίστηκαν τάξεις διέγερσης (Kohoutek 2001). Οι τάξεις διέγερσης προκύπτουν από τους λόγους των εντάσεων διαφόρων γραμμών εκπομπής, όπως π.χ. ο λόγο της έντασης της γραμμής επανασύνδεσης He II 4686 Å προς την ένταση της γραμμής επανασύνδεσης Hβ, δηλαδή $I(\text{He II } 4686 \text{ \AA})/I(\text{H}\beta)$. Τα κριτήρια, βάσει των οποίων

ορίζονται οι τάξεις διέγερσης παρουσιάζονται στον πίνακα 1.3 (Feast 1968). Επίσης η τάξη διέγερσης ενός ΠΝ καθορίζεται και από την ενεργό θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού (Webster 1976).

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.3 Τάξεις διέγερσης ΠΝ

Τάξη ιέγερσης		Κριτήρια	
	0	$H\beta \gg N_2$	
	1	$H\beta > N_2$	
Χαμηλή	2	$H\beta \approx N_2$	He I 4471 > He II 4686
	3	$H\beta < N_2, He > [Ne III] 3967$	
Μέτρια	4	$H\beta \ll N_2, He \ll [Ne III] 3967$	
	5	$H\beta \gg He II 4686$	
	6	$H\beta > He II 4686$	
Υψηλή	7	$H\beta$ ελαφρώς ισχυρότερη από	He I 4471 < He II 4686
	8	$H\beta \approx He II 4686$	
	9	$H\beta < He II 4686$	

Feast 1968

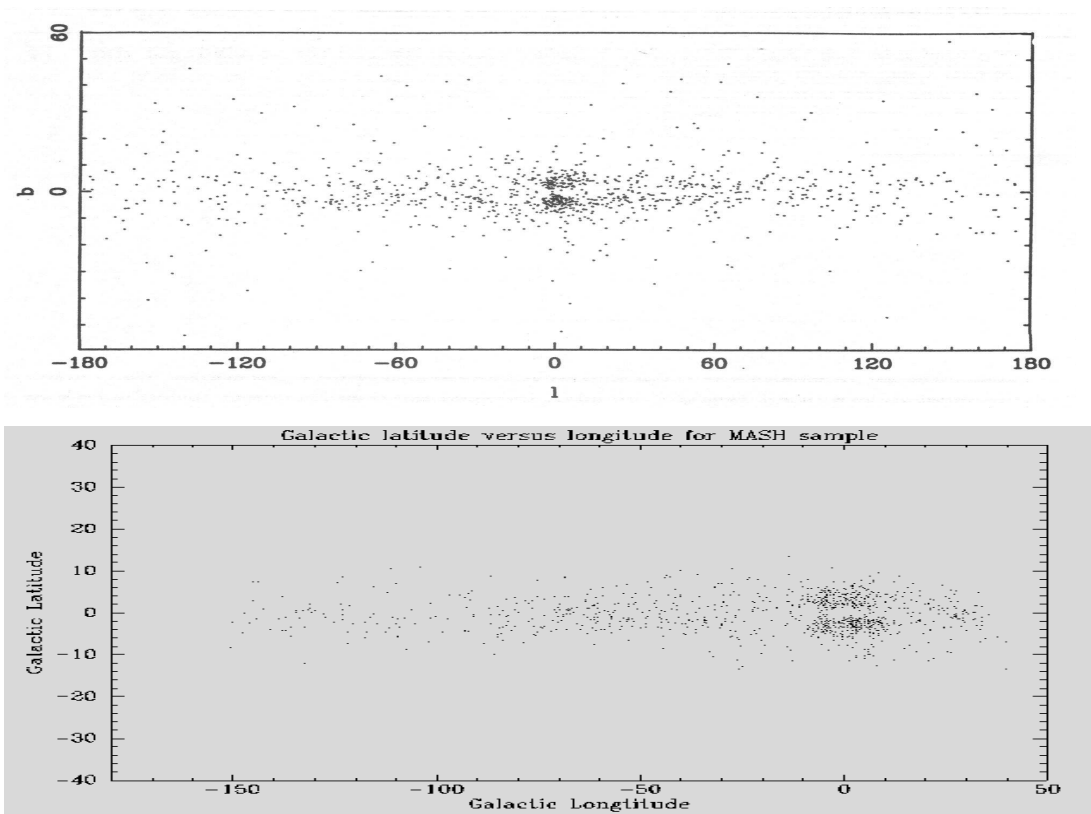
1.2.3 Στατιστική των ΠΝ

1.2.3.1 Κατανομές των ΠΝ στους γαλαξίες

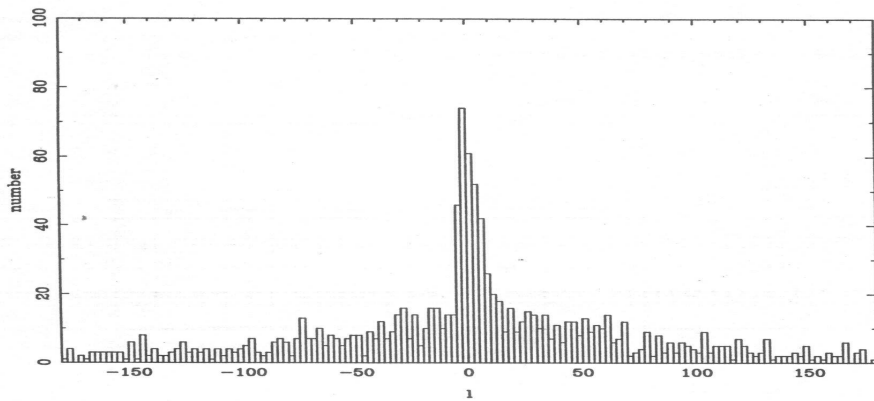
Τα ΠΝ δεν είναι πολυάριθμα στο Γαλαξία (Durand et al. 1998). Αν και το πλήθος τους είναι πολύ αβέβαιο (van de Steene 1995), εκτιμάται ότι είναι περισσότερα από 10.000 και λιγότερα από 100.000 (Beaulieu et al. 1999, Pottasch 1992, Philips, 1989). Περίπου 500 ΠΝ έχουν ανακαλυφθεί στο Γαλαξιακό σφαιροειδές (Parker et al. 2001b), ενώ περίπου 3400 σε όλο τον Γαλαξία (Acker et al. 1992, 1996; Kohoutek 2001; Carpellaro et al. 2001; Parker2005; Jacoby & van de Steene 2004). Πολλές έρευνες έχουν γίνει τελευταία για την ανακάλυψη νέων πλανητικών νεφελωμάτων στο Γαλαξία (Acker et al. 1992, 1996; Boumis et al. 2003, 2006; Jacoby & van de Steene 2004; Parker et al. 2005) χρησιμοποιώντας γραμμές εκπομπής $H\alpha$, $[O III]$ και $[S III]$.

1.2.3.2 Γαλαξιακή κατανομή των ΠΝ

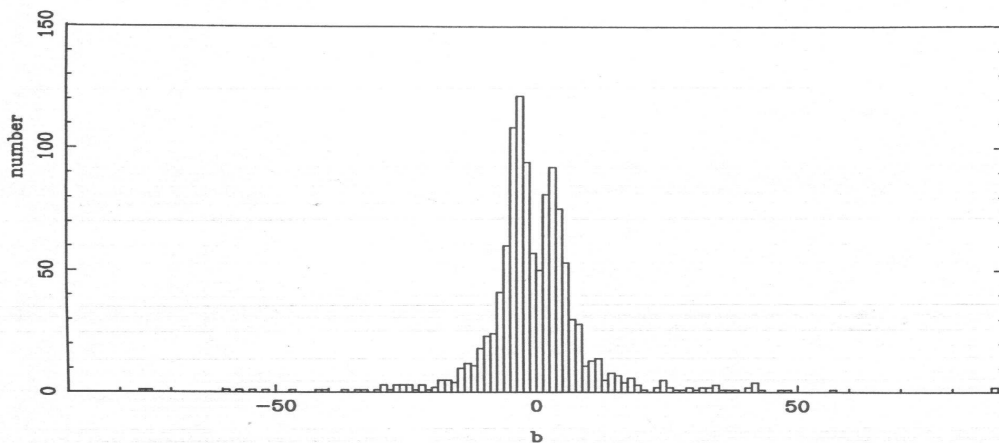
Όσον αφορά την κατανομή τους στο Γαλαξία, τα ΠΝ συγκεντρώνονται κυρίως στο Γαλαξιακό επίπεδο και προς την κατεύθυνση του Γαλαξιακού κέντρου, με μια εμφανή ωστόσο έλλειψη αντικειμένων πολύ κοντά στο Γαλαξιακό επίπεδο. Αυτό προκύπτει από τα ισχυρά φαινόμενα διαστρικής εξασθένησης της έντασης της ακτινοβολίας του φωτός στην περιοχή αυτή (Pottasch 1992), όπου πολλά ΠΝ παραμένουν στην "αφάνεια" στα οπτικά μήκη κύματος λόγω αυτής της εξασθένησης. Επομένως, εάν θέλουμε να ανιχνεύσουμε ΠΝ που "χάνονται" λόγω της εξάλειψης από την σκόνη, πρέπει να γίνει ανίχνευση σε μεγαλύτερα μήκη κύματος, όπου η εξασθένηση της έντασης του φωτός δεν αποτελεί περιοριστικό παράγοντα.



Εικόνα 1.9 Κατανομή Γαλαξιακών ΠΝ σε Γαλαξιακές συντεταγμένες. Παρατηρείται έντονη συγκέντρωση αντικειμένων προς την κατεύθυνση του Γαλαξιακού κέντρου και ασθενέστερη πλησίον του Γαλαξιακού μήκους $l = -75^\circ$ (Carina), $l = -30^\circ$ (Norma), $l = 36^\circ$ (Scutum), και $l = 55^\circ$ (Sagittarius). Υπάρχει επίσης έλλειψη νεφελωμάτων πλησίον του Γαλαξιακού πλάτους $b = 0^\circ$, κάτι που επιβεβαιώνει την ισχυρή διαστρική εξάλειψη στην κατεύθυνση του Γαλαξιακού κέντρου α) (Acker et al. 1992) β) (Parker 2005)



Εικόνα 1.10 Ιστόγραμμα Γαλαξιακών ΠΝ ως προς το Γαλαξιακό μήκος. Παρατηρείται έντονη συγκέντρωση αντικειμένων προς την κατεύθυνση του Γαλαξιακού κέντρου και ασθενέστερες πλησίον στο $l = -75^\circ$ (Carina), $l = -30^\circ$ (Norma), $l = 36^\circ$ (Scutum), και $l = 55^\circ$ (Sagittarius). (Acker et al. 1992).



Εικόνα 1.11 Ιστόγραμμα ΠΝ ως προς το Γαλαξιακό πλάτος, όπου είναι εμφανής η διαστρική εξάλειψη στην κατεύθυνση του Γαλαξιακού κέντρου (Acker et al. 1992).

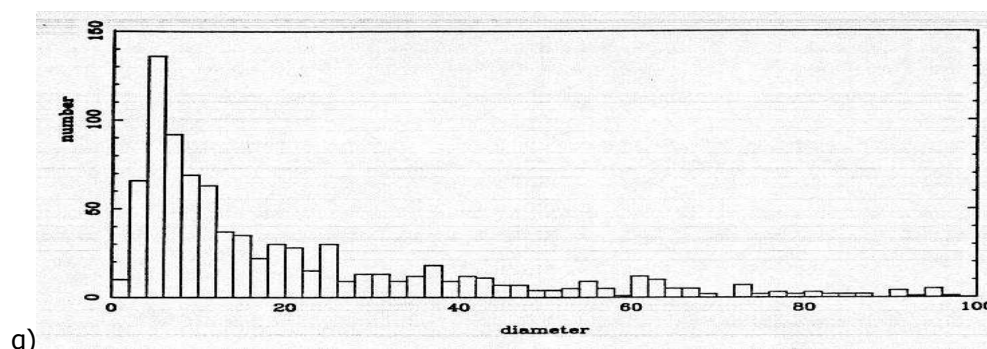
Η κατανομή των ΠΝ ως προς τις Γαλαξιακές τους συντεταγμένες παρουσιάζεται στις εικόνες 1.9, 1.10 και 1.11, επιβεβαιώνοντας πως ανήκουν στο δίσκο του Γαλαξία, με μια εμφανώς ισχυρή συγκέντρωση προς το Γαλαξιακό σφαιροειδές (Acker et al. 1992, Parker 2005).

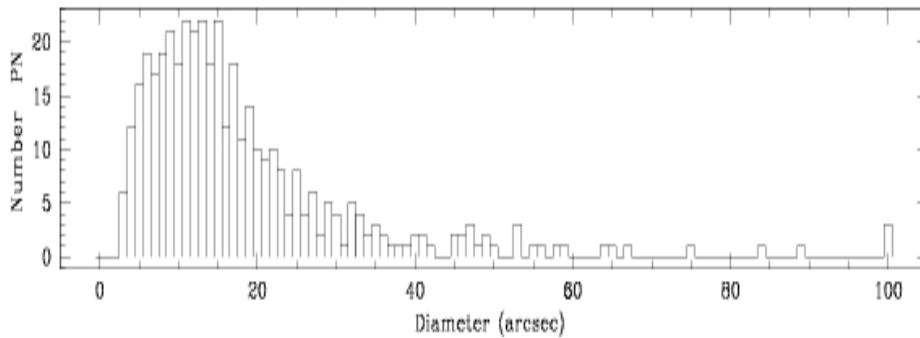
Η κατανομή είναι σχετικά συμμετρική, ωστόσο, διακρίνονται ορισμένες ασθενέστερες συγκεντρώσεις κατά μήκος σπειροειδών βραχιόνων πλησίον στο $l = -75^\circ$ (Carina), $l = -30^\circ$ (Norma), $l = 36^\circ$ (Scutum), και $l = 55^\circ$ (Sagittarius). Είναι επίσης ευδιάκριτο το φαινόμενο της διαστρικής εξάλειψης στην κατεύθυνση του Σφαιροειδούς, καθώς παρατηρείται έλλειψη ΠΝ, σε σχέση με την υπόλοιπη κατανομή

(Acker et al. 1992). Η κατανομή των ΠΝ ως προς τις γαλαξιακές συντεταγμένες είναι διαφορετική εάν λάβουμε υπόψη την μορφολογία τους. Το μέσο Γαλαξιακό πλάτος ($\langle b \rangle$) για τα ελλειπτικά ΠΝ είναι 7, για τα σφαιρικά ή κυκλικά 12 και για τα διπολικά 3. Επίσης το μέσο γαλαξιακό ύψος βρέθηκε $\langle z \rangle = 308$ pc, $\langle z \rangle = 753$ pc και, αντιστοίχως, $\langle z \rangle = 179$ pc για τα ελλειπτικά, τα κυκλικά και τα διπολικά. Η διαφορά στο γαλαξιακό ύψος των ΠΝ έγκειται στο ότι τα προγενέστερα αστέρια είναι διαφορετικού αστρικού πληθυσμού και ακολουθούν διαφορετική εξελικτική πορεία. Σύμφωνα με τους Miller & Scalo (1979) τα προγενέστερα αστέρια με $\langle z \rangle = 300$ pc έχουν μάζα $< 1.0 M_{\odot}$. Για $\langle z \rangle = 150$ pc η μάζα είναι $> 1.5 M_{\odot}$ ενώ για $\langle z \rangle = 230$ pc και $\langle z \rangle = 110$ pc η μάζα των προγενέστερων αστεριών είναι $> 1.2 M_{\odot}$ και $> 1.9 M_{\odot}$ αντιστοίχως (Manchado et al. 2000, Garcia-Segura et al. 2002).

1.2.3.3 Γωνιακά μεγέθη των ΠΝ

Η κατανομή των Γαλαξιακών ΠΝ ως προς τις γωνιακές τους διαμέτρους (εικόνες 1.12α & 1.12β) δείχνει μια ισχυρή συγκέντρωση μεταξύ 4 και 12 δευτερολέπτων της μοίρας (arcsec), λόγω της συγκέντρωσης τους στην κατεύθυνση του σφαιροειδούς, σε απόσταση 8 ± 1 kpc (Acker et al. 1992, Parker 2005). Θα πρέπει να σημειωθεί πως η κατανομή αυτή περιλαμβάνει περισσότερα νεαρά ΠΝ, τα οποία, επειδή βρίσκονται σε πρώιμο εξελικτικό στάδιο, έχουν μικρή ακτίνα και είναι πιο λαμπρά και, επομένως, ορατά σε μεγάλες αποστάσεις. Ο μικρός αριθμός ΠΝ με μεγάλα γωνιακά μεγέθη οφείλεται στο ότι έχουν πιο αμυδρή επιφανειακή λαμπρότητα οπότε και είναι δύσκολη η ανίχνευσή τους σε μεγάλες αποστάσεις.



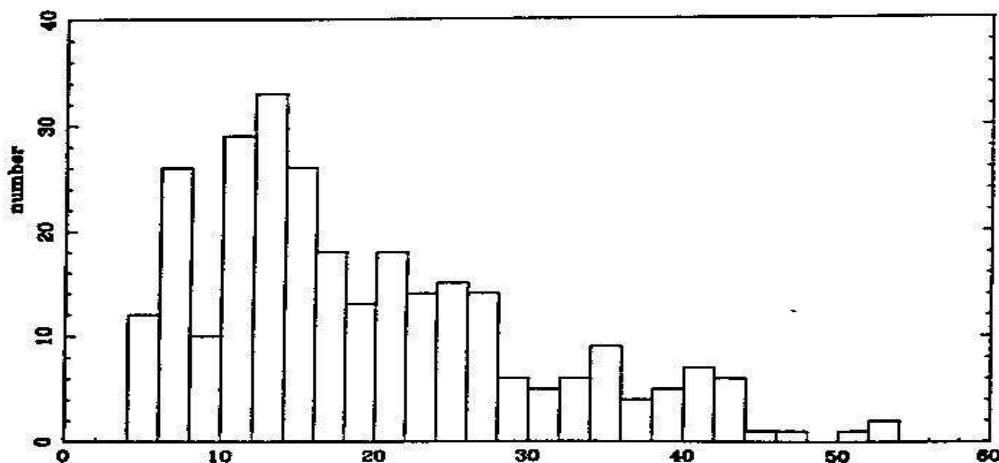


β)

Εικόνα 1.12 Ιστόγραμμα γωνιακών διαμέτρων Γαλαξιακών ΠΝ (περιορισμένο σε 100"). Υπάρχει μια ισχυρή συγκέντρωση μεταξύ 4 και 12 arcsec, λόγω της συγκέντρωσης των ΠΝ στην κατεύθυνση του Σφαιροειδούς α) (Acker et al. 1992) β) (Parker 2005)

1.2.3.4 Ταχύτητες διαστολής

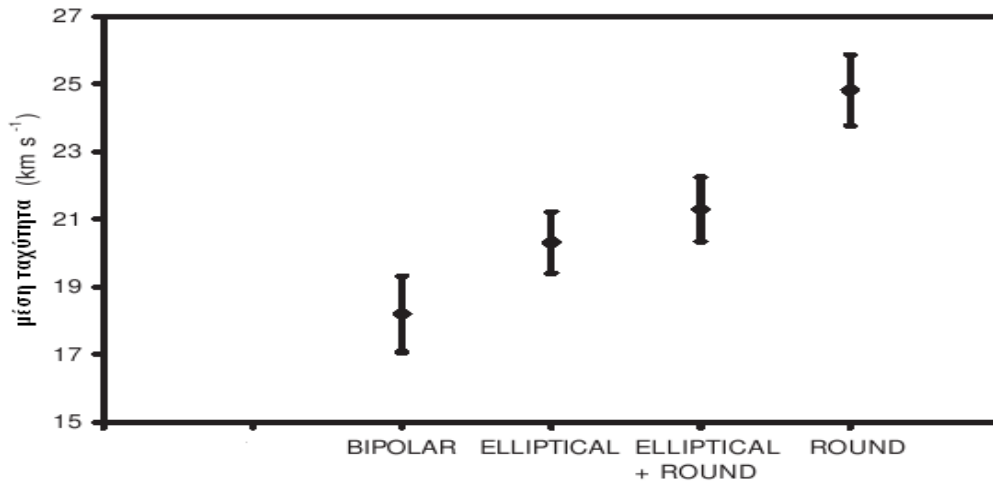
Στην εικόνα 1.13 παρουσιάζεται η κατανομή 284 ΠΝ (Acker et al. 1992) ως προς την ταχύτητα διαστολής τους, η οποία παρουσιάζει ένα μέγιστο γύρω από τα 14 km sec⁻¹. Η ταχύτητα διαστολής του κελύφους εξαρτάται τόσο από την ταχύτητα εκτίναξης του αερίου και των ανέμων από το κεντρικό αστέρι όσο και από την αλληλεπίδραση του υλικού με το διαστρικό μέσο.



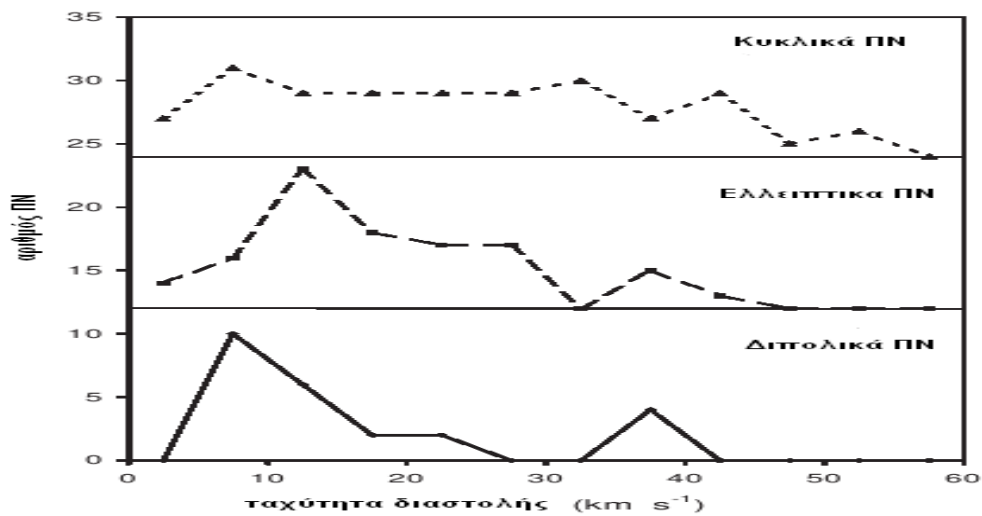
Εικόνα 1.13 Ιστόγραμμα ταχύτητας διαστολής 284 Γαλαξιακών ΠΝ, όπου παρατηρείται ένα μέγιστο γύρω από την ταχύτητα των 14 km sec⁻¹ (Acker et al. 1992).

Η ταχύτητα διαστολής των ΠΝ έχει μελετηθεί και ως προς την μορφολογία τους. Τα διπολικά και ελλειπτικά ΠΝ εμφανίζουν ένα μέγιστο στα 10 km sec⁻¹ ενώ τα σφαιρικά ΠΝ εμφανίζουν πιο ομαλή κατανομή από 10 έως 40 km sec⁻¹. Επίσης τα σφαιρικά ΠΝ εμφανίζουν υψηλότερη μέγιστη ταχύτητα διαστολής σε σχέση με τους

άλλους δύο μορφολογικούς τύπους (εικ 1.14 και 1.15). Το εύρος των ταχυτήτων που καλύπτουν τα κυκλικά ΠΝ είναι από 0 έως 50 km s^{-1} , τα ελλειπτικά από 0 έως 30 km s^{-1} , ενώ τα διπολικά από 0 έως 20 km s^{-1} (Phillips 2002).



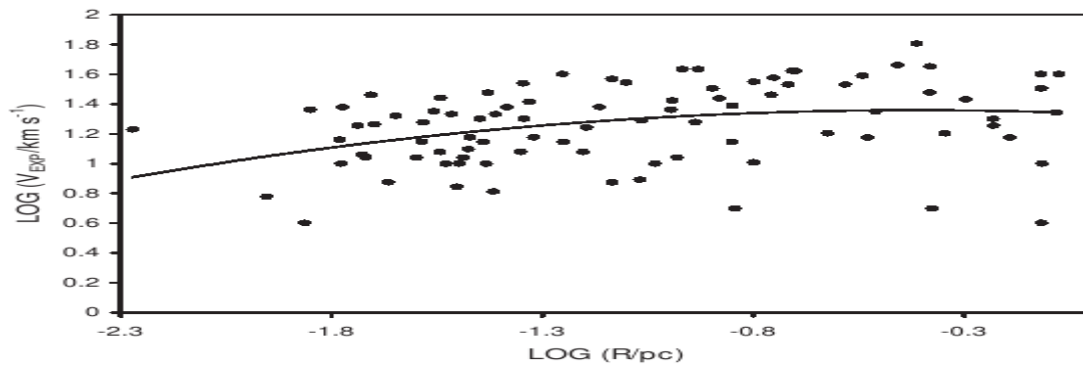
Εικόνα 1.14 Μέση τιμή της ταχύτητας διαστολής για διαφορετικούς μορφολογικούς τύπους ΠΝ



Εικόνα 1.15 Συχνότητα της ταχύτητας διαφυγής των ΠΝ για διαφορετικούς μορφολογικούς τύπους

Επιπλέον, η ταχύτητα διαστολής έχει μελετηθεί, χρησιμοποιώντας το διπλά ιονισμένο οξυγόνο, ως προς την ακτίνα των ΠΝ και βρέθηκε ότι αυξάνει συναρτησίως της ακτίνας τους (Phillips 2002). Τα αποτελέσματα όμως δεν είναι αρκετά αξιόπιστα για τον λόγο ότι ο υπολογισμός της ακτίνας των ΠΝ βασίζεται πρώτα στον

υπολογισμό της απόστασης του ΠΝ, ενώ η διασπορά των ταχυτήτων είναι αρκετά μεγάλη.



Εικόνα 1.16 Διάγραμμα ταχύτητας διαστολής ($[O III]$) συναρτήσει την ακτίνας των ΠΝ. Η καμπύλη είναι μία προσαρμογή συνάρτησης δευτέρας τάξεως.

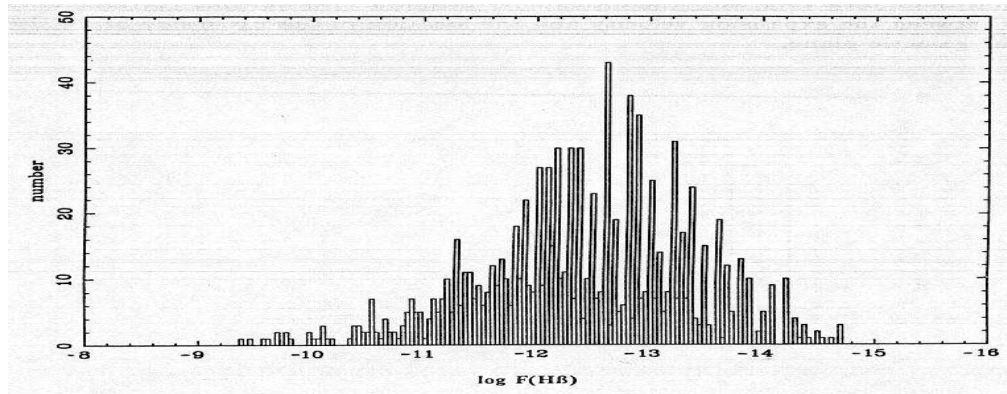
1.2.3.5 Φασματική ενέργεια των ΠΝ

Στις εικόνες που ακολουθούν, παρουσιάζεται η κατανομή Γαλαξιακών ΠΝ ως προς τις ροές ακτινοβολίας στην γραμμή εκπομπής Ηβ και στα ραδιοκύματα (συγκεκριμένα στο μήκος κύματος των 6 εκ.). Επίσης, δίνονται τα διαγράμματα χρώματος – χρώματος, ως προς τις υπέρυθρες ροές στα 12, 25 και 60 μm , οι οποίες προέκυψαν από μετρήσεις του IRAS (Acker et al. 1992). Συγκεκριμένα, στις εικόνες 1.17 και 1.18 παρουσιάζονται οι κατανομές των ρών στην γραμμή Ηβ (γνωστές για 991 ΠΝ) και στα 6 cm (γνωστές για 665 ΠΝ), αντίστοιχα. Οι αμυδρότερες παρατηρούμενες ροές εκπέμπονται από τα πιο μακρινά νεφελώματα που ανήκουν στο Γαλαξιακό σφαιροειδές (βλ. εικ. 1.19).

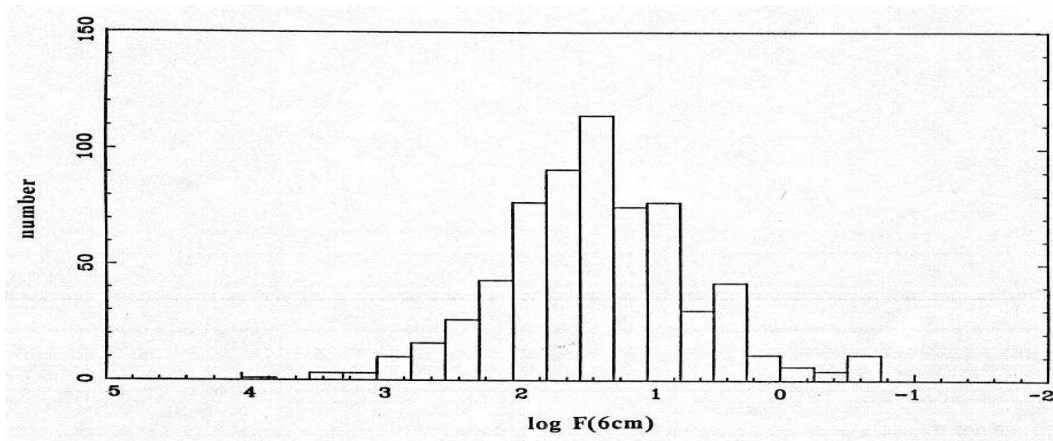
Η ροή ενέργειας στην γραμμή επανασύνδεσης Ηβ συνδέεται με την ροή ενέργειας στα 6 cm με την σχέση $F(6\text{cm})=3.67 \times 10^9 F(\text{H}\beta)$ (Pottasch 1984), όπου οι ροές στα ραδιοκύματα εκφράζονται σε Jy , και οι ροές στην Ηβ σε mWm^{-2} . Στην εικόνα 1.20, η σχέση αυτή αναπαρίσταται από μια ευθεία γραμμή, πάνω από την οποία βρίσκονται τα περισσότερα ΠΝ. Οι ροές στα υπέρυθρα μήκη κύματος των 12, 25 και 60 μm που έχουν μετρηθεί από τον IRAS είναι γνωστές για 788 ΠΝ. Η εικόνα 1.21 δείχνει το διάγραμμα χρώματος – χρώματος, για τις 463 πηγές, από αυτές που δίνουν καλή ποιότητα μέτρησης ρών ακτινοβολίας σε αυτά τα μήκη κύματος.

Η διαφορά χρώματος μεταξύ των 25 και 60 μm εμφανίζει μία εξάρτηση ως προς την ακτίνα των ΠΝ. Όσο μεγαλύτερη είναι η ακτίνα, δηλαδή όσο περισσότερο

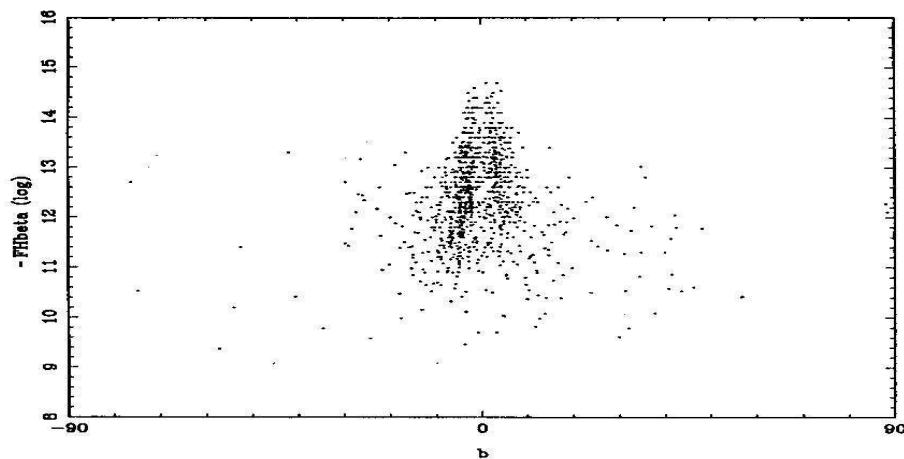
έχει εξελιχθεί το ΠΝ στο χρόνο, τόσο μεγαλύτερη είναι και η διάφορα $F_{25}-F_{60}$ (εικ 1.22).



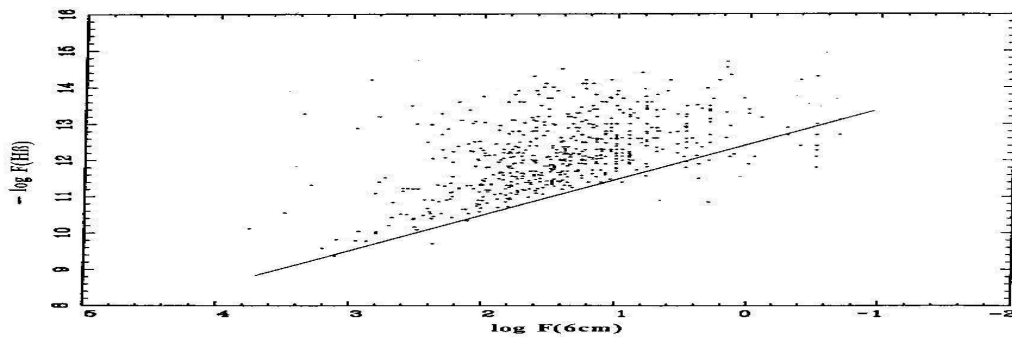
Εικόνα 1.17 Ιστόγραμμα (λογαριθμικό) της παρατηρηθείσας ροής στη γραμμή εκπομπής Ηβ (σε mW/m^2) για 991 Γαλαξιακά ΠΝ (Acker et al. 1992).



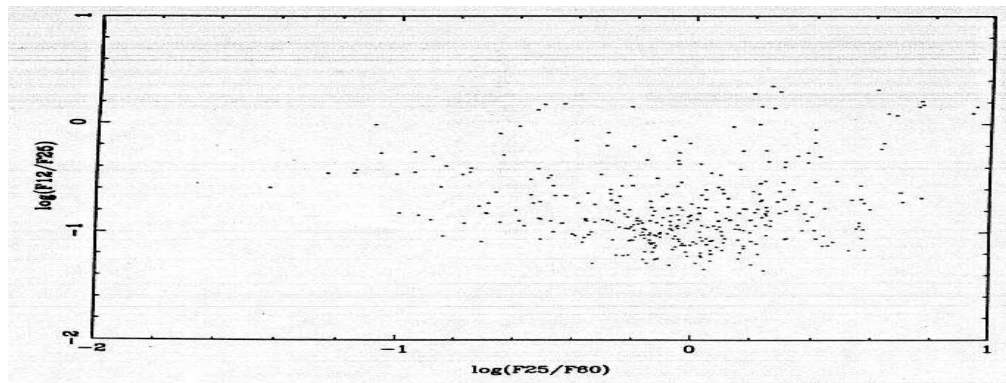
Εικόνα 1.18 Ιστόγραμμα (λογαριθμικό) της παρατηρηθείσας ροής στα 6 cm (σε mJy) για 655 Γαλαξιακά ΠΝ (Acker et al. 1992).



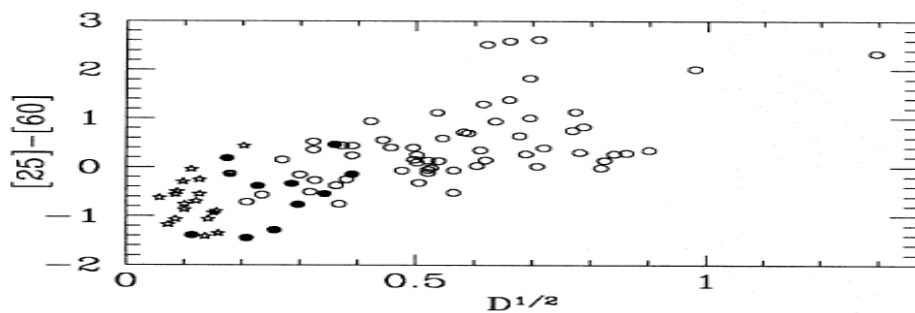
Εικόνα 1.19 Ροές Ηβ (σε mW/m^2) Γαλαξιακών ΠΝ ως προς το γαλαξιακό πλάτος (Acker et al. 1992).



Εικόνα 1.20 Σχέση μεταξύ της παρατηρηθείσας ροής στη γραμμή Ηβ (σε mW/m²) και της ροής στα 6 cm (σε mJy) για Γαλαξιακά ΠΝ. Η ευθεία γραμμή αναπαριστά τη θεωρητική σχέση (Pottasch 1984) μεταξύ των δύο ροών (Acker et al. 1992).



Εικόνα 1.21 Διάγραμμα χρώματος-χρώματος του IRAS Γαλαξιακών ΠΝ με καλές ποιότητες μέτρησης ροών (Acker et al. 1992).



Εικόνα 1.22 Διάγραμμα χρώματος συναρτήσει της ακτίνας των ΠΝ

1.2.3.6 Αφθονία (abundances) των στοιχείων στα ΠΝ

Τα ΠΝ, όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενη παράγραφο, προκύπτουν από αστέρια μικρής και μεσαίας μάζας, ενώ είναι επίσης οι βασικοί τροφοδότες του μεσοαστρικού χώρου με στοιχεία όπως He, N, C και διάφορων στοιχείων της s – διαδικασίας (Ratag 1990). Το πλήθος των ΠΝ και οι μάζες των κελυφών τους

καθορίζουν την ποσότητα του εμπλουτισμένου αστρικού υλικού που επιστρέφεται στο γαλαξία (van de Steene 1995).

Ο υπολογισμός της αφθονίας των στοιχείων στα ΠΝ μπορεί να γίνει είτε από τις γραμμές εκπομπής των φασμάτων τους είτε χρησιμοποιώντας μοντέλα φωτοϊονισμού. Επίσης έχει αναπτυχθεί μια εμπειρική σχέση για την διόρθωση της αφθονίας των στοιχείων λόγω των αμυδρών γραμμών που δεν παρατηρούνται στα φάσματα. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιεί συντελεστές διόρθωσης ιονισμού (ionization correction factors ICF's) και βασίζεται σε ένα ζεύγος τιμών για την πυκνότητα και την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων. Οι Alexander και Balick (1997) χρησιμοποιώντας την παραπάνω μέθοδο, έδειξαν ότι το σφάλμα στον υπολογισμό της αφθονίας του He, O και N είναι <5% και για το Ne, S και τον Ar <25%.

Η αφθονία των στοιχείων στα ΠΝ, ορίζεται ως η ποσότητα του εκάστοτε στοιχείου ως προς τον συνολική ποσότητα του H ($\epsilon(X)=\log(X/H)$, όπου $X=He, N, O, S, Ne$). Πολλές στατιστικές έρευνες έχουν γίνει στα ΠΝ σχετικά με την αφθονία διαφόρων στοιχείων τους όπως He, O, N, Ne, C, S. Εκτός από τον υπολογισμό της αφθονίας σε κάθε ένα στοιχείο ξεχωριστά, έχουν μελετηθεί και οι λόγοι μεταξύ διαφόρων στοιχείων, όπως N/O, S/O, N/S, He/O κτλ. οι οποίοι μας δίνουν στοιχεία για την εξελικτική πορεία και προέλευση των ΠΝ, των προγενέστερων αστεριών τους και του ίδιου του Γαλαξία.

Ο κύριος διαχωρισμός των ΠΝ μεταξύ αυτών που βρίσκονται στο δίσκο του γαλαξία και αυτών που βρίσκονται στο γαλαξιακό σφαιροειδές έγκειται στο γεγονός ότι προέρχονται από αστέρια διαφορετικού πληθυσμού και διαφορετικής χημικής σύστασης. Οι παρακάτω πίνακες 1.4 και 1.5 δίνουν τις μέσες τιμές αφθονίας των διαφόρων στοιχείων για τα ΠΝ του δίσκου, του σφαιροειδούς και τις αντίστοιχες τιμές του Ήλιου (Chiappini 2008, Asplund 2005) ανάλογα με τον τύπο που έχουν ταξινομηθεί (βλέπε §1.2.2.5) (Maciel 1999).

Τα ΠΝ του γαλαξιακού σφαιροειδούς έχουν μεγαλύτερη μέση αφθονία O και N σε σχέση με τα ΠΝ του δίσκου, γεγονός που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι προέρχονται από αστέρια μεγαλύτερης μάζας. Τα υπόλοιπα στοιχεία εμφανίζουν σχεδόν παρόμοιες τιμές και για τις δύο κατηγορίες, καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι τα στοιχεία αυτά δεν εξαρτώνται από την εξελικτική πορεία των αστεριών, αλλά από την αφθονία του αντίστοιχου στοιχείου στο μεσοαστρικό χώρο την εποχή που δημιουργήθηκαν τα αστέρια.

Πίνακας 1.4 Μέσες τιμές της αφθονίας των στοιχείων σε ΠΝ στο δίσκο και στο σφαιροειδές.

Στοιχείο	$\langle X \rangle^a$ σφαιροειδές	$\langle X \rangle^a$ δίσκο	$\langle X \rangle^a$ Ηλιος
$\epsilon(\text{He})^a$	11.11 ^β	11.08 ^β	10.93 ^γ
$\epsilon(\text{O})$	8.57	8.51	8.66
$\epsilon(\text{N})$	8.11	7.99	7.78
$\epsilon(\text{Ne})$	7.93	7.91	7.84
$\epsilon(\text{S})$	6.79	6.67	7.14
$\epsilon(\text{Ar})$	6.34	6.26	6.18
$\epsilon(\text{Cl})$	6.22	6.27	5.50

^a $\epsilon(X)=\log[\langle X/H \rangle] + 12$, ^β Chiappini 2009, ^γ Asplund 2005

Πίνακας 1.5 Μέσες τιμές της αφθονίας των στοιχείων για ΠΝ διαφορετικού τύπου.

Τύπος	I	IIa	IIβ	III	IV	V
He	0.138	0.106	0.104	0.099	0.104	0.104
$\epsilon(\text{O})^a$	8.68	8.78	8.58	8.42	8.08	8.71
$\epsilon(\text{N})$	8.57	8.29	7.78	7.74	7.41	8.16
$\epsilon(\text{S})$	7.04	7.02	6.83	6.74	5.64	6.87
$\epsilon(\text{C})$	8.67	8.78	8.73	8.48	8.54	----
$\epsilon(\text{Ne})$	8.03	8.06	7.87	7.71	7.27	----
$\epsilon(\text{Ar})$	6.61	6.47	6.26	6.07	5.22	6.22

^a $\epsilon(X)=\log[\langle X/H \rangle] + 12$

Επίσης τα ΠΝ χωρίζονται σε τρεις επιπλέον κατηγορίες ανάλογα με την μορφολογία τους (Κυκλικά ή σημειακά- Round or point, Ελλειπτικά-Elliptical, Διπολικά-Bipolar). Έχει γίνει στατιστική μελέτη για κάθε μια κατηγορία ξεχωριστά ούτως ώστε να διαπιστωθεί αν οι αφθονίες των στοιχείων τους σχετίζονται με την μορφολογία τους. Ο παρακάτω πίνακας 1.6 δείχνει την τιμή των λόγων He/H και N/O για κάθε μία κατηγορία ξεχωριστά. Επίσης, σύμφωνα με τον παραπάνω πίνακα, τα διπολικά ΠΝ έχουν μεγαλύτερη αφθονία He και υψηλότερο λόγο N/O από τα ελλειπτικά και τα κυκλικά πλανητικά. Το συμπέρασμα στο οποίο καταλήγουμε είναι ότι τα διπολικά προέρχονται από αστέρια μεγαλύτερης μάζας σε σχέση με τις άλλες δύο ομάδες. Επίσης προκύπτει ότι η αφθονία του O παραμένει σχεδόν σταθερή και

στους 3 διαφορετικούς μορφολογικούς τύπους ΠΝ, ενώ η αφθονία του N είναι μεγαλύτερη στα διπολικά και μικρότερη στα σφαιρικά.

Πίνακας 1.6 Μέσες τιμές της αφθονίας των στοιχείων ως προς την μορφολογία.

<i>Στοιχεία</i>	<i>Κυκλικά</i>	<i>Ελλειπτικά</i>	<i>Διπολικά</i>
$\langle \epsilon(\text{He}) \rangle$	11.03±0.02	11.06±0.03	11.12±0.02*
$\langle \epsilon(\text{O}) \rangle$	8.58±0.04	8.50±0.05	8.64±0.04
$\langle \epsilon(\text{N}) \rangle$	7.91±0.09	8.02±0.16	8.59±0.06
$\langle \epsilon(\text{S}) \rangle$	6.81±0.07	6.79±0.08	6.95±0.09
$\langle \epsilon(\text{Ar}) \rangle$	6.23±0.06	6.19±0.08	6.46±0.09
$\langle \epsilon(\text{Ne}) \rangle$	7.92±0.05	7.90±0.08	8.15±0.07
$\langle \epsilon(\text{Cl}) \rangle$	5.02±0.07	5.16±0.19	5.33±0.14
$\langle \epsilon(\text{C}) \rangle$	8.72±0.11	8.78±0.12	8.67±0.17
$\langle \epsilon(\text{He}) \rangle$	0.102±0.010	0.121±0.015	0.136±0.010**
	-----	-----	0.150±0.040***

*Phillips 2003 (75 ΠΝ), **Manchado 2003 (255 ΠΝ), *** Perinotto & Corradi 1998 (15 διπολικά ΠΝ)

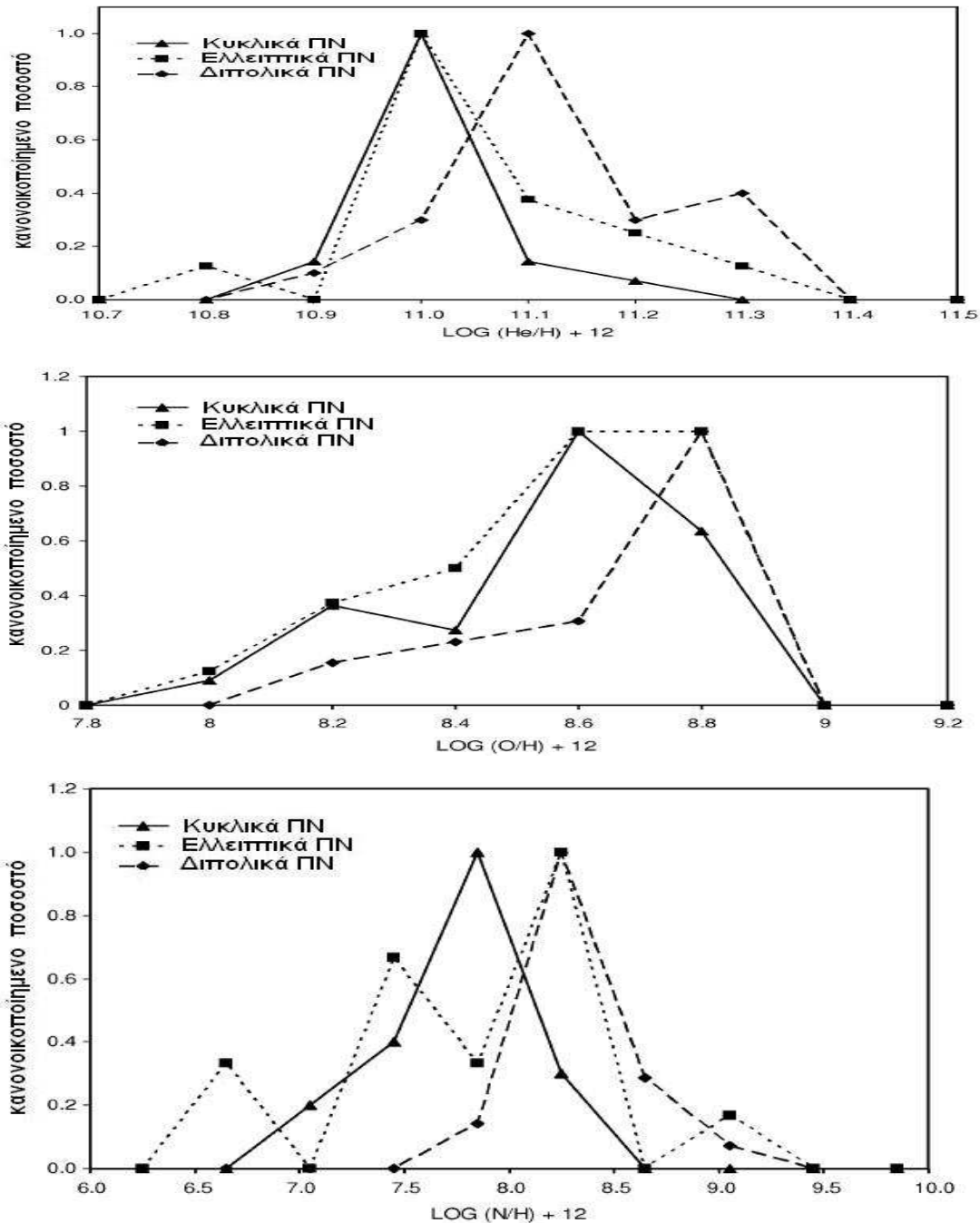
Τα παρακάτω διαγράμματα δείχνουν το κανονικοποιημένο ποσοστό των ΠΝ για κάθε τιμή αφθονίας του O, του N και του He για τους τρεις μορφολογικούς τύπους. Η αφθονία του He εμφανίζει την ίδια κατανομή για τα κυκλικά και τα ελλειπτικά με πιο πιθανή τιμή $\epsilon(\text{He})=11.00$, ενώ τα διπολικά ΠΝ έχουν την τάση να εμφανίζουν αφθονία He μεγαλύτερη από 11.00.

Η αφθονία του O είναι σχεδόν η ίδια για τα κυκλικά και τα ελλειπτικά ΠΝ και έχουν πιο πιθανή τιμή $\epsilon(\text{O})= 8.6$, ενώ στην περίπτωση των διπολικών ΠΝ, η μέση τιμή είναι $\epsilon(\text{O})= 8.8$. Επίσης πρέπει να αναφέρουμε ότι το ποσοστό των ΠΝ είναι όλο και μεγαλύτερο για μεγαλύτερη αφθονία O και για τις τρεις κατηγορίες ΠΝ.

Όσο αφορά το N, τα κυκλικά ΠΝ εμφανίζουν τιμή $\epsilon(\text{N})\sim 6.6$, τα ελλειπτικά $\epsilon(\text{N})\sim 6.3$ και τα διπολικά $\epsilon(\text{N})\sim 7.5$. Συμπερασματικά, τα "dredge-up"⁵ στάδια παίζουν

⁵ Τα dredge-up στάδια έχουν οριστεί ως 3 διαφορετικά στάδια εξέλιξης των αστεριών. Το 1^ο dredge-up στάδιο συμβαίνει σε όλα τα αστέρια με αρχική μάζα $< 2.3 M_{\odot}$, το 2^ο σε αστέρια με αρχική μάζα από 2.3 ως 8 M_{\odot} ενώ το 3^ο dredge-up στάδιο συμβαίνει κατά την διάρκεια που ένα αστέρι βρίσκεται στον ασυμπυκτικό κλάδο των γιγάντων (Renzini & Voli 1981, Iben & Renzini 1983 και Iben 1985).

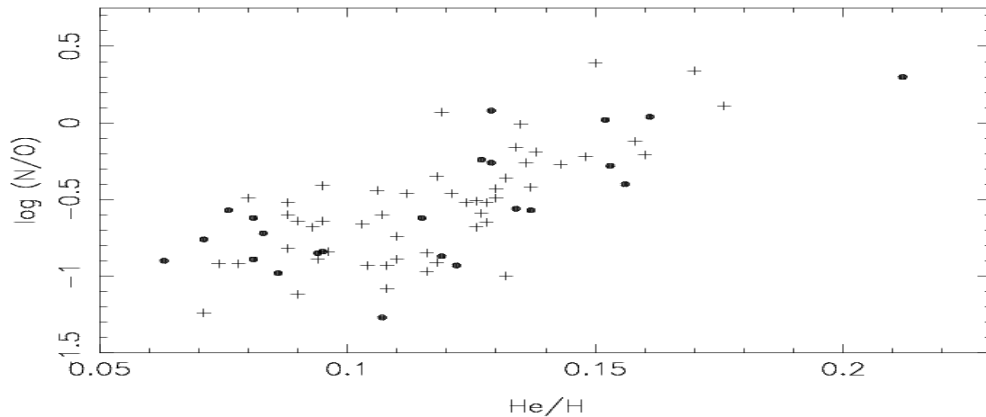
πολύ σημαντικό ρόλο στην εξελικτική πορεία των αστεριών στα διπολικά από ότι στα άλλα δύο, ενώ εμφανίζουν μέγιστη τιμή $\epsilon(N)$ στα 8.5, 9.5 και 9.5 αντίστοιχα (εικ. 1.23, Phillips 2003).



Εικόνα 1.23 Κατανομή της αφθονίας του He, O και N, για ΠΝ με διαφορετική μορφολογία (Κυκλικά, Ελλειπτικά και Διπολικά; Phillips 2003).

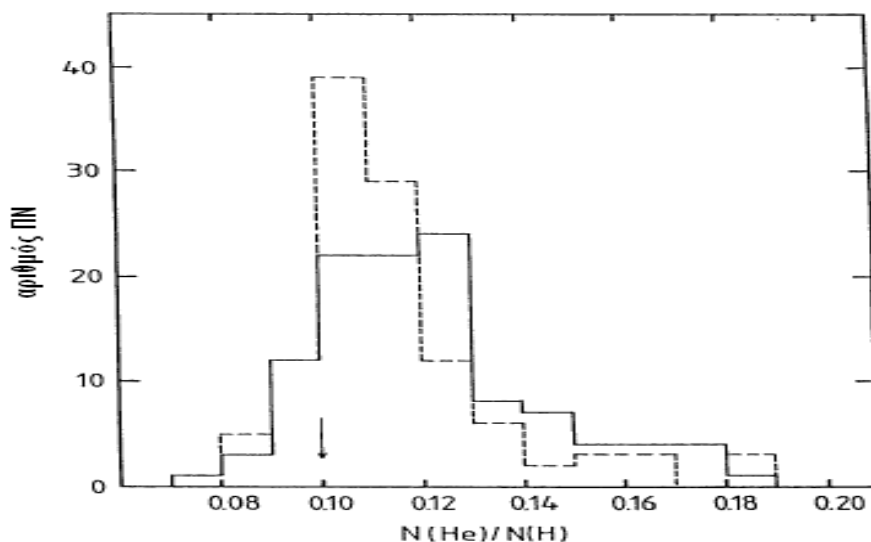
Ο λόγος N/O σχετίζεται με την μάζα του προγενέστερου αστεριού βάσει της εξίσωσης 1.1. Στην εικόνα 1.24 εμφανίζεται η σχέση εξάρτησης του λόγου N/O με

την αφθονία του He στα ΠΝ. Όσο αυξάνει η αφθονία του He, τόσο αυξάνει και ο λόγος N/O. Όπως προβλέπεται από θεωρητικά εξελικτικά μοντέλα, η αύξηση των δυο στοιχείων ταυτόχρονα εξηγείται από το 3^ο “dredge-up” στάδιο, όπου υπάρχει μεγαλύτερη παραγωγή He και N με ταυτόχρονη ελάττωση της ποσότητας C και του O. Κατά την διάρκεια του 3^{ου} “dredge-up” σταδίου, οι κύκλοι CN και ON παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο, παράγοντας περισσότερο N από την καύση του C και του O.



Εικόνα 1.24 Λόγος N/O συναρτήσει της αφθονίας του He.

Στα επόμενα τρία διαγράμματα (1.25, 1.26, 1.27) παρουσιάζονται οι κατανομές της αφθονίας των στοιχείων στα ΠΝ παρουσιάζεται (Ratag et al. 1992).

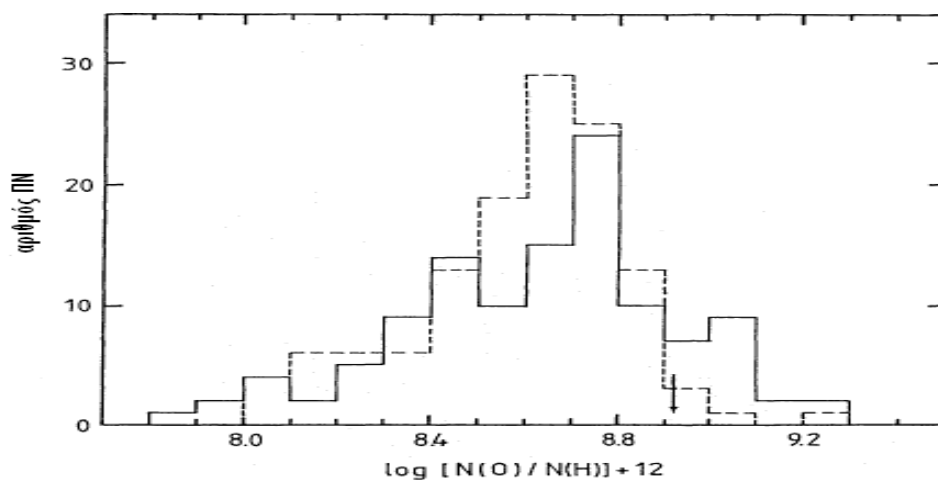


Εικόνα 1.25 Ιστογράμμο κατανομής των πλανητικών νεφελωμάτων σε σχέση με την αφθονία του He (Ratag 1992).

Η συνεχής γραμμή του ιστογράμματος αντιπροσωπεύει τα ΠΝ στο Γαλαξιακό σφαιροειδές, ενώ η διακεκομμένη γραμμή αντιπροσωπεύει τα ΠΝ στο δίσκο του

Γαλαξία (τα βελόνια υποδεικνύουν τις τιμές των στοιχείων που έχουν υπολογισθεί για τον Ήλιο).

Η αφθονία του He παίρνει τιμές μεταξύ 0.08 και 0.18 ($\epsilon(\text{He})=10.9$ και $\epsilon(\text{He})=11.26$)⁶ με πιο πιθανή τιμή 0.11 ($\epsilon(\text{He})=11.05$). Η μέση τιμή για τα ΠΝ στο Γαλαξιακό σφαιροειδές είναι υψηλότερη από αυτήν του δίσκου. Ο λόγος του σήματος προς τον θόρυβο των γραμμών του He αυξάνει αναλογικά με την ένταση των γραμμών, ενώ αντίστροφα, το σφάλμα της αφθονίας του στοιχείου μειώνεται με την αύξηση της.

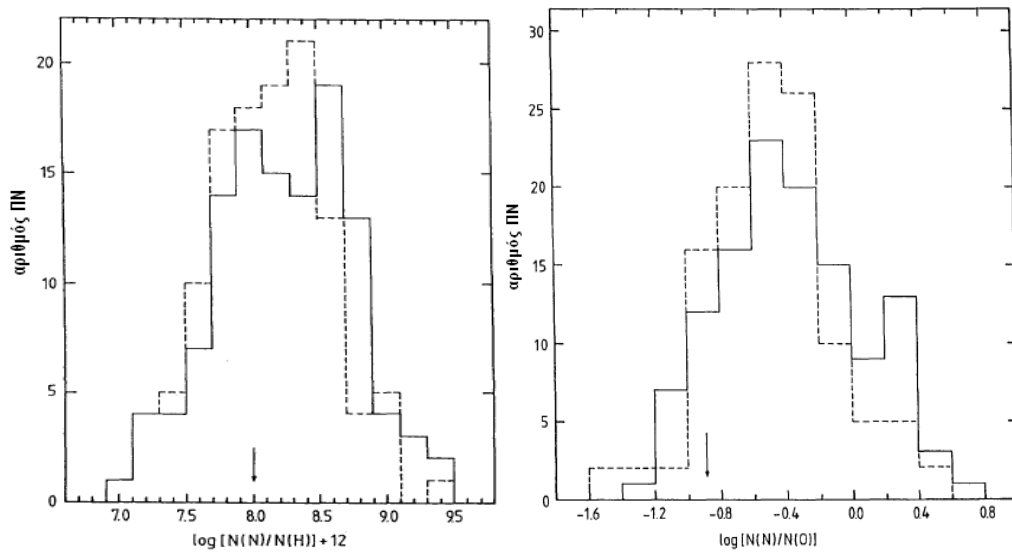


Εικόνα 1.26 Ιστογράμμο της κατανομής των ΠΝ σε σχέση με τη αφθονία του O (Ratag 1992).

Η μέση τιμή για την αφθονία του O στα ΠΝ του σφαιροειδούς είναι 20% μεγαλύτερη από αυτή του δίσκου. Επίσης παρατηρούμε ότι στις περισσότερες περιπτώσεις, είτε βρίσκονται στο σφαιροειδές είτε στο δίσκο, έχουν αφθονία O μικρότερη από εκείνη του Ήλιου. Το τυπικό σφάλμα στην αφθονία του O έχει προσδιοριστεί περίπου 30% για όλες τις τάξεις διέγερσης των ΠΝ. Παρόλα αυτά, το σφάλμα στα ΠΝ με τάξη διέγερσης μεγαλύτερη από 7 είναι μεγαλύτερο του 30%, για τον λόγο ότι οι γραμμές εκπομπής ιόντων μεγαλύτερου βαθμού ιονισμού από το O^{+2} , δεν είναι εύκολα παρατηρήσιμες.

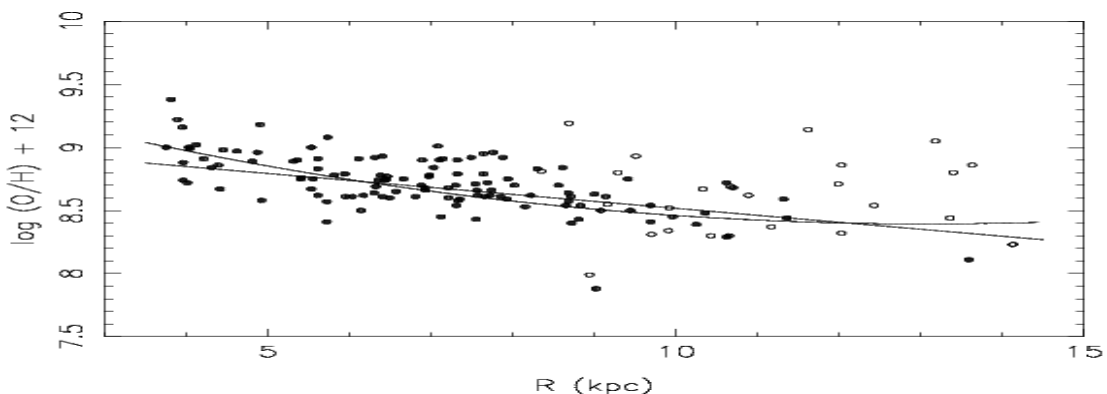
Η αφθονία του N και η τιμή του λόγου N/O προκύπτουν μεγαλύτερες για τα ΠΝ του σφαιροειδούς. Το σφάλμα στην μέτρηση της αφθονίας του N για τα μικρής, μεσαίας και υψηλής τάξεως διέγερσης ΠΝ είναι της τάξεως του 25%, 50% και 75%, αντίστοιχα.

⁶ $\epsilon(X)=\log(X/H)+12$



Εικόνα 1.27 Ιστόγραμμα της κατανομής των πλανητικών νεφελωμάτων σε συνάρτηση με την αφθονία του (α) N και (β) N/O (Ratag 1992).

Μελέτες πάνω σε αστέρια, περιοχές H II και ΠN έδειξαν πως οι αφθονίες μετάλλων μειώνονται, αυξανόμενης της απόστασης από το Γαλαξιακό κέντρο (Ratag 1990, Gehren et al. 1985, Luck 1982, Janes 1979, Pagel 1979, Peimbert & Torres-Peimbert 1977). Επίσης, παρατηρήσεις διαφόρων αντικειμένων στο Γαλαξιακό σφαιροειδές (Rich 1988, Frogel & Whitford 1987) έχουν δείξει την ύπαρξη υψηλής μεταλλικότητας. Επιπλέον, έχει βρεθεί ότι η κλίση της αφθονίας των στοιχείων είναι αρκετά επίπεδη μετά από μια απόσταση 10 kpc (Maciel & Quireza 1999). Η εικόνα 1.28 δείχνει την σχέση εξάρτησης της ποσότητας O με την απόσταση R (όπου φαίνεται ότι η ποσότητα του O είναι μεγαλύτερη κοντά στο κέντρο του Γαλαξία).



Εικόνα 1.28 Η αφθονία του O συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Γαλαξία. Γεμάτοι κύκλοι (Maciel & Quireza 1999), άδειοι κύκλοι (Costa et al 2008).

Μελετώντας την αφθονία του S έχει βρεθεί ότι τα περισσότερα ΠN έχουν μικρότερη ποσότητα σε σχέση με αυτήν στον Ήλιο, καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι είτε ο υπολογισμός της αφθονίας του S στο Ήλιο δεν είναι ακριβής και έχει υπερεκτιμηθεί, είτε ότι έχει μειωθεί η ποσότητα S στα ΠN λόγω της δημιουργίας κόκκων σκόνης όπως MgS και FeS (Pottasch & Bernard-Salas 2006). Η αβεβαιότητα στον υπολογισμό της αφθονίας του S προκύπτει γιατί δεν παρατηρούμε γραμμές εκπομπής από τα πιο σημαντικά ιόντα. Ο προσδιορισμός της ποσότητας του S γίνεται κυρίως μέσω των γραμμών εκπομπής από τα ιόντα S^{+2} και S^{+3} . Σε αρκετά ΠN όμως δεν παρατηρούνται οι γραμμές εκπομπής από το ιόν S^{+2} αλλά μόνο από το S^{+3} . Επομένως η μόνη γραμμή για τον προσδιορισμό της αφθονίας του S στα ΠN είναι η [S III] 6312 Å, η οποία δεν είναι ακριβής ή αξιόπιστη (Ratag et. al 1997) εξαιτίας των εξής παραγόντων: α) είναι αρκετά αμυδρή, β) εξαρτάται από την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων και γ) έχει μεγάλο σφάλμα στην μέτρηση της.

Ένα σημαντικό πρόβλημα που επηρεάζει σημαντικά τις γνώσεις μας γύρω από την αστρική εξέλιξη στο στάδιο των ασυμπωτικών γιγάντων, είναι ο μη ακριβής υπολογισμός της απόστασης των ΠN. Ο μη ακριβής υπολογισμός της έχει ως αποτέλεσμα, να προκύπτει μεγαλύτερο σφάλμα στον υπολογισμό άλλων παραμέτρων των ΠN, όπως η πυκνότητα των ηλεκτρονίων (n_e), η μάζα και το μέγεθος τους. Επομένως, είναι επιβεβλημένη η μελέτη ενός μεγάλου δείγματος ΠN με γνωστές αποστάσεις. Την καλύτερη δυνατή επιλογή αποτελούν τα πλανητικά νεφελώματα στο Γαλαξιακό σφαιροειδές, καθώς βρίσκονται σε παρόμοια απόσταση.

1.2.3.7 Θερμοκρασία και πυκνότητα των ηλεκτρονίων στα ΠN

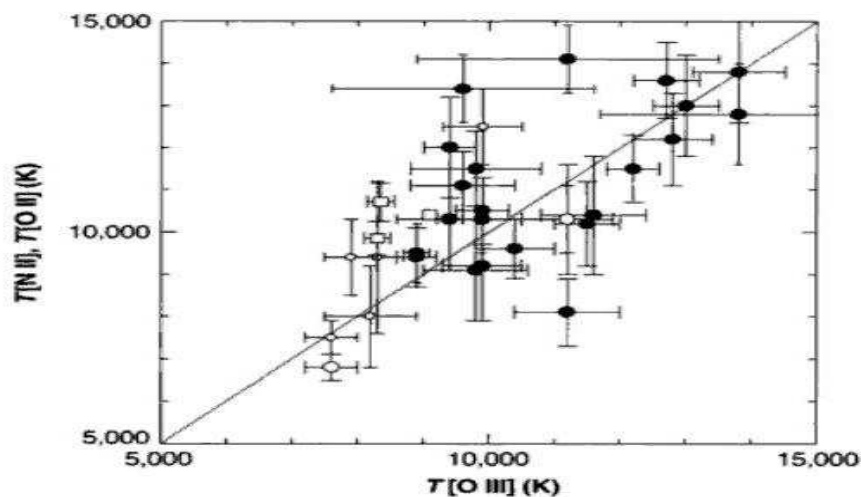
Μία πολύ σημαντική παράμετρος που επηρεάζει έμμεσα τον υπολογισμό της αφθονίας των στοιχείων στα ΠN είναι η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων T_e ⁷. Η θερμοκρασία αυτή μπορεί να προσδιοριστεί απευθείας από το φάσμα ενός ΠN, υπολογίζοντας τον λόγο συγκεκριμένων γραμμών εκπομπής. Στο πλαίσιο 1.2 δίνονται οι κυριότεροι λόγοι των γραμμών από όπου μπορεί να προσδιοριστεί η τιμή της

⁷ Τα ηλεκτρόνια των ΠN προέρχονται από τον ιονισμό κυρίως του H και He, λόγω αλληλεπίδρασης με τα φωτόνια από το κεντρικό αστέρι ($h\nu + H \rightarrow p^+ + e^-$). Το σύνολο των ηλεκτρονίων αυτών, χαρακτηρίζεται από κατανομή ταχυτήτων κατά Maxwell και από την ίδια θερμοκρασία, η οποία συμβατικά ονομάζεται ηλεκτρονιακή θερμοκρασία ή θερμοκρασία των ηλεκτρονίων.

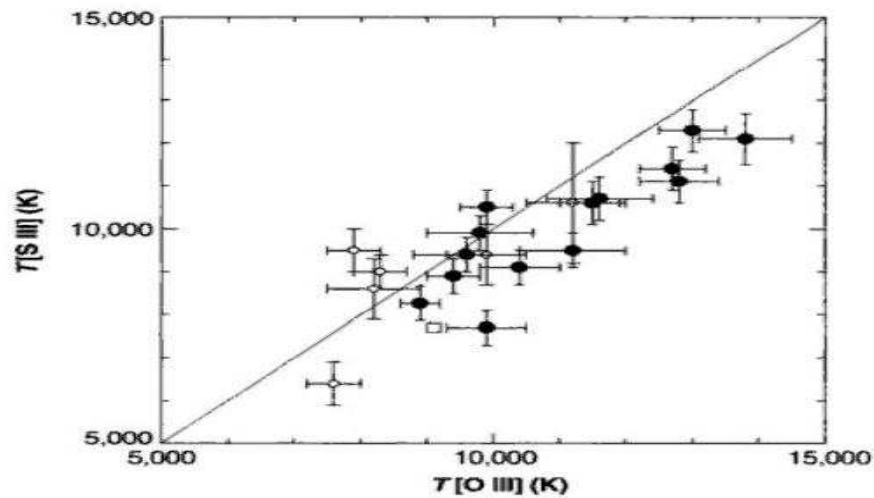
θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων στα ΠΝ ενώ στο παράρτημα Β δίνονται όλοι οι λόγοι με τους οποίους μπορούμε να υπολογίσουμε την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων.

Η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων στα ΠΝ και στις περιοχές Η ΙΙ δεν εξαρτάται από την απόσταση σε σχέση με το κεντρικό αστέρι. Αντιθέτως εξαρτάται από την επιφανειακή θερμοκρασία και την μεταλλικότητα του κεντρικού αστεριού. Επίσης καθώς η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων μειώνεται, η αφθονία του Ο αυξάνει λόγω της περαιτέρω ψύξης του ΠΝ.

Όπως φαίνεται από το πλαίσιο 1.2, ο υπολογισμός της θερμοκρασίας μπορεί να γίνει χρησιμοποιώντας ιόντα διαφορετικού βαθμού ιονισμού. Έχει βρεθεί, ότι η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων μπορεί να διαφέρει έως και 40% χρησιμοποιώντας το [O III] ή το [N II] (Pena, Stasinska & Medina 2001). Η διαφορά αυτή εξηγείται λαμβάνοντας υπόψη, ότι το κάθε στοιχείο αναφέρεται σε συγκεκριμένη περιοχή του ΠΝ λόγω της διαφορετικής ενέργειας ιονισμού και δεν αναφέρεται σε όλο το ΠΝ. Η εικόνα 1.29 παρουσιάζει την συνάρτηση της θερμοκρασίας των ΠΝ χρησιμοποιώντας [N II] ή [O II] και [O III] αντίστοιχα. Η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων μετρούμενη χρησιμοποιώντας το απλά ιονισμένο άζωτο ή το απλά ιονισμένο οξυγόνο είναι συστηματικά μεγαλύτερη από την θερμοκρασία που μετρήθηκε χρησιμοποιώντας το διπλά ιονισμένο οξυγόνο. Σε αντίθετα αποτελέσματα καταλήγουμε αν μετρήσουμε τη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων χρησιμοποιώντας το διπλά ιονισμένο θείο ή οξυγόνο, όπου προκύπτει συστηματικά υψηλότερη στην περίπτωση του διπλά ιονισμένου οξυγόνου (εικ 1.30).



Εικόνα 1.29 Η συνάρτηση της μετρούμενης θερμοκρασίας χρησιμοποιώντας το απλά ιονισμένο Ν ή Ο και το δίπλα ιονισμένο Ο (Osterbrock & Ferland 2005).



Εικόνα 1.30 Η συνάρτηση της μετρούμενης θερμοκρασίας χρησιμοποιώντας το διπλά ιονισμένο S και το δίπλα ιονισμένο O (Osterbrock & Ferland 2005).

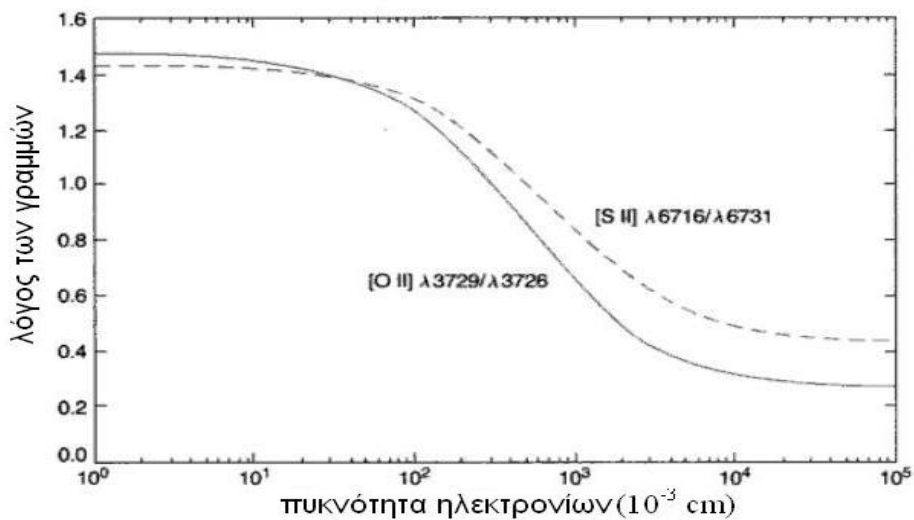
Πλαίσιο 1.2 Διαγνωστικά της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων

Ιόν	λόγος των γραμμών
[N II]	I(6548+6583) / I(5755)
[O I]	I(6300+6363) / I(5577)
[O II]	I(3726+3729) / I(7320+7330)
[O III]	I(4959+5007) / I(4363)
[Ne III]	I(3869+3969) / I(3342)
[S II]	I(6716+6731) / I(4068+4076)
[S III]	I(9069+9532) / I(6312)
[Ar IV]	I(6102+6796) / I(4511)

Οι Dopita & Sutherland (2000) χρησιμοποιώντας μοντέλα φώτο-ιονισμού έδειξαν ότι, λαμβάνοντας υπόψη το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο που συμβαίνει στους κόκκους σκόνης, προκύπτει ότι η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων είναι μεγαλύτερη από ότι θα συνέβαινε στην περίπτωση που δεν υπήρχε σκόνη.

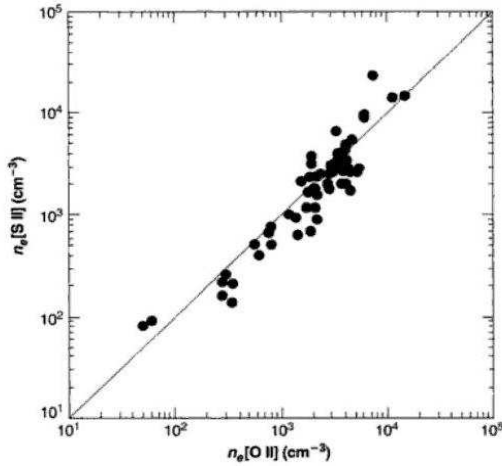
Εκτός από τον υπολογισμό της θερμοκρασίας, υπολογίζεται επίσης και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στα ΠΝ μέσω του λόγου των αντίστοιχων γραμμών

εκπομπής. Στο πλαίσιο 1.3 δίνονται οι κυριότεροι λόγοι των γραμμών από όπου μπορεί να προσδιοριστεί η τιμή της πυκνότητας των ηλεκτρονίων στα ΠΝ, ενώ στο παράρτημα Β δίνονται όλοι οι λόγοι με τους οποίους μπορούμε να υπολογίσουμε την πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Η εικόνα 1.31 δείχνει πως ο λόγος των εντάσεων των γραμμών εκπομπής των ιόντων S^{+1} και O^{+1} σχετίζεται με την πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Παρατηρούμε ότι η διαφορά στον υπολογισμό της πυκνότητας των ηλεκτρονίων μεταξύ των δύο ιόντων του S και O είναι μεγαλύτερη για μεγάλες τιμές πυκνότητας.

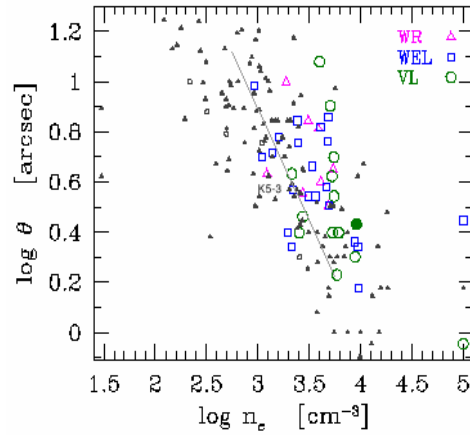


Εικόνα 1.31 Ο λόγος των γραμμών εκπομπής του διπλά ιονισμένου O η S συναρτήσει της πυκνότητας των ηλεκτρονίων (Osterbrock & Ferland 2005).

Η πυκνότητα των ηλεκτρονίων στα ΠΝ προκύπτει σχεδόν ίδια είτε χρησιμοποιούμε το ιόν του S είτε το ιόν του O (εικ 1.32). Επίσης εξαρτάται και από την διάμετρο των ΠΝ, δηλαδή, όσο μεγαλύτερη η διάμετρος του, τόσο μικρότερη η πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Η εικόνα 1.33 παρουσιάζει την σχέση μεταξύ διαμέτρου και πυκνότητας ηλεκτρονίων. Με τρίγωνα παρουσιάζονται οι τιμές των ΠΝ με κεντρικό αστέρι τύπου Wolf-Rayet, με τετράγωνα παρουσιάζονται τα ΠΝ με κεντρικό αστέρι το οποίο εκπέμπει ασθενείς γραμμές εκπομπής (weak emission lines) και με κύκλους τα ΠΝ με κεντρικό άστρο τύπου WC. Τα τυπικά ΠΝ παρουσιάζονται με μαύρα σημεία στο διάγραμμα.



Εικόνα 1.32 Η πυκνότητα των ηλεκτρονίων μετρημένη χρησιμοποιώντας το διπλά ιονισμένο S και O.



Εικόνα 1.33 Διάγραμμα ακτίνας ΠΝ συναρτήσει της πυκνότητας των ηλεκτρονίων.

Πλαίσιο 1.3 Διαγνωστικά της πυκνότητας των ηλεκτρονίων

Ιόν	Λόγος των γραμμών
[N I]	I(1749) / I(1752)
[O II]	I(3726) / I(3729)
[S II]	I(6716) / I(6731)
[Ar IV]	I(4711) / I(4740)

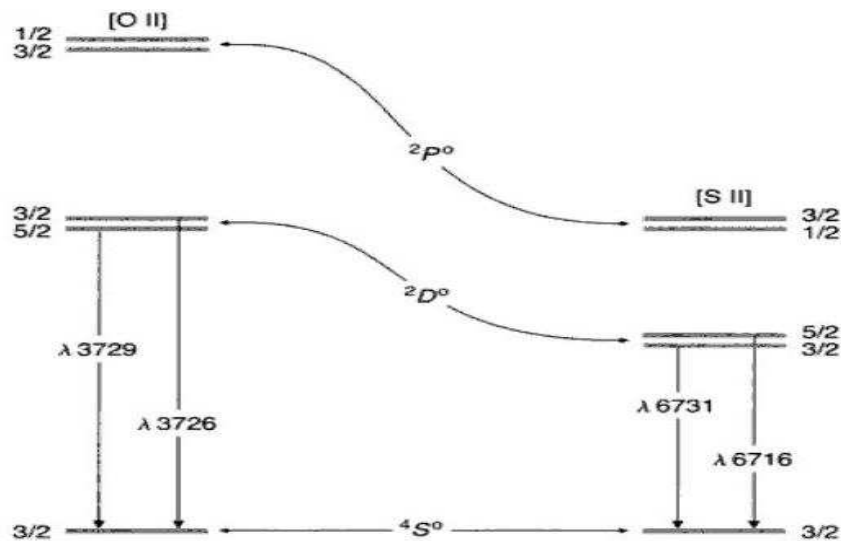
Οι σχέσεις που συνδέουν την ένταση των γραμμών εκπομπής με την πυκνότητα και θερμοκρασία των ηλεκτρονίων δίνονται παρακάτω (Osterbrock & Ferland 2005):

$$\frac{I(4959)+I(5007)}{I(4363)} = \frac{7.73}{1+0.00045 \frac{N_e}{\sqrt{T_e}}} \cdot e^{-\frac{32900}{T_e}} \quad (1.1)$$

$$\frac{I(6548)+I(6584)}{I(5755)} = \frac{6.91}{1+0.0025 \frac{N_e}{\sqrt{T_e}}} \cdot e^{-\frac{25000}{T_e}} \quad (1.2)$$

Οι δύο σχέσεις έχουν διαφορετικό εύρος τιμών για την πυκνότητα αλλά ίδιο εύρος για την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων. Συγκεκριμένα για την σχέση 1.1, η πυκνότητα των ηλεκτρονίων παίρνει τιμές μεταξύ 100 cm^{-3} και 1000 cm^{-3} ενώ για την 1.2 παίρνει τιμές μεταξύ 30 cm^{-3} και 300 cm^{-3} , ενώ η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων παίρνει τιμές από 7000 K έως 15000 K και για τις δύο σχέσεις. Η διαφορά στις τιμές της πυκνότητας των ηλεκτρονίων οφείλεται στο γεγονός ότι οι δύο αυτές σχέσεις αναφέρονται σε δύο διαφορετικά στοιχεία με διαφορετικό βαθμό ιονισμού. Οι γραμμές εκπομπής του N είναι πιο έντονες στα εξωτερικά στρώματα των ΠN, ενώ του διπλά ιονισμένου O στα εσωτερικά στρώματα. Στην εικόνα 1.34 παρουσιάζονται τα ενεργειακά διαγράμματα των σταθμών των απλά ιονισμένων S και O και οι γραμμές εκπομπής από τις οποίες προκύπτει η πυκνότητα των ηλεκτρονίων του νεφελώματος.

Τέλος, στα περισσότερα ΠN δεν αντιστοιχεί μόνο ένα ζεύγος τιμών για την πυκνότητα και την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων, αλλά αντιθέτως μεταβάλλονται αρκετά, συναρτήσει της απόστασης από το κεντρικό αστέρι.



Εικόνα 1.34 Αναπαράσταση των μεταβάσεων των γραμμών εκπομπή του απλά ιονισμένου οξυγόνου και θείου (Osterbrock & Ferland 2005).

1.2.4 Σύνοψη παραμέτρων νεφελωμάτων και κεντρικών αστεριών

Αν και οι παράμετροι των νεφελωμάτων μεταβάλλονται πάρα πολύ κατά τη διάρκεια της ταχείας εξέλιξης των πυρήνων τους και επομένως εξαρτώνται από την ηλικία, είναι δυνατό να συνοψιστούν οι τυπικές τους τιμές, οι οποίες αναφέρονται στα πλαίσια 1.4 και 1.5 (οι ελάχιστες και μέγιστες τιμές δίνονται σε παρενθέσεις;

Πλαίσιο 1.4 Παράμετροι πυρήνα Πλανητικού Νεφελώματος

Φάσμα: WR, WN, WC, O, B.

Ενεργός θερμοκρασία: 40,000 – 100,000 K (όρια: ~ 25,000 K, ~ 300,000 K)

Φωτεινότητα: ~ $5 \times 10^3 L_{\odot}$ (όρια: ~ $10 L_{\odot}$, ~ $10^4 L_{\odot}$)

Ακτίνα: όρια ~ $0.005 R_{\odot}$, ~ $1.5 R_{\odot}$

Μάζα: ~ $0.6 M_{\odot}$ (προγεννήτορες μεταξύ $0.8 M_{\odot}$ και $6 - 8 M_{\odot}$)

Απώλεια μάζας: ~ $10^{-10} M_{\odot}/\text{yr} - 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$

Βαρύτητα: $\log g \sim 3.0 - 7.5$

Kohoutek 2001

Πλαίσιο 1.5 Παράμετροι Νεφελώματος

- Μορφολογία: αντικείμενα κυρίως συμμετρικού σχήματος (κυκλικοί ή ελλειπτικοί δίσκοι ή δαχτυλίδια, ορισμένες φορές διπολική δομή με ισημερινούς δίσκους και συμπυκνώσεις στους πόλους), με φαινομενικά απότομα εξωτερικά όρια, συχνά πολλαπλά κελύφη (κυρίως νεφέλωμα + αμυδρή εξωτερική δομή ή άλως). Η μορφολογία εξαρτάται από το μήκος κύματος (διαστρωμάτωση), και αντικατοπτρίζει επίσης την εσωτερική απορρόφηση και τον προσανατολισμό στο χώρο. Μερικά αντικείμενα έχουν κελύφη ουδέτερου υδρογόνου και μορίων.

- Γωνιακή διάμετρος: ~ 20"-40", ανάλογα με το μήκος

- Φάσμα:

γραμμές εκπομπής:

α) γραμμές επανασύνδεσης κυρίως H και He

β) (κρουστικά διεγερμένες (απαγορευμένες) γραμμές C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Cl, Ar

γ) γραμμές φθορισμού (σπάνιες) O III και N III

συνεχής εκπομπή:

α) ελεύθερες-δέσμιες, ελεύθερες-ελεύθερες, δύο κβάντων διαδικασίες

β) εκπομπή από κόκκους (σκόνη)

γ) φάσμα εξαρτώμενο από τις συνθήκες διέγερσης (τάξη διέγερσης)

δ) φθορισμό, χημική σύνθεση

- τάξεις διέγερσης: 0-10, κύρια κριτήρια:

$I([\text{O III}] \lambda 5007 + \lambda 4959)/I(\text{H}\beta)$

$I(\text{He II } \lambda 4686)/I(\text{H}\beta)$

$I([\text{O II}] \lambda 3727)/I([\text{O III}] \lambda 4959)$

- IR-φάσμα: γραμμές εκπομπής νεφελώματος, συνεχές σκόνης, μορφές εκπομπής υπερύθρου

- IR-ροές: $F_v(12\mu\text{m})/F_v(25\mu\text{m}) \leq 0.35$, $F_v(25\mu\text{m})/F_v(60\mu\text{m}) \geq 0.3$, H2

(ορισμένα αντικείμενα)

- Ραδιοεκπομπή: συνεχές, κυρίως μόρια CO, OH

- Διαστάσεις: διάμετρος 0.1 pc - 0.2 pc (όρια: ~ 0.005 pc ή ακόμα μικρότερο, ~ 7 pc) ανάλογα με το μήκος κύματος

- Ηλεκτρονιακή πυκνότητα: $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (αλλά $< 10^3 \text{ cm}^{-3}$ για γηραιά αντικείμενα και $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$ για νεαρά αντικείμενα επίσης πιθανό)

- Ηλεκτρονιακή θερμοκρασία: 9,000 K – 15,000 K (όρια: 8,000 K – 23,000 K)

- Συνολική μάζα:

ιονισμένο αέριο: $0.1 M_{\odot} - 0.2 M_{\odot}$ (όρια: ~ 0.001 M_{\odot} , ~ 1.0 M_{\odot})

ουδέτερο αέριο + σκόνη: ορισμένες φορές υψηλότερη, πολύ διαφορετική

μάζα σκόνης / μάζα αερίου ~ 2×10^{-4} έως 3×10^{-2}

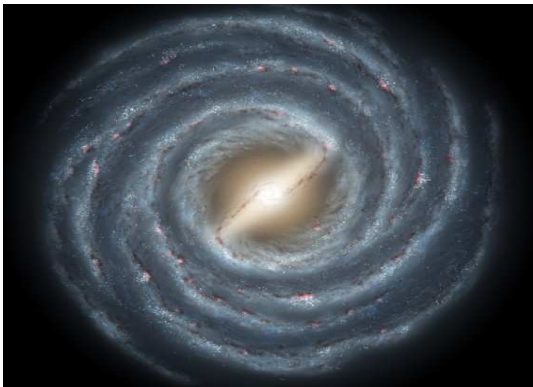
- Ταχύτητα διαστολής: μη-ισοτροπική, ~ 25 kms^{-1} (όρια: 4 kms^{-1} , 60 kms^{-1} , εξωτερικές συγκεντρώσεις έως και ~ 300 kms^{-1})

- Ηλικία: 0 - ~100,000 έτη

Kohoutek 2001

1.3 Σπειροειδείς Γαλαξίες

Σε αυτή την παράγραφο παρουσιάζονται οι μελέτες και τα αποτελέσματα που έχουν προκύψει μέχρι τώρα πάνω στους απλούς και ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες. Επίσης, γίνεται εκτενής αναφορά στις διαφορές που υπάρχουν μεταξύ τους, όπως και στα βασικά χαρακτηριστικά της ράβδου. Η εικόνα 1.35 δείχνει μία καλλιτεχνική αναπαράσταση του Γαλαξία ενώ η εικόνα 1.36 δείχνει τον ραβδωτό γαλαξία NGC 1300.



Εικ 1.35 Καλλιτεχνική αναπαράσταση του Γαλαξία με την ράβδο.



Εικ 1.36 Ραβδωτός γαλαξίας NGC 1300 υπο μικρή κλίση.

1.3.1 Εισαγωγή

Οι πρώτες δομές μεγάλης κλίμακας που σχηματίστηκαν μετά από δισεκατομμύρια χρόνια εξέλιξης του σύμπαντος, ήταν οι γαλαξίες. Οι γαλαξίες αποτελούν σύνολα δισεκατομμυρίων αστεριών, διαφόρων φασματικών τύπων και μεγεθών όπου συμπεριλαμβάνονται λευκοί νάνοι, αστέρια νετρονίων, μελανές οπές, περιοχές ιονισμένου μοριακού υδρογόνου (H II), υπολείμματα υπερκαινοφανών αστερών, πλανητικά νεφελώματα, σκόνη και αέρια διαφόρων στοιχείων που έχουν εμπλουτίσει το μεσοαστρικό χώρο. Ένας από τους πρώτους επιστήμονες που μελέτησε και ταξινόμησε τους γαλαξίες ήταν ο Edwin Hubble (1889-1953). Το δικό μας Ηλιακό σύστημα βρίσκεται σε ένα γαλαξία που έχει ονομαστεί Milky Way. Ο Γαλαξίας μας είναι ένας τυπικός σπειροειδής γαλαξίας, με διάμετρο 10^5 έτη φωτός (light years)⁸ και 10^3 έτη φωτός πάχος.

⁸ Έτος φωτός ορίζεται η απόσταση που διανύει το φως σε ένα χρόνο και ισούται με 9.460.730.472.581 km ή 0.3066 pc

1.3.2 Ταξινόμηση των γαλαξιών

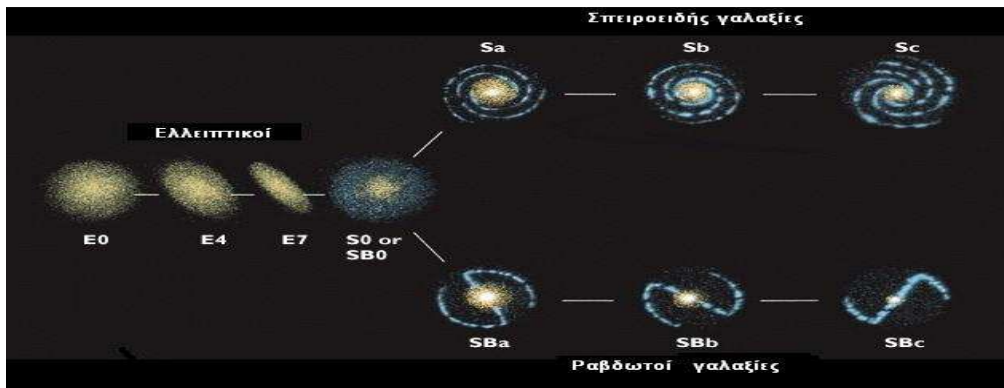
Οι γαλαξίες ταξινομούνται σε 2 μεγάλες κατηγορίες: τους κανονικούς, οι οποίοι παρουσιάζουν συμμετρία γύρω από το κέντρο τους, και τους άμορφους. Οι περισσότεροι γαλαξίες ταξινομούνται ως κανονικοί και χωρίζονται σε δύο επιμέρους υποκατηγορίες, τους ελλειπτικούς και τους σπειροειδείς, ενώ ένα μικρό ποσοστό της τάξεως του 5% των γνωστών γαλαξιών είναι άμορφοι, δηλαδή μικροί γαλαξίες στη γειτονία μεγάλων γαλαξιών. Το ακανόνιστο σχήμα τους οφείλεται πιθανότατα στη βαρυτική επίδραση του συνοδού τους γαλαξία.

Το 70% των γαλαξιών που έχουν παρατηρηθεί στο σύμπαν ταξινομούνται ως σπειροειδείς (Shu 1991), όπως ο Γαλαξίας και ο γαλαξίας της Ανδρομέδας (ο κοντινότερος σε μάζα γαλαξίας σε απόσταση $\sim 2 \cdot 10^6$ έτη φωτός). Η εμφάνιση των σπειροειδών βραχιόνων οφείλεται στην διαφορική περιστροφή⁹ του δίσκου του γαλαξία (βλέπε §1.3.3.1) γύρω από το κέντρο του. Επίσης, σημαντική διαφορά μεταξύ σπειροειδών και ελλειπτικών γαλαξιών αποτελεί η ποσότητα της σκόνης που περιέχουν, όπου στους σπειροειδείς γαλαξίες η συνολική μάζα της σκόνης είναι περίπου το 5% της συνολικής μάζας του, ενώ στους ελλειπτικούς είναι πολύ λιγότερο από 1%. Επιπρόσθετα, οι σπειροειδείς γαλαξίες έχουν πιο νεαρά αστερία σε σχέση με τους ελλειπτικούς και ταυτόχρονα ο ρυθμός δημιουργίας νέων αστεριών είναι πολύ πιο υψηλός. Τα 2/3 των σπειροειδών γαλαξιών χαρακτηρίζονται ως ραβδωτοί – σπειροειδείς γαλαξίες (barred - spiral galaxies) λόγω της ύπαρξης δομής σχήματος ράβδου στην κεντρική τους περιοχή (Erwin 2005). Ο πίνακας 1.7 παρουσιάζει τους διάφορους μορφολογικούς τύπους γαλαξιών - η πιο διαδεδομένη και αναλυτική μορφολογική ταξινόμηση των γαλαξιών έγινε από τον Hubble (1926) (εικ. 1.37).

Πίνακας 1.7 Μορφολογικοί τύποι γαλαξιών.

1. Συνήθεις σπειροειδής: S ή SA, κεντρικό σφαιροειδές+ δίσκο
2. Ραβδωτοί σπειροειδής: SB, κεντρικό σφαιροειδές + δίσκος + ράβδος
3. Ελλειπτικοί : E, ελλειπτικό σχήμα
4. Ακανόνιστοι : Ακανόνιστο γεωμετρικό σχήμα

⁹ Διαφορική ορίζεται η περιστροφή ενός συστήματος που περιστρέφεται με διαφορετική γωνιακή ταχύτητα σε διαφορετικές αποστάσεις από το κέντρο.



Εικ 1.37 Μορφολογική ταξινόμηση των γαλαξιών κατά Hubble (Sindey 1998).

Οι ελλειπτικοί γαλαξίες χωρίζονται μεταξύ τους σε πιο μικρές ομάδες ανάλογα με την μορφολογία τους, όπου μπορεί να είναι σφαιροειδείς (E0) ή ελλειψοειδείς (E1-E7) ανάλογα με την ελλειπτικότητα τους. Οι γαλαξίες S0 και SB0 είναι μία ειδική ομάδα γαλαξιών μεταξύ των σπειροειδών και των ραβδωτών γαλαξιών, με χαρακτηριστικά και από τις δύο ομάδες.

Σύμφωνα με την ταξινόμηση κατά Hubble, οι σπειροειδείς γαλαξίες χωρίζονται κυρίως στους προγενέστερους (early-type) και στους μεταγενέστερους (late-type) (εικ 1.37). Οι προγενέστεροι γαλαξίες περιλαμβάνουν τους τύπους Sa-Sb (απλοί σπειροειδείς) και SBa-SBb (ραβδωτοί σπειροειδείς), ενώ οι μεταγενέστεροι τους Sc-Sd (απλοί σπειροειδείς) και SBc-SBd (ραβδωτοί σπειροειδείς). Όσο μεγαλύτερο είναι το γαλαξιακό σφαιροειδές τόσο πιο "κλειστές" και πιο "τυλιγμένες" είναι οι σπείρες γύρω από την κεντρική τους περιοχή. Οι γαλαξίες τύπου Sa και SBa τείνουν να έχουν μεγάλα σφαιροειδή σε σύγκριση με τους γαλαξίες τύπου Sc και SBc οι οποίοι εμφανίζουν είτε μικρά σε μέγεθος σφαιροειδή, είτε δεν εμφανίζουν καθόλου. Το κατά πόσο "κλειστές" ή, αντίθετα, "τυλιγμένες" είναι οι σπείρες σε ένα γαλαξία εξαρτάται επίσης και από το ποσοστό του αερίου στο γαλαξιακό σφαιροειδές (Shu 1991, Sidney 1998).

Οι Sharpley και Paraskevopoulos (1940) θεώρησαν ότι χρειάζεται ένας επιπλέον διαχωρισμός των γαλαξιών, καταλήγοντας έτσι στην ακολουθία: S0-Sa-Sb-Sc-Sd- I_r , ενώ ο Holmberg (1958) προχώρησε ένα βήμα παραπέρα χωρίζοντας τους γαλαξίες τύπου Sb και Sc σε δύο μικρότερες ομάδες, Sb^+ - Sb^- και Sc^+ - Sc^- αντίστοιχα. Ο de Vaucouleurs (1959) υπέθεσε την εξής ακολουθία ταξινόμησης: S0-Sa-Sb-Sc-Sd-Sm-Im (όπου το m αναφέρεται σε γαλαξίες Μαγγελανικού τύπου (MCs), δηλαδή άμορφους γαλαξίες με κάποια σπειροειδή δομή). Στους πίνακες 1.8, 1.9 παρουσιάζεται η διαφορά χρώματος των γαλαξιών ως προς την μορφολογία τους

κατά Holmberg και de Vaucouleurs, όπου οι προγενέστεροι γαλαξίες έχουν περισσότερα γηραιά αστέρια σε σχέση με τους μεταγενέστερους οι οποίοι έχουν κυρίως νεαρά αστέρια, ενώ ταυτόχρονα εμφανίζουν και μεγαλύτερη ποσότητα σκόνης (Sidney 1998).

Πίνακας 1.8 Μέσος δείκτης χρώματος των γαλαξιών συναρτήσει την ταξινόμηση του Holmberg.

	<i>E</i>	<i>Sa</i>	<i>Sb⁻</i>	<i>Sb⁺</i>	<i>Sc⁻</i>	<i>Sc⁺</i>	<i>Ir</i>
<C>	0.77	0.53	0.48	0.38	0.24	0.17	0.12

Sidney 1998

Πίνακας 1.9 Μέσος δείκτης χρώματος των γαλαξιών βάσει της ταξινόμησης του de Vaucouleurs.

	<i>E</i>	<i>S0</i>	<i>Sa</i>	<i>Sb</i>	<i>Sbc</i>	<i>Sc</i>	<i>Sm/Im</i>
<B-V>	0.92	0.92	0.82	0.81	0.63	0.52	0.50
<U-B>	0.50	0.48	0.28	0.27	-0.02	-0.12	-0.20

Sidney 1998

Η ύπαρξη της ράβδου στους σπειροειδείς γαλαξίες επηρεάζει την δυναμική του δίσκου, του σφαιροειδούς και γενικά όλου του γαλαξία, δημιουργώντας νέες τροχιές αστέρων στο δίσκο και κάνοντας ευκολότερη την μεταφορά μεγάλων ποσοτήτων μάζας (σκόνη και αέρια) από τα εξωτερικά μέρη του γαλαξία προς το κέντρο τους. Παρατηρήσεις στο μονοξείδιο του άνθρακα (CO, J=1-0) σε ραβδωτούς γαλαξίες έδειξαν ότι έχουν μεγαλύτερη συγκέντρωση μοριακού αερίου στην κεντρική τους περιοχή σε σχέση με τους μη ραβδωτούς γαλαξίες καταλήγοντας στην υπόθεση, ότι η ράβδος λειτουργεί ως μέσο μεταφοράς του μοριακού αερίου από τις εξωτερικές περιοχές του γαλαξία στο κέντρο του (Sakamoto 1999). Η ένταση της ακτινοβολίας της ράβδου στους προγενέστερους γαλαξίες αντιστοιχεί στο 1/3 της συνολικής έντασης όλου του γαλαξία, ενώ στους μεταγενέστερους αντιστοιχεί μόνο σε ένα μικρό ποσοστό της συνολικής έντασης, καταλήγοντας έτσι στο συμπέρασμα ότι η ράβδος στους προγενέστερους γαλαξίες περιέχει περισσότερα αστέρια και έχει εξελιχθεί αρκετά στο χρόνο (Shu 1991, Sidney 1998).

1.3.3 Σχηματισμός των σπειροειδών γαλαξιών

Η μελέτη των σπειροειδών γαλαξιών γίνεται σε διάφορα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος όπως το οπτικό, το ραδιοφωνικό και το υπέρυθρο μελετώντας διαφορετικά μέρη του γαλαξία κάθε φορά. Είναι κοινά αποδεκτό ότι οι σπειροειδείς γαλαξίες αποτελούνται από μία κεντρική περιοχή που ονομάζεται γαλαξιακό σφαιροειδές, ένα δίσκο αστεριών, ένα δίσκο σκόνης, την άλω και μία μη-συμμετρική δομή στην κεντρική του περιοχή (ράβδος) (βλέπε §1.3.5.2). Στο δίσκο του γαλαξία βρίσκονται κυρίως αστέρια πληθυσμού I (νεαρά άστρα με μεγάλη αφθονία σε βαρέα στοιχεία) και II (γηραιά αστέρια με μικρή αφθονία σε βαρέα στοιχεία) ενώ στο Γαλαξιακό σφαιροειδές βρίσκονται αστέρια Πληθυσμού II. Η άλως του γαλαξία αποτελείται κυρίως από αστέρια πληθυσμού II, καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι όλα τα παραπάνω αποτελούν ξεχωριστά αλλά αλληλένδετα συστήματα ενός γαλαξία (Shu 1991).

1.3.3.1 Σχηματισμός των σπειροειδών βραχιόνων και της ράβδου

Το κυρίαρχο στοιχείο του δίσκου σε ένα απλό σπειροειδή ή ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία είναι η διαφορική του περιστροφή. Τα αστέρια του δίσκου κινούνται σχεδόν κυκλικά γύρω από το κέντρο του γαλαξία, αλλά με διαφορετικές ταχύτητες. Τα εσωτερικά αστέρια χρειάζονται λιγότερο χρόνο για μία περιστροφή σε σχέση με τα εξωτερικά. Τα βασικά θεμέλια για την κατανόηση των τροχιών των αστεριών στο γαλαξιακό δίσκο τέθηκαν από τον Bertil Lindblad, ενώ οι Lin και Shu, το 1963, πρότειναν ότι η σπειροειδής δομή είναι ένα κυματικό φαινόμενο. Κάθε σπείρα αποτελεί ένα κύμα πυκνότητας, με δεδομένο πλάτος και ταχύτητα περιστροφής (Ω_p), διαφορετική από την ταχύτητα περιστροφής του ίδιου του δίσκου (Ω).

Χρησιμοποιώντας δυναμικά μοντέλα γαλαξιών βρέθηκε η ύπαρξη συντονισμών (resonances) στους γαλαξίες, στους οποίους οφείλεται η δημιουργία της ράβδου, των σπειρών στο δίσκο των γαλαξιών, των «δαχτυλιδιών» γύρω από τους γαλαξίες (εικ. 1.38), του μήκους της ράβδου, και της κατανομής της σκόνης (Binney & Tremaine 2008).

Η ταχύτητα περιστροφής του δίσκου του γαλαξία και το κύμα πυκνότητας συνδέονται με την σχέση $\Omega_p = \Omega - \left(\frac{n}{m}\right) \cdot \kappa$, όπου για $n=0$ έχουμε “corotation”

συντονισμό ή "corotation" ακτίνα (R_{CR}^{10}), για $n=1$ και $m=2$ έχουμε εσωτερικό συντονισμό Lindblad ή ILR¹¹ και για $n=-1$ και $m=2$ έχουμε εξωτερικό συντονισμό Lindblad ή OLR¹². (Binney & Tremaine 2008). Η "corotation" ακτίνα δίνει ένα άνω όριο για το μήκος της ράβδου όπου εσωτερικά της ακτίνας αυτής, τα αστέρια εκτελούν σταθερές τροχιές δημιουργώντας την δομή της ράβδου. Ο λόγος της "corotation" ακτίνας προς το μήκος της ράβδου αποτελεί ένα δείκτη της ταχύτητας περιστροφής της ράβδου (γρήγορη περιστροφή: $R=R_{CR}/a_{bar} \sim 1.0-1.4$, αργή περιστροφή: $R=R_{CR}/a_{bar} > 1.7-1.8$) σε σχέση με τον δίσκο του γαλαξία, ενώ δυναμικά μοντέλα ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών έχουν δείξει ότι οι περισσότεροι γαλαξίες έχουν λόγο ίσο $R=R_{CR}/a_{bar} \sim 1.2$ (Binney & Tremaine 2008).

Ο προσδιορισμός της "corotation" ακτίνας από παρατηρήσεις σε ραβδωτούς γαλαξίες είναι αρκετά δύσκολος, παρόλα αυτά έχουν αναπτυχθεί μέθοδοι για τον υπολογισμό της, όπως:

- ελαχιστοποίηση του ρυθμού δημιουργίας νέων αστέρων στην "corotation" ακτίνα,
- χρησιμοποίηση δυναμικών μοντέλων.



Εικ 1.38 Ο γαλαξίας NGC 6872 έχει ταξινομηθεί ως SBb. Ο σχηματισμός του δαχτυλιδιού γύρω από την ράβδο είναι εμφανής.

¹⁰ Corotation ακτίνα (R_{CR}) ορίζεται ως η ακτίνα του δίσκου του γαλαξία στην οποία η ταχύτητα περιστροφής του δίσκου είναι ίση με την ταχύτητα περιστροφής του συστήματος αναφοράς που χρησιμοποιείται.

¹¹ ILR ή inner Lindblad resonance ακτίνα ορίζεται ως η ακτίνα από το κέντρο του γαλαξία μέχρι τους συντονισμούς όπου η ταχύτητα περιστροφής (speed pattern) ισούται με $\Omega_p = \Omega - \kappa/2$.

¹² OLR ή outer Lindblad resonance ακτίνα ορίζεται ως η ακτίνα από το κέντρο του γαλαξία μέχρι τους συντονισμούς όπου η ταχύτητα περιστροφής (speed pattern) ισούται με $\Omega_p = \Omega + \kappa/2$.

Το 1/3 των ραβδωτών γαλαξιών εμφανίζουν και μία δεύτερη μικρότερη ράβδος, η οποία τροφοδοτεί με υλικό μία μελανή οπή στο κέντρο των AGN γαλαξιών. Η δεύτερη αυτή ράβδος μπορεί να περιστρέφεται πιο γρήγορα από την κύρια ράβδος και τον ίδιο τον γαλαξία. Η βασική ιδέα είναι ότι η πρώτη ράβδος μεταφέρει υλικό από τα εξωτερικά στρώματα (~ 5 kpc) σε μία περιοχή ακτίνας (~ 1 kpc), ενώ η δεύτερη τα μεταφέρει σε ακόμα πιο μικρή περιοχή ακτίνας ~ 100 pc (Binney & Tremaine 2008).

1.3.4 Στατιστικές μελέτες της ράβδου των αστεριών

Πολλές στατιστικές μελέτες έχουν γίνει πάνω στους ραβδωτούς γαλαξίες. Η πρώτη συστηματική μελέτη ως προς το μέγεθος και το μήκος της ράβδου έγινε από τον Kormendy (1979), ο οποίος κατέληξε στο συμπέρασμα ότι το μήκος της ράβδου εξαρτάται από την λαμπρότητα του γαλαξία, ενώ οι Laurikainen et al. (2002) μελετώντας Seyfert γαλαξίες βρήκαν ότι τείνουν να έχουν μεγαλύτερη ράβδος από τους μη Seyfert γαλαξίες.

Ένα πολύ ενδιαφέρον αποτέλεσμα είναι ότι το μέγεθος και το μήκος της ράβδου εξαρτώνται από τον τύπο του γαλαξία, προγενέστερο ή μεταγενέστερο. Στους πρώτους, βρέθηκε ότι η μέση τιμή του μήκους της ράβδου είναι ίση με 3.3 kpc, με εύρος τιμών που κυμαίνεται από 1 έως 10 kpc, ενώ στους δεύτερους είναι 1.5 kpc και το εύρος τιμών κυμαίνεται από 0.5 ως 3.5 kpc (Erwin 2005). Ως προς το μέγεθος των γαλαξιών, δηλαδή το χαρακτηριστικό μήκος της κατανομής των αστεριών (scale length, h_s), το μήκος της ράβδου αντιστοιχεί σε 1.4 h_s , με εύρος τιμών από 0.5 h_s έως 2.5 h_s για τους προγενέστερους, ενώ στους μεταγενέστερους από 0.2 h_s έως 1.5 h_s , με μέση τιμή στα 0.6 h_s (Erwin 2005).

Επιπροσθέτως, η μέση τιμή του μήκους της ράβδου έχει υπολογιστεί σύμφωνα με τους Marinova & Jogee (2007) ίση με 4 kpc, ενώ σύμφωνα με τους Delmestre et al (2007) στα 3.5 kpc. Οι παρατηρήσεις στο κοντινό υπέρυθρο έδειξαν ότι η μέση τιμή του μήκους της ράβδου βρίσκεται στα 4 kpc και ότι εκτείνεται στο 1/3 του δίσκου (Delmestter et al. 2004).

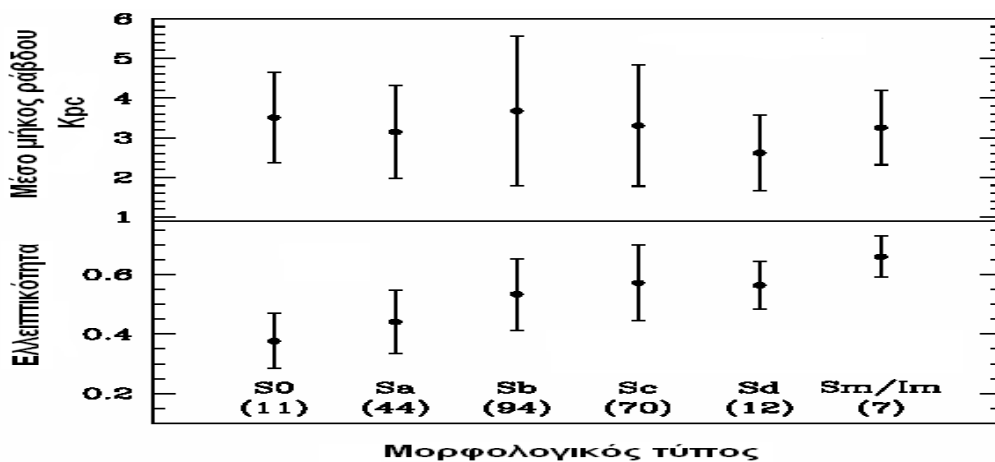
Οι Gadotti και Souza (2006) μελετώντας 19 γαλαξίες βρήκαν μία συστηματική απόκλιση στην διαφορά χρώματος των ράβδων σε προγενέστερους και μεταγενέστερους γαλαξίες. Το συμπέρασμα στο οποίο κατέληξαν είναι ότι οι προγενέστερες ράβδοι (old bars) έχουν μεγαλύτερο μήκος και πιο γηραιά αστέρια από τις μεταγενέστερες ράβδους (young bars), οι οποίες εμφανίζουν νεαρά αστέρια. Καθώς η ράβδος εξελίσσεται στον χρόνο αυξάνει το μέγεθος της, συλλαμβάνοντας

περισσότερα αστέρια από τον δίσκο και εγκλωβίζοντάς τα στο δυναμικό της (Athanassoula & Misiriotis 2003, Athanassoula 2002 & 2003). Συγκρίνοντας παρατηρησιακά αποτελέσματα με προσομοιώσεις ραβδωτών γαλαξιών, ο Erwin κατέληξε στο συμπέρασμα ότι τα μοντέλα μπορούν να αναπαράγουν ράβδους με μήκος όσο των προγενέστερων γαλαξιών ή και μεγαλύτερο, αλλά σπάνια αναπαράγουν ράβδους με μήκος συγκρίσιμο με εκείνο των μεταγενέστερων γαλαξιών. Ο πίνακας 1.10 δίνει τις μέσες τιμές του μήκους της ράβδου για κάθε τύπο γαλαξία ξεχωριστά (Erwin 2005).

Πίνακας 1.10 Μέσες τιμές του μήκους της ράβδου ανάλογα με την μορφολογία του γαλαξία.

Τύπος	Μέσο μήκος (κpc)	Μήκος/scale length
<i>S0-Sb</i>	3.7 ± 1.9	1.51 ± 0.56
<i>S0</i>	3.6 ± 1.8	1.44 ± 0.42
<i>S0-Sa</i>	4.8 ± 1.4	1.70 ± 0.44
<i>Sa</i>	4.2 ± 2.6	1.63 ± 0.96
<i>Sab</i>	5.0 ± 2.0	1.46 ± 0.64
<i>Sb</i>	2.5 ± 1.1	1.38 ± 0.58
<i>SB</i>	3.8 ± 1.8	1.50 ± 0.58
<i>SAB</i>	3.5 ± 2.0	1.54 ± 0.49

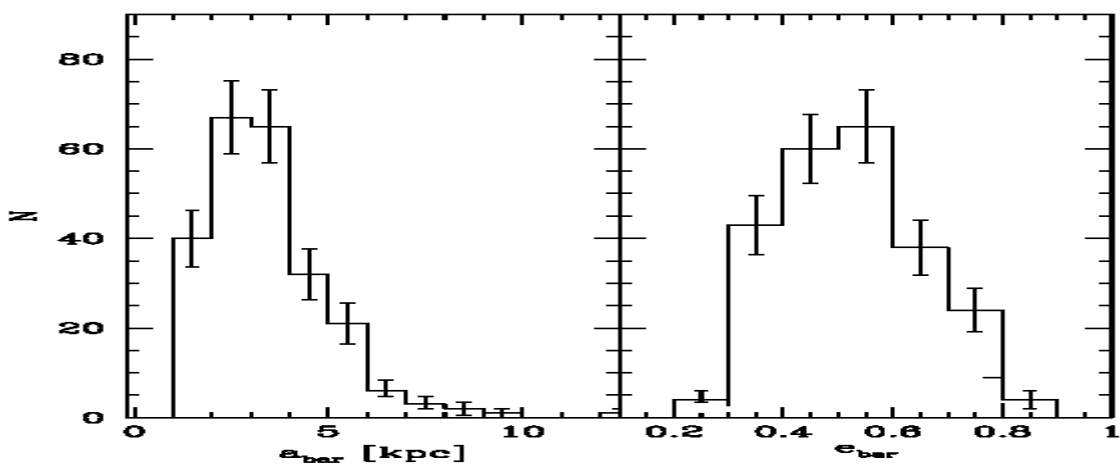
Το παρακάτω διάγραμμα δείχνει την μέση τιμή του μήκους και την ελλειπτικότητα της ράβδου για διαφορετικής μορφολογίας γαλαξίες (Barazza et al. 2009). Τα αποτελέσματα για τους προγενέστερους γαλαξίες είναι σε πλήρη συμφωνία με τα αποτελέσματα του Erwin (2005). Αντιθέτως, στην περίπτωση των μεταγενέστερων γαλαξιών, η μέση τιμή της ράβδου βρέθηκε μεγαλύτερη από ότι στην μελέτη του Erwin.



Εικ 1.39 Το μέσο μήκος της ράβδου και η μέση ελλειπτικότητα συναρτήσει της μορφολογίας τους.

Η ελλειπτικότητα της ράβδου βρέθηκε μεγαλύτερη κατά 0.2 στους μεταγενέστερους σε σχέση με τους προγενέστερους γαλαξίες και αυτό έρχεται σε συμφωνία με την άποψη ότι τα σφαιροειδή των προγενέστερων γαλαξιών είναι μεγαλύτερα και πιο λαμπρά.

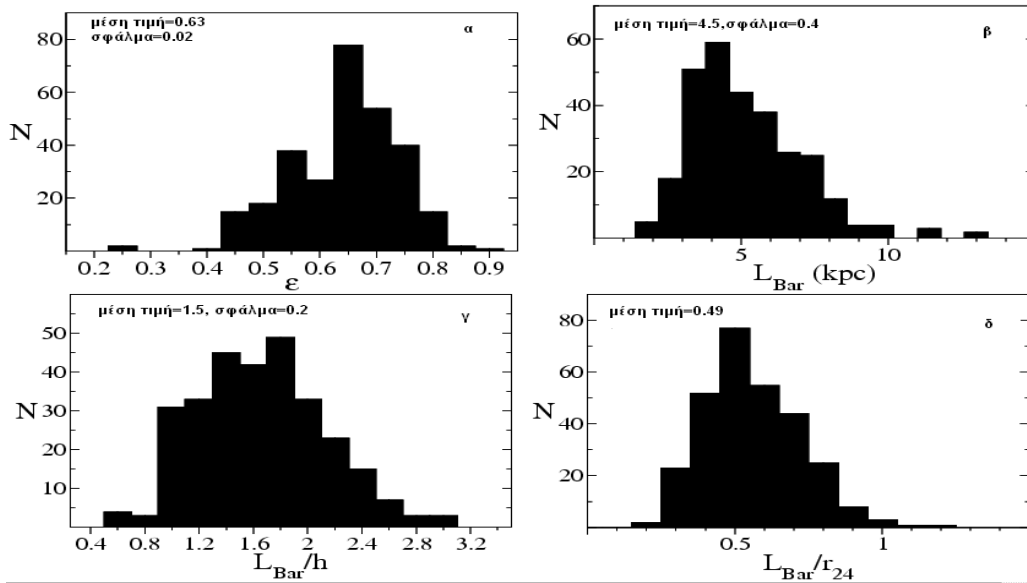
Η εικόνα 1.40 δείχνει τη κατανομή του μήκους και της ελλειπτικότητας της ράβδου σύμφωνα με την έρευνα του Barazza et al. (2009). Παρατηρείται ότι το μήκος της ράβδου παίρνει τιμές από 1 kpc μέχρι 10 kpc, με πιο πιθανή τιμή ανάμεσα στα 3 με 4 kpc. Τα αποτελέσματα αυτά είναι σε συμφωνία με τα αποτελέσματα του Erwin (2005).



Εικ 1.40 Το μέσο μήκος και η μέση ελλειπτικότητα της ράβδου συναρτήσει της μορφολογίας τους.

Στα παρακάτω ιστογράμματα παρουσιάζεται η κατανομή, του μήκους της ράβδου σε kpc, του μήκους της ράβδου ως προς το χαρακτηριστικό μήκος, της ελλειπτικότητας και του εκθέτη c της ράβδου σ' ένα δείγμα περίπου 300 ραβδωτών γαλαξιών από την έρευνα του Gadotti (2008).

Οι περισσότεροι γαλαξίες εμφανίζουν ράβδο με μήκος από 3 έως 6 kpc, με πιο πιθανή τιμή 4.5 kpc, και με εύρος τιμών από 1.5 έως και 10 kpc -αποτελέσματα τα οποία συμφωνούν απόλυτα εκείνα των Erwin (2005) και Barazza et al. (2009). Η πιο πιθανή τιμή της ελλειπτικότητας της ράβδου υπολογίστηκε γύρω στα 0.63, ενώ ο Barazza την είχε προσδιορίσει γύρω στο 0.5 με 0.6, και ο εκθέτης c παίρνει τιμές μεταξύ 2 και 3.5 (Athanasoula 1990, Gadotti 2008).



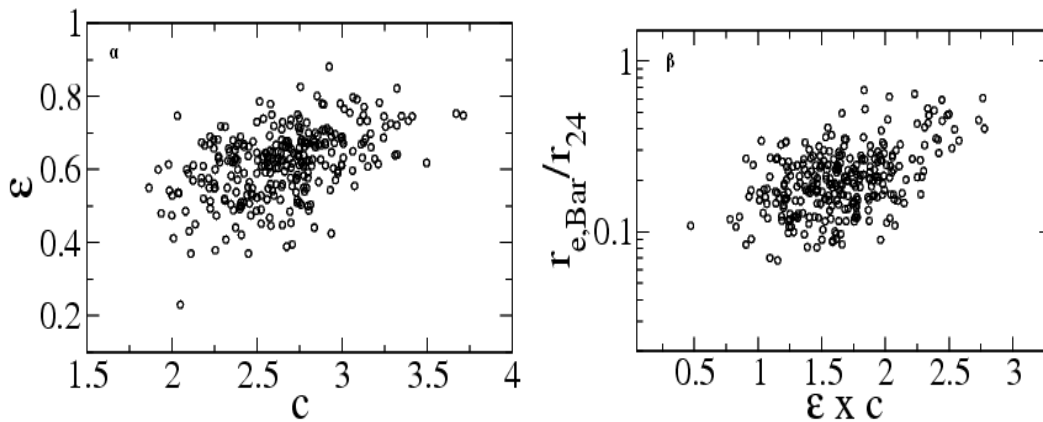
Εικ 1.41 α) Η κατανομή της ελλειπτικότητας της ράβδου, β) Η κατανομή του μήκους της ράβδου, (γ) Η κατανομή του μήκους της ράβδου κανονικοποιημένη ως προς το χαρακτηριστικό μήκος του δίσκου και (δ) ως προς της ακτίνα του δίσκου r_{24} (το μέγεθος είναι $24 \text{ mag arcsec}^{-1}$).

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα 1.41α, η ελλειπτικότητα της ράβδου εξαρτάται από τον εκθέτη c , ο οποίος καθορίζει την μορφολογία της ράβδου. Όσο αυξάνει η ελλειπτικότητα τόσο αυξάνει και η παράμετρος c , κάνοντας την ράβδο να έχει πιο τετράγωνη μορφολογία.

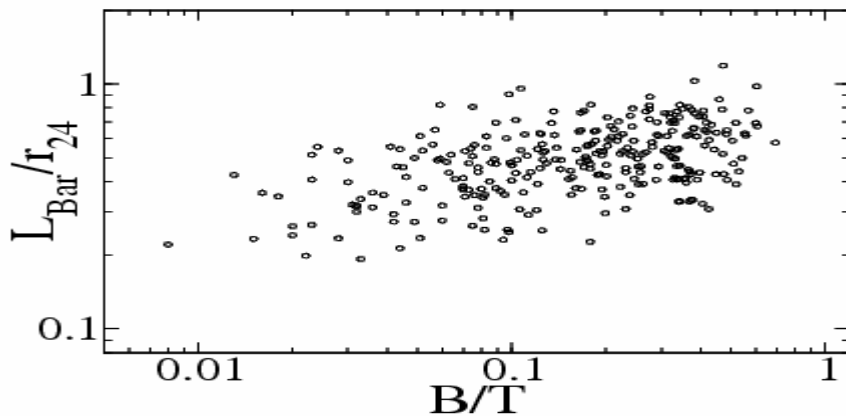
Μία επίσης πολύ σημαντική παράμετρος είναι η ανθεκτικότητα της ράβδου (bar strength) για την οποία έχουν αναπτυχθεί αρκετές μέθοδοι υπολογισμού. Η πιο διαδεδομένη παράμετρος είναι η Q_{gr} , η οποία ορίστηκε από τους Buta & Block (2001) ώστε να είναι δυνατός ο υπολογισμός εικόνων στο κοντινό υπέρυθρο. Με την παραπάνω, συνδέεται η παράμετρος f_{bar} (Abraham & Merrifield 2000) που χρησιμεύει στον υπολογισμό της ανθεκτικότητας της ράβδου στο οπτικό μέρος του φάσματος. Η μέση τιμή της παραμέτρου f_{bar} για τους φακοειδείς (lenticular), προγενέστερους και μεταγενέστερους γαλαξίες βρέθηκε ίση με 0.16, 0.19 και 0.20 αντίστοιχα (Das et al 2003, Barazza 2008).

Το γινόμενο της ελλειπτικότητας με τον εκθέτη ($\epsilon \cdot c$) εκφράζει επίσης την ανθεκτικότητα της ράβδου. Όπως προβλέπεται από θεωρητικά μοντέλα, όσο μεγαλύτερη τόσο πιο ανθεκτική είναι η ράβδος (εικ 1.41β). Η ράβδος καθώς εξελίσσεται στο χρόνο αυξάνει το μήκος και την ανθεκτικότητά της ενώ επειδή εξελίσσεται ταυτόχρονα με το σφαιροειδές στον χρόνο, επηρεάζει το ένα την δυναμική εξέλιξη του άλλου. Καθώς το μήκος της ράβδου μεγαλώνει με τον χρόνο, εγκλωβίζοντας έτσι όλο και περισσότερα αστέρια από τον δίσκο και το σφαιροειδές, η

λαμπρότητα της γίνεται όλο και μεγαλύτερη σε σχέση με την συνολική λαμπρότητα του γαλαξία (εικ. 1.42).

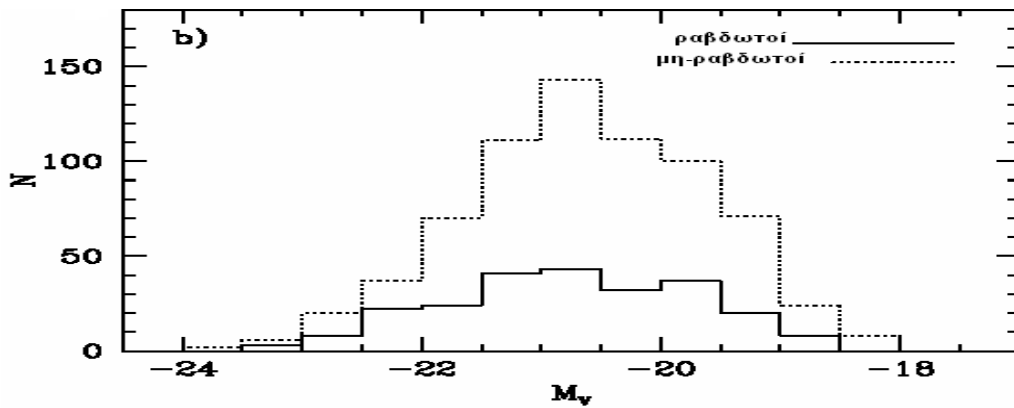


Εικ 1.41 α) Διάγραμμα της ελλειπτικότητας συναρτήσει του εκθέτη c , β) Διάγραμμα σχέσης του μήκους της ράβδου κανονικοποιημένη ως προς το r_{24} συναρτήσει του γινομένου $\epsilon \cdot c$.

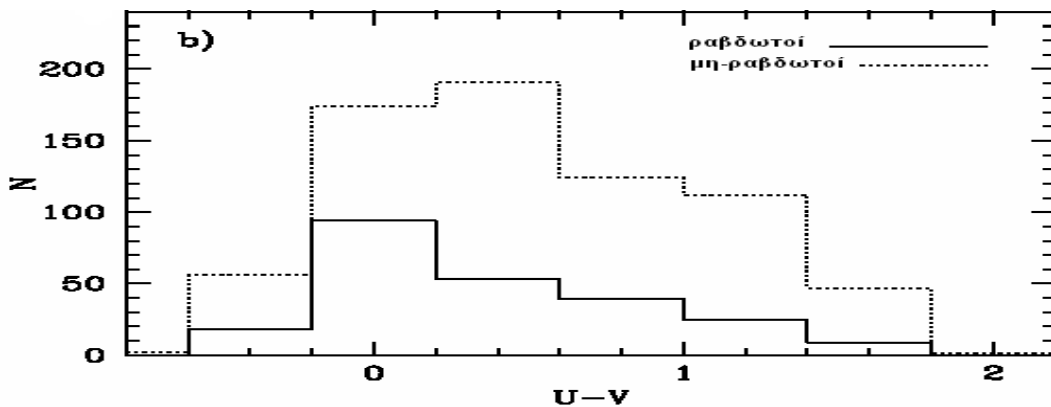


Εικ 1.42 Διάγραμμα της συναρτησιακής σχέσης του μήκους της ράβδου κανονικοποιημένη ως προς το r_{24} και του λόγου της λαμπρότητας της ράβδου ως προς την συνολική λαμπρότητα του γαλαξία.

Από το σύνολο των στατιστικών μελετών για τους ραβδωτούς γαλαξίες, καθίσταται εμφανές ότι οι μεταγενέστεροι γαλαξίες έχουν μεγαλύτερη λαμπρότητα και 2 ή 3 φορές μικρότερη ράβδο από τους προγενέστερους γαλαξίες. Τα παρακάτω ιστογράμματα δείχνουν την κατανομή των ραβδωτών και των μη-ραβδωτών γαλαξιών ως προς το απόλυτο μέγεθός τους και την διάφορα χρώματος U-V.



Εικ 1.43 Κατανομή των ραβδωτών και μη-ραβδωτών γαλαξιών ως προς το απόλυτο μέγεθος τους.



Εικ 1.44 Κατανομή των ραβδωτών και μη-ραβδωτών γαλαξιών ως προς την διαφορά χρώματος U-V.

Οι ράβδοι στους μεταγενέστερους γαλαξίες εμφανίζουν περιοχές δημιουργίας νέων αστεριών σε όλο το μήκος της ράβδου, ενώ αντίθετα στους προγενέστερους γαλαξίες οι περιοχές αυτές εμφανίζονται κυρίως στην κεντρική περιοχή της ράβδου καθώς και στα άκρα της. Συμπερασματικά, οι ράβδοι των μεταγενέστερων γαλαξιών είναι σχετικά πιο πρόσφατα δημιουργημένες σε σχέση με τις ράβδους των προγενέστερων γαλαξιών.

Ο Aguerri (2009) χρησιμοποιώντας ένα μεγάλο πλήθος γαλαξιών σε μορφή δίσκου και προσαρμόζοντας σε αυτούς ελλείψεις, επιβεβαίωσε την ύπαρξη ράβδου στο 29% των φακοειδών γαλαξιών, στο 55% των προγενέστερων και στο 45% των μεταγενέστερων γαλαξιών. Το συνολικό ποσοστό των ραβδωτών γαλαξιών στο τοπικό σύμπαν βρέθηκε ίσο περίπου 45% (Aguerri et al. 2009), ενώ χρησιμοποιώντας το φίλτρο R βρέθηκε ίσο με 50% (Barazza et al. 2008), στο B φίλτρο με 44% (Marinova & Jogee 2007) και στο I φίλτρο με 47% (Reese 2007).

Οι γαλαξίες με ενεργούς πυρήνες (AGNs) εμφανίζουν και αυτοί ράβδους στην κεντρική τους περιοχή, κυρίως νεοσύστατες, συμπεραίνοντας ότι οι ράβδοι τροφοδοτούν τον ενεργό πυρήνα με μάζα, σε μικρό χρονικό διάστημα της τάξεως 10^9 χρόνια ή και λιγότερο. Η διαφορά χρώματος της ράβδου μεταξύ γαλαξιών με ενεργό και μη ενεργό πυρήνα βρέθηκε ίση με 1.63 ± 0.11 και 2.03 ± 0.19 αντίστοιχα.

Μελέτες ραβδωτών γαλαξιών έχουν γίνει και στα υπέρυθρα μήκη κύματος (12, 25, 60 και 100 μm) καθώς και στο μακρινό υπέρυθρο ώστε να βρεθούν τυχόν διαφορές μεταξύ ραβδωτών και μη – ραβδωτών γαλαξιών όσον αφορά τον ρυθμό δημιουργίας νέων αστεριών (star formation rate - SFR). Οι λόγοι των ροών ακτινοβολίας στα 12, 25, 60 και 100 μm είναι οι πιο κατάλληλοι παράμετροι για να γίνει σύγκριση του ρυθμού δημιουργίας νέων αστεριών μεταξύ ραβδωτών και μη ραβδωτών γαλαξιών. Βρέθηκε, ότι οι πρώτοι έχουν μεγαλύτερους λόγους $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$ και $\log(S_{25}/S_{12})$ από τους δεύτερους (Haung et al. 1996). Οι γαλαξίες που εμφανίζουν μεγάλο ρυθμό δημιουργίας νέων αστεριών έχουν επίσης μεγαλύτερη και πιο ανθεκτική ράβδο. Οι Puxley et al. (1988) έκαναν την υπόθεση ότι γαλαξίες με λόγο $\log(S_{12}/S_{25}) < \sim 0.35$ εμφανίζουν περισσότερες περιοχές δημιουργίας νέων αστεριών.

Στα παρακάτω διαγράμματα 1.45, 1.46, 1.47 και 1.48 παρουσιάζονται οι κατανομές των λόγων $L_{\text{FIR}}/L_{\text{B}}$, $\log(S_{12}/S_{25})$ και $\log(S_{60}/S_{100})$ καθώς και η σχέση μεταξύ των λόγων $\log(S_{12}/S_{25})$ και $\log(S_{60}/S_{100})$ από ένα δείγμα 690 ραβδωτών γαλαξιών μορφολογικού τύπου SB και SAB και ένα δείγμα 450 μη-ραβδωτών γαλαξιών (Kandalian 1998). Οι μετρήσεις των ροών στα υπέρυθρα μήκη κύματος 12, 25, 60 και 100 μm έχουν γίνει από το IRAS. Η λαμπρότητα L_{FIR} στο μακρινό υπέρυθρο υπολογίστηκε από την σχέση (Kandalian & Kalloghlian 1998).

$$\log(L_{\text{FIR}}) = 5.595 + 2 \log D + \log(2.58S_{60} + S_{100}) \quad (1.3)$$

όπου S_{60} και S_{100} είναι η ροή ενέργειας στα μήκη κύματος 60 και 100 μm σε mJansky και D η απόσταση του γαλαξία σε Mpc, ενώ η λαμπρότητα στο οπτικό υπολογίστηκε από την σχέση (Kandalian & Kalloghlian 1998):

$$\log(L_{\text{B}}) = 12.164 + 2 \log D - 0.4B_{\text{T}} \quad (1.4)$$

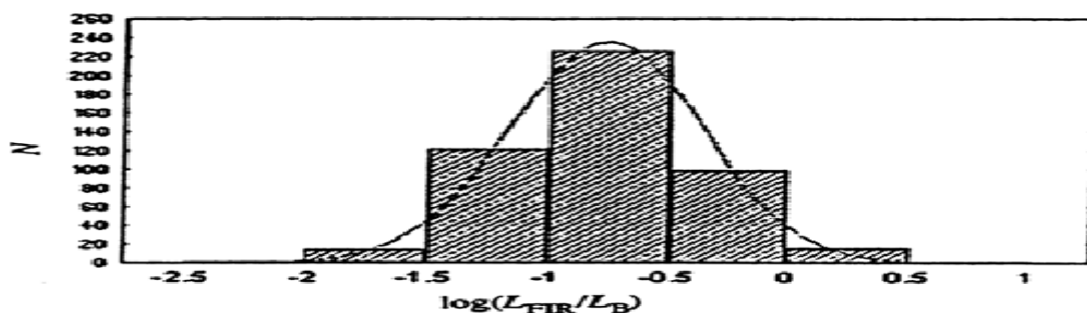
Στον πίνακα 1.11 παρουσιάζονται οι μέσες τιμές των λόγων των ροών ακτινοβολίας $\log(S_{12}/S_{25})$, $\log(S_{60}/S_{100})$, $\log(L_{\text{FIR}}/L_B)$ και L_{FIR} για διάφορους μορφολογικούς τύπους γαλαξιών (Kandalian & Kalloghlian 1998).

Πίνακας 1.11 Μέσες τιμές των λόγων $\log(S_{12}/S_{25})$, $\log(S_{60}/S_{100})$, $\log(L_{\text{FIR}}/L_B)$ και L_{FIR} για διαφορετικής μορφολογίας γαλαξίες.

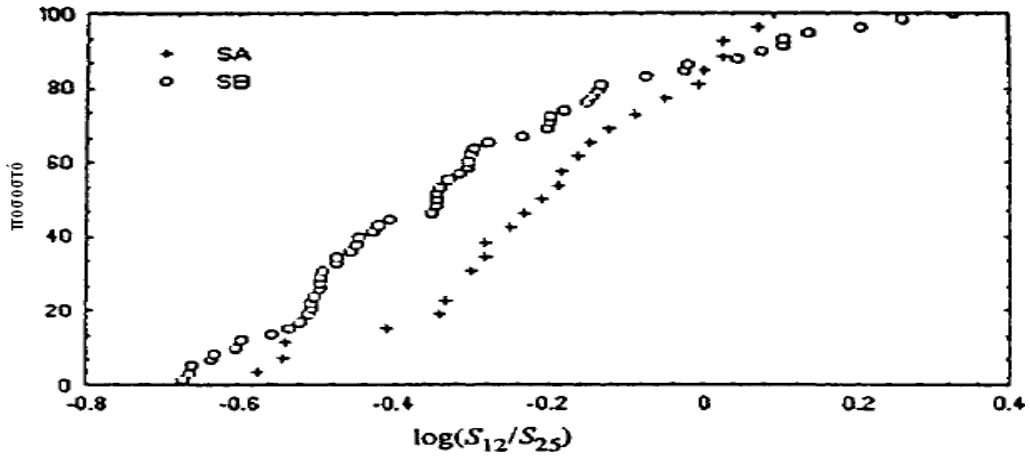
<i>Μορφολογία</i>	<i>$\log(S_{12}/S_{25})$</i>	<i>$\log(S_{60}/S_{100})$</i>	<i>$\log(L_{\text{FIR}}/L_B)$</i>	<i>L_{FIR}</i>
<i>Hubble</i>				
<i>SB0-SBa</i>	-0.310	-0.404	-0.724	9.442
<i>S0/a-Sa</i>	-0.206	-0.438	-0.658	9.425
<i>SBb-SBc</i>	-0.211	-0.464	-0.697	9.701
<i>Sb-Sc</i>	-0.144	-0.501	-0.682	9.696
<i>SA+SAB</i>	-0.241	-0.443	-0.769	9.425
<i>SA</i>	-0.161	-0.484	-0.717	9.504

Οι ραβδωτοί γαλαξίες φαίνεται να έχουν μικρότερο λόγο $\log(S_{12}/S_{25})$ και μεγαλύτερο λόγο $\log(S_{60}/S_{100})$ σε σχέση με τους μη-ραβδωτούς, υποδηλώνοντας ότι ο ρυθμός δημιουργία νέων αστεριών είναι υψηλότερος στους ραβδωτούς γαλαξίες. Οι σχέσεις που συνδέουν τους λόγους των ροών ενέργειας είναι:

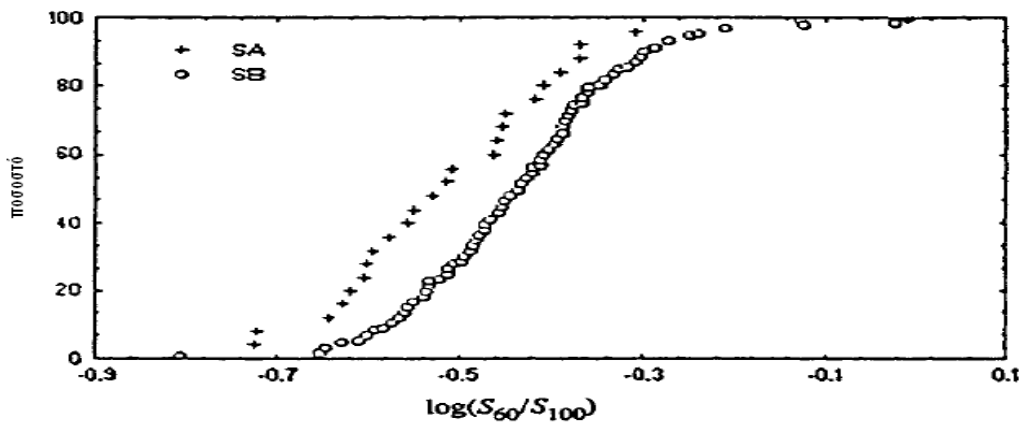
$$\begin{aligned}
 \text{SB: } \log(S_{12} / S_{25}) &= -0.60 - 1.04 \log (S_{60} / S_{100}) \\
 \text{SA: } \log(S_{12} / S_{25}) &= -0.50 - 0.82 \log (S_{60} / S_{100})'
 \end{aligned}
 \tag{1.5}$$



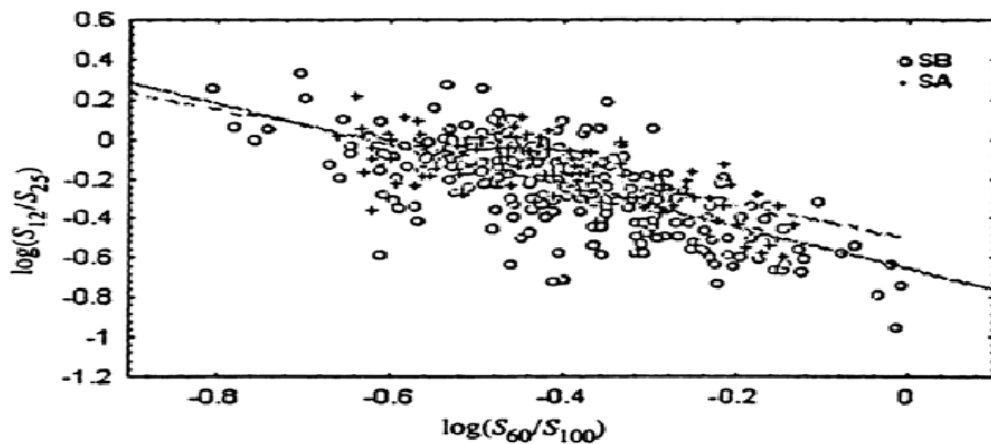
Εικ 1.45 Κατανομή ραβδωτών γαλαξιών ως προς τον λόγο $\log(L_{\text{FIR}}/L_B)$ (Kandalian & Kalloghlian 1998).



Εικ 1.46 Κατανομή ραβδωτών (κύκλος) και μη-ραβδωτών (σταυρός) γαλαξιών ως προς τον λόγο $\log(S_{12}/S_{25})$ (Kandalian & Kalloghlian 1998).



Εικ 1.47 Κατανομή ραβδωτών (κύκλος) και μη-ραβδωτών (σταυρός) γαλαξιών ως προς τον λόγο $\log(S_{60}/S_{100})$ (Kandalian & Kalloghlian 1998).



Εικ 1.48 Η σχέση μεταξύ των λόγων $\log(S_{12}/S_{25})$ και $\log(S_{60}/S_{100})$ για ραβδωτούς (κύκλος) και μη-ραβδωτούς (σταυρός) γαλαξίες (Kandalian & Kalloghlian 1998).

1.3.5 Επιμέρους τμήματα ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία

1.3.5.1 Εισαγωγή

Για την λεπτομερή μελέτη των σπειροειδών γαλαξιών έχουν αναπτυχθεί μοντέλα διάδοσης ακτινοβολίας (Xilouris et al. 1997, 1998, 1999). Για την κατασκευή ενός τέτοιου θεωρητικού μοντέλου που θα προσομοιάζει σωστά ένα πραγματικό γαλαξία, χρειάζεται:

- α) σωστή κατανομή των αστεριών και της σκόνης, και
- β) αντιμετώπιση του προβλήματος διάδοσης ακτινοβολίας.

Αρχικά, είχαν χρησιμοποιηθεί πολύ απλοϊκές κατανομές για την περιγραφή των αστεριών και της σκόνης. Στα πρώτα μοντέλα τα αστέρια κατανέμονταν ομοιόμορφα σε ένα άπειρο στρώμα, με την σκόνη να παρεμβάλλεται σαν πέτασμα μπροστά από τα αστέρια, πράγμα που απέχει πολύ από την πραγματικότητα αφού οι παρατηρήσεις δείχνουν ότι η σκόνη είναι αναμεμιγμένη με τα αστέρια. Μία καλύτερη προσέγγιση, αλλά όχι αρκετά ακριβής, ήταν η υπόθεση ότι η σκόνη και τα αστέρια είναι αναμεμιγμένα σε ένα επίπεδο ανάμεσα σε 2 στρώματα αστεριών. Τελικά, σύμφωνα με τη πιο ρεαλιστική γεωμετρία (την οποία και χρησιμοποιούμε στο μοντέλο μας), τα αστέρια και η σκόνη κατανέμονται εκθετικά στο δίσκο του γαλαξία.

Έχοντας πλέον ορίσει τις κατανομές των αστεριών και της σκόνης, προέκυψε η ανάγκη για μία μέθοδο επίλυσης του προβλήματος της διάδοσης της ακτινοβολίας. Αρχικά, οι μέθοδοι που προτάθηκαν ήταν οι απλούστεροι δυνατοί, θεωρώντας ότι η σκόνη μόνο απορροφά, δηλαδή, χωρίς να λαμβάνεται υπόψη το φαινόμενο της σκέδασης. Ένα από τα μοντέλα που λαμβάνει υπόψη και το φαινόμενο της σκέδασης από την σκόνη είναι των Xilouris et al. (1997, 1999) (βλέπε §3.3 για πιο λεπτομερή περιγραφή).

Παρακάτω, γίνεται λεπτομερής περιγραφή των κατανομών των αστεριών και της σκόνης στο δίσκο του γαλαξία, της κατανομής του φωτός στο γαλαξιακό σφαιροειδές, όπως επίσης και της κατανομής του φωτός που χρησιμοποιήθηκε κατά τη περιγραφή της ράβδου των αστεριών στους ραβδωτούς σπειροειδής γαλαξίες.

1.3.5.2 Γαλαξιακό σφαιροειδές

Το γαλαξιακό σφαιροειδές, που αποτελεί κατά κάποιο τρόπο την κεντρική περιοχή ενός γαλαξία, χωρίζεται σε τρεις τύπους ανάλογα την μορφολογία του. Το κλασσικό σφαιροειδές (classical), το σφαιροειδές τύπου κουτιού/φυστικού (boxy/peanut) και το σφαιροειδές σχήματος δίσκου (disk-like) (Athanasoula et al. 2003, 2005). Στο σημείο αυτό πρέπει να επισημανθεί ότι ο διαχωρισμός του γαλαξιακού σφαιροειδούς στις τρεις αυτές ομάδες γίνεται μόνο στους γαλαξίες εκείνους που παρατηρούνται από μεγάλη κλίση (edge-on¹³ γαλαξίες) (εικ. 1.49) ή την πρόοψη τους.



Εικ 1.49 Παράδειγμα γαλαξία από μεγάλη κλίση ή πρόοψη (NGC 3628)

Θεωρητικές μελέτες έχουν δείξει ότι η ράβδος εξελίσσεται δυναμικά με τον χρόνο αυξάνοντας το μήκος και το πάχος της, δημιουργώντας με αυτό τον τρόπο μία δομή της οποίας το ύψος είναι συγκρίσιμο με το ύψος του δίσκου. Η συνύπαρξη ενός σφαιροειδούς και μίας ράβδου, έχει ως αποτέλεσμα να παρατηρείται ένα σφαιροειδές τύπου κουτιού/φυστικού (Combes & Sanders 1981, Martinez-Valpuesta et al 2006) καθώς και πολύ αμυδρών δομών σχήματος «X». Οι δομές αυτές αποτελούν μέρος της ράβδου ενός γαλαξία για τις οποίες θα γίνει αναλυτική αναφορά στις επόμενες παραγράφους.

Οι κατανομές των αστεριών που περιγράφουν ικανοποιητικά ένα σφαιροειδές, σύμφωνα με τα θεωρητικά μοντέλα, είναι: ο νόμος $R^{1/4}$ (de Vaucouleurs 1953, Young 1976), ο νόμος των Hubble-Reynolds (Reynolds 1913, Hubble 1930), ο νόμος του

¹³ Edge-on γαλαξίες ονομάζονται οι γαλαξίες που παρατηρούμε από μεγάλη γωνία ή παρατηρούμε την πρόοψη τους. Χωρίζονται επίσης σε δύο υποκατηγορίες, τους end-on και side-on. End-on είναι οι γαλαξίες στους οποίους παρατηρούμε τον μικρό άξονα της ράβδου (η ευθεία παρατήρησης είναι κάθετη στον μικρό άξονα της ράβδου) ή τον μεγάλο άξονα της ράβδου (η ευθεία παρατήρησης είναι κάθετη στον μεγάλο άξονα της ράβδου), αντίστοιχα.

Hernquist (Hernquist 1990) και ο εκθετικός νόμος (Andreadakis & Sanders 1994). Παρακάτω παρουσιάζονται οι κατανομές που χρησιμοποιούνται στο μοντέλο διάδοσης ακτινοβολίας που χρησιμοποιήσαμε.

$$\begin{aligned} I(R) &= I_{bulge} (1 + B^2)^{-3/2}, & \text{Hubble} \\ I(R) &= I_{bulge} e^{(-7.67B^{1/4})} B^{-7/8}, & R^{1/4} \end{aligned} \quad (1.6)$$

όπου

- $B = \frac{\sqrt{R^2 + z^2 \left(\frac{b}{a}\right)^2}}{R_e}$
- a και b είναι ο μεγάλος και μικρός άξονας του σφαιροειδούς.
- R_e^{14} είναι η χαρακτηριστική ακτίνα του σφαιροειδούς.

Η ύπαρξη μίας ράβδου αστεριών στο Γαλαξία επαληθεύτηκε από κινηματική και φωτομετρική μελέτη του σφαιροειδούς του Γαλαξίας. Οι Englmaier & Gerhard (1999) πρότειναν ότι το μήκος της ράβδου είναι 3.5 kpc, ενώ η γωνία μεταξύ του μεγάλου άξονα της ράβδου και της ευθείας παρατήρησης (γωνία θέσεως ή position angle) είναι μεταξύ 20 και 25 μοιρών.

1.3.5.3 Δίσκος αστέρων

Τα αστέρια των γαλαξιών κατανέμονται κυρίως πάνω σε μία επίπεδη δομή γνωστή ως γαλαξιακός δίσκος. Παρατηρήσεις γαλαξιών έδειξαν ότι η επιφανειακή λαμπρότητα του δίσκου μπορεί να περιγραφεί από τη συνάρτηση:

$$I(R) = I_{disk} e^{-R/R_{disk}} \quad (1.7)$$

όπου R_{disk} είναι η χαρακτηριστική ακτίνα της κατανομής των αστεριών (scale length). Στην κάθετη διεύθυνση του γαλαξία (κάθετα στο γαλαξιακό επίπεδο), η επιφανειακή λαμπρότητα ακολουθεί μία παρόμοια συνάρτηση:

¹⁴ Ενεργός ακτίνα ορίζεται ως η ακτίνα της σφαίρας που εκπέμπει την μίση ακτινοβολία του σφαιροειδούς.

$$I(R, z) = I_{\text{disk}}(R, 0) e^{-z/z_{\text{disk}}(R)} \quad (1.8)$$

όπου z είναι η απόσταση από το επίπεδο του δίσκου του γαλαξία, z_{disk} είναι το χαρακτηριστικό μήκος της κατανομής των αστεριών στην κάθετη διεύθυνση για κάθε ακτίνα R (Freeman 1970, Wainscoat et al 1989). Η τιμή του z_{disk} εξαρτάται από την ηλικία των αστεριών στο γαλαξία. Επιπλέον, η κατανομή των αστεριών στο δίσκο μπορεί να περιγραφεί από μία σχέση της μορφής $\text{sech}^2 z$ (van der Kruit & Searle 1981). Οι δύο αυτές σχέσεις αναπαριστούν την κάθετη κατανομή των αστεριών αρκετά ικανοποιητικά σύμφωνα με τα παρατηρησιακά δεδομένα.

1.3.5.4 Δίσκος σκόνης

Εκτός από τον δίσκο με αστέρια, υπάρχει ένας ακόμα επιπλέον δίσκος με σκόνη. Ο συντελεστής εξασθένησης της έντασης της ακτινοβολίας ακολουθεί την παρακάτω συνάρτηση:

$$\kappa_{\lambda}(R, z) = \kappa_{\lambda} e^{-R/R_{\text{disk,dust}}} e^{-|z|/z_{\text{disk,dust}}} \quad (1.9)$$

όπου $R_{\text{disk,dust}}$ και $z_{\text{disk,dust}}$ είναι τα χαρακτηριστικά μήκη της κατανομής της σκόνης στην ακτινική και στην κάθετη διεύθυνση (scale length, scale height). Ο συντελεστής κ_{λ} είναι ο συντελεστής εξασθένησης της έντασης του φωτός στο μήκος κύματος λ , στο κέντρο του γαλαξία. Ο συντελεστής κ_{λ} (εκ^{-1}) συνδέεται με την πυκνότητα των κόκκων της σκόνης $n(R,z)$ με την σχέση $\kappa_{\lambda}(R,z) = n(R,z) \cdot \sigma$, όπου σ είναι η ενεργός διατομή (cross section) των κόκκων σκόνης για σκέδαση και απορρόφηση.

Το οπτικό βάθος στο κέντρο ενός γαλαξία που παρατηρείται υπό μεγάλη κλίση βρίσκεται από την σχέση $\tau_{\lambda}(0,0) = 2 \cdot \kappa_{\lambda} \cdot h_d \equiv \tau_{\lambda}^e$, ενώ για ένα γαλαξία που παρατηρείται κάθετα – δηλαδή υπό μικρή κλίση (face-on)¹⁵ (εικ. 1.50) βρίσκεται από την σχέση $\tau_{\lambda}(0) = 2 \cdot \kappa_{\lambda} \cdot z_d \equiv \tau_{\lambda}^f$.

¹⁵ face-on γαλαξίες ονομάζονται οι γαλαξίες στους οποίους παρατηρούμε την κatóψη τους ή έχουν μικρή κλίση.



Εικ 1.50 Παράδειγμα σπειροειδούς γαλαξία με μικρή κλίση ή η κάτοψη του (NGC 2339). Τον παρατηρούμε κάθετα στο γαλαξιακό επίπεδο.



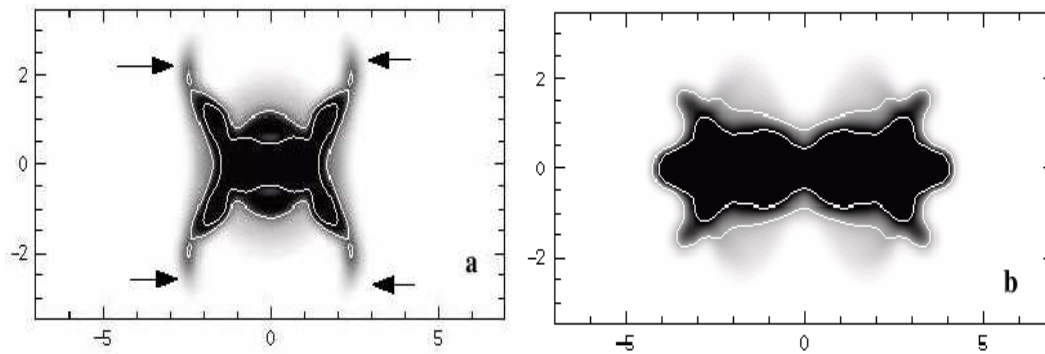
Εικ 1.51 Ραβδωτός γαλαξίας με μικρή κλίση ή η κάτοψη του (NGC 7331).

1.3.5.5 Ράβδος αστερών

Η παρατήρηση και μελέτη της ράβδου δεν είναι εύκολη υπόθεση ιδιαίτερα στους γαλαξίες με μεγάλη κλίση, λόγω της εξασθένησης της έντασης του φωτός στο κέντρο των γαλαξιών, όπου η ποσότητα της σκόνης είναι πολύ μεγάλη. Η μελέτη της ράβδου γίνεται κυρίως σε ραβδωτούς γαλαξίες που παρατηρούνται κάθετα με μικρή κλίση (εικ. 1.51), όπου είναι δυνατή η παρατήρηση της ράβδου ή η χρήση μοντέλων όπως τα δυναμικά μοντέλα τροχιών (Patsis et al. 2002) ή και οι προσομοιώσεις Ν-σωμάτων (Athanassoula 2002, 2003).

Οι Patsis και Grosbol (1996), Patsis et al (2002a) και Patsis, Skokos, Athanassoula (2002) έχουν μελετήσει τις τροχιές των αστεριών χρησιμοποιώντας δυναμικά μοντέλα σε γαλαξίες με μεγάλη ή μικρή κλίση. Ο συνδυασμός των τροχιών αυτών δημιουργούν μια δομή τριών διαστάσεων. Οι περισσότερες από αυτές τις τροχιές ανήκουν στην οικογένεια τροχιών x_1 (Contopoulos 2002). Ο συνδυασμός τροχιών από διαφορετικές οικογένειες έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία μίας συμπαγούς δομής, από την εικόνα της οποίας μπορεί να βρεθεί ποιές ή πόσες τροχιές παίζουν σημαντικό ρόλο στην δημιουργία της.

Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι υπάρχει μία σημαντική διαφορά μεταξύ τροχιών από διαφορετικές οικογένειες (π.χ. το μήκος των άκρων των δομών σχήματος «X» είναι μεγαλύτερο στην οικογένεια τροχιών x_{1v5} από ότι στην οικογένεια τροχιών x_{1v1}). Η διαφορά αυτή φαίνεται στις εικόνες 1.52a και 1.52b παρακάτω, οι οποίες δείχνουν την πρόοψη της ράβδου για τις δύο αυτές οικογένειες τροχιών.



Εικ 1.52 α) το προφίλ της οικογένειας των τροχιών χ1ν1, β) το προφίλ της οικογένειας των τροχιών χ1ν5.

Στην περίπτωση της οικογένειας των τροχιών χ1ν1 το μήκος αυτό αντιστοιχεί μόνο στο 45% του συνολικού μήκους της ράβδου, ενώ για την περίπτωση της οικογένειας των τροχιών χ1ν5 αντιστοιχεί στο 90% του συνολικού μήκους της ράβδου (Patsis & Xilouris 2006).

Χρησιμοποιώντας την τεχνική “unsharp masking” σε παρατηρησιακά δεδομένα, για την οποία θα γίνει λεπτομερέστερη αναφορά στο επόμενο κεφαλαίο, βρέθηκε ότι υπάρχει συμφωνία μεταξύ των μοντέλων και των παρατηρήσεων. Επιβεβαιώθηκε η ύπαρξη ευδιάκριτων δομών σχήματος «X» στο κέντρο των γαλαξιών, τα οποία μπορούν να εξηγηθούν από αστέρια παγιδευμένα γύρω από περιοδικές τροχιές. (Aronica et al 2003, 2004, Bureau et al 2004, Patsis & Xilouris 2006).

- ***Ποία όμως είναι η συνάρτηση η οποία μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά την τρισδιάστατη κατανομή της λαμπρότητας των αστεριών σε μία ράβδο;***

Μία υποψήφια συνάρτηση η οποία θα μπορούσε να περιγράψει την τρισδιάστατη κατανομή της λαμπρότητας των αστεριών της ράβδου θα ήταν η συνάρτηση δυναμικού του Ferrer (1877) (εξ 1.10):

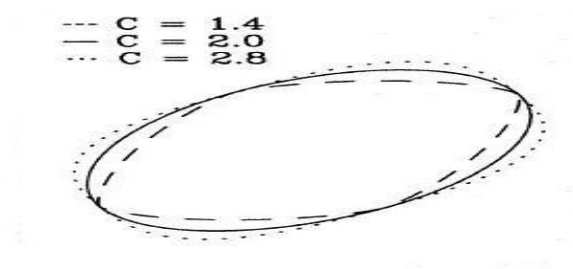
$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 + \left(\frac{z}{d}\right)^2 = 1 \quad (1.10)$$

Από παρατηρήσεις γαλαξιών με μικρή κλίση βρέθηκε ότι η ράβδος των γαλαξιών στις 2 διαστάσεις (xy επίπεδο) μπορεί να περιγραφεί από μία γενική έλλειψη (εξ. 1.11) (Athanasoula 1990),

$$\left(\frac{x}{a}\right)^c + \left(\frac{y}{b}\right)^c = 1 \quad (1.11)$$

όπου:

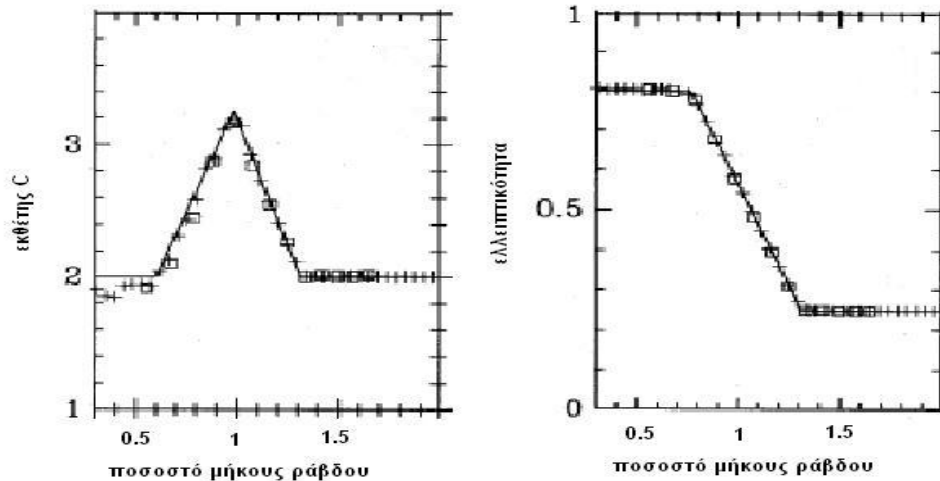
- a είναι ο μεγάλος άξονας της ράβδου
- b είναι ο μικρός άξονας της ράβδου
- c είναι ο εκθέτης που δείχνει το σχήμα της έλλειψης, για c=2 η εξίσωση (1.11) περιγράφει μία απλή έλλειψη (εικ. 1.53).



Εικ 1.53 Πιθανές μορφές της εξίσωσης (1.11) για τρεις διαφορετικές τιμές του εκθέτη c.

Ο μεγάλος και ο μικρός άξονας της έλλειψης συνδέονται με την ελλειπτικότητα της ράβδου από τη σχέση: $\varepsilon = 1 - \frac{b}{a}$. Αν και θα ήταν εύλογο να υποθέσει κανείς ότι η ελλειπτικότητα ε και ο εκθέτης c έχουν σταθερές τιμές για κάθε ράβδο σε ολόκληρο τον γαλαξία, δεν αποτελεί ασφαλής υπόθεση καθώς βρέθηκε ότι και οι δύο αυτές παράμετροι είναι συναρτήσεις της απόστασης από το κέντρο του γαλαξία. Τα παρακάτω διαγράμματα (εικ 1.54) δείχνουν τις συναρτήσεις της ελλειπτικότητας και του εκθέτη c.

Ο εκθέτης c παίρνει την μέγιστη τιμή του στα άκρα της ράβδου, όπου η μορφολογία του έχει πιο τετράγωνη μορφή και όχι ελλειψοειδή, ενώ το εύρος τιμών της κυμαίνεται από 2.0 έως 3.0. Αντιθέτως, η ελλειπτικότητα μειώνεται συναρτήσει της ακτίνας, ξεκινώντας από τιμές 0.9-0.8 (κυκλική μορφή) και καταλήγει στο 0.2 (ελλειπτική μορφή).



Εικ 1.54 Διαγράμματα της παραμέτρου c και την ελλειπτικότητα e συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του γαλαξία.

1.3.5.6 Σπειροειδείς βραχίονες

Οι γαλαξίες εμφανίζουν συνήθως και σπειροειδή μορφή ανεξαρτήτως της παρουσίας της ράβδου. Όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενη παράγραφο, η σπειροειδής μορφή των γαλαξιών οφείλεται στην διαφορική περιστροφή του δίσκου του γαλαξία (βλέπε §1.3.3.1). Η ρεαλιστικότερη περιγραφή των σπειρών μπορεί να δοθεί από την σχέση:

$$\left(1 + w_s \sin \left[\frac{m}{\tan(\rho)} \log(R) - m\phi \right] \right) \quad (1.12)$$

η οποία περιγράφει το πλάτος των σπειροειδών διαταραχών πάνω στο δίσκο ενός γαλαξία (Binney & Merrifield 1998)

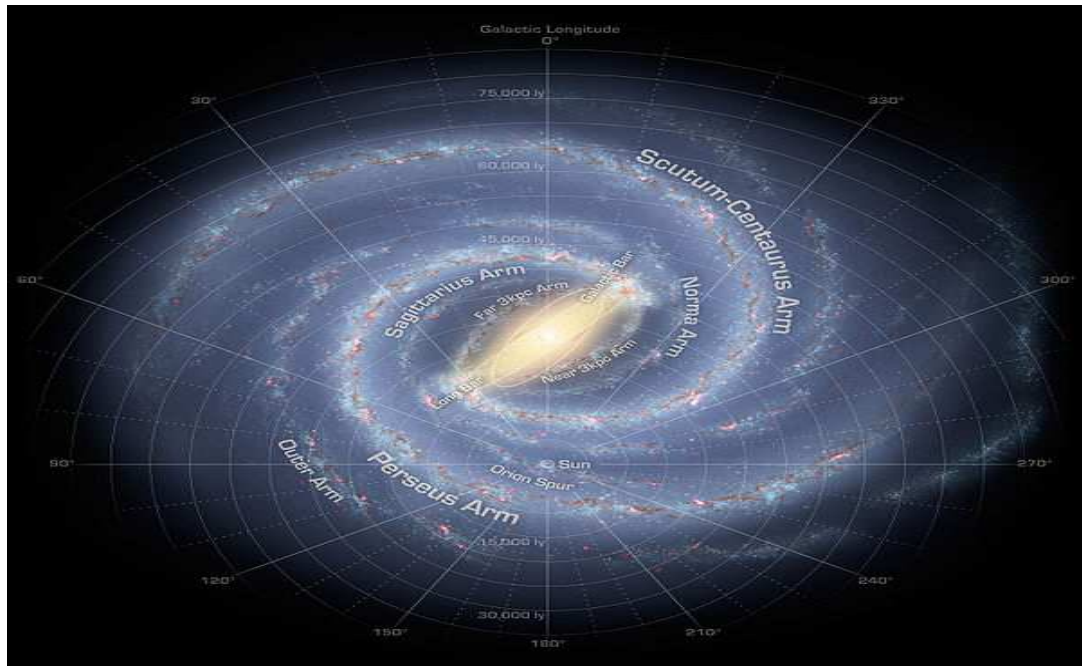
- w_s είναι το πλάτος των σπειρών. Στην περίπτωση όπου ισχύει $w_s=0$, ο γαλαξίας δεν έχει σπειροειδή μορφολογία.
- m είναι ο αριθμός των σπειρών
- ρ περιγράφει την μορφολογία των σπειρών (pitch angle)

και ταυτόχρονα περιγράφεται η κατανομή σκόνης στις σπείρες των γαλαξιών:

$$\left(1 + w_d \sin \left[\frac{m}{\tan(\rho)} \log(R) - m\phi \right] \right) \quad (1.13)$$

όπου w_d είναι το πλάτος των διαταραχών για την σκόνη.

Η εικόνα 1.55 δείχνει μία καλλιτεχνική αναπαράσταση του Γαλαξία μας όπου μπορούν να διακριθούν εύκολα οι 5 σπείρες (Εξωτερική, Περσέας, Τοξότης (Sagittarius), Γνώμων (Norma), Ασπίς (Scutum)-Κενταύρου), η ράβδος του γαλαξία καθώς και η θέση του Ηλιακού μας συστήματος.



Εικ 1.55 Καλλιτεχνική αναπαράσταση του Γαλαξία μας με τις σπείρες και την ράβδο.

Κεφάλαιο 2^ο

Πλανητικά νεφελώματα στο Γαλαξιακό σφαιροειδές

2.1 Εισαγωγή

Τα Πλανητικά Νεφελώματα (ΠΝ) παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στην εξέλιξη των γαλαξιών, τόσο στον εμπλουτισμό του μεσοαστρικού χώρου με στοιχεία όπως το He, το N, το S και το O όσο και στη δημιουργία νέων αστεριών (Beaulieu et al. 2000).

Ειδικότερα, η μελέτη των ΠΝ του Γαλαξιακού σφαιροειδούς είναι πολύ σημαντική γιατί θεωρούνται οι καλύτεροι «ιχνηλάτες» (tracers) για την μελέτη του ίδιου του Γαλαξιακού σφαιροειδούς (Galactic bulge) αφού όλοι οι άλλοι υποψήφιοι αποτελούν ίσως την καλύτερη επιλογή για την μελέτη του ίδιου του σφαιροειδούς (Durand et al. 1998, Beaulieu et al. 2000, Boumis et al. 2003) από ότι άλλα αντικείμενα που έχουν χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν όπως τα OH/IR άστρα (π.χ. Sevenster 1999), οι M γίγαντες αστέρες (π.χ. Minniti 1996a, 1996b), οι Miras και άλλοι LVPs (Μεταβλητοί Μακράς περιόδου, Whitelock et al. 1994), οι αστέρες άνθρακα (carbon stars, Whitelock 1993), οι K γίγαντες αστέρες (π.χ. Minniti et al. 1995, Minniti 1996b), οι αστέρες RR Lyrae (Walker & Terndrup 1991) που αντιπροσωπεύουν πληθυσμούς με υψηλή μεταλλικότητα κάτι το οποίο ισχύει και για το σφαιροειδές. Αντίθετα τα ΠΝ προέρχονται από μικρής και μεσαίας μάζας αστέρια και αντιπροσωπεύουν σχετικά παλιό πληθυσμό αστεριών. Οι αφθονίες του He και του N μας δίνουν πληροφορίες για την αστρική εξέλιξη του προγενέστερου αστεριού και συσχετίζονται με την μάζα και την ηλικία του. Επίσης, το φάσμα τους κυριαρχείται από γραμμές εκπομπής (όπως H α , [O III]) επιτρέποντας τον υπολογισμό των ταχυτήτων τους. Ο υπολογισμός των αποστάσεων των ΠΝ από την Γη δεν είναι ούτε εύκολος και ούτε ακριβής με αποτέλεσμα να μην είναι ακριβής ούτε και ο προσδιορισμός της διαμέτρου τους. Ωστόσο, ΠΝ με γωνιακή διάμετρο < 20 δευτερολέπτων της μοίρας ανήκουν στο Γαλαξιακό σφαιροειδές, καταλήγοντας ότι αποτελούν σημαντικό εργαλείο για την μελέτη του. Ωστόσο εξακολουθεί να μην είναι εύκολο να προσδιοριστεί η απόσταση του και άρα εάν ανήκουν στο σφαιροειδές ή

στο δίσκο. Για τον λόγο αυτό αναπτύχθηκαν τα παρακάτω κριτήρια, τα οποία διαχωρίζουν τα ΠΝ του δίσκου από εκείνα του σφαιροειδούς :

- διάμετρος των ΠΝ μικρότερη των 10 δευτερολέπτων της μοίρας,
- γαλαξιακές συντεταγμένες $l < |10^\circ|$ (γαλαξιακό μήκος) και $b < |10^\circ|$ (γαλαξιακό πλάτος).
- ροή ακτινοβολίας στα 6 cm μικρότερη από 100 mJy

2.2 Οπτικές παρατηρήσεις των ΠΝ

Σε αυτό το κεφάλαιο επιχειρείται η μελέτη 44 νέων πλανητικών νεφελωμάτων στην κατεύθυνση του σφαιροειδούς, τα οποία ανακαλύφθηκαν κατά την διάρκεια της θερινής περιόδου του 2000 και 2001 (Boumis et al. 2003, 2006), χρησιμοποιώντας τα τηλεσκόπια του αστεροσκοπίου του Σκίνακα στην Κρήτη.

Η μέθοδος ανίχνευσης των ΠΝ βασίστηκε στην ιδέα να συνδυαστούν εικόνες στην απαγορευμένη γραμμή [O III] 5007 Å και στο συνεχές. Πιο αναλυτικά, πάρθηκαν δύο εικόνες στο [O III] και μία στο συνεχές (μπλε μέρος του φάσματος). Κάντοντας χρήση του συνεχούς, αφαιρέθηκαν τα αστέρια από τις εικόνες του [O III], και όποιες πηγές παρέμειναν και στις δύο εικόνες θεωρήθηκαν ως υποψήφια ΠΝ (Boumis & Paramastorakis 2001, Boumis et al. 2003). Στον πίνακα 2.1 αναφέρονται οι γαλαξιακές συντεταγμένες, η ορθή αναφορά (RA) και η απόκλιση (DEC) των 44 νέων πλανητικών νεφελωμάτων.

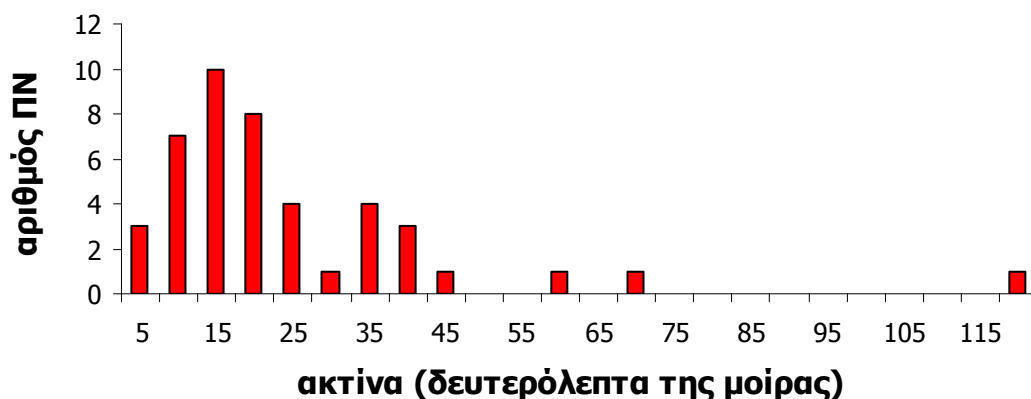
Πίνακας 2.1 Οι συντεταγμένες των 44 ΠΝ

Object	III.l ± bb.b	RA	DEC	Object	III.l ± bb.b	RA	DEC
PTB1	003.5 +02.7	17 43 39.2	-24 31 53.0	PTB23	018.0 -02.2	18 31 50.6	-14 15 27.5
PTB2	004.1 +07.8	17 26 12.2	-21 17 53.0	PTB24	018.4 +05.3	18 05 28.2	-10 20 42.6
PTB3	004.6 +06.1	17 33 33.0	-21 51 23.2	PTB25	018.8 -01.9	18 32 04.6	-13 26 12.7
PTB4	005.4 +04.0	17 42 54.7	-22 14 16.2	PTB26	008.3 +09.6	17 29 13.1	-16 47 42.6
PTB5	005.7 +04.5	17 41 38.7	-21 44 32.2	PTB27	008.4 -02.8	18 15 12.1	-23 01 03.8
PTB6	006.1 +03.9	17 45 06.5	-21 41 55.1	PTB28	008.6 +06.7	17 40 21.1	-18 05 08.9
PTB7	007.1 +07.4	17 34 30.2	-19 01 01.1	PTB29	008.7 -04.2	18 21 08.2	-23 23 56.9
PTB8	007.2 +03.4	17 49 13.7	-21 01 42.9	PTB30	010.1 +04.4	17 51 46.6	-18 04 05.0
PTB9	007.2 +04.9	17 43 34.0	-20 13 55.7	PTB31	011.0 -02.9	18 20 53.7	-20 48 10.9
PTB10	007.3 +03.5	17 49 26.7	-20 54 31.1	PTB32	011.3 -09.1	18 45 10.2	-23 21 39.7
PTB11	007.4 -03.0	18 13 40.2	-23 57 38.5	PTB33	011.4 -05.3	18 30 41.9	-21 31 51.0

PTB12	007.9 +04.3	17 47 15.6	-19 57 27.6	PTB34	011.8 -05.0	18 30 07.7	-21 05 02.6
PTB13	008.8 +03.8	17 51 08.7	-19 25 46.6	PTB35	012.1 -02.6	18 21 43.7	-19 39 45.7
PTB14	009.4 +03.9	17 52 17.8	-18 52 02.4	PTB36	013.2 -05.0	18 32 45.3	-19 49 32.2
PTB15	011.5 +03.7	17 57 05.6	-17 11 09.7	PTB37	013.7 -04.7	18 32 34.6	-19 14 03.7
PTB16	012.0 +07.4	17 45 07.5	-14 53 23.4	PTB38	013.8 -02.0	18 23 04.3	-17 53 31.5
PTB17	012.5 +04.3	17 57 10.5	-15 56 17.3	PTB39	014.2 -03.4	18 29 00.2	-18 10 46.2
PTB18	013.4 +08.8	17 42 58.0	-12 56 46.9	PTB40	014.3 -07.2	18 43 39.6	-19 48 30.9
PTB19	014.0 +04.8	17 58 26.0	-14 25 25.1	PTB41	014.8 -02.7	18 27 26.6	-17 24 10.0
PTB20	016.1 +07.7	17 52 15.0	-11 10 35.6	PTB42	015.3 -03.3	18 30 22.9	-17 11 53.7
PTB21	016.6 +07.0	17 55 53.3	-11 05 41.7	PTB43	016.6 -04.0	18 35 55.8	-16 21 20.5
PTB22	016.8 +07.0	17 56 21.4	-10 57 34.3	PTB44	016.9 -09.7	18 57 39.8	-18 36 16.0

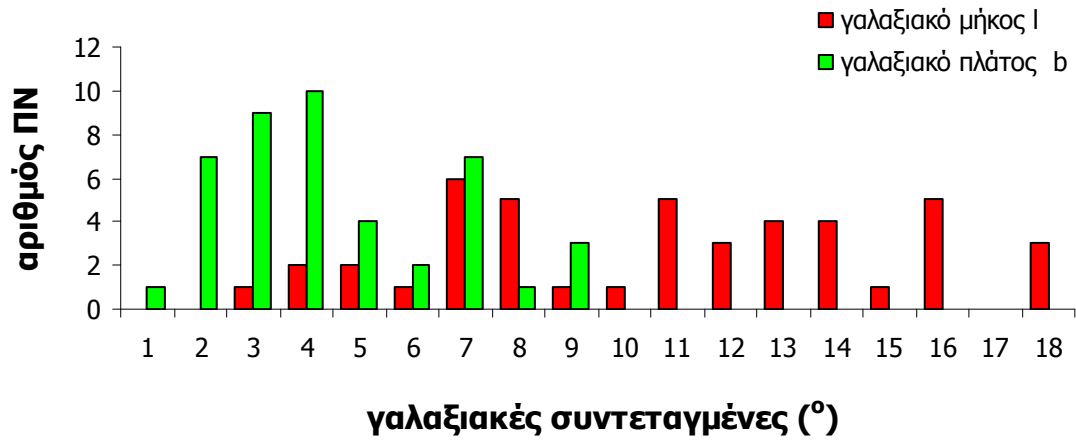
Οι παρακάτω εικόνες 2.1, 2.2 και 2.3 παρουσιάζουν τις κατανομές των ΠΝ ως προς τις γωνιακές τους διαμέτρους, τις γαλαξιακές τους συντεταγμένες και την χωρική τους κατανομή. Το μέγιστο της κατανομής των ΠΝ ως προς την γωνιακή τους διάμετρο βρίσκεται μεταξύ 10 και 15 δευτερολέπτων της μοίρας ενώ μεταξύ 12 και 16 δευτερολέπτων της μοίρας είχε βρεθεί και το μέγιστο της κατανομής των ΠΝ από την Acker et al. 1992 (βλέπε §1.2.3.3). Στην συνέχεια, παραθέτουμε τις εικόνες των 44 ΠΝ (εικ. 2.4, στο φίλτρο $H\alpha+[N II]$) όπως επίσης και τα φάσματα τους, χωρισμένα σε δύο φασματικές περιοχές ($3700 \text{ \AA} - 5400 \text{ \AA}$ και $4800 \text{ \AA} - 6800 \text{ \AA}$), λόγω περιορισμών του φασματογράφου (εικ 2.5 & 2.6) (περισσότερες πληροφορίες για τα όργανα, το τηλεσκόπιο και την ανάλυση των δεδομένων βλέπε παράρτημα Α).

Κατανομή ΠΝ ως προς την ακτίνα τους



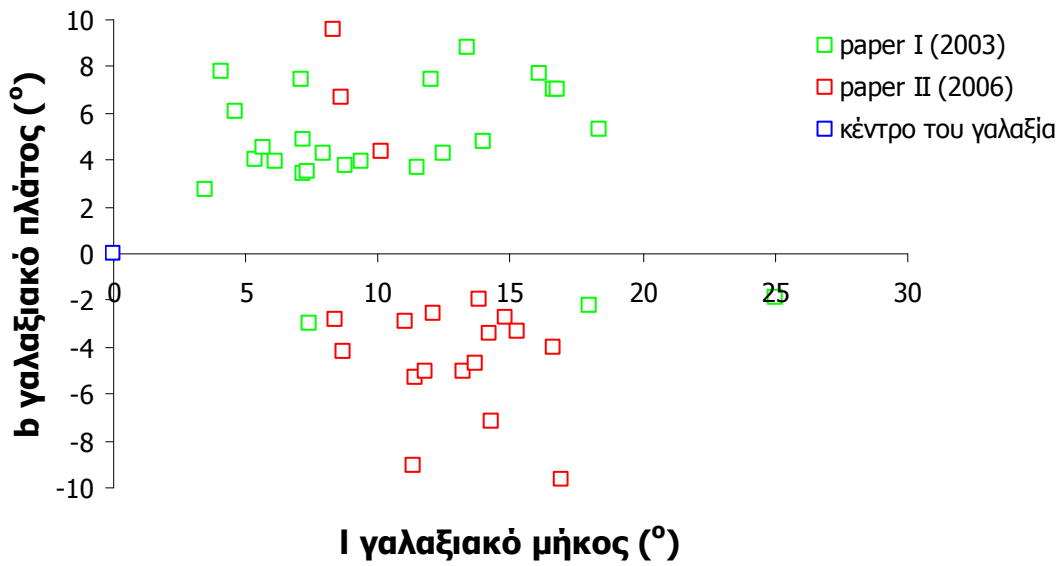
Εικ 2.1 Ιστογράμμο της κατανομής των ΠΝ ως προς την ακτίνα τους.

Κατανομή 44 ΠΝ ως προς τις γαλαξιακές τους συντεταγμένες

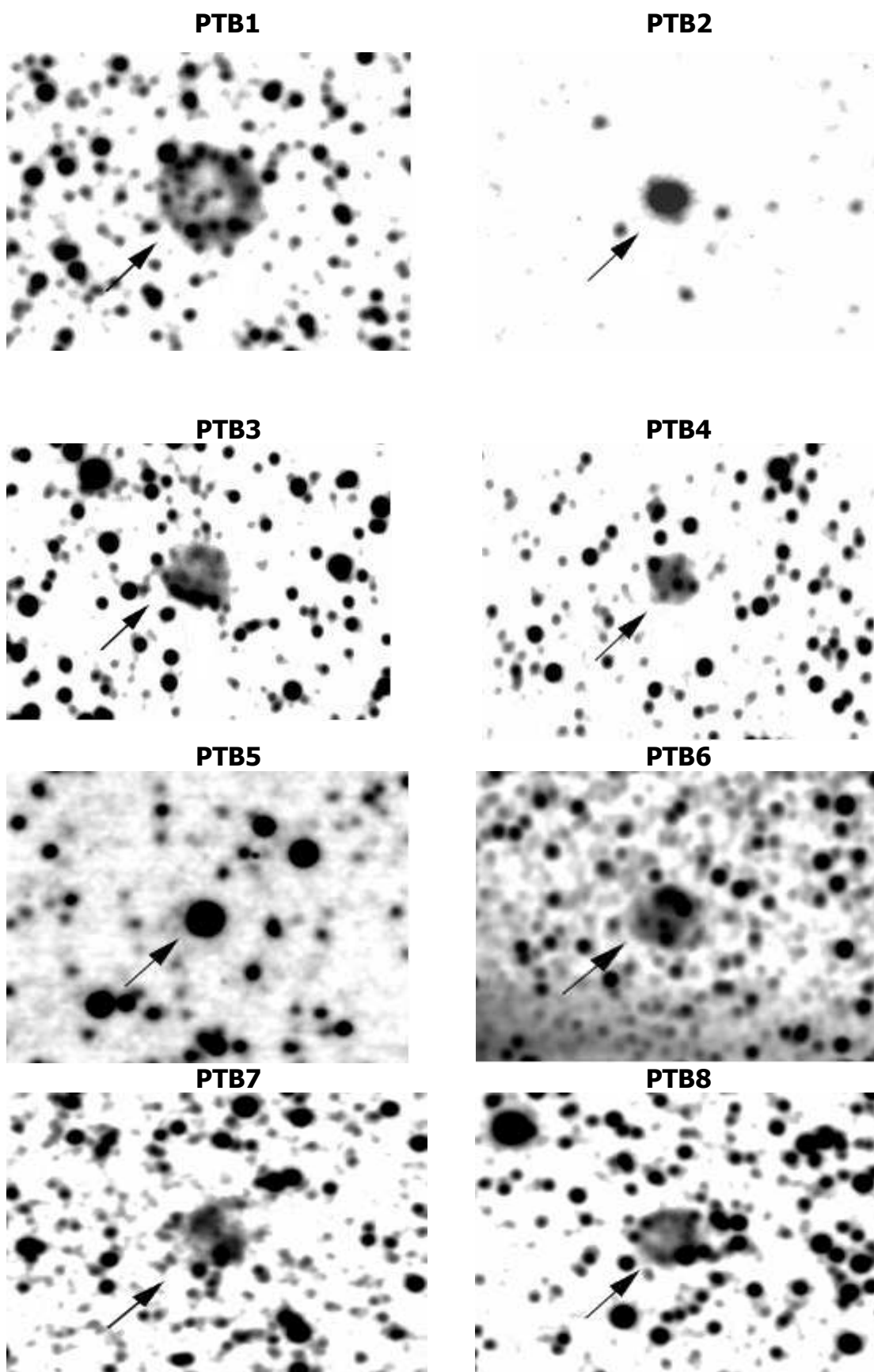


Εικ 2.2 Ιστόγραμμα της κατανομής των ΠΝ ως προς τις γαλαξιακές τους συντεταγμένες.

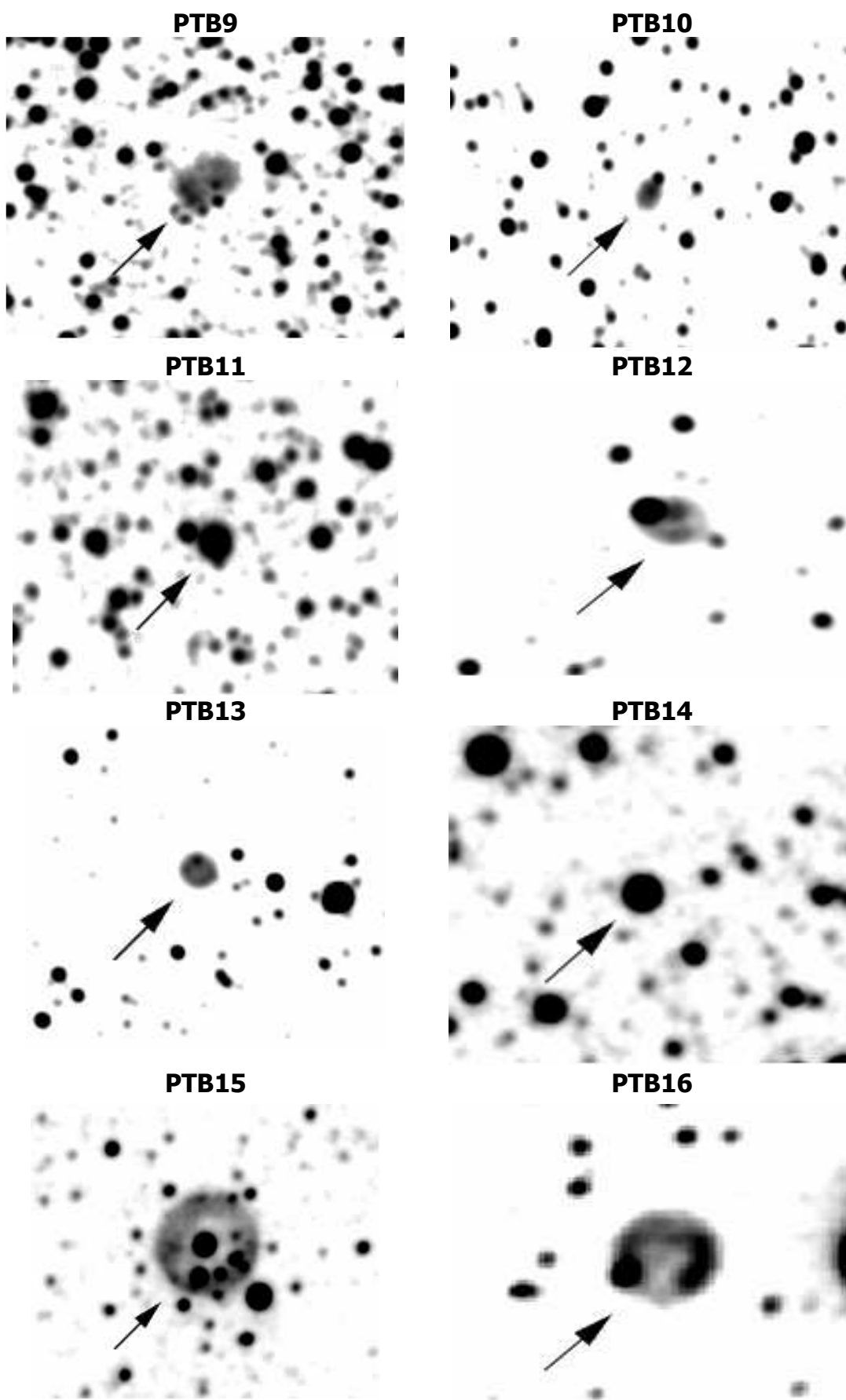
Διάγραμμα γαλαξιακών συντεταγμένων των 44 ΠΝ



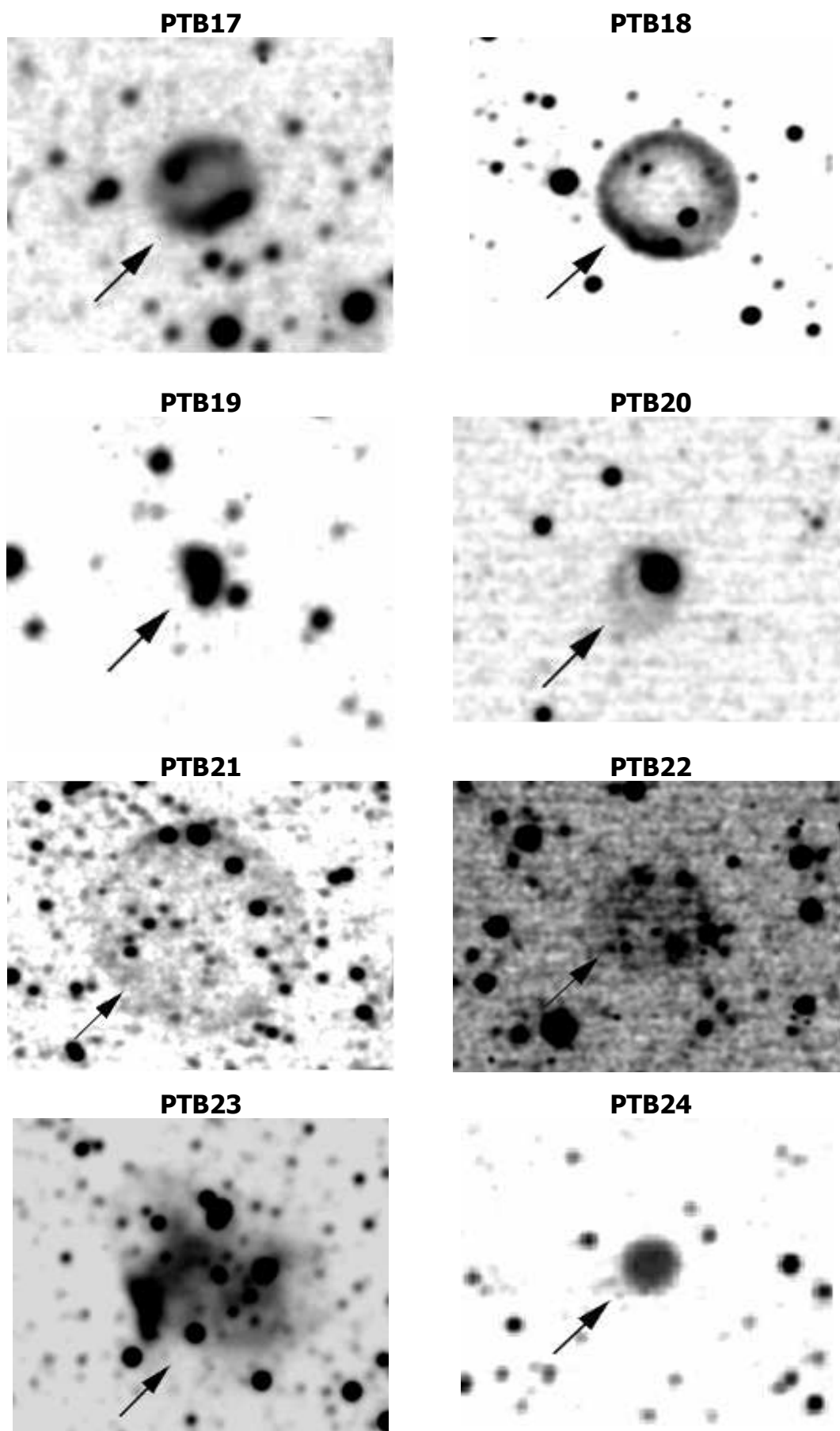
Εικ 2.3 Η κατανομή των ΠΝ σύμφωνα με τις γαλαξιακές τους συντεταγμένες.



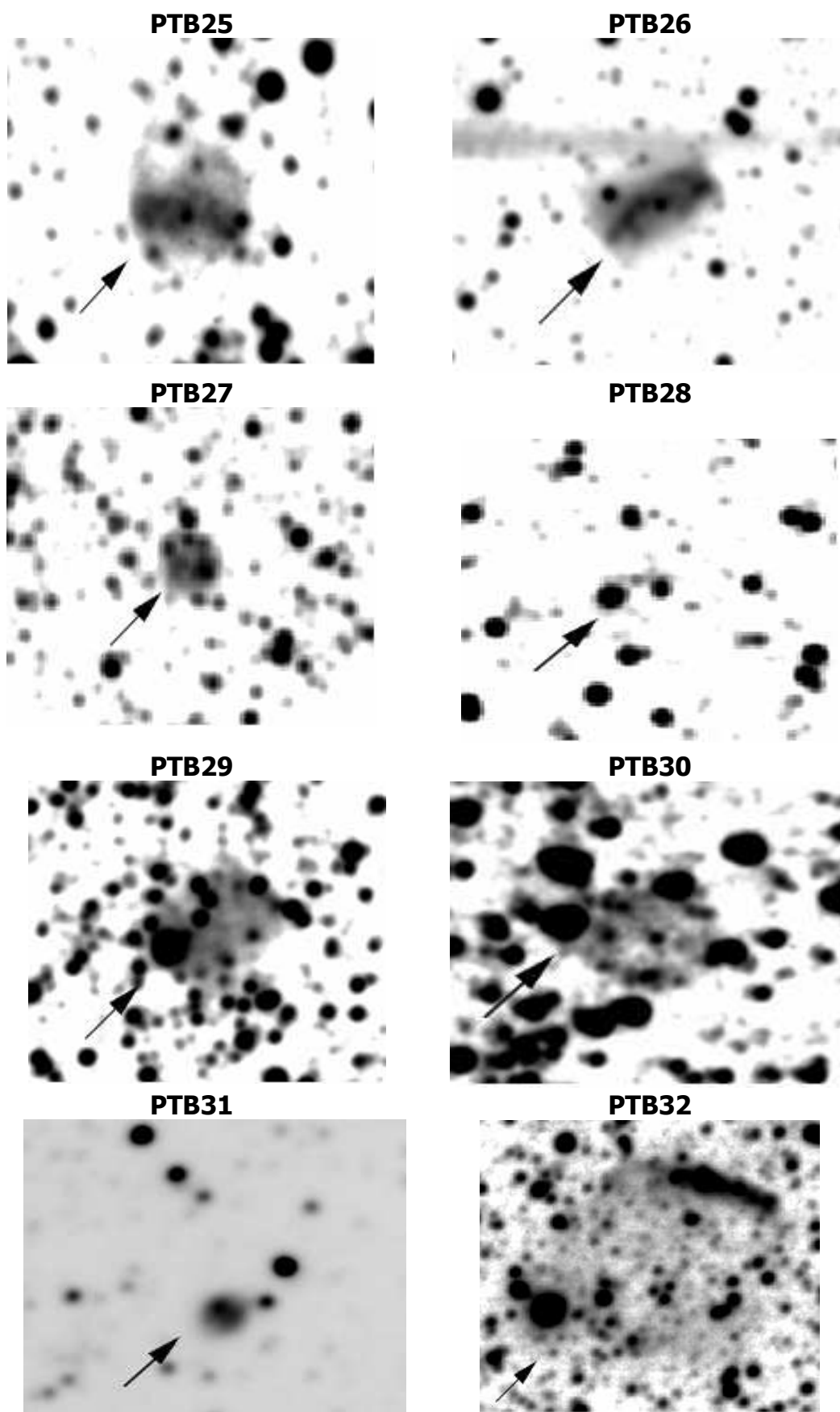
Εικ 2.4 Εικόνες των 44 ΠΝ με χρήση του φίλτρου H α + [N II]



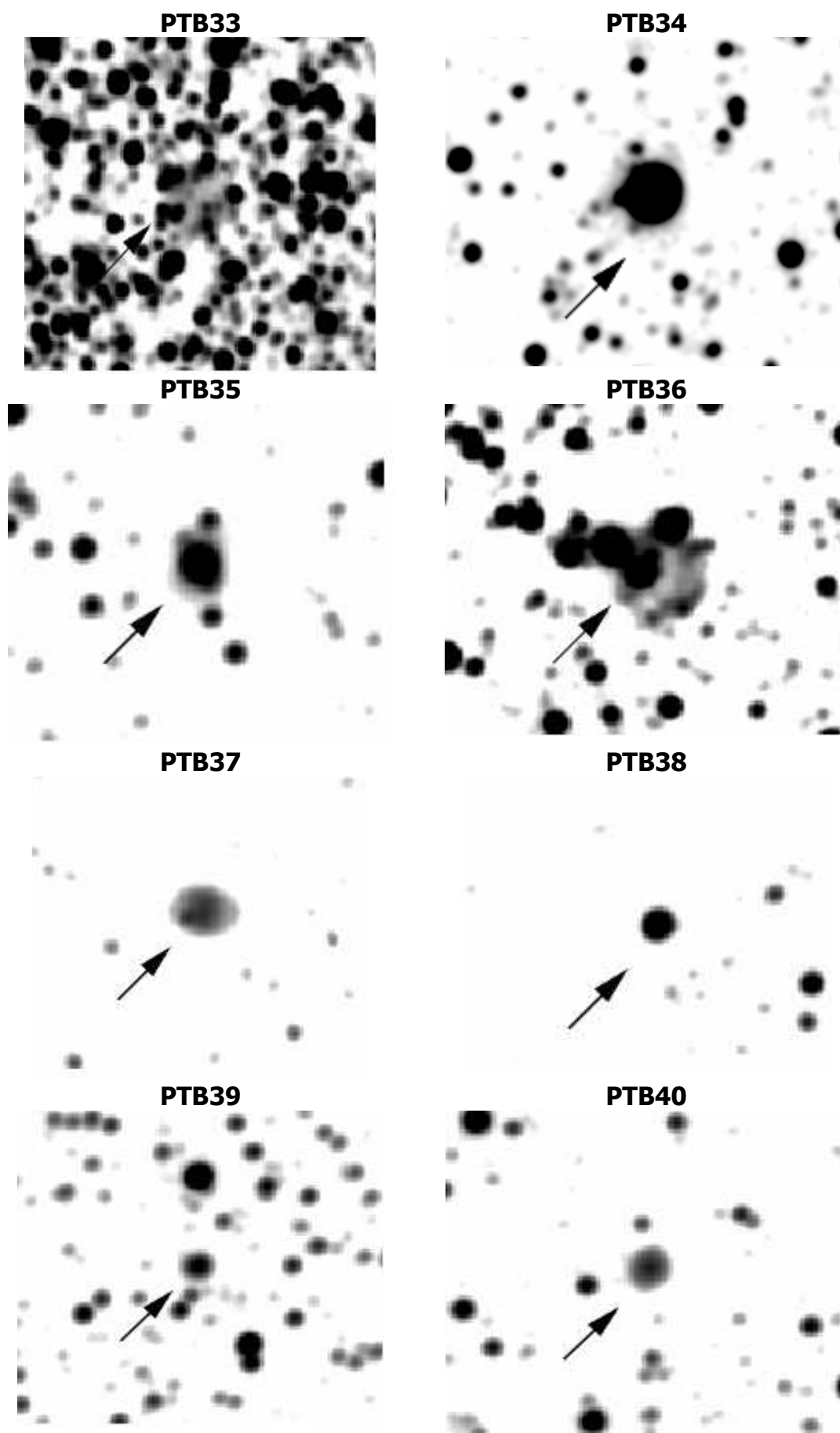
Εικ 2.4 (Συνέχεια)



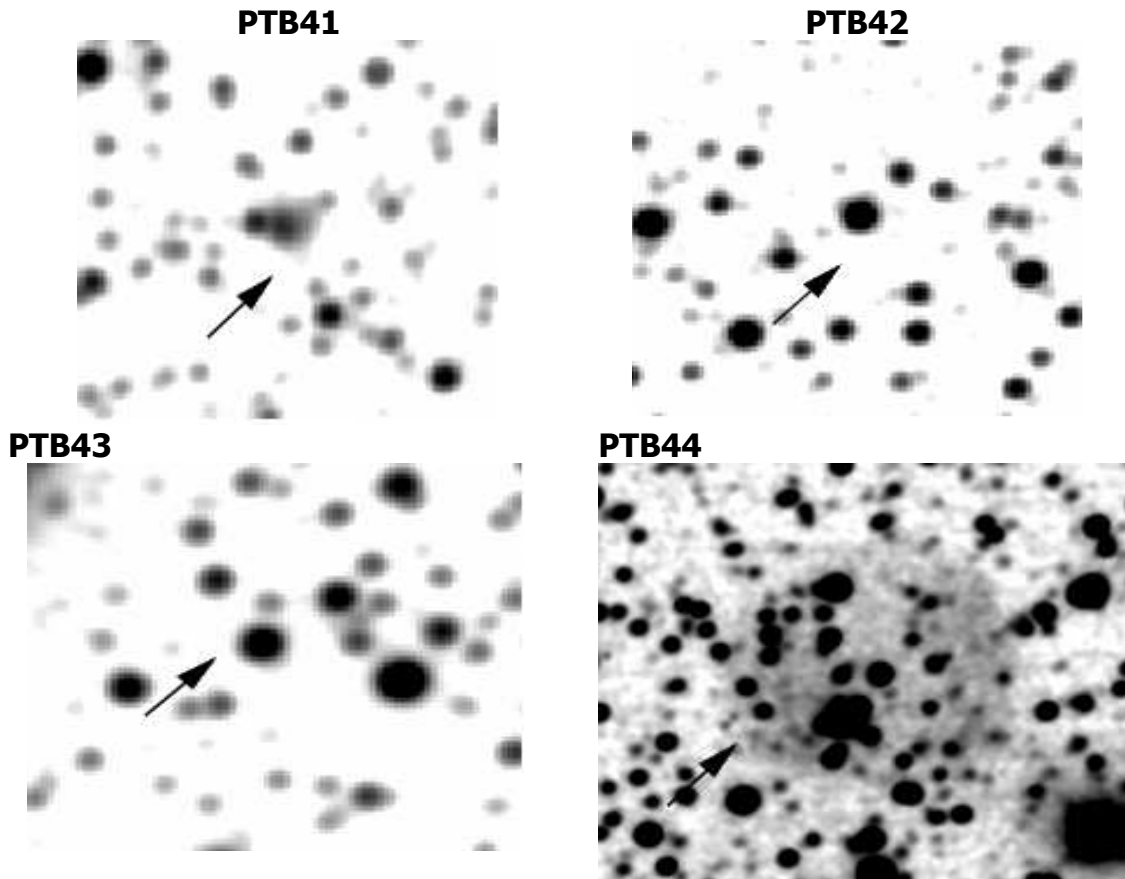
Εικ 2.4 (Συνέχεια)



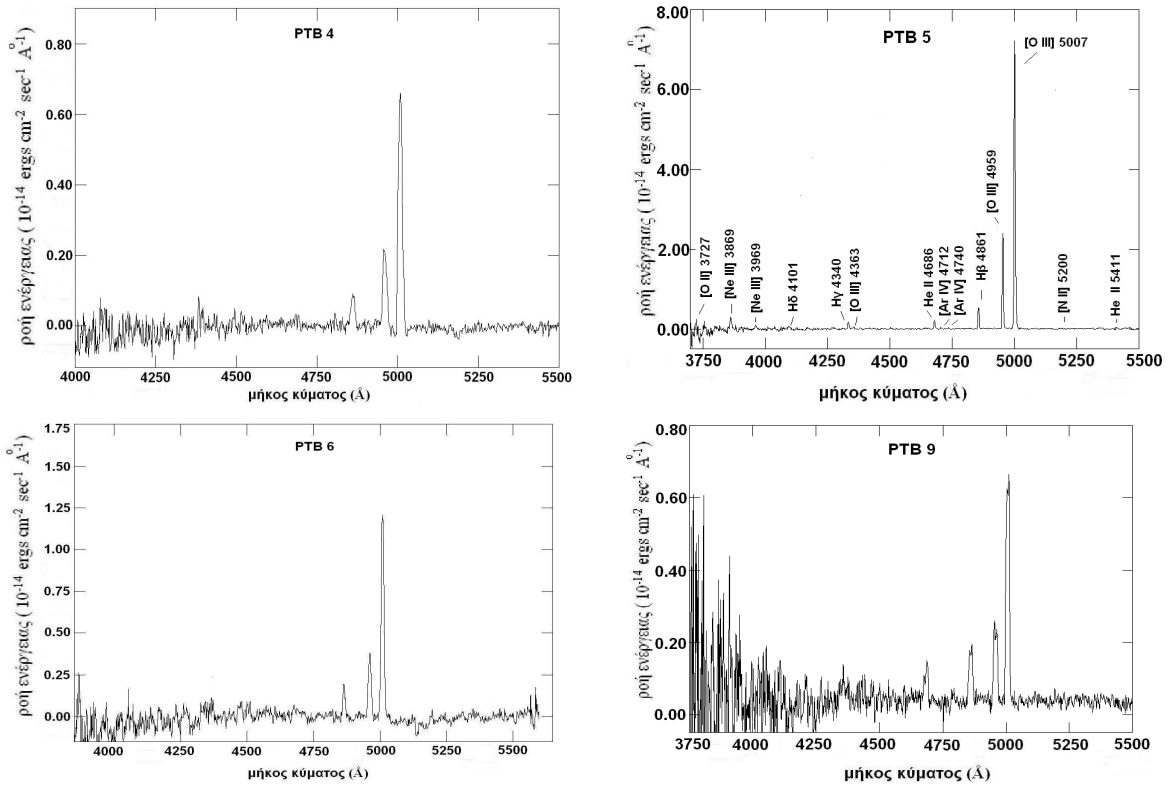
Εικ 2.4 (Συνέχεια)



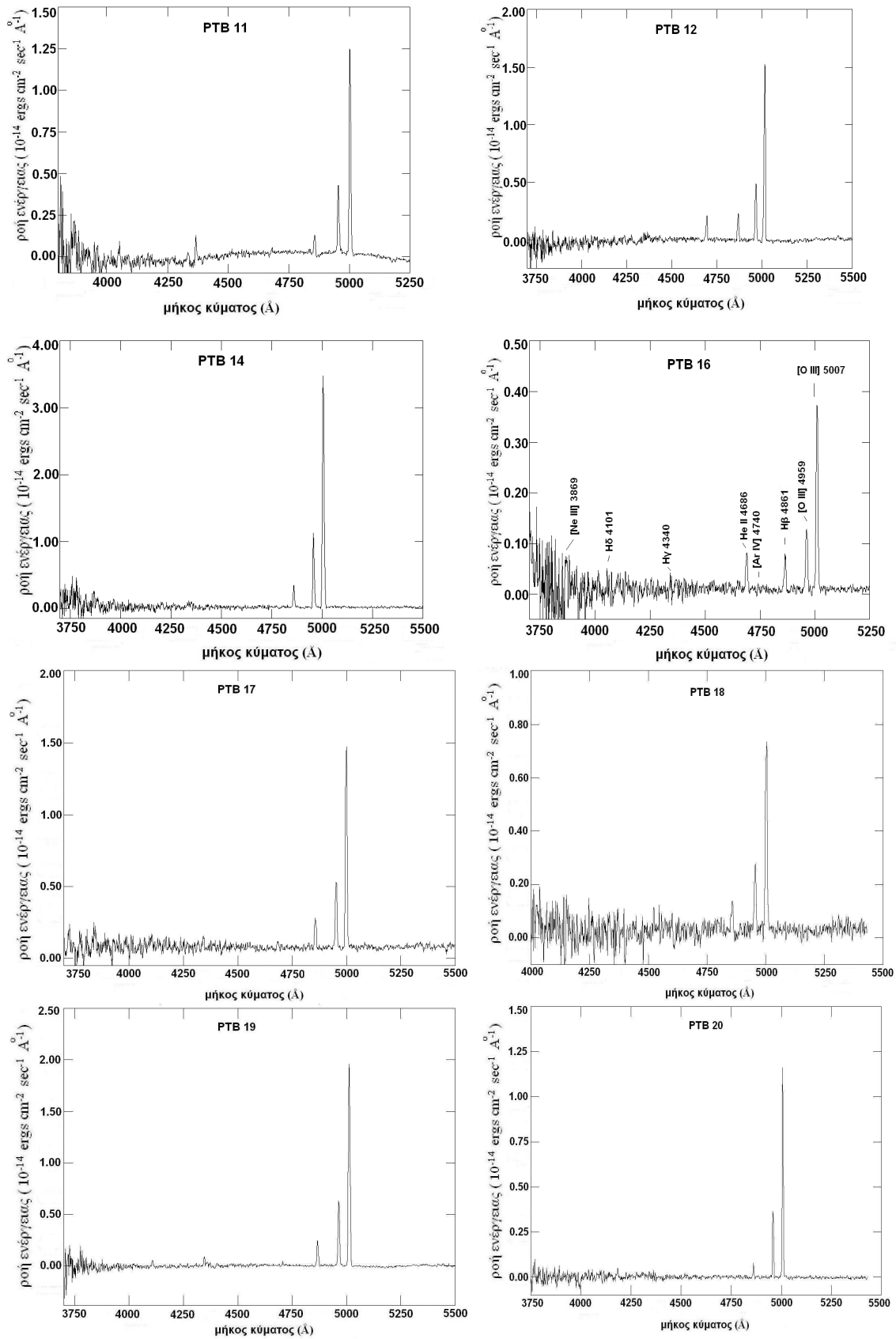
Εικ 2.4 (Συνέχεια)



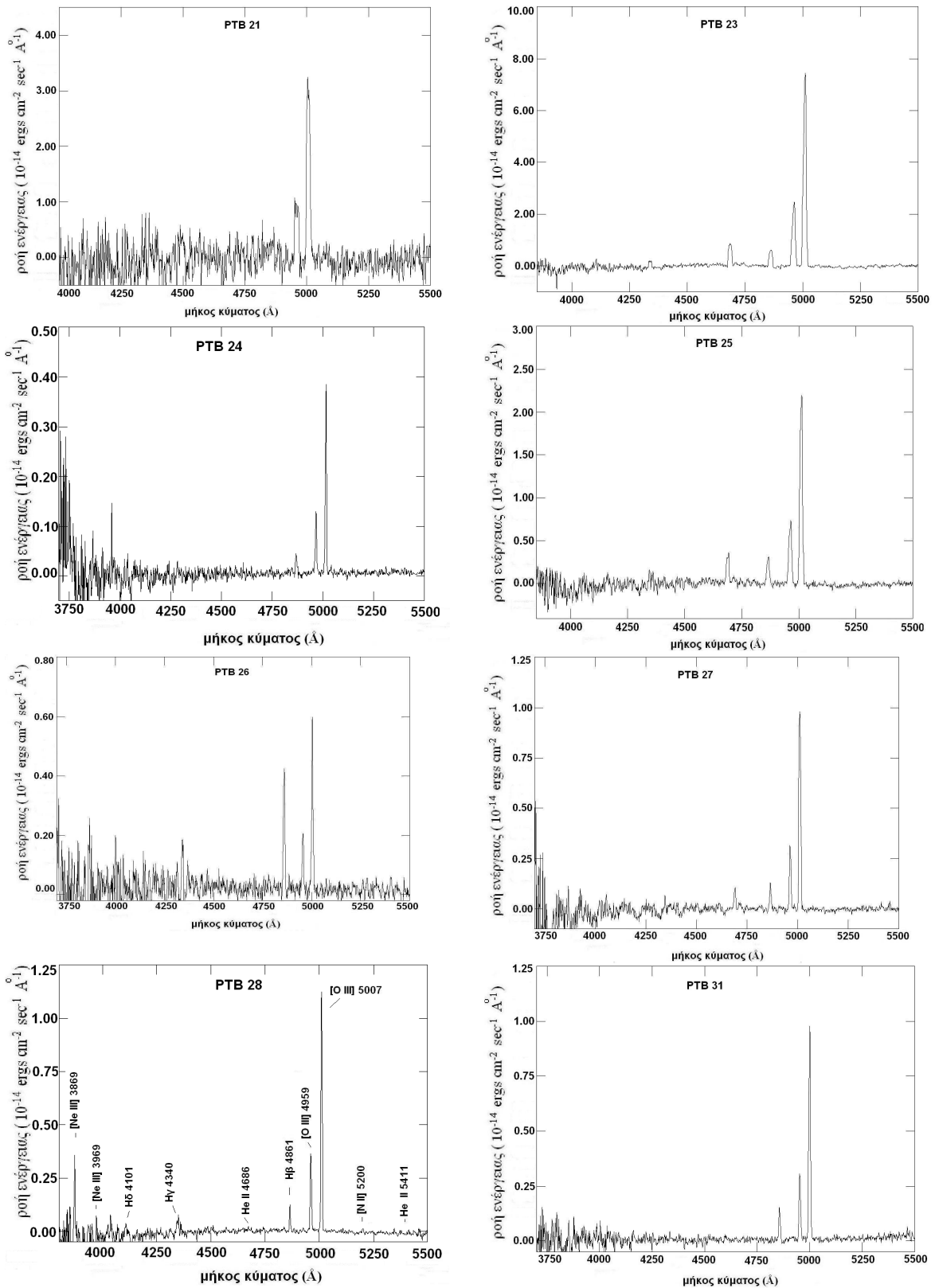
Εικ 2.4 (Συνέχεια)



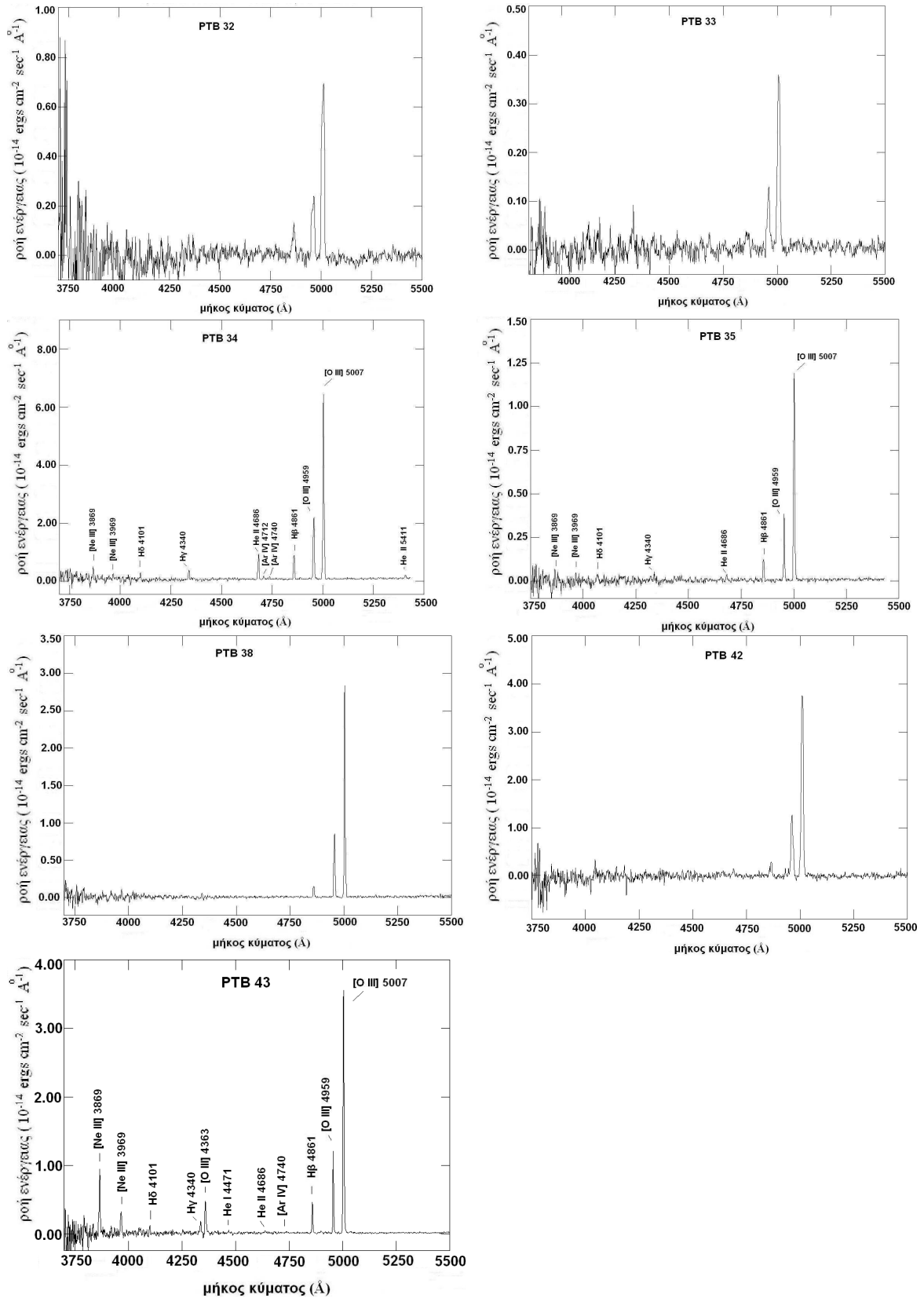
Εικ 2.5 Φάσματα των 44 ΠΝ στο μπλε μέρος του φάσματος (3700 Å – 5400 Å).



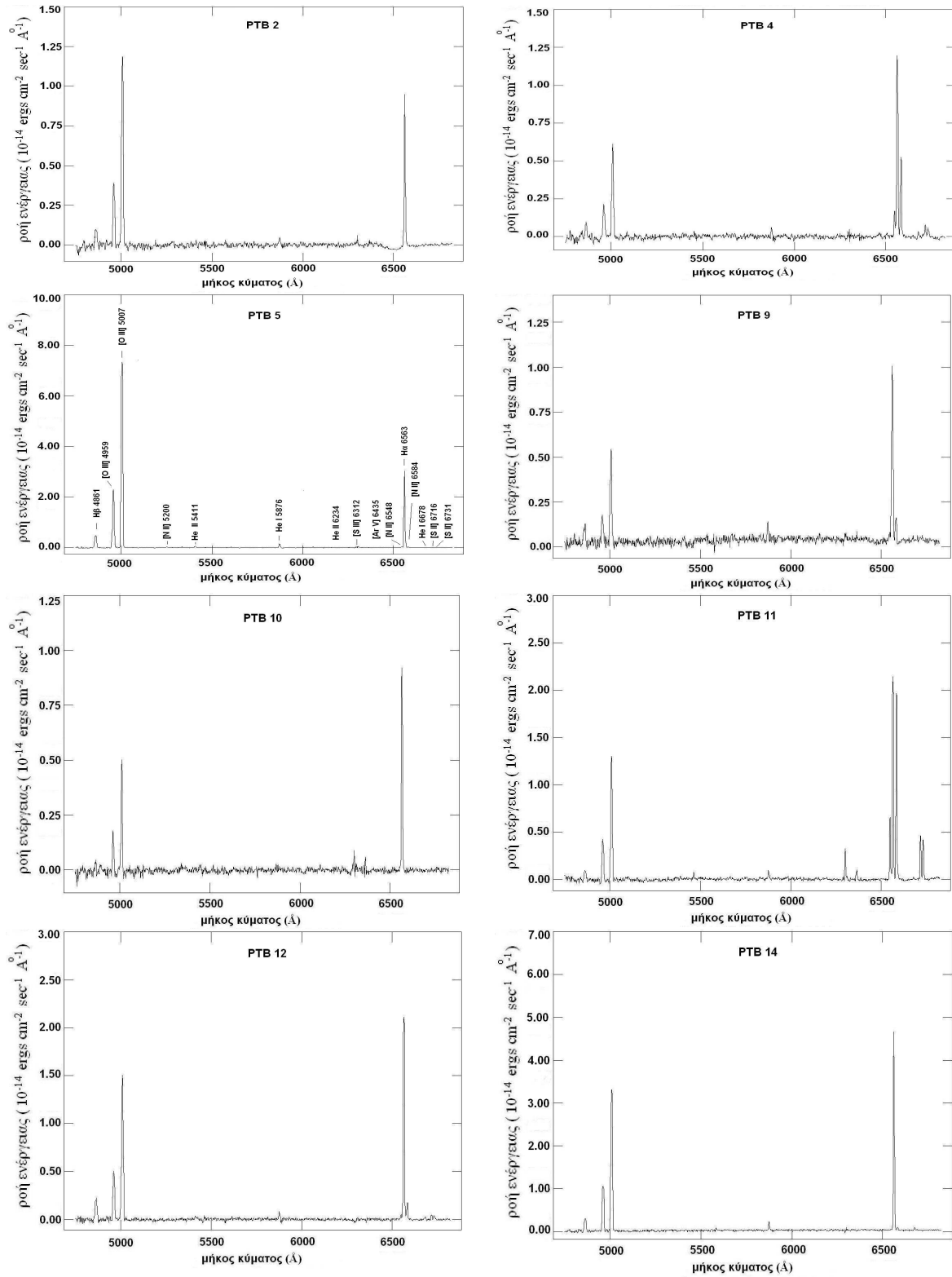
Εικ 2.5 (Συνέχεια)



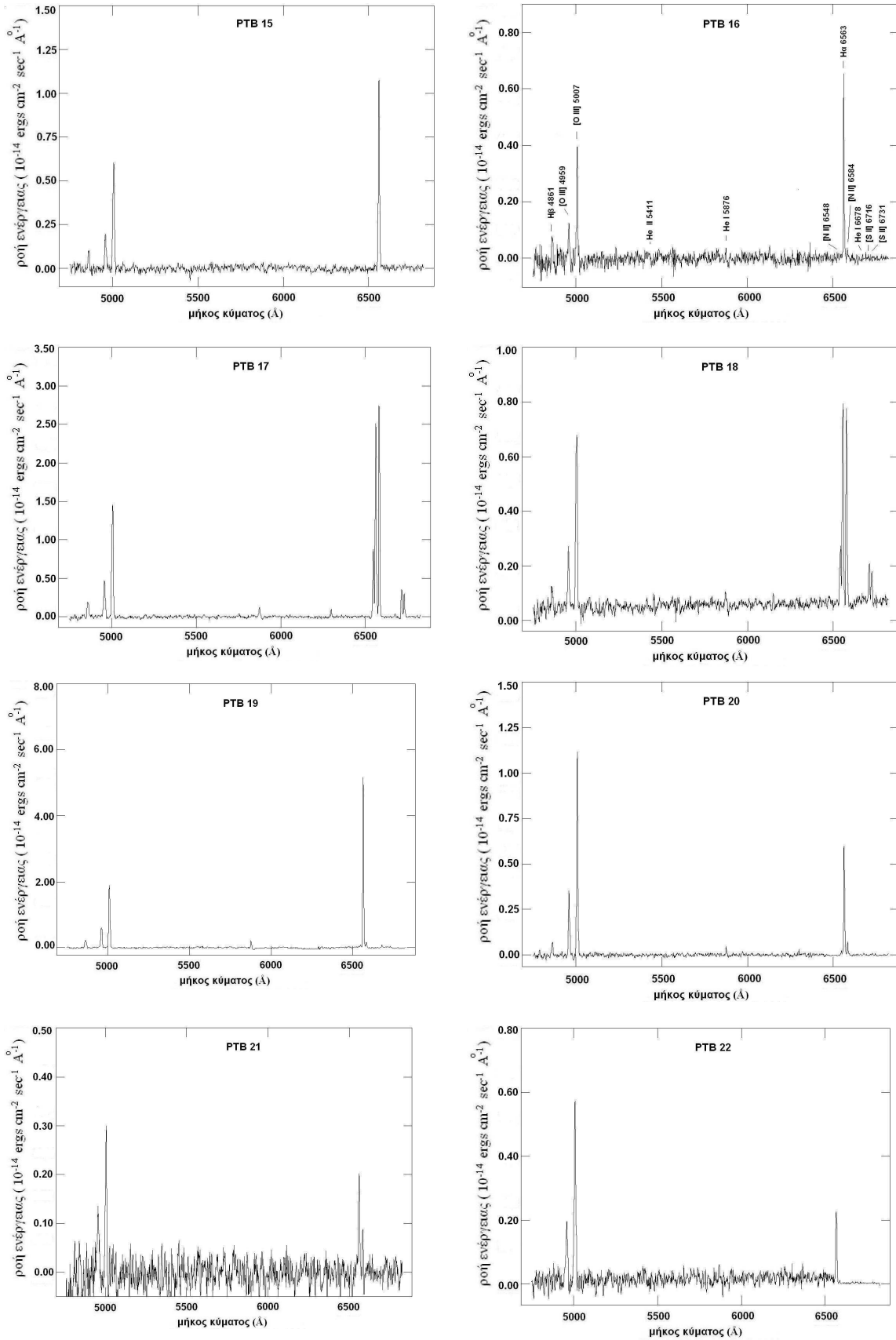
Εικ 2.5 (Συνέχεια)



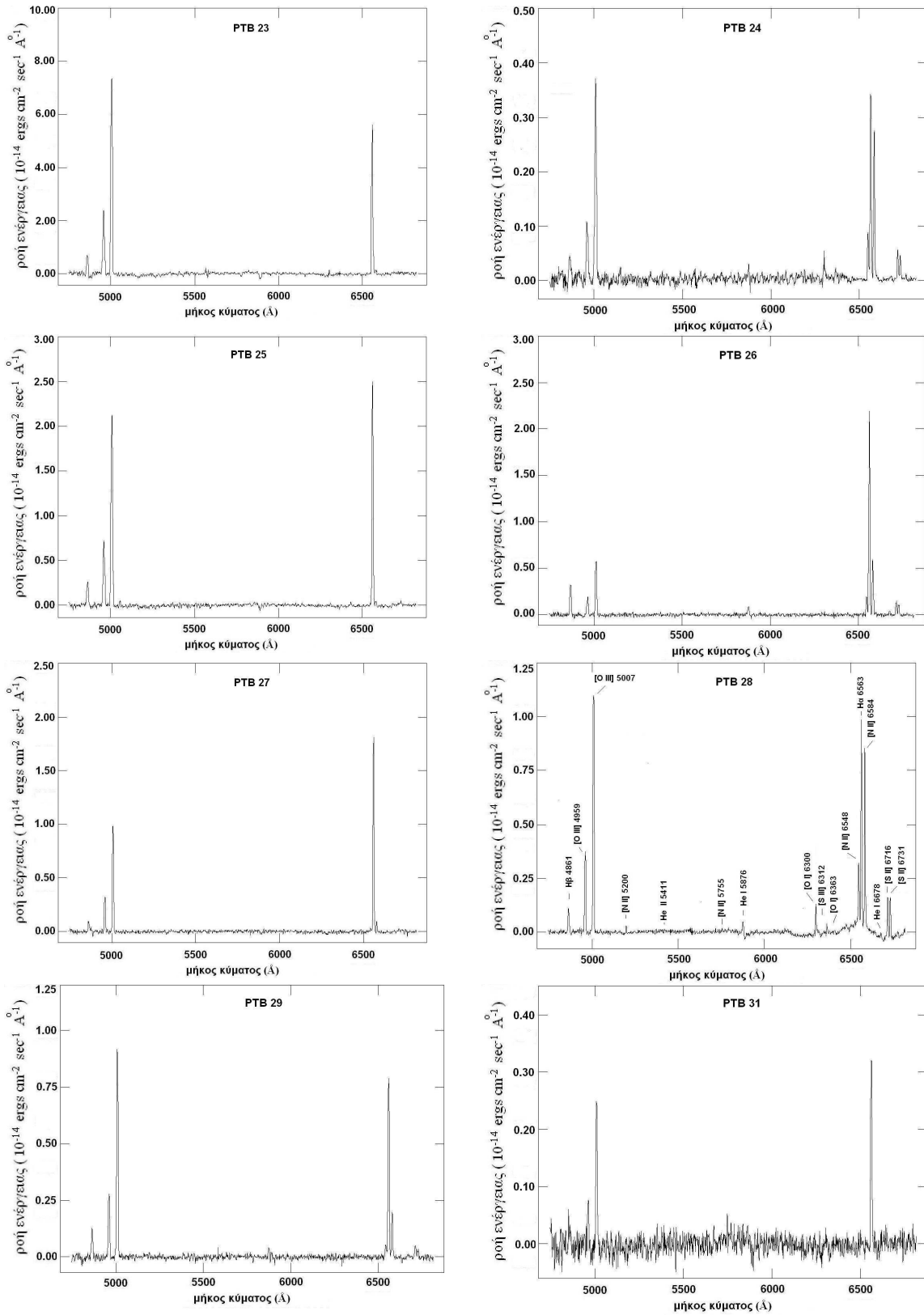
Εικ 2.5 (Συνέχεια)



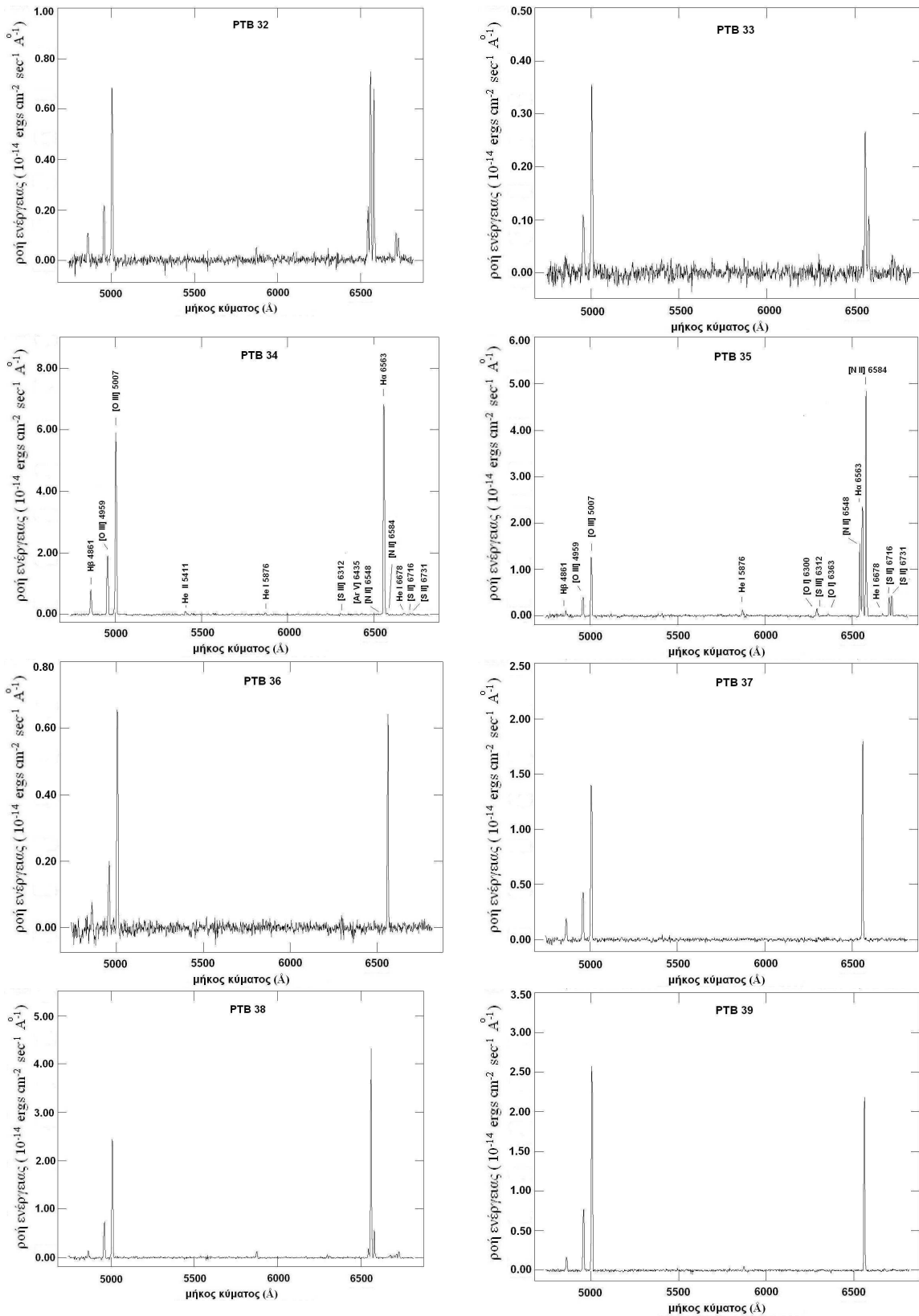
Εικ 2.6 Φάσματα των 44 ΠΝ στο κόκκινο μέρος του φάσματος (4800 \AA – 6800 \AA).



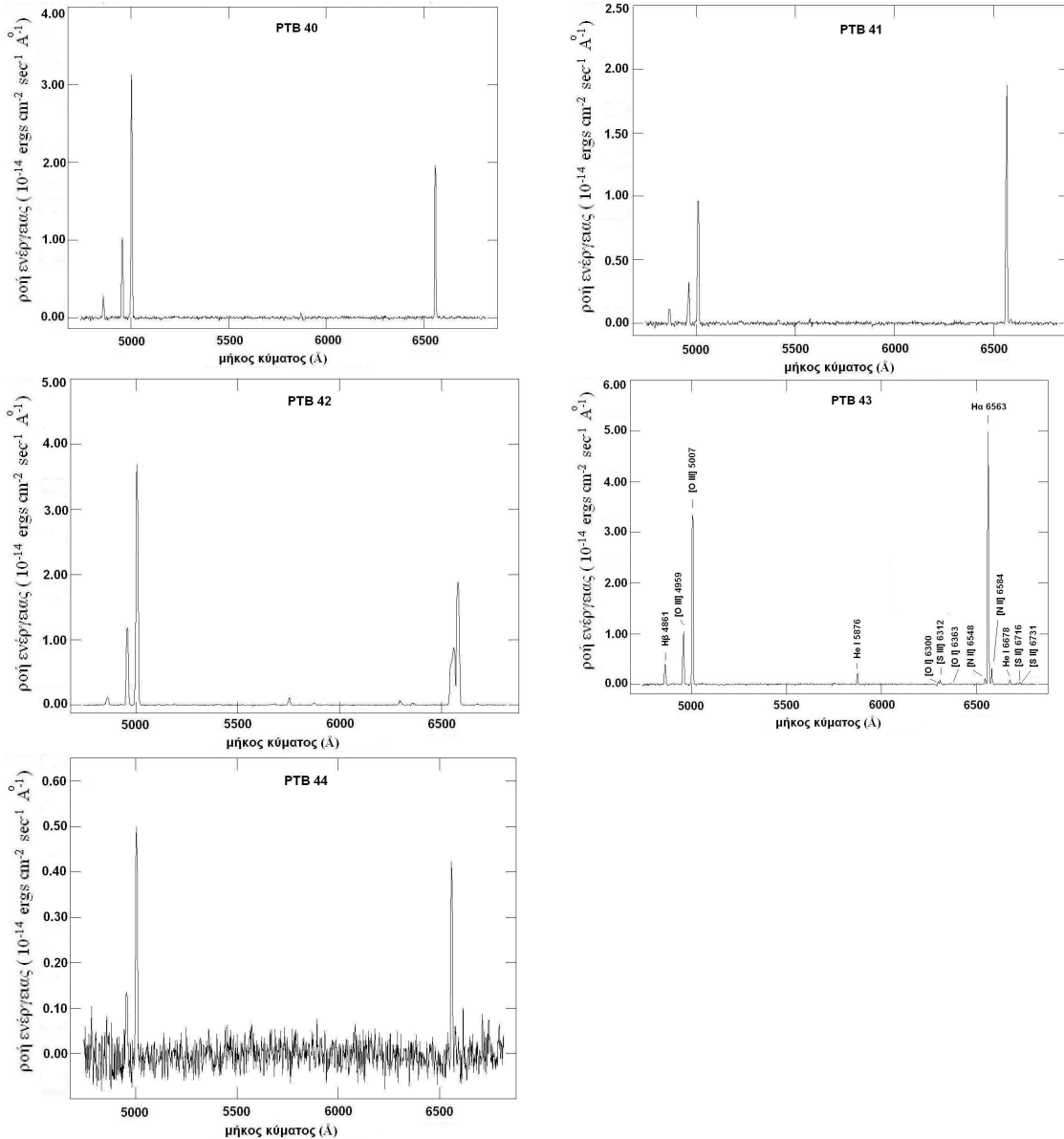
Εικ 2.6 (Συνέχεια)



Εικ 2.6 (Συνέχεια)



Εικ 2.6 (Συνέχεια)



Εικ 2.6 (Συνέχεια)

Χρησιμοποιώντας τις εικόνες των ΠΝ στο φίλτρο $\text{Ha} + [\text{N II}]$ (εικ. 2.4), μπορέσαμε να προσδιορίσουμε την γωνιακή διάμετρο και την συνολική ροή ακτινοβολίας κάθε ΠΝ. Η ροή ενέργειας διορθώθηκε ως προς την εξασθένηση που υφίσταται λόγω της μεσοαστρικής σκόνης (για περισσότερες λεπτομέρειες βλέπε §2.2.1.8). Η διόρθωση των γραμμών εκπομπής των φασμάτων των ΠΝ, λόγω της μεσοαστρικής εξασθένησης, έγινε χρησιμοποιώντας τον νόμο του Fitzpatrick (1999). Ο συντελεστής εξασθένησης $c(\text{H}\beta)$ και η διαφορά χρώματος υπολογίστηκαν από τις σχέσεις (2.1 & 2.2):

$$c(\text{H}\beta) = \frac{1}{0.348} \log \frac{F(\text{H}\alpha)}{2.85 F(\text{H}\beta)}, \quad (2.1)$$

$$E(B-V) = \frac{c(H\beta)}{0.4} \cdot X_{\beta} \quad (2.2)$$

όπου $F(H\alpha)$ και $F(H\beta)$ είναι η ροές ενέργειας στις γραμμές επανασύνδεσης $H\alpha$ και $H\beta$ αντίστοιχα, 2.85 είναι η θεωρητική τιμή του λόγου $F(H\alpha)/F(H\beta)$, 0.348 ο λογάριθμος του συντελεστή εξασθένησης για τον λόγο $H\beta/H\alpha$, $c(H\beta)$ είναι ο συντελεστής εξασθένησης του φωτός λόγω της μεσοαστρικής σκόνης, X_{β} είναι ένας παράγοντας της εξασθένησης (Fitzpatrick 1999).

Ο ακριβής υπολογισμός της γωνιακής διαμέτρου των ΠΝ δεν είναι εύκολη υπόθεση, ιδιαίτερα στα αμυδρά ΠΝ, όπου ο διαχωρισμός των ορίων τους από τον ουρανό δεν είναι εμφανής. Για τον λόγο αυτό αναπτύξαμε μία μέθοδο, ούτως ώστε να είναι πιο ακριβής ο προσδιορισμός των ορίων των ΠΝ και κατ' επέκταση ο υπολογισμός της ακτίνας τους.

Η μέθοδος βασίστηκε στην δημιουργία νέων εικόνων των ΠΝ¹⁶, στις οποίες το εύρος των τιμών των εικονοστοιχείων (pixels) της κάμερας κυμαίνεται από 1000 ως 0. Πιο συγκεκριμένα, για ένταση ακτινοβολίας του ΠΝ στην εικόνα παρατήρησης μεγαλύτερη από 85% της μέγιστης τιμής, θέσαμε τιμή ίση με 1000 ενώ για εύρος τιμών μεταξύ 85% - 65%, 65% - 50%, 50% - 35%, 35% - 20%, 20% - 10% και 10% - 0% θέσαμε τις εξής τιμές στα εικονοστοιχεία: 800, 600, 400, 200, 50 και 25 αντίστοιχα (Boumis et al. 2006). Το πλεονέκτημα των νέων εικόνων σε σχέση με τις εικόνες παρατήρησης από το τηλεσκόπιο, είναι το μεγάλο εύρος το τιμών που καλύπτουν τα εικονοστοιχεία, με αποτέλεσμα να είναι πιο εύκολος ο διαχωρισμός του ΠΝ από τον ουρανό. Οι Ruffle et al. (2004) έδειξαν ότι η ροή ενέργειας μειώνεται πολύ γρήγορα μεταξύ των επιπέδων 5% και 15 % ως προς της μέγιστη ροή τους. Ο πίνακας 2.2 παρουσιάζει την γωνιακή διάμετρο που προέκυψε από την μέθοδο, την συνολική ροή ακτινοβολίας $F(H\alpha)$ για κάθε ΠΝ όπως και τον συντελεστή εξασθένησης $c(H\beta)$.

¹⁶ Οι νέες αυτές εικόνες χρησιμοποιούνται μόνο για τον προσδιορισμό των ορίων των ΠΝ, ενώ οι τιμές των εικονοστοιχείων δεν έχουν κανένα φυσικό νόημα.

Πίνακας 2.2 Βασικές παράμετροι των ΠΝ

ΠΝ	Διάμετρος¹	$F(H\alpha)^2$	$c(H\beta)$	$\sigma_{c(H\beta)}$	$E(B-V)$	$\sigma_{E(B-V)}$
PTB1	33.0	3.9	2.25	0.26	1.55	0.18
PTB2	15.0	11.1	1.38	0.12	0.95	0.08
PTB3	23.0	4.5	1.78	0.21	1.23	0.15
PTB4	17.0X8.0	0.9	1.70	0.15	1.17	0.10
PTB5	10.0	40.7	1.20	0.02	0.83	0.01
PTB6	20.0	1.2	1.42	0.50	0.98	0.35
PTB7	25.0X10.0	4.6	0.85	0.11	0.59	0.08
PTB8	19.0	5.6	1.73	0.25	1.19	0.17
PTB9	18.0X16.0	5.9	1.25	0.05	0.86	0.04
PTB10	10.0X8.0	7.2	1.84	0.16	1.27	0.11
PTB11	10.5	17.6	1.92	0.11	1.32	0.07
PTB12	17.0X14.0	15.7	1.19	0.06	0.82	0.04
PTB13	11.0	4.3	2.74	0.48	1.89	0.33
PTB14	9.0	32.5	1.58	0.05	1.09	0.03
PTB15	33.0	4.2	1.58	0.21	1.09	0.15
PTB16	24.5	3.3	1.08	0.22	0.74	0.15
PTB17	32.0	9.0	1.35	0.07	0.93	0.05
PTB18	38.0	2.2	0.63	0.19	0.44	0.13
PTB19	17.0X20.0	40.1	1.93	0.05	1.33	0.03
PTB20	10.0	7.8	1.94	0.11	1.34	0.08
PTB21	69.0	0.6	0.94	0.48	0.65	0.33
PTB22	34.5	2.1	1.48	0.34	1.02	0.23
PTB23	46.0X38.0	24.8	0.62	0.13	0.43	0.09
PTB24	16.0	4.3	1.55	0.19	1.07	0.13
PTB25	40.0	9.2	0.99	0.15	0.69	0.10
PTB26	28.5X16.0	5.8	0.62	0.03	0.43	0.02
PTB27	12.0	4.7	1.86	0.10	1.29	0.07
PTB28	4.5	4.1	0.69	0.05	0.48	0.03
PTB29	37.0X34.0	7.4	0.92	0.04	0.64	0.03
PTB30	26.0	2.1	1.57	0.15	1.08	0.10
PTB31	15.5	10.7	2.72	0.14	1.88	0.10
PTB32	135.0X115.0	1.5	0.74	0.11	0.51	0.08
PTB33	17.0	2.0	0.58	0.11	0.39	0.08
PTB34	12.5	36.6	1.08	0.02	0.74	0.01
PTB35	15.0X11.5	16.6	1.89	0.05	1.31	0.03
PTB36	22.0	2.5	1.02	0.16	0.71	0.11
PTB37	16.0X14.0	4.3	1.01	0.07	0.71	0.05
PTB38	5.5	20.7	2.47	0.10	1.71	0.07
PTB39	8.0X6.5	12.0	1.46	0.03	1.01	0.03
PTB40	11.5X10.0	10.9	0.99	0.06	0.69	0.04
PTB41	10.5X8.0	11.2	1.72	0.06	1.19	0.03
PTB42	4.0	12.7	1.41	0.04	0.98	0.03
PTB43	5.0	26.6	1.24	0.02	0.86	0.01
PTB44	58.0	4.5	0.92	0.04	0.64	0.03

¹ Διάμετρος του ΠΝ σε δευτερόλεπτα της μούρας, ² 10^{-16} erg s⁻¹ cm⁻² arcsec⁻².

2.3 Ανάλυση Αποτελεσμάτων

2.3.1 Υπολογισμός απόστασης των ΠΝ

Για την καλύτερη δυνατή μελέτη όχι μόνο των ΠΝ αλλά όλων των ουράνιων αντικειμένων είναι απαραίτητη η γνώση της απόστασης τους. Η έλλειψη όμως μίας μεθόδου ακριβείας αποτελεί ένα σημαντικό πρόβλημα, ιδιαίτερα στην μελέτη των ΠΝ. Έως σήμερα έχουν αναπτυχθεί κάποιες εμπειρικές μέθοδοι όπως των Calh, Kaler και Stanghellini (CKS; 1992), των Van de Steene και Zijlstra (VdSZ; 1995), του Zhang (Z95; 1995), των Schneider και Buckley (SB96; 1996) και των Bensby και Lundstrom (BL01; 2001), οι οποίες βασίζονται σε αυτήν του Shklovsky (1956), στην οποία γίνεται η υπόθεση ότι τα ΠΝ είναι οπτικά διαφανείς σφαίρες, με σταθερή πυκνότητα και ομοιόμορφη κατανομή της μάζας τους. Ωστόσο, όπως αναφέρθηκε στο 1^ο κεφάλαιο, τα ΠΝ διαφέρουν πολύ μεταξύ τους είτε ως προς την μορφολογία τους είτε ως προς τις παραμέτρους τους, με αποτέλεσμα η παραπάνω υπόθεση να μην είναι αντιπροσωπευτική για τα περισσότερα ΠΝ.

Επίσης, εκτός από τον υπολογισμό της απόστασης των ΠΝ, τα ίδια τα ΠΝ έχουν χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της απόστασης κοντινών γαλαξιών (Ciardullo et al, 1988; Jacoby 1989) και τα αποτελέσματα που έχουν προκύψει είναι σε πολύ καλή συμφωνία με άλλες μεθόδους.

Παρακάτω παραθέτουμε αναλυτικά τις μεθόδους υπολογισμού της απόστασης των ΠΝ.

2.3.1.1 Μέθοδος CKS (Calh, Kaler και Stanghellini 1992)

Η εμπειρική συνάρτηση που συνδέει την ποσότητα μάζας που είναι ιονισμένη με την παράμετρο T , η οποία ορίζει αν είναι οπτικά διαφανές ή όχι ένα ΠΝ, δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$T = \log \left(\frac{g^2}{S_{5\text{GHz}}} \right), \text{ Daub (1982)} \quad (2.3)$$

όπου D είναι η απόσταση του ΠΝ, θ είναι η γωνιακή διάμετρος και $S_{5\text{GHz}}$ είναι η ροή ενέργειας του στα 5 GHz. Οι σχέσεις που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της απόστασης στην περίπτωση αυτή είναι δύο : α) οπτικά μη-διαφανή ΠΝ ($T < 3.13$) και β) οπτικά διαφανή ΠΝ ($T > 3.13$):

$$\log D = \begin{cases} 2.71 + 0.2 \log \vartheta - 0.6 \log S_5, & T < 3.13 \\ 3.96 - 0.6 \log \vartheta - 0.2 \log S_5, & T > 3.13 \end{cases} \quad (2.4)$$

Η κύρια πηγή σφάλματος της μεθόδου αυτής είναι το μικρό δείγμα που χρησιμοποιήθηκε για το προσδιορισμό των παραπάνω σχέσεων (μόλις 18 ΠΝ).

2.3.1.2 Μέθοδος VdSZ (Van de Steene και Zijlstra 1995)

Η μέθοδος αυτή βασίζεται στην σχέση μεταξύ της απόστασης και της επιφανειακής θερμοκρασίας στο συνεχές ραδιοφωνικό (παράμετρος που είναι ανεξάρτητη της απόστασης). Η σχέση που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της επιφανειακής θερμοκρασίας είναι:

$$T_b = 73200 \frac{S_{5\text{GHz}}}{\vartheta^2}, \quad (2.5)$$

Για τον προσδιορισμό της σχέσης αυτής χρησιμοποιήθηκε ένα δείγμα 131 ΠΝ στην περιοχή του Γαλαξιακού σφαιροειδούς, λαμβάνοντας υπόψη τα εξής κριτήρια για το εάν ένα ΠΝ ανήκει ή όχι το σφαιροειδές α) $|l| < 10^\circ$, β) $|b| < 10^\circ$, γ) $\theta < 20$ δευτερόλεπτα της μοίρας και δ) $S_{5\text{GHz}} < 100$ mJy. Η σχέση που δίνει τελικά την απόσταση είναι:

$$\log D = 3.40 - 0.3 \cdot \log \vartheta - 0.35 \cdot \log S_{5\text{GHz}}, \quad (2.6)$$

όπου D είναι η απόσταση του ΠΝ, θ είναι η γωνιακή διάμετρος και $S_{5\text{GHz}}$ είναι η ροή ενέργειας του στα 5 GHz.

2.3.1.3 Μέθοδος Z95 (Zhang 1995)

Η μέθοδος αυτή βασίζεται σε δύο σχέσεις, α) την σχέση μεταξύ της ιονισμένης μάζας και της ακτίνας του ΠΝ και β) την σχέση μεταξύ επιφανειακής θερμοκρασίας στο συνεχές ραδιοφωνικό και της ακτίνας του, καταλήγοντας στην παρακάτω σχέση :

$$\log D = 3.39 - 0.27 \cdot \log \vartheta - 0.36 \cdot \log S_{5\text{GHz}}, \quad (2.7)$$

όπου D είναι η απόσταση του ΠΝ, θ είναι η γωνιακή διάμετρος και $S_{5\text{GHz}}$ είναι η ροή ενέργειας του στα 5 GHz. Για τον προσδιορισμό της σχέσης αυτής χρησιμοποιήθηκε δείγμα 132 ΠΝ.

2.3.1.4 Μέθοδος SB96 (Schneider και Buckley 1996)

Η μέθοδος αυτή βασίζεται στην σχέση μεταξύ ακτίνας του ΠΝ και επιφανειακής του φωτεινότητας (T_b), η οποία δίνεται από την σχέση:

$$T_b = \frac{4 \cdot S_{5\text{GHz}}}{\pi \cdot \theta^2}, \quad (2.8)$$

Η σχέση αυτή είναι ανεξάρτητη της απόστασης και τελικά προκύπτει ότι:

$$\log D = 3.37 - \log \theta - 0.026 \cdot (\log S_{5\text{GHz}})^2 - 0.46 \cdot \log S_{5\text{GHz}}, \quad (2.9)$$

όπου D είναι η απόσταση του ΠΝ, θ είναι η γωνιακή διάμετρος και $S_{5\text{GHz}}$ είναι η ροή ενέργειας του στα 5 GHz.

Η κύρια διάφορα αυτής της μεθόδου από τις προηγούμενες είναι ο παράγοντας δευτέρας τάξεως. Επίσης, για τον προσδιορισμό της παραπάνω σχέσης χρησιμοποιήθηκαν ΠΝ στην περιοχή του Γαλαξιακού σφαιροειδούς και παρόμοια κριτήρια όπως στην περίπτωση των Van de Steene και Zijlstra.

2.3.1.5 Μέθοδος BL01 (Bensby και Lundstrom 2001)

Τέλος, για την μέθοδο των Bensby και Lundstrom χρησιμοποιήθηκε ένα δείγμα 73 ΠΝ και βασίστηκε στην σχέση ακτίνας - ιονισμένης μάζας του ΠΝ:

$$\log D = 3.31 - 0.22 \cdot \log \theta - 0.39 \cdot \log S_{5\text{GHz}}, \quad (2.10)$$

όπου D είναι η απόσταση του ΠΝ, θ είναι η γωνιακή διάμετρος και $S_{5\text{GHz}}$ είναι η ροή ενέργειας του στα 5 GHz. Η παραπάνω σχέση αυτή είναι αρκετά παρόμοια με αυτές των μεθόδων VdSZ και Z95, με μόνη διαφορά ότι εξαρτάται λιγότερο από την ακτίνα και περισσότερο από την ροή ακτινοβολίας.

Συνεπώς, για τον προσδιορισμό της απόστασης των ΠΝ πρέπει να είναι γνωστή η ακτίνα τους και η ροή ενέργειας στα 6 cm ή 5 GHz. Στην δική μας περίπτωση, η ακτίνα των ΠΝ μετρήθηκε από της εικόνες στο φίλτρο H α + [N II], ενώ για τον υπολογισμό της ροής ακτινοβολίας στα 6 cm χρησιμοποιήθηκε η σχέση που συνδέει την ροή ενέργειας στα 6cm με την ροή ενέργειας στην γραμμής εκπομπής H β (Osterbrock & Ferland 2005):

$$S_{5\text{GHz}} = 3.29 \cdot 10^{-9} F(\text{H}\beta) \quad (2.11)$$

Η ροή ακτινοβολίας της γραμμής εκπομπής H β είναι σε μονάδες $\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ ενώ η ροή στα 5 GHz μετριέται σε Jansky.

2.3.2 Αποτελέσματα και συμπεράσματα των αποστάσεων των ΠΝ

Παρόλο που και οι πέντε προαναφερθείσες μέθοδοι στηρίζονται στην ίδια βασική ιδέα, κάθε μία δίνει διαφορετική βαρύτητα είτε στην ακτίνα του ΠΝ είτε στην ροή ενέργειας του, προσδιορίζοντας επομένως διαφορετική απόσταση για το κάθε ΠΝ. Στον πίνακα 2.3 παρουσιάζονται οι αποστάσεις των ΠΝ για κάθε μία μέθοδο, μαζί με το αντίστοιχο σφάλμα. Στον ίδιο πίνακα, δίνεται η ροή της γραμμής εκπομπής H β και η ροή ενέργειας στα 5 GHz που υπολογίστηκε βάσει της σχέσης 2.11. Από την μέση τιμή των αποστάσεων των 44 ΠΝ υπολογίσαμε την απόσταση του Γαλαξιακού σφαιροειδούς η οποία βρέθηκε ίση με 8.69 kpc, 10.13 kpc, 11.12 kpc, 8.81 kpc και 12.18 kpc για κάθε μία από τις παραπάνω μεθόδους. Έως σήμερα, το Γαλαξιακό σφαιροειδές έχει υπολογιστεί ότι είναι σε απόσταση περίπου ~ 8 kpc (Feast 1987, 7.8 kpc; Schneider & Bunley 1996, 8.3 ± 2.6 kpc; Ming & Zi 2007, 7.95 ± 0.62 kpc και 8.25 ± 0.79 kpc).

Πίνακας 2.3 Αποστάσεις 44 ΠΝ του σφαιροειδούς για τις 5 διαφορετικές μεθόδους

<i>PN</i>	<i>Flux Hβ erg s$^{-1}$ cm$^{-2}$ (10^{-12})</i>	<i>S$_{5\text{GHz}}$ mJy</i>	<i>CKS kpc</i>	<i>σφαλμα kpc</i>	<i>VdSZ kpc</i>	<i>σφάλμα kpc</i>
<i>PTB1</i>	2.23	7.32	4.6	0.4	6.1	0.2
<i>PTB2</i>	1.03	3.40	9.5	1.8	10.6	1.0
<i>PTB3</i>	0.58	1.92	7.4	0.8	10.7	0.6
<i>PTB4</i>	1.30	4.29	7.5	1.1	8.9	0.6
<i>PTB5</i>	1.75	5.77	10.7	3.0	9.9	1.4
<i>PTB6</i>	2.11	6.93	6.5	0.9	7.4	0.5
<i>PTB7</i>	0.33	1.09	10.2	1.5	14.7	1.1
<i>PTB8</i>	0.77	2.55	7.6	0.9	10.2	0.6

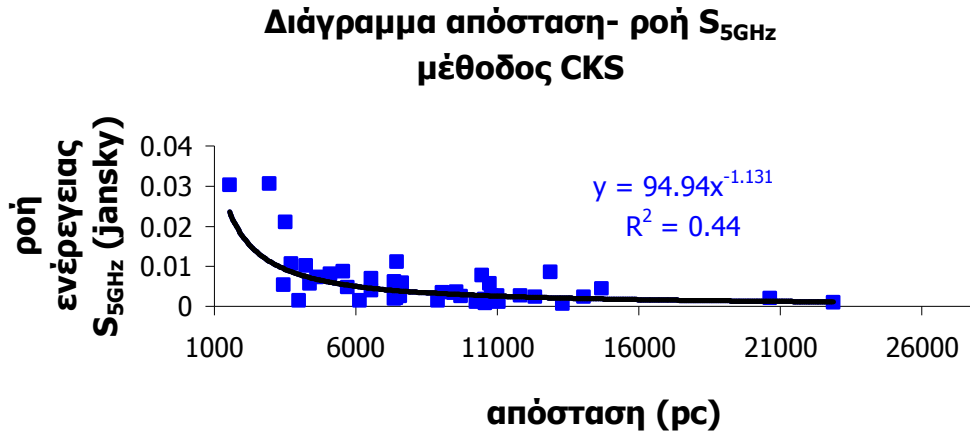
PTB9	0.43	1.43	8.9	1.2	12.8	0.8
PTB10	0.21	0.70	13.2	2.7	18.6	1.9
PTB11	0.82	2.70	11.0	2.5	12.1	1.4
PTB12	1.10	3.61	7.5	1.0	9.3	0.6
PTB13	0.54	1.77	10.5	1.9	13.1	1.2
PTB14	0.73	2.42	12.3	3.3	13.2	1.8
PTB15	3.12	10.26	4.2	0.3	5.4	0.2
PTB16	1.21	3.97	6.5	0.7	8.5	0.5
PTB17	2.46	8.08	5.1	0.5	6.3	0.3
PTB18	1.73	5.69	4.4	0.3	6.3	0.2
PTB19	1.08	3.56	9.1	1.6	10.3	0.9
PTB20	2.38	7.84	10.5	3.1	9.0	1.4
PTB21	4.58	1.51	3.9	0.1	8.4	0.2
PTB22	4.50	1.48	6.1	0.4	10.5	0.4
PTB23	9.32	31.67	2.9	0.2	3.4	0.1
PTB24	0.34	1.12	11.1	1.9	15.1	1.3
PTB25	3.26	10.73	3.7	0.2	4.9	0.2
PTB26	2.65	8.70	5.6	0.6	6.4	0.4
PTB27	1.12	3.69	9.5	1.9	10.4	1.0
PTB28	0.27	0.88	22.9	12.2	23.1	6.1
PTB29	6.38	20.98	3.5	0.2	4.1	0.2
PTB30	1.45	4.75	5.7	0.5	7.6	0.4
PTB31	1.90	6.26	7.4	1.1	8.0	0.6
PTB32	9.18	30.21	1.5	0.1	2.5	0.1
PTB33	0.24	0.78	10.6	1.5	16.2	1.2
PTB34	3.40	11.19	7.5	1.4	6.9	0.7
PTB35	0.77	2.52	9.7	1.8	11.6	1.0
PTB36	0.64	2.10	7.4	0.8	10.6	0.6
PTB37	1.77	5.82	7.6	1.2	8.3	0.7
PTB38	2.61	8.57	12.9	5.6	9.8	2.1
PTB39	0.73	2.42	14.1	4.7	14.1	2.3
PTB40	0.84	2.75	10.8	2.4	11.9	1.3
PTB41	0.85	2.78	11.8	3.1	12.5	1.6
PTB42	0.64	2.10	20.6	12.4	17.6	5.3
PTB43	1.34	4.42	14.7	6.4	12.4	2.7
PTB44	1.64	5.40	3.4	0.1	5.7	0.1
Μέση τιμή			8.69		10.13	
Τυπική απόκλιση			4.33		4.18	

Πίνακας 2.3 (Συνέχεια)

PN	Z95 Kpc	σφάλμα kpc	SB96 kpc	σφάλμα kpc	BL01 kpc	σφάλμα kpc
PTB1	6.8	0.2	4.9	0.9	7.6	0.6
PTB2	11.6	1.0	9.7	4.4	12.5	1.3
PTB3	12.1	0.6	8.0	2.0	13.7	1.3
PTB4	9.8	0.6	7.9	2.6	10.7	1.0
PTB5	10.6	1.4	10.1	6.6	11.1	1.4
PTB6	8.1	0.5	6.7	2.1	8.7	0.7
PTB7	16.3	1.1	11.1	4.0	18.5	1.9
PTB8	11.3	0.6	8.2	2.3	12.6	1.2
PTB9	14.2	0.8	9.7	3.0	16.1	1.6
PTB10	20.7	1.9	14.4	6.9	23.4	2.9
PTB11	13.2	1.4	11.2	6.1	14.2	1.7

PTB12	10.3	0.6	7.9	2.5	11.3	1.0
PTB13	14.5	1.2	11.2	4.9	16.0	1.8
PTB14	14.3	1.7	12.4	7.8	15.4	1.9
PTB15	6.0	0.2	4.5	0.8	6.6	0.5
PTB16	9.4	0.5	6.9	1.8	10.4	0.9
PTB17	6.9	0.3	5.4	1.2	7.6	0.6
PTB18	7.1	0.2	4.8	0.7	8.0	0.6
PTB19	11.2	0.9	9.3	3.9	12.1	1.2
PTB20	9.7	1.3	9.4	6.6	9.9	1.3
PTB21	9.8	0.2	4.2	0.4	11.8	1.1
PTB22	11.9	0.4	6.7	1.2	13.9	1.3
PTB23	3.8	0.1	3.1	0.4	4.1	0.2
PTB24	16.8	1.3	11.9	4.9	18.9	2.1
PTB25	5.6	0.2	3.9	0.6	6.2	0.4
PTB26	7.1	0.3	5.8	1.5	7.6	0.6
PTB27	11.4	1.0	9.7	4.6	12.2	1.3
PTB28	24.8	5.9	22.5	28.2	26.5	5.8
PTB29	4.0	0.2	3.7	0.6	4.9	0.3
PTB30	8.4	0.4	6.1	1.4	9.4	0.8
PTB31	8.8	0.6	7.5	2.7	9.4	0.8
PTB32	2.8	0.1	1.7	0.1	3.2	0.2
PTB33	18.1	1.2	11.5	3.9	20.8	2.3
PTB34	7.5	0.7	7.1	3.2	7.9	0.7
PTB35	12.7	1.0	10.2	4.4	13.9	1.5
PTB36	11.8	0.6	8.1	2.1	13.3	1.2
PTB37	9.1	0.7	7.7	2.9	9.8	0.9
PTB38	10.4	2.0	10.7	10.8	10.5	1.8
PTB39	15.2	2.3	13.7	10.7	16.1	2.4
PTB40	13.0	1.3	11.0	5.8	14.1	1.6
PTB41	13.5	1.6	11.8	7.2	14.5	1.8
PTB42	18.7	5.1	18.5	25.9	19.4	4.6
PTB43	13.2	2.6	13.0	13.3	13.6	2.4
PTB44	6.5	0.1	3.8	0.4	7.5	0.6
Μέση τιμή	11.12		8.81		12.18	
Τυπική απόκλιση	4.51		4.05		4.96	

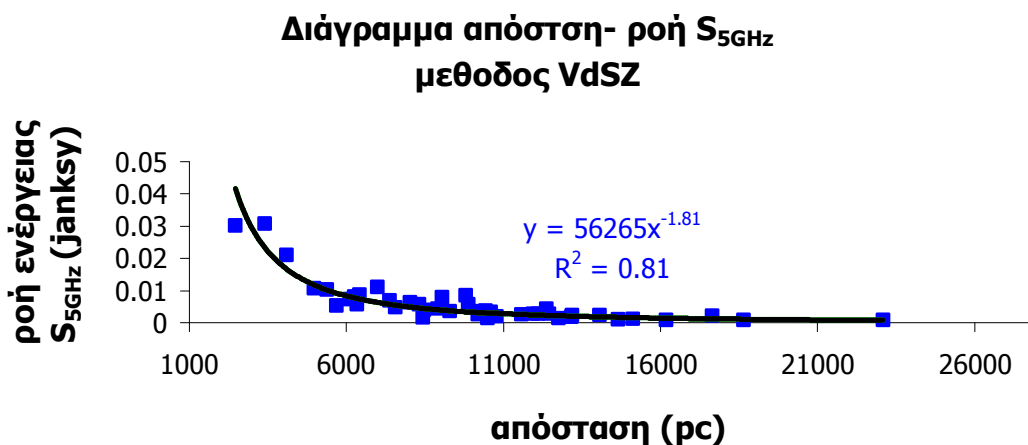
Τα παρακάτω διαγράμματα δείχνουν α) την σχέση που προέκυψε μεταξύ της ροής ενέργειας στα 5 GHz και της απόστασης των ΠΝ για κάθε μία μέθοδο ξεχωριστά και β) την κατανομή ως προς την απόστασή τους.



Εικ2.7 Διάγραμμα απόστασης ΠΝ συναρτήσεϊ της ροής ακτινοβολίας στα 5 GHz.

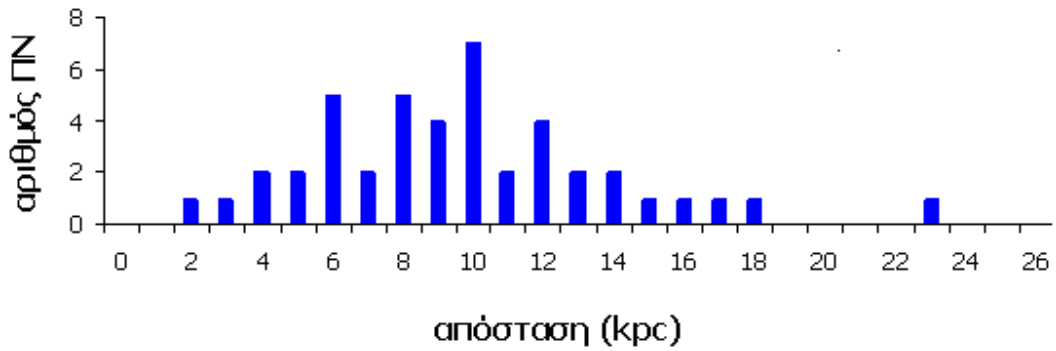


Εικ 2.8 Κατανομή της απόστασης των ΠΝ ως προς την απόστασή τους απο την Γη.



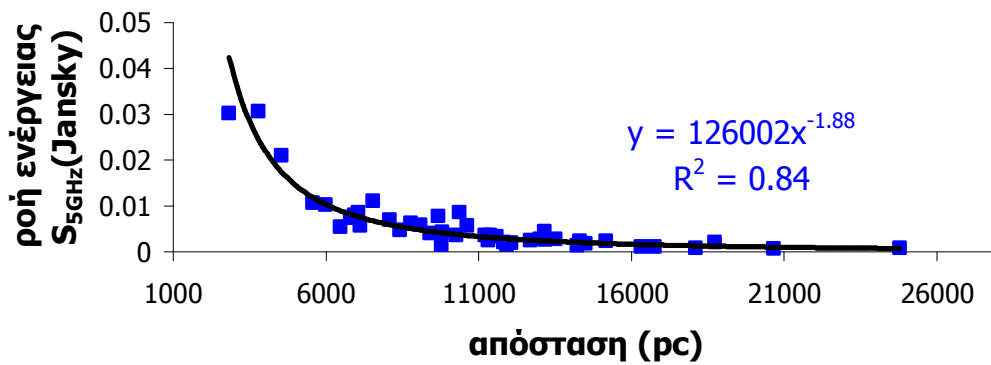
Εικ 2.9 Διάγραμμα απόστασης ΠΝ συναρτήσεϊ της ροής ακτινοβολίας στα 5 GHz.

Κατανομή αποστάσεων με την μέθοδο VdSZ (44ΠΝ)



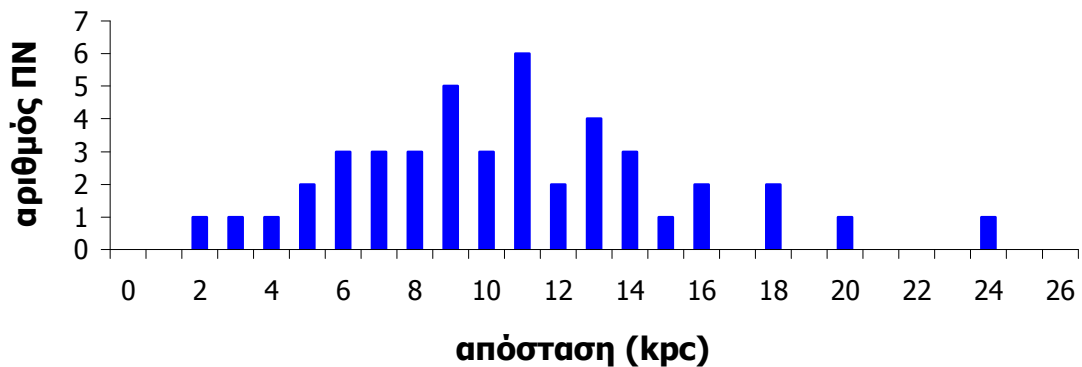
Εικ 2.10 Κατανομή της απόστασης των ΠΝ ως προς την απόστασή τους από την Γη.

Διάγραμμα απόσταση - ροή S_{5GHz}
μέθοδος Z95



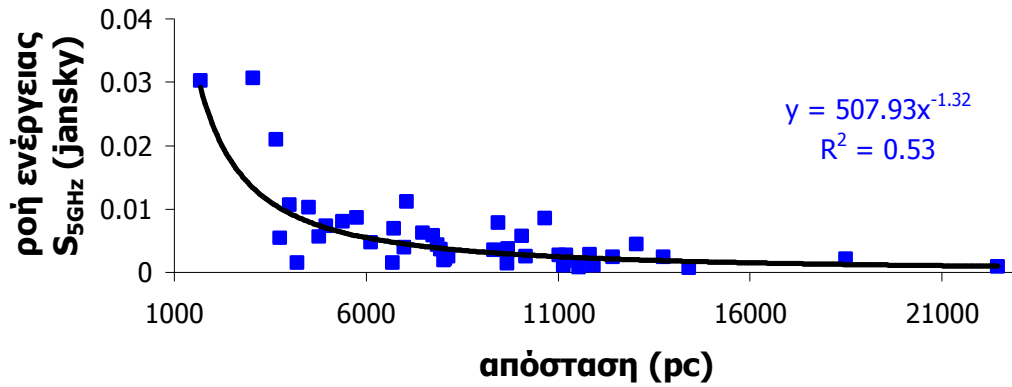
Εικ 2.11 Διάγραμμα απόστασης ΠΝ συναρτήσει της ροής ακτινοβολίας στα 5 GHz.

Κατανομή αποστάσεων με την μέθοδο Z95 (44 ΠΝ)



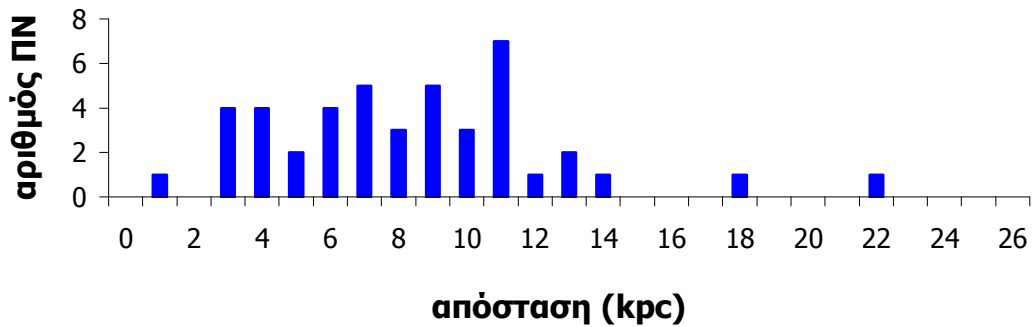
Εικ 2.12 Κατανομή της απόστασης των ΠΝ ως προς την απόστασή τους από την Γη.

**Διάγραμμα απόστασης- ροής $S_{5\text{GHz}}$
μέθοδος SB96**



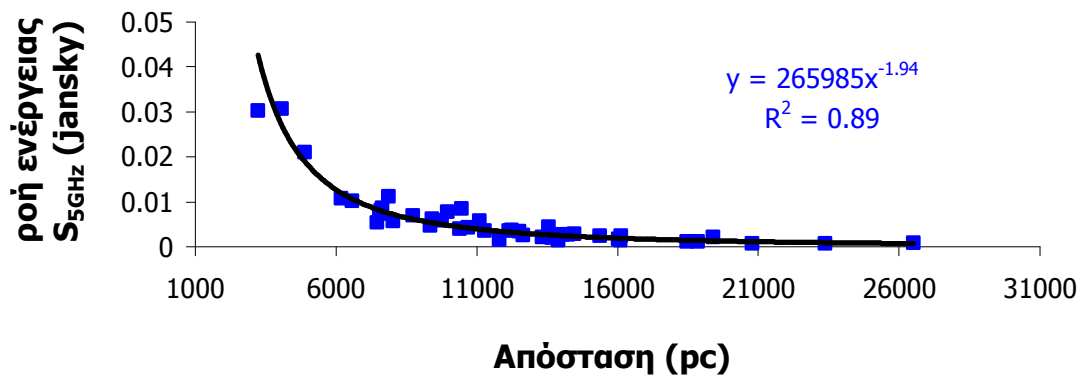
Εικ 2.13 Διάγραμμα απόστασης ΠΝ συναρτήσει της ροής ακτινοβολίας στα 5 GHz.

κατανομή αποστάσεων με την μέθοδο SB96 (44 ΠΝ)



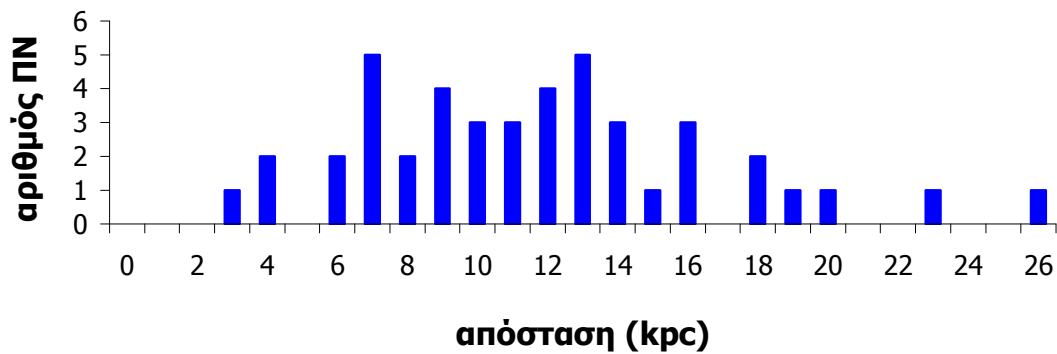
Εικ 2.14 Κατανομή της απόστασης των ΠΝ ως προς την απόστασή τους από την Γη.

**Διάγραμμα Απόστασης-ροής $S_{5\text{GHz}}$
μέθοδος BL01**



Εικ 2.15 Διάγραμμα απόστασης ΠΝ συναρτήσει της ροής ακτινοβολίας στα 5 GHz.

Κατανομή αποστάσεων με την μέθοδος BL01 (44 ΠΝ)



Εικ 2.16 Κατανομή της απόστασης των ΠΝ ως προς την απόσταση τους από την Γη.

Σύμφωνα με τον πίνακα 2.3 και τα διαγράμματα 2.8, 2.10, 2.12, 2.14 και 2.16, οι μέθοδοι CKS και SB96 προσδιορίζουν την μέση τιμή της απόστασης των ΠΝ κοντά στην τιμή των 7.8 kpc, ενώ οι υπόλοιπες τέσσερις μέθοδοι υπολογίζουν τη μέση τιμή αρκετά μεγαλύτερη από 7.8 kpc. Πιο συγκεκριμένα, η μέθοδος CKS υπολογίζει τη μέση τιμή ίση με 8.7 ± 0.7 kpc ενώ η μέθοδος SB96 8.8 ± 0.6 kpc. Οι υπόλοιπες τέσσερις μέθοδοι υπολογίζουν τη μέση τιμή γύρω στα 10.0 και 11.0 kpc.

Οι αποστάσεις των ΠΝ (υπολογισμένες από τις μεθόδους των VdSZ, Z95 και BL01) και η ροή ακτινοβολίας τους στα 6 cm, προσεγγίζονται πολύ καλά από τη συναρτησιακή σχέση $\gamma = ax^{-b}$, όπου γ η ροή ενέργειας των ΠΝ στα 6 GHz και x η απόσταση των ΠΝ (εικ. 2.7, 2.9, 2.11, 2.13 και 2.15).

Επιπλέον, χρησιμοποιώντας την παρακάτω σχέση (2.12) υπολογίσαμε την γαλαξιακή απόσταση των ΠΝ, δηλαδή την απόσταση των ΠΝ από το κέντρο του γαλαξία (Πιν. 2.4)

$$R = \sqrt{R_0^2 + r^2 \cos^2 b - 2 \cdot r \cdot R_0 \cdot \cos l \cdot \cos b} \quad (2.12)$$

όπου R_0 είναι η απόσταση της Γης από το κέντρο του γαλαξία, r είναι η απόσταση του ΠΝ από την Γη, b και l είναι το γαλαξιακό πλάτος και μήκος του ΠΝ.

Πίνακας 2.4 Γαλαξιακές αποστάσεις των 44 ΠΝ του Γαλαξιακού σφαιροειδούς.

PN	CKS κpc	σφαλμα κpc	VdSZ κpc	Σφάλμα κpc
PTB1	3.21	0.34	1.75	0.22
PTB2	1.69	1.69	2.77	0.98
PTB3	0.78	0.45	3.01	0.56
PTB4	0.78	0.36	1.34	0.53
PTB5	3.04	2.92	2.24	1.31
PTB6	1.48	0.71	0.92	0.21
PTB7	2.61	1.42	6.86	1.09
PTB8	0.99	0.17	2.61	0.57
PTB9	1.49	0.87	5.07	0.82
PTB10	5.63	2.61	10.91	1.86
PTB11	3.41	2.40	4.47	1.35
PTB12	1.10	0.21	1.88	0.51
PTB13	3.05	1.79	5.57	1.19
PTB14	4.79	3.17	5.60	1.71
PTB15	3.75	0.28	2.75	0.16
PTB16	1.99	0.41	1.79	0.19
PTB17	3.04	0.39	2.17	0.18
PTB18	3.74	0.24	2.24	0.12
PTB19	2.38	0.99	3.25	0.75
PTB20	3.60	2.49	2.61	0.75
PTB21	4.16	0.12	2.40	0.06
PTB22	2.64	0.23	3.72	0.31
PTB23	5.08	0.15	4.68	0.08
PTB24	4.36	1.56	8.04	1.24
PTB25	4.45	0.18	3.48	0.10
PTB26	2.51	0.53	1.79	0.27
PTB27	2.14	1.61	2.93	0.96
PTB28	15.06	12.08	15.25	6.10
PTB29	4.37	0.23	3.81	0.13
PTB30	2.42	0.43	1.37	0.03
PTB31	1.52	0.23	1.53	0.14
PTB32	6.32	0.03	5.43	0.02
PTB33	3.26	1.31	8.61	1.13
PTB34	1.61	0.18	1.73	0.26
PTB35	2.64	1.38	4.25	0.97
PTB36	1.79	0.09	3.44	0.50
PTB37	1.85	0.01	1.98	0.24
PTB38	5.61	5.30	2.90	1.64
PTB39	6.74	4.45	6.76	2.23
PTB40	3.71	2.05	4.69	1.21
PTB41	4.69	2.77	5.28	1.49
PTB42	13.25	12.22	10.30	5.18
PTB43	7.53	6.11	5.35	2.45
PTB44	4.67	0.12	2.93	0.08
Μέση τιμή	3.75		4.15	
Τυπική				
απόκλιση	2.82		2.90	

Πίνακα 2.4 (Συνέχεια)

<i>PN</i>	<i>Z95</i> <i>κpc</i>	<i>σφάλμα</i> <i>κpc</i>	<i>SB96</i> <i>κpc</i>	<i>σφάλμα</i> <i>κpc</i>	<i>BL01</i> <i>κpc</i>	<i>σφάλμα</i> <i>κpc</i>
<i>PTB1</i>	1.09	0.21	2.87	0.88	0.54	0.25
<i>PTB2</i>	3.73	0.98	1.91	4.18	4.65	1.29
<i>PTB3</i>	4.27	0.57	0.65	0.59	5.86	1.27
<i>PTB4</i>	2.15	0.58	0.74	0.23	2.99	0.94
<i>PTB5</i>	2.94	1.29	2.39	6.27	3.39	1.35
<i>PTB6</i>	0.89	0.17	1.34	1.64	1.26	0.55
<i>PTB7</i>	8.49	1.10	3.44	3.83	10.62	1.97
<i>PTB8</i>	3.69	0.59	1.05	0.87	4.97	1.14
<i>PTB9</i>	6.52	0.83	2.14	2.68	8.37	1.61
<i>PTB10</i>	12.94	1.86	6.73	6.84	15.63	2.86
<i>PTB11</i>	5.53	1.33	3.59	5.80	6.55	1.63
<i>PTB12</i>	2.74	0.57	1.09	0.45	3.69	0.98
<i>PTB13</i>	6.87	1.19	3.64	4.63	8.37	1.73
<i>PTB14</i>	6.71	1.68	4.87	7.52	7.75	1.93
<i>PTB15</i>	2.28	0.14	3.51	0.69	1.89	0.26
<i>PTB16</i>	2.34	0.33	1.77	0.72	3.14	0.76
<i>PTB17</i>	1.82	0.11	2.81	0.93	1.69	0.02
<i>PTB18</i>	1.89	0.06	3.39	0.61	1.84	0.11
<i>PTB19</i>	4.07	0.81	2.55	2.68	4.91	1.13
<i>PTB20</i>	3.01	0.89	2.85	4.27	3.21	0.94
<i>PTB21</i>	3.16	0.12	3.98	0.30	4.79	0.94
<i>PTB22</i>	4.91	0.36	2.39	0.39	6.71	1.21
<i>PTB23</i>	4.37	0.08	4.99	0.36	4.13	0.18
<i>PTB24</i>	9.62	1.26	5.11	4.28	11.63	2.06
<i>PTB25</i>	3.09	0.09	4.22	0.46	2.79	0.18
<i>PTB26</i>	1.35	0.19	2.34	1.27	1.14	0.09
<i>PTB27</i>	3.82	0.98	2.27	3.96	4.65	1.25
<i>PTB28</i>	16.95	5.89	14.63	27.88	18.66	5.72
<i>PTB29</i>	3.40	0.13	4.23	0.56	3.07	0.27
<i>PTB30</i>	1.55	0.16	2.08	1.02	2.14	0.58
<i>PTB31</i>	1.85	0.36	1.50	0.36	2.29	0.64
<i>PTB32</i>	5.09	0.02	6.18	0.07	4.73	0.15
<i>PTB33</i>	10.51	1.15	4.15	3.64	13.14	2.27
<i>PTB34</i>	1.60	0.05	1.71	1.13	1.61	0.09
<i>PTB35</i>	5.32	0.98	2.99	3.66	6.46	1.41
<i>PTB36</i>	4.54	0.54	1.83	0.50	5.96	1.18
<i>PTB37</i>	2.35	0.41	1.85	0.20	2.83	0.67
<i>PTB38</i>	3.35	1.69	3.59	9.21	3.42	1.51
<i>PTB39</i>	7.82	2.19	6.45	10.19	8.75	2.30
<i>PTB40</i>	5.69	1.22	3.89	5.01	6.67	1.53
<i>PTB41</i>	6.28	1.49	4.70	6.54	7.19	1.72
<i>PTB42</i>	11.36	4.96	11.13	25.37	12.02	4.49
<i>PTB43</i>	6.07	2.40	5.97	12.26	6.44	2.23
<i>PTB44</i>	2.51	0.05	4.39	0.32	2.27	0.03
<i>Μέση τιμή</i>	4.78		3.63		5.56	
<i>Τυπική</i> <i>απόκλιση</i>	3.39		2.58		3.99	

Το σφαιροειδές του Γαλαξία καταλαμβάνει μια περιοχή με ακτίνα περίπου 3.0 kpc (Costa, Cavichia & Maciel 2009). Σύμφωνα όμως με τις γαλαξιακές αποστάσεις των ΠΝ του δείγματός μας, υπάρχουν ΠΝ τα οποία έχουν γαλαξιακή απόσταση πολύ μεγαλύτερη από 3.0 kpc, και ως εκ τούτου, είναι πιθανό να μην ανήκουν στο σφαιροειδές αλλά στο δίσκο. Η μέση τιμή της απόστασης των ΠΝ του δείγματος μας από το κέντρο του Γαλαξία κυμαίνεται από 3.5 έως 5.5 kpc ανάλογα την μέθοδο που χρησιμοποιείται.

2.3.3 Ταξινόμηση των ΠΝ

Όπως έχει αναφερθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο (κεφ 1), τα ΠΝ ταξινομούνται σύμφωνα με την μορφολογία τους σε σφαιρικά, ελλειπτικά και διπολικά. Η διαφορετική μορφολογία τους μπορεί να αποδοθεί είτε σε διαφορετικά στάδια της εξέλιξης τους είτε σε συστήματα αστεριών. Τα πλανητικά νεφελώματα του δείγματός μας ταξινομήθηκαν ως εξής: 24 (55%) σφαιρικά (π.χ. PTB25, PTB42), 16 (36%) ελλειπτικά (π.χ. PTB4, PT23), και 4 (9%) διπολικά (π.χ. PTB7, PTB36) (Boumis et al. 2003; 2006, Boumis & Bryce 2004). Χρησιμοποιώντας το μοντέλο Cloudy, υπολογίσαμε τις αφθονίες των στοιχείων τους, και τις μελετήσαμε σε σχέση με την μορφολογία τους, χωρίζοντας τα στις ομάδες Α (κυκλικά), Β (ελλειπτικά) και Γ (διπολικά). Η ομάδα Α περιλαμβάνει τα PTB5, PTB11, PTB14, PTB20, PTB27, PTB28, PTB31, PTB34, PTB35, PTB38, PTB42, PTB43, η ομάδα Β τα PTB 9, PTB12, PTB19, PTB23, PTB26, PTB32 και τέλος η ομάδα Γ τα PTB16, PTB17, PTB25.

Εκτός από το διαχωρισμό των ΠΝ ως προς την μορφολογία τους, κατανέμονται σε 2 πρόσθετες ομάδες (I και II) βάσει του πίνακα 2.3. Η ομάδα I περιλαμβάνει τα ΠΝ που έχουν απόσταση από το κέντρο του Γαλαξία μικρότερη από 3.0 kpc, άρα αναφερόμαστε στα ΠΝ που σίγουρα ανήκουν στο Γαλαξιακό σφαιροειδές, ενώ η ομάδα II περιλαμβάνει τα ΠΝ που πιθανόν ανήκουν στο δίσκο του Γαλαξία ($D > 3.0$ kpc). Η κατανομή της αφθονίας των στοιχείων εμφανίζει μία ασυνέχεια στην απόσταση των 3.0 kpc από το κέντρο του Γαλαξία (Tiede & Terndrup, 1999), ενώ στην ίδια απόσταση, η πυκνότητα των αερίων του Γαλαξία μειώνεται πολύ γρήγορα (Portinari & Chiosi 2000). Δυναμικά μοντέλα εξέλιξης των γαλαξιών προβλέπουν μείωση του ρυθμού της δημιουργίας νέων αστεριών (Star Formation Rate - SFR) για αποστάσεις μικρότερες από 3.0 kpc (Portinari & Chiosi 1999), ενώ οι Costa, Cavichia & Maciel (2009) μελετώντας την αφθονία των

στοιχείων από ένα δείγμα 56 ΠΝ, κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι τα ΠΝ του σφαιροειδούς χωρίζονται από τα ΠΝ του δίσκου με μια απόσταση ίση με 2.9 Kpc.

2.4 Μοντελοποίηση των ΠΝ

2.4.1 Μοντέλο φωτο-ιονισμού “Cloudy”

Στο σημείο αυτό θα αναφερθούμε λεπτομερώς στο μοντέλο φωτο-ιονισμού που χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση των ΠΝ, το λεγόμενο μοντέλο Cloudy (Ferland 1998). Χρησιμοποιώντας το μοντέλο αυτό μπορούν να προσδιοριστούν οι τιμές των παραμέτρων που περιγράφουν ένα ΠΝ, όπως η πυκνότητα (n_e) και η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων (T_e), η λαμπρότητα και η ενεργός θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού (L , T), και οι αφθονίες στοιχείων He, N, O, S.

Το συγκεκριμένο μοντέλο επιλέχθηκε επειδή έχει ελεγχθεί και χρησιμοποιηθεί για αρκετές διαφορετικές φυσικές συνθήκες, δίνοντας ικανοποιητικά αποτελέσματα. Επίσης, περιγράφει αρκετά καλά τη σκόνη και την δημιουργία μορίων. Οι υποθέσεις οι οποίες γίνονται είναι οι ακόλουθες:

1. Το κεντρικό αστέρι εκπέμπει ως μέλαν σώμα (ή μοντέλο αστεριών)
2. Το νεφέλωμα έχει σφαιρική συμμετρία
3. Η πυκνότητα θεωρείται σταθερή για την νοητή σφαίρα ακτίνας Stromgren¹⁷, ενώ για μεγαλύτερη ακτίνα ακολουθεί την συνάρτηση της μορφής $1/r^2$
4. Ο λόγος της σκόνης προς το αέριο θεωρείται σταθερός ενώ η σκόνη θεωρείται μείγμα από άνθρακα και πυρίτιο

Οι παραπάνω υποθέσεις αφήνουν ως ελεύθερες παραμέτρους την ενεργό θερμοκρασία και την λαμπρότητα του κεντρικού αστεριού, τις αφθονίες των στοιχείων στο νεφέλωμα, την πυκνότητα του Η και των ηλεκτρονίων, την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων και τον λόγο της σκόνης ως προς τα αέρια. Από τα συνολικά 44 ΠΝ του δείγματός μας προσομοιώσεις έγιναν μόνο για τα 21, τα οποία επιλέχθηκαν βάσει του αριθμού των γραμμών εκπομπής που είχαν ανιχνευθεί στα φάσματα τους. Για την καλύτερη δυνατή προσομοίωση τους, ο αριθμός των γραμμών

¹⁷ Ακτίνα Stromgren ορίζεται η σφαίρα με ακτίνα μέσα στην οποία όλο το υδρογόνο είναι ιονισμένο.

εκπομπής που ανιχνεύθηκε έπρεπε να είναι τουλάχιστον μεγαλύτερος από 13 και επίσης να έχουν ανιχνευθεί οι πιο σημαντικές γραμμές, όπως είναι η He II 4686 Å, η οποία μας δίνει μία ένδειξη για την ενεργό θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού, ή οι γραμμές [S II] 6716 Å και 6731 Å, των οποίων ο λόγος μας δίνει μία τιμή για την πυκνότητα των ηλεκτρονίων στο νεφέλωμα (περισσότερες λεπτομέρειες βλέπε κεφ 1).

Ουσιαστικά το μοντέλο Cloudy βασίζεται στην παρακάτω λειτουργία. Το υλικό του πλανητικού νεφελώματος που προήλθε από το αστέρι κατά την διάρκεια του ασυμπωτικού κλάδου των γιγάντων, βρίσκεται μεταξύ δύο νοητών σφαιρών που αναπαριστούν τα εσωτερικά και εξωτερικά όρια του ΠΝ. Το κέλυφος αυτό χωρίζεται σε 36 στρώματα, των οποίων το πάχος μπορεί να αλλάζει για το καθένα ξεχωριστά, έτσι ώστε να γίνεται όσο το δυνατόν καλύτερη προσαρμογή στα ΠΝ (μικρότερο πάχος είναι κατάλληλο σε περιοχές όπου έχουμε επανασύνδεση). Η αφθονία των στοιχείων σε κάθε στρώμα δίνεται ως η αρχική συνθήκη του μοντέλου, ενώ η πηγή ενέργειας (το κεντρικό αστέρι) μπορεί να ακολουθεί, είτε κατανομή του μέλανος σώματος είτε των αστρικών μοντέλων. Σε καθένα από τα 36 στρώματα υπολογίζεται η ενέργεια η οποία εισέρχεται σε αυτό, η θερμοκρασία και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων υπολογίζεται από την εξίσωση της θερμικής ισορροπίας, ενώ σε καθένα από τα 36 στρώματα εφαρμόζεται ταυτόχρονα και η εξίσωση δυναμικής ισορροπίας.

Εφαρμόσαμε ανά ΠΝ το μοντέλο Cloudy, αλλάζοντας τις αρχικές συνθήκες όπου ήταν θεμιτό, προκειμένου η προσομοίωση να είναι όσο το δυνατόν ακριβέστερη -δηλαδή το φάσμα που προκύπτει από το μοντέλο να προσεγγίσει όσον το δυνατόν καλύτερα τα παρατηρησιακά δεδομένα¹⁸.

Στους παρακάτω πίνακες παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το μοντέλο Cloudy, για κάθε ένα από τα 21 ΠΝ και για τις 5 διαφορετικές αποστάσεις που προσδιορίστηκαν παραπάνω, όπως επίσης και για την απόσταση των 7.8 kpc, που θεωρείται η απόσταση του σφαιροειδούς του Γαλαξία. Στην πρώτη στήλη εμφανίζονται όλες οι πιθανές γραμμές εκπομπής που μπορούν να παρατηρηθούν στα φάσματα των ΠΝ, ενώ από την 2^η έως την 7^η στήλη παρουσιάζεται η ένταση των γραμμών εκπομπής, διορθωμένη ως προς την εξασθένηση της σκόνης και κανονικοποιημένη ως προς $H_{\beta}=100$. Τέλος στην 8^η στήλη

¹⁸ Η παράμετρος χ^2 μας δείχνει πόσο καλή είναι η προσομοίωση του εκάστοτε ΠΝ, δηλαδή πόσο καλή είναι η ταύτιση του μοντέλου με τα παρατηρησιακά δεδομένα.

δίνεται η ένταση των γραμμών που μετρήθηκε από το φάσμα κάθε ΠΝ ξεχωριστά και ο λόγος του σήματος προς θόρυβο (S/N) για κάθε γραμμή εκπομπής.

Πίνακας 2.5 Τα φάσματα που προέκυψαν από το μοντέλο Cloudy και την παρατήρηση

Line	PTB 5 7.8 κpc	PTB 5 CKS 10.7 κpc	PTB 5 VdSZ 9.8 κpc	PTB 5 Z95 10.6 κpc	PTB 5 SB96 10.0 κpc	PTB 5 BL01 11.0 κpc	PTB 5 Obs (S/N)
[O II] 3727	24.1	16.2	18.0	16.7	26.6	17.7	33.5 (4)
[Ne III] 3869	66.4	64.6	64.6	64.9	67.9	64.9	61.2 (13)
He I+ H I 3889	20.7	20.8	20.8	20.7	20.6	20.7	19.4 (6)
[Ne III] 3969	20.0	19.5	19.5	19.6	20.5	19.6	21.9 (8)
Hδ 4101	26.1	26.1	26.1	26.1	26.1	26.1	25.2 (8)
Hγ 4340	47.0	47.1	47.0	47.1	47.0	47.0	44.0 (15)
[O III] 4363	12.2	11.7	11.8	11.8	12.5	11.8	12.5 (10)
He I 4471	4.5	4.5	4.5	4.5	4.4	4.5	-
He II 4686	40.9	41.1	40.5	41.1	40.6	40.7	40.4 (32)
[Ar IV] 4712	6.8	7.6	7.3	7.6	7.0	7.5	8.2 (6)
[Ar IV] 4740	5.3	5.9	5.7	5.9	5.4	5.8	5.3 (5)
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (35)
[O III] 4959	462.1	451.3	456.2	451.7	460.1	452.9	424.1 (103)
[O III] 5007	1319.0	1358.4	1373.1	1359.5	1384.9	1363.5	1307.6 (199)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	2.9	2.9	2.9	2.9	2.9	2.9	4.2 (4)
[N II] 5755	-	-	-	-	-	-	-
He I 5876	12.2	12.3	12.3	12.3	12.1	12.2	13.3 (24)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	0.8	1.3	1.1	1.3	0.8	1.1	2.4 (5)
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3 (3)
[N II] 6548	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	1.6	1.7 (9)
Ha 6563	287.1	286.9	287.0	286.9	287.3	287.1	284.8 (278)
[N II] 6584	4.6	4.6	4.7	4.6	4.6	4.6	4.5 (24)
He I 6678	3.4	3.5	3.5	3.4	3.4	3.4	3.1 (15)
[S II] 6716	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.6 (5)
[S II] 6731	0.7	0.7	0.6	0.7	0.7	0.7	0.7 (6)
F(H_β) model	34.10	34.38	34.31	34.37	34.32	34.41	
F(H_β) obs	34.11	34.38	34.31	34.37	34.33	34.41	
χ^2	0.97	1.49	1.27	1.41	0.94	1.29	

Line	PTB 9 7.8 κpc	PTB 9 CKS 8.9 κpc	PTB 9 VdSZ 12.7 κpc	PTB 9 Z95 14.2 κpc	PTB 9 SB96 9.6 κpc	PTB 9 BL01 16.1 κpc	PTB 9 Obs (S/N)
[O II] 3727	7.8	7.6	7.3	7.2	7.4	7.3	-
[Ne III] 3869	21.7	23.0	24.5	25.4	20.3	21.0	-
He I+ H I 3889	29.3	29.2	29.2	29.1	28.9	28.6	-
[Ne III] 3969	6.5	6.9	7.4	7.6	6.1	6.3	-
Hδ 4101	25.5	25.5	25.5	25.5	25.4	25.4	27.6 (3)
Hγ 4340	46.3	46.3	46.3	46.3	46.2	46.2	44.4 (4)
[O III] 4363	1.4	1.6	1.8	1.8	1.6	1.8	-
He I 4471	9.2	9.2	9.3	9.2	9.2	9.1	-
He II 4686	82.2	83.1	82.9	83.8	91.9	87.1	90.8 (7)
[Ar IV] 4712	1.4	1.5	1.7	1.8	1.5	1.6	-
[Ar IV] 4740	1.0	1.1	1.2	1.3	1.1	1.2	-
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (15)

[O III] 4959	143.0	142.9	141.7	143.6	142.4	142.5	138.8 (23)
[O III] 5007	430.5	430.4	426.4	432.3	428.7	429.0	429.8 (45)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	5.4	5.4	5.5	5.5	6.0	5.7	6.2 (3)
[N II] 5755	0.3	0.5	0.5	0.6	0.6	0.6	-
He I 5876	26.7	26.7	27.0	26.7	26.8	26.8	31.2 (20)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	2.0	2.1	2.2	2.3	2.0	2.0	2.6 (5)
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	10.5	10.5	10.6	10.6	10.8	10.7	9.8 (14)
H α 6563	301.1	301.2	301.5	301.3	302.5	303.0	282.5 (102)
[N II] 6584	31.1	31.0	31.4	31.2	31.9	31.5	32.7 (32)
He I 6678	7.6	7.6	7.7	7.6	7.7	7.7	5.5 (11)
[S II] 6716	5.6	5.7	5.7	5.7	5.7	5.7	5.6 (12)
[S II] 6731	4.4	4.4	4.3	4.3	4.4	4.3	4.2 (11)
F(Hβ) model	33.49	33.61	33.92	34.02	33.69	34.12	
F(Hβ) obs	33.50	33.62	33.93	34.02	33.69	34.13	
χ^2	2.46	2.42	2.36	2.34	2.45	2.45	

Line	PTB 11 7.8 kpc	PTB 11 CKS 11.0 kpc	PTB 11 VdSZ 12.1 kpc	PTB 11 Z95 13.1 kpc	PTB 11 SB96 11.2 kpc	PTB 11 BL01 14.2 kpc	PTB 11 Obs (S/N)
[O II] 3727	675.7	678.0	616.1	659.4	670.8	641.4	-
[Ne III] 3869	86.4	75.8	53.7	64.5	73.1	54.5	-
He I+ H I 3889	25.9	25.6	24.7	25.2	25.3	24.7	-
[Ne III] 3969	26.1	22.8	16.2	19.5	22.1	16.4	-
H δ 4101	25.8	25.8	25.7	25.8	25.8	25.7	-
H γ 4340	46.7	46.7	46.6	46.6	46.7	46.6	42.9 (3)
[O III] 4363	5.8	5.0	3.8	4.2	4.9	3.7	-
He I 4471	7.1	7.0	6.8	6.9	6.9	6.8	-
He II 4686	32.5	29.9	30.0	28.7	30.5	27.7	39.2 (3)
[Ar IV] 4712	0.7	0.5	0.5	0.4	0.5	0.4	-
[Ar IV] 4740	0.5	0.4	0.4	0.3	0.4	0.3	-
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (14)
[O III] 4959	315.5	318.8	322.6	316.4	320.7	322.0	318.2 (40)
[O III] 5007	949.7	959.6	971.1	952.3	965.3	969.2	953.0 (80)
[N I] 5200	4.1	3.6	3.7	3.4	3.8	3.4	-
He II 5411	2.2	2.0	1.9	1.9	2.0	1.9	-
[N II] 5755	3.2	3.1	2.6	2.9	3.0	2.7	-
He I 5876	20.0	20.0	19.3	19.6	19.5	19.3	20.6 (14)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	47.0	45.9	45.9	45.6	46.1	46.0	48.2 (35)
[S III] 6312	2.0	2.0	1.7	1.9	2.0	1.8	-
[O I] 6363	15.0	14.6	14.6	14.5	14.7	14.7	13.5 (15)
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	97.4	97.1	97.3	97.7	97.8	96.8	97.5 (74)
H α 6563	292.0	292.5	294.5	293.4	292.8	294.2	281.6 (144)
[N II] 6584	287.5	286.4	287.1	288.4	288.6	285.7	286.2 (141)
He I 6678	5.7	5.6	5.5	5.6	5.5	5.5	4.6 (7)
[S II] 6716	61.7	60.5	61.2	60.6	61.1	59.1	59.9 (67)
[S II] 6731	53.2	54.2	52.8	53.6	53.4	54.0	54.0 (63)
F(Hβ) model	33.79	34.09	34.16	34.24	34.09	34.29	
F(Hβ) obs	33.78	34.08	34.16	34.23	34.09	34.30	
χ^2	0.54	0.50	0.55	0.53	0.50	0.57	

Line	PTB 12 7.8 kpc	PTB 12 CKS 7.5 kpc	PTB 12 VdSZ 9.3 kpc	PTB 12 Z95 10.2 kpc	PTB 12 SB96 7.9 kpc	PTB 12 BL01 11.2 kpc	PTB 12 Obs (S/N)
[O II] 3727	138.8	137.5	129.8	125.1	131.4	141.9	-
[Ne III] 3869	183.1	183.5	181.9	181.6	181.9	181.9	-
He I+ H I 3889	23.1	23.0	23.2	23.3	23.2	23.2	-
[Ne III] 3969	55.2	55.3	54.8	54.7	54.8	54.8	-
Hδ 4101	25.5	25.5	25.9	25.7	25.6	25.6	-
Hγ 4340	47.0	47.0	47.0	47.1	47.0	47.0	39.6 (4)
[O III] 4363	13.0	13.0	12.6	12.5	12.6	12.6	14.6 (3)
He I 4471	5.1	5.0	5.0	5.1	5.1	5.1	-
He II 4686	99.6	100.1	99.8	99.8	99.7	100.5	98.2 (21)
[Ar IV] 4712	5.8	5.9	5.5	5.4	5.5	5.3	-
[Ar IV] 4740	4.7	4.7	4.5	4.4	4.5	4.4	5.7 (3)
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (27)
[O III] 4959	208.3	208.2	208.7	208.8	208.7	208.5	208.9 (46)
[O III] 5007	627.1	626.7	628.3	628.6	628.1	627.5	619.9 (99)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	7.1	7.2	7.2	7.2	7.2	7.2	7.4 (4)
[N II] 5755	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	-
He I 5876	13.7	13.7	13.7	13.8	13.8	13.8	12.8 (8)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	0.5	0.6	0.5	0.5	0.5	0.6	-
[S III] 6312	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.2	-
[O I] 6363	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	-
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	7.7	7.7	7.7	7.7	7.7	7.7	6.9 (10)
Hα 6563	298.8	299.1	297.2	296.5	297.4	298.2	282.9 (145)
[N II] 6584	22.6	22.7	22.8	22.7	22.7	22.7	23.5 (28)
He I 6678	3.7	3.7	3.7	3.7	3.7	3.7	4.3 (5)
[S II] 6716	6.6	6.6	6.6	6.5	6.6	6.6	6.6 (9)
[S II] 6731	6.0	6.0	6.0	6.0	6.0	6.0	6.0 (9)
F(H_β) model	33.89	33.88	34.06	34.14	33.92	34.22	
F(H_β) obs	33.89	33.88	34.06	34.14	33.92	34.22	
χ²	0.36	0.36	0.38	0.39	0.38	0.42	

Line	PTB 14 7.8 kpc	PTB 14 CKS 12.3 kpc	PTB 14 VdSZ 13.1 kpc	PTB 14 Z95 14.3 kpc	PTB 14 SB96 12.4 kpc	PTB 14 BL01 15.3 kpc	PTB 14 Obs (S/N)
[O II] 3727	11.1	11.3	10.8	11.0	11.3	11.3	-
[Ne III] 3869	65.5	65.1	62.7	63.0	65.1	63.7	52.8 (5)
He I+ H I 3889	25.5	25.1	25.2	25.0	25.1	25.1	-
[Ne III] 3969	19.8	19.6	18.9	19.0	19.6	19.2	-
Hδ 4101	26.7	25.7	26.5	26.5	26.5	26.4	-
Hγ 4340	47.5	47.3	47.3	47.3	47.3	47.2	44.8 (6)
[O III] 4363	4.7	4.7	4.5	4.6	4.7	4.6	-
He I 4471	6.6	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	-
He II 4686	15.3	14.6	14.5	13.9	14.6	14.6	9.7 (4)
[Ar IV] 4712	4.8	4.8	4.8	4.8	4.8	4.9	6.5 (3)
[Ar IV] 4740	3.6	3.6	3.6	3.6	3.6	3.6	5.6 (3)
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (15)
[O III] 4959	318.3	320.0	317.9	320.1	319.6	319.2	313.2 (46)
[O III] 5007	958.1	961.9	956.9	963.5	961.9	960.8	953.4 (100)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	1.1	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.2 (3)
[N II] 5755	-	-	-	-	-	-	-
He I 5876	18.1	18.0	18.1	17.9	18.1	18.1	20.0 (20)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	1.9	1.7	1.6	1.2	1.7	2.9	-
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-

[N II] 6548	1.3	1.3	1.2	1.3	1.3	1.3	1.3 (3)
H α 6563	286.9	288.6	288.7	288.8	288.6	289.5	282.4 (193)
[N II] 6584	3.7	3.7	3.6	3.8	3.6	3.7	3.7 (6)
He I 6678	5.1	5.1	5.1	5.1	5.1	5.1	3.8 (9)
[S II] 6716	0.6	0.7	0.6	0.6	0.7	0.7	0.5 (3)
[S II] 6731	0.5	0.6	0.5	0.5	0.6	0.6	0.5 (2)
F(Hβ) model	33.74	34.13	34.19	34.26	34.13	34.32	
F(Hβ) obs	33.73	34.13	34.19	34.26	34.13	34.32	
χ^2	1.61	1.61	1.55	1.55	1.61	1.60	

Line	PTB 16 7.8 κpc	PTB 16 CKS 6.5 κpc	PTB 16 VdSZ 8.5 κpc	PTB 16 Z95 9.4 κpc	PTB 16 SB96 6.9 κpc	PTB 16 BL01 10.4 κpc	PTB 16 Obs (S/N)
[O II] 3727	7.2	7.6	9.0	5.7	8.0	8.1	-
[Ne III] 3869	105.6	111.0	127.2	90.5	121.2	113.9	110.8 (5)
He I+ H I 3889	25.5	25.3	24.5	26.2	25.8	25.4	-
[Ne III] 3969	31.8	33.5	38.4	27.3	33.8	34.3	-
H δ 4101	26.2	26.2	26.1	26.1	26.1	26.1	24.8 (3)
H γ 4340	47.2	47.2	47.2	47.1	47.2	47.2	42.1 (5)
[O III] 4363	5.7	5.9	6.6	5.3	6.0	6.2	-
He I 4471	6.2	6.1	6.1	6.6	6.3	6.1	-
He II 4686	96.5	96.4	95.4	99.6	96.1	95.5	94.2 (12)
[Ar IV] 4712	12.6	12.7	14.2	12.1	12.8	13.7	-
[Ar IV] 4740	9.5	9.6	10.7	9.1	9.7	10.3	-
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (11)
[O III] 4959	144.3	145.5	144.7	144.3	145.9	144.7	144.7 (16)
[O III] 5007	434.4	437.9	435.5	434.3	439.1	435.5	435.8 (26)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	6.9	6.9	6.8	7.1	6.8	6.8	8.3 (3)
[N II] 5755	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	-
He I 5876	16.4	16.1	16.1	17.5	16.6	16.2	16.1 (5)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	8.6	8.0	8.3	7.5	8.9	9.2	-
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.6	-
[N II] 6548	4.3	4.3	4.3	4.5	4.4	4.1	4.4 (3)
H α 6563	284.9	284.6	284.4	285.6	284.7	284.9	283.8 (68)
[N II] 6584	12.6	12.8	12.6	13.2	12.9	12.1	12.7 (3)
He I 6678	4.6	4.5	4.5	4.9	4.7	4.6	5.1 (3)
[S II] 6716	7.5	7.2	8.4	5.6	8.3	9.3	7.4 (3)
[S II] 6731	5.7	5.5	6.4	4.3	6.3	7.0	4.5 (2)
F(Hβ) model	33.95	33.80	34.02	34.12	33.85	34.20	
F(Hβ) obs	33.95	33.79	34.02	34.11	33.85	34.20	
χ^2	0.07	0.07	0.11	0.21	0.07	0.11	

Line	PTB 17 7.8 κpc	PTB 17 CKS 5.1 κpc	PTB 17 VdSZ 6.2 κpc	PTB 17 Z95 6.9 κpc	PTB 17 SB96 5.3 κpc	PTB 17 BL01 7.5 κpc	PTB 17 Obs (S/N)
[O II] 3727	421.6	427.3	410.8	410.1	418.7	412.1	358.5 (8)
[Ne III] 3869	58.5	53.3	42.9	50.5	53.4	50.1	-
He I+ H I 3889	26.1	26.0	25.8	26.5	25.7	25.7	-
[Ne III] 3969	17.6	16.1	13.1	15.3	16.1	15.1	-
H δ 4101	25.8	25.7	25.7	25.7	25.8	25.7	26.9 (4)
H γ 4340	46.6	46.6	46.5	46.6	46.6	46.6	43.4 (6)
[O III] 4363	2.8	2.7	2.1	2.5	2.6	2.4	-

He I 4471	7.2	6.8	7.3	7.5	7.4	7.2	-
He II 4686	21.1	22.8	22.3	21.1	21.8	21.2	22.2 (5)
[Ar IV] 4712	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	-
[Ar IV] 4740	0.3	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	-
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (16)
[O III] 4959	207.5	211.0	204.2	205.7	209.3	204.6	212.7 (35)
[O III] 5007	624.5	635.1	614.6	619.0	630.1	615.7	620.5 (80)
[N I] 5200	1.1	1.0	1.0	1.1	1.0	1.1	-
He II 5411	1.4	1.5	1.4	1.4	1.4	1.4	-
[N II] 5755	2.8	2.7	2.5	2.7	2.7	2.7	4.8 (5)
He I 5876	20.4	20.3	20.6	21.2	19.9	20.2	20.9 (16)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	9.1	8.3	8.8	8.6	8.4	8.9	9.4 (7)
[S III] 6312	1.6	1.5	1.4	1.5	1.6	1.5	-
[O I] 6363	2.9	2.7	2.8	2.7	2.7	2.8	1.7 (3)
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	103.5	103.7	104.7	104.3	104.4	104.1	101.0 (55)
Ha 6563	294.6	295.1	296.3	295.4	295.0	295.5	282.1 (110)
[N II] 6584	305.5	305.9	309.1	307.7	307.9	307.2	309.0 (95)
He I 6678	5.8	5.8	5.9	6.1	5.7	5.8	4.8 (8)
[S II] 6716	39.9	37.8	38.4	38.1	38.3	38.5	36.5 (35)
[S II] 6731	30.0	28.6	28.5	28.5	29.1	29.6	30.5 (27)
F(Hβ) model	34.15	33.85	33.99	34.09	33.91	34.14	
F(Hβ) obs	34.25	33.88	34.06	34.15	33.93	34.23	
χ^2	2.37	1.12	1.77	1.73	1.03	2.50	

Line	PTB 19 7.8 kpc	PTB 19 CKS 9.0 kpc	PTB 19 VdSZ 10.2 kpc	PTB 19 Z95 11.2 kpc	PTB 19 SB96 9.3 kpc	PTB 19 BL01 12.1 kpc	PTB 19 Obs (S/N)
[O II] 3727	14.9	15.0	18.2	20.1	20.1	17.1	-
[Ne III] 3869	49.5	52.9	46.6	42.0	48.7	49.4	36.5 (3)
He I+ H I 3889	24.2	24.3	23.9	23.8	23.8	24.9	-
[Ne III] 3969	14.9	15.9	14.0	12.3	12.3	14.9	-
H δ 4101	26.0	26.0	25.9	25.9	26.0	26.0	23.5 (4)
H γ 4340	46.8	46.8	46.8	46.7	46.8	46.8	48.3 (8)
[O III] 4363	2.8	3.0	2.6	2.5	2.5	2.8	-
He I 4471	6.2	6.3	6.2	6.2	6.2	6.2	-
He II 4686	22.5	20.2	14.4	16.1	16.1	16.9	-
[Ar IV] 4712	3.4	3.5	2.6	2.5	3.8	3.1	-
[Ar IV] 4740	2.5	2.6	1.9	1.8	2.8	2.3	-
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (27)
[O III] 4959	272.2	226.1	228.5	228.8	227.9	227.5	232.1 (44)
[O III] 5007	683.9	680.5	687.9	688.6	685.9	684.8	681.5 (85)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	1.5	1.4	1.4	1.1	1.1	1.1	-
[N II] 5755	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	-
He I 5876	17.5	17.6	17.4	17.5	17.5	17.5	18.1 (22)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	1.1	1.1	0.9	0.7	0.7	0.9	-
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	3.3	3.3	3.3	3.3	3.3	3.3	3.1 (14)
Ha 6563	293.6	293.3	294.2	295.4	294.0	294.2	281.3 (238)
[N II] 6584	9.6	9.7	9.6	9.6	9.6	9.6	9.9 (31)
He I 6678	4.9	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0	4.7 (15)
[S II] 6716	1.5	1.5	1.5	1.6	1.5	1.5	1.1 (6)
[S II] 6731	1.2	1.2	1.2	1.2	1.1	1.1	1.5 (7)
F(Hβ) model	33.91	34.02	34.13	34.21	34.05	34.28	
F(Hβ) obs	33.90	34.02	34.13	34.21	34.05	34.28	
χ^2	1.08	1.15	0.97	1.10	1.11	1.13	

Line	PTB 20 7.8 κpc	PTB 20 CKS 10.4 κpc	PTB 20 VdSZ 9.0 κpc	PTB 20 Z95 9.6 κpc	PTB 20 SB96 9.4 κpc	PTB 20 BL01 9.9 κpc	PTB 20 Obs (S/N)
[O II] 3727	571.0	558.9	560.4	546.3	545.0	570.3	-
[Ne III] 3869	30.3	44.4	53.9	41.4	49.7	36.8	26.4 (3)
He I+ H I 3889	26.6	27.1	28.0	27.0	27.4	27.0	-
[Ne III] 3969	9.1	13.4	16.3	12.5	15.0	11.1	-
Hδ 4101	25.9	25.9	26.0	26.0	26.0	26.0	-
Hγ 4340	46.8	46.9	47.0	47.0	47.0	46.9	-
[O III] 4363	11.2	15.0	18.7	14.1	16.4	12.9	-
He I 4471	7.3	7.3	7.5	7.3	7.4	7.4	-
He II 4686	34.7	42.7	55.7	39.3	47.6	37.2	-
[Ar IV] 4712	4.3	7.2	10.2	6.9	8.9	5.8	-
[Ar IV] 4740	3.5	5.8	8.3	5.5	7.2	4.6	-
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (12)
[O III] 4959	485.5	460.5	469.6	461.9	450.7	4780.4	468.0 (45)
[O III] 5007	1461.4	1386.1	1413.4	1390.5	1356.7	1415.9	1406.0 (80)
[N I] 5200	0.2	-	-	0.2	0.2	0.2	-
He II 5411	2.4	3.0	3.9	2.7	3.3	2.6	3.1 (4)
[N II] 5755	0.4	0.5	0.6	0.5	0.5	0.5	-
He I 5876	20.5	20.4	21.0	20.5	20.5	20.6	21.3 (16)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	8.0	8.8	8.8	8.5	9.0	8.7	8.6 (10)
[S III] 6312	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3	-
[O I] 6363	2.5	2.3	2.8	2.7	2.9	2.8	-
[Ar V] 6435	-	-	0.2	-	0.1	-	-
[N II] 6548	10.1	10.1	10.2	10.2	10.1	10.1	9.4 (18)
Hα 6563	289.3	288.3	288.7	288.4	288.4	288.7	283.1 (80)
[N II] 6584	29.9	29.7	30.1	30.1	29.8	29.8	31.6 (31)
He I 6678	5.7	5.6	5.7	5.7	5.6	5.7	5.2 (8)
[S II] 6716	3.5	3.3	3.2	3.2	3.2	3.3	2.4 (5)
[S II] 6731	3.7	3.4	3.3	3.3	3.3	3.4	4.0 (7)
F(H_β) model	34.31	34.56	34.38	34.49	34.45	34.48	
F(H_β) obs	34.24	34.50	34.37	34.43	34.41	34.45	
x²	1.83	1.54	1.58	1.58	1.59	1.07	

Line	PTB 23 7.8 κpc	PTB 23 CKS 2.9 κpc	PTB 23 VdSZ 3.4 κpc	PTB 23 Z95 3.7 κpc	PTB 23 SB96 3.0 κpc	PTB 23 BL01 4.0 κpc	PTB 23 Obs (S/N)
[O II] 3727	13.4	12.3	12.6	14.0	13.5	12.0	-
[Ne III] 3869	30.0	32.4	30.6	29.2	30.5	32.8	22.5 (5)
He I+ H I 3889	15.1	16.1	15.7	15.4	15.6	15.4	-
[Ne III] 3969	8.9	9.8	9.2	8.8	9.2	9.9	-
Hδ 4101	25.8	25.8	25.8	25.8	25.8	25.8	24.5 (7)
Hγ 4340	46.7	46.7	46.7	46.7	46.7	46.7	43.5 (12)
[O III] 4363	7.1	6.4	6.6	6.6	6.7	7.0	-
He I 4471	2.0	2.5	2.3	2.2	2.3	2.2	-
He II 4686	159.8	172.5	173.1	165.7	173.6	172.8	165.2 (41)
[Ar IV] 4712	15.1	14.8	14.5	13.6	14.2	16.0	-
[Ar IV] 4740	11.1	11.0	10.8	10.1	10.5	11.9	-
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (33)
[O III] 4959	342.8	330.8	332.1	339.8	339.1	336.2	337.5 (92)
[O III] 5007	1031.8	995.8	999.7	1022.8	1020.7	1012.0	1063.7 (187)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	10.7	11.6	11.6	11.0	11.6	11.6	9.3 (6)

[N II] 5755	-	-	-	-	-	-	-
He I 5876	5.5	6.8	6.3	6.0	6.0	5.9	5.2 (5)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	1.2	1.7	1.6	1.4	1.6	1.7	-
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	5.4	4.1	4.3	4.2	4.1	4.9	-
[N II] 6548	1.9	2.0	1.9	1.9	2.0	2.0	1.6 (5)
H α 6563	282.4	292.5	292.6	293.0	292.7	291.9	283.5 (220)
[N II] 6584	5.7	5.8	5.7	5.7	5.8	5.8	5.9 (13)
He I 6678	1.6	1.9	1.8	1.7	1.7	1.7	1.9 (4)
[S II] 6716	3.5	3.4	3.4	3.3	3.5	3.3	3.1 (5)
[S II] 6731	2.6	2.8	2.7	2.6	2.9	2.6	2.9 (5)
F(Hβ) model	34.84	34.01	34.12	34.21	34.02	34.29	
F(Hβ) obs	34.84	33.99	34.11	34.20	34.01	34.27	
χ^2	0.54	0.99	0.79	0.53	0.73	0.87	

Line	PTB 25 7.8 kpc	PTB 25 CKS 3.7 kpc	PTB 25 VdSZ 4.9 kpc	PTB 25 Z95 5.5 kpc	PTB 25 SB96 4.0 kpc	PTB 25 BL01 6.1 kpc	PTB 25 Obs (S/N)
[O II] 3727	6.1	6.6	6.6	6.5	7.9	5.8	-
[Ne III] 3869	111.7	128.3	138.9	115.1	122.9	146.1	-
He I+ H I 3889	16.0	16.7	16.0	16.2	16.1	15.3	-
[Ne III] 3969	33.7	38.7	41.9	34.7	37.0	44.0	-
H δ 4101	25.9	25.9	26.1	25.9	26.0	26.0	-
H γ 4340	46.9	46.9	46.9	46.9	46.9	47.0	39.6 (5)
[O III] 4363	6.2	6.3	7.0	6.1	6.0	7.4	<14.4 (4)
He I 4471	2.3	2.6	2.3	2.4	2.3	2.4	-
He II 4686	126.2	128.3	125.3	129.2	126.1	129.5	126.8 (21)
[Ar IV] 4712	9.6	8.8	9.7	9.3	9.6	9.4	10.1 (4)
[Ar IV] 4740	7.3	6.8	7.4	7.1	7.5	7.2	6.9 (3)
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (21)
[O III] 4959	225.0	224.7	225.3	224.6	225.2	223.8	222.1 (45)
[O III] 5007	677.3	676.3	678.3	675.9	677.9	673.7	687.5 (105)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	8.8	8.9	8.8	9.0	8.8	9.1	8.2 (6)
[N II] 5755	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	-
He I 5876	6.1	6.8	6.0	6.3	6.1	6.2	5.4 (5)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	5.3	5.2	5.7	5.2	5.3	5.6	-
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	0.6	0.4	0.5	0.5	0.4	0.6	<3.7 (4)
[N II] 6548	2.0	2.1	2.0	2.1	2.0	2.0	2.0 (5)
H α 6563	287.1	286.2	285.8	286.9	286.1	285.4	282.8 (160)
[N II] 6584	5.9	6.2	5.9	6.1	5.9	5.9	5.9 (9)
He I 6678	1.7	1.9	1.7	1.8	1.7	1.7	2.0 (4)
[S II] 6716	3.6	3.1	3.6	3.4	3.4	3.3	3.4 (5)
[S II] 6731	3.0	2.7	3.1	2.9	3.2	2.8	3.2 (5)
F(Hβ) model	34.38	33.74	33.99	34.08	33.80	34.17	
F(Hβ) obs	34.38	33.73	33.99	34.08	33.80	34.17	
χ^2	0.14	0.31	0.14	0.18	0.14	0.20	

Line	PTB 26 7.8 κpc	PTB 26 CKS 5.5 κpc	PTB 26 VdSZ 6.4 κpc	PTB 26 Z95 7.0 κpc	PTB 26 SB96 5.7 κpc	PTB 26 BL01 7.6 κpc	PTB 26 Obs (S/N)
[O II] 3727	329.2	339.4	338.9	327.9	323.0	326.9	319.8 (8)
[Ne III] 3869	31.5	24.9	24.7	29.6	33.2	26.0	32.9 (5)
He I+ H I 3889	21.6	20.9	20.7	21.2	21.3	21.0	-
[Ne III] 3969	9.5	7.5	7.4	8.9	10.0	7.8	-
Hδ 4101	25.8	25.7	25.7	25.8	25.8	25.6	27.2 (4)
Hγ 4340	46.6	46.6	46.6	46.6	46.7	46.6	48.9 (7)
[O III] 4363	0.6	0.5	0.5	0.6	0.6	0.5	-
He I 4471	5.2	4.9	4.8	5.0	5.0	5.0	-
He II 4686	1.3	1.3	1.2	1.1	1.3	1.1	-
[Ar IV] 4712	-	-	-	-	-	-	-
[Ar IV] 4740	-	-	-	-	-	-	-
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (31)
[O III] 4959	55.2	55.5	54.5	56.3	56.1	54.6	54.5 (22)
[O III] 5007	166.2	167.0	164.0	169.3	168.8	164.3	164.2 (50)
[N I] 5200	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	-
He II 5411	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 5755	0.7	0.6	0.7	0.7	0.7	0.7	-
He I 5876	14.6	13.9	13.7	14.3	14.2	14.1	15.3 (10)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	3.2	2.9	3.0	2.9	2.7	2.9	2.6 (4)
[S III] 6312	0.7	0.6	0.6	0.7	0.7	0.7	-
[O I] 6363	1.0	0.9	1.0	0.9	0.9	0.9	1.4 (3)
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	27.5	27.6	27.5	27.1	27.5	27.5	27.6 (26)
Hα 6563	294.5	295.4	295.5	294.7	294.1	295.3	284.0 (136)
[N II] 6584	81.1	81.5	81.1	80.1	81.2	81.2	79.8 (61)
He I 6678	4.3	4.0	3.9	4.1	4.0	4.0	3.8 (7)
[S II] 6716	17.8	17.6	17.4	17.4	17.6	18.0	18.3 (17)
[S II] 6731	14.5	14.7	14.3	14.3	14.8	14.7	13.9 (15)
F(H_β) model	34.30	34.00	34.13	34.23	34.07	34.29	
F(H_β) obs	34.28	33.99	34.11	34.20	34.02	34.27	
χ²	0.35	0.61	0.62	0.58	0.85	0.52	

Line	PTB 27 7.8 κpc	PTB 27 CKS 9.5 κpc	PTB 27 VdSZ 10.4 κpc	PTB 27 Z95 11.3 κpc	PTB 27 SB96 9.7 κpc	PTB 27 BL01 12.2 κpc	PTB 27 Obs (S/N)
[O II] 3727	294.8	286.9	284.7	280.5	286.5	275.9	-
[Ne III] 3869	68.1	67.9	68.0	67.6	68.7	68.1	65.6 (3)
He I+ H I 3889	16.3	16.1	16.3	17.2	10.8	16.9	-
[Ne III] 3969	20.5	20.5	20.5	20.4	20.7	20.5	-
Hδ 4101	25.7	25.7	25.7	25.8	25.6	25.7	-
Hγ 4340	47.0	47.0	47.0	47.1	47.0	47.0	48.0 (5)
[O III] 4363	17.3	17.3	17.4	17.1	18.0	17.6	-
He I 4471	2.3	2.2	2.3	2.7	2.1	2.5	-
He II 4686	87.9	86.9	86.4	82.9	92.6	86.9	92.4 (10)
[Ar IV] 4712	10.7	10.6	10.8	10.7	10.8	10.7	9.2 (4)
[Ar IV] 4740	13.7	13.7	13.9	13.9	13.9	13.9	15.9 (5)
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (16)
[O III] 4959	320.4	317.2	318.1	318.7	316.2	317.2	320.4 (33)
[O III] 5007	964.5	954.6	957.4	959.3	951.6	954.7	945.7 (78)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	6.2	6.1	6.1	5.8	6.5	6.1	-
[N II] 5755	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	-

He I 5876	6.2	6.0	6.2	7.2	5.6	6.8	-
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	2.1	2.1	2.1	2.1	2.0	2.0	2.2 (3)
[S III] 6312	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	0.8	-
[O I] 6363	0.7	0.7	0.7	0.7	0.6	0.6	-
[Ar V] 6435	0.5	0.5	0.5	0.5	0.6	0.5	-
[N II] 6548	4.9	4.8	4.8	4.9	4.8	4.9	4.8 (6)
H α 6563	295.2	295.3	295.2	293.9	297.6	295.2	281.6 (131)
[N II] 6584	14.4	14.2	14.3	14.3	14.1	14.4	14.2 (14)
He I 6678	1.7	1.7	1.7	2.0	1.5	1.9	1.8 (3)
[S II] 6716	4.7	4.7	4.8	4.7	4.8	4.8	4.9 (6)
[S II] 6731	4.1	4.0	4.0	4.0	4.1	4.0	3.7 (4)
F(Hβ) model	33.92	34.09	34.17	34.24	34.11	34.30	
F(Hβ) obs	33.91	34.09	34.16	34.24	34.10	34.30	
χ^2	0.18	0.17	0.18	0.22	0.19	0.17	

Line	PTB 28 7.8 kpc	PTB 28 CKS 22.8 kpc	PTB 28 VdSZ 23.0 kpc	PTB 28 Z95 24.8 kpc	PTB 28 SB96 22.4 kpc	PTB 28 BL01 26.5 kpc	PTB 28 Obs (S/N)
[O II] 3727	436.0	430.5	433.5	418.4	431.6	417.0	-
[Ne III] 3869	295.9	318.1	315.5	318.8	312.2	317.1	326.8 (8)
He I+ H I 3889	22.7	21.6	21.7	21.4	21.6	21.3	-
[Ne III] 3969	89.9	95.9	95.1	96.1	94.1	95.6	96.3 (6)
H δ 4101	25.9	25.8	25.8	25.8	25.8	25.8	29.0 (4)
H γ 4340	46.8	46.7	46.7	46.7	46.7	46.7	47.6 (5)
[O III] 4363	6.2	4.8	4.8	4.2	4.8	4.1	-
He I 4471	5.7	5.3	5.4	5.3	5.4	5.3	-
He II 4686	25.7	25.1	25.2	25.5	24.8	25.3	<25.4 (3)
[Ar IV] 4712	0.7	0.4	0.6	0.3	0.4	0.5	-
[Ar IV] 4740	0.6	0.4	0.5	0.3	0.3	0.4	-
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (20)
[O III] 4959	278.4	298.6	298.4	298.4	297.9	298.2	298.5 (43)
[O III] 5007	838.0	898.8	898.2	898.3	896.9	897.6	878.0 (83)
[N I] 5200	2.8	2.3	2.3	2.3	2.4	2.3	14.5 (6)
He II 5411	1.8	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	-
[N II] 5755	3.6	3.1	3.2	2.9	3.1	2.9	<5.4 (3)
He I 5876	16.3	15.2	15.3	15.2	15.2	15.2	16.2 (9)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	32.7	29.9	30.1	30.0	29.9	29.9	31.9 (20)
[S III] 6312	2.5	2.4	2.4	2.2	2.4	2.2	2.3 (3)
[O I] 6363	10.5	9.6	9.6	9.6	9.5	9.5	7.4 (6)
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	91.3	90.2	90.3	90.6	90.3	90.4	85.4 (44)
H α 6563	289.7	291.2	291.1	292.1	291.2	292.0	283.4 (93)
[N II] 6584	269.4	266.1	266.4	267.4	266.3	266.9	284.8 (86)
He I 6678	4.5	4.2	4.3	4.3	4.2	4.3	4.2 (12)
[S II] 6716	41.0	41.5	41.3	41.9	41.7	41.4	43.4 (29)
[S II] 6731	49.2	48.6	48.4	48.2	48.2	48.6	46.5 (30)
F(Hβ) model	33.32	34.22	43.22	34.29	34.20	34.35	
F(Hβ) obs	33.30	34.23	34.23	34.30	34.21	34.36	
χ^2	0.99	0.61	0.60	0.58	0.59	0.61	

Line	PTB 31 7.8 kpc	PTB 31 CKS 7.3 kpc	PTB 31 VdSZ 8.0 kpc	PTB 31 Z95 8.7 kpc	PTB 31 SB96 7.4 kpc	PTB 31 BL01 9.4 kpc	PTB 31 Obs (S/N)
[O II] 3727	11.6	10.8	11.5	11.3	10.8	10.8	-
[Ne III] 3869	57.9	58.5	57.7	55.5	57.4	60.8	57.7 (3)
He I+ H I 3889	23.7	24.1	23.6	23.7	24.1	24.4	-
[Ne III] 3969	17.4	17.6	17.4	16.7	17.3	18.3	-
H δ 4101	26.0	26.0	26.0	26.0	26.0	26.1	21.8 (3)
H γ 4340	46.9	46.8	46.9	46.8	46.8	46.9	39.0 (4)
[O III] 4363	2.8	2.8	2.8	2.7	2.9	2.9	-

He I 4471	6.2	6.4	6.2	6.2	6.4	6.5	-
He II 4686	15.7	16.7	15.6	16.6	16.9	16.1	16.3 (3)
[Ar IV] 4712	2.2	2.3	2.2	2.2	2.3	2.4	-
[Ar IV] 4740	1.7	1.8	1.8	1.8	1.8	1.9	-
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (13)
[O III] 4959	204.4	203.8	205.0	204.7	204.0	203.7	203.6 (29)
[O III] 5007	615.3	613.5	617.1	616.0	614.0	613.2	615.5 (65)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	1.1	1.2	1.1	1.2	1.2	1.1	-
[N II] 5755	0.3	0.3	0.2	0.1	0.3	0.3	-
He I 5876	17.3	17.9	17.2	17.4	17.9	18.3	18.2 (13)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	3.7	3.8	3.7	3.6	3.7	3.9	-
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	5.0	5.1	5.0	5.1	5.0	5.0	4.9 (12)
H α 6563	291.3	291.3	291.4	291.8	291.4	290.9	280.4 (166)
[N II] 6584	14.8	15.2	14.8	14.9	14.9	14.8	15.2 (22)
He I 6678	4.9	5.0	4.9	4.9	5.1	5.2	4.8 (10)
[S II] 6716	2.9	2.8	2.9	2.9	2.8	2.8	2.5 (5)
[S II] 6731	2.8	2.8	2.9	2.8	2.8	2.7	3.2 (5)
F(Hβ) model	34.14	34.09	34.17	34.24	34.10	34.31	
F(Hβ) obs	34.14	34.09	34.17	34.24	34.10	34.31	
χ^2	0.28	0.28	0.28	0.29	0.28	0.28	

Line	PTB 32 7.8 kpc	PTB 32 CKS 1.5 kpc	PTB 32 VdSZ 2.4 kpc	PTB 32 Z95 2.8 kpc	PTB 32 SB96 1.6 kpc	PTB 32 BL01 3.2 kpc	PTB 32 Obs (S/N)
[O II] 3727	150.1	156.0	186.2	160.3	166.8	153.7	-
[Ne III] 3869	85.7	68.1	87.8	82.3	71.1	82.6	96.5 (5)
He I+ H I 3889	20.2	26.1	26.0	26.0	26.3	26.0	-
[Ne III] 3969	25.8	20.5	26.5	24.8	21.4	24.9	-
H δ 4101	25.7	25.8	25.8	25.9	25.8	25.8	25.7 (3)
H γ 4340	46.6	46.7	46.7	46.8	46.8	46.6	44.5 (5)
[O III] 4363	2.6	3.0	3.2	3.6	3.1	3.5	-
He I 4471	6.8	7.1	6.8	6.9	7.1	6.9	-
He II 4686	21.5	27.1	23.8	25.9	26.6	25.8	<25.5 (3)
[Ar IV] 4712	0.9	0.7	0.8	1.0	0.7	1.1	-
[Ar IV] 4740	0.7	0.5	0.6	0.8	0.5	0.8	-
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (13)
[O III] 4959	165.5	160.2	166.6	163.4	162.0	165.2	162.6 (21)
[O III] 5007	498.3	482.3	501.4	491.9	487.6	497.3	510.3 (54)
[N I] 5200	0.4	0.3	0.4	0.4	0.4	0.4	<3.5 (4)
He II 5411	1.5	1.8	1.6	1.8	1.8	1.8	<2.2 (3)
[N II] 5755	2.2	2.4	2.5	2.7	2.4	2.6	-
He I 5876	19.1	19.8	19.0	19.2	19.7	19.1	19.5 (8)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	1.2	0.9	1.4	0.9	0.9	0.9	-
[S III] 6312	2.9	3.1	2.9	3.4	3.0	3.5	-
[O I] 6363	0.4	0.3	0.5	0.3	0.3	0.3	-
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	81.8	81.1	81.5	82.1	81.5	81.8	80.9 (32)
H α 6563	294.3	293.1	292.8	291.9	293.1	292.2	283.3 (80)
[N II] 6584	241.3	239.2	240.4	242.2	240.4	241.4	244.7 (75)
He I 6678	5.4	5.6	5.4	5.5	5.6	5.4	4.9 (5)
[S II] 6716	38.9	38.0	38.5	38.6	38.2	38.7	37.7 (19)
[S II] 6731	27.5	27.6	27.8	27.8	27.7	27.7	29.3 (14)
F(Hβ) model	34.81	33.43	33.94	33.97	33.50	34.07	
F(Hβ) obs	34.83	33.41	33.95	33.95	33.49	34.06	
χ^2	0.20	0.46	0.15	0.20	0.32	0.16	

Line	PTB 34 7.8 κpc	PTB 34 CKS 7.4 κpc	PTB 34 VdSZ 6.9 κpc	PTB 34 Z95 7.5 κpc	PTB 34 SB96 7.0 κpc	PTB 34 BL01 7.8 κpc	PTB 34 Obs (S/N)
[O II] 3727	5.1	5.0	5.8	4.9	6.1	5.3	-
[Ne III] 3869	63.2	63.8	63.7	63.3	64.3	63.9	56.8 (9)
He I+ H I 3889	14.5	14.6	14.5	14.6	14.4	14.5	-
[Ne III] 3969	19.1	19.2	19.2	19.1	19.4	19.3	24.5 (5)
Hδ 4101	25.9	25.9	25.8	25.9	25.8	25.9	27.8 (7)
Hγ 4340	46.8	46.8	46.7	46.8	46.7	46.8	46.1 (15)
[O III] 4363	4.5	4.5	4.3	4.5	4.3	4.5	-
He I 4471	1.8	1.8	1.8	1.8	1.8	1.8	-
He II 4686	117.8	120.7	116.3	117.9	117.6	118.4	123.4 (51)
[Ar IV] 4712	6.9	7.0	7.0	7.2	6.8	6.9	10.2 (5)
[Ar IV] 4740	9.0	9.2	9.1	9.3	8.9	9.0	12.3 (6)
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (60)
[O III] 4959	229.1	228.8	229.0	229.1	231.0	231.;5	223.1 (100)
[O III] 5007	689.5	688.6	689.3	689.7	695.2	696.8	690.2 (180)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	8.0	8.2	7.9	8.0	7.9	8.0	8.8 (10)
[N II] 5755	-	-	-	-	-	-	-
He I 5876	4.8	5.0	4.9	4.9	4.8	4.8	4.0 (7)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	-	-	-	-	-	-	-
[S III] 6312	0.9	0.9	0.7	0.8	0.6	0.8	0.7 (3)
[O I] 6363	-	-	-	-	-	-	-
[Ar V] 6435	2.6	2.6	2.6	2.6	2.7	2.6	1.5 (5)
[N II] 6548	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5 (4)
Hα 6563	291.1	291.1	292.3	290.9	292.7	291.4	282.3 (252)
[N II] 6584	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5 (7)
He I 6678	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4	1.6 (7)
[S II] 6716	0.6	0.6	0.6	0.5	0.6	0.6	0.6 (4)
[S II] 6731	0.5	0.5	0.6	0.5	0.6	0.5	0.5 (4)
F(H_β) model	34.39	34.35	34.27	34.36	34.30	34.41	
F(H_β) obs	34.40	34.36	34.30	34.37	34.31	34.40	
χ²	1.75	1.67	1.82	1.66	1.91	1.81	

Line	PTB 35 7.8 κpc	PTB 35 CKS 9.7 κpc	PTB 35 VdSZ 11.5 κpc	PTB 35 Z95 12.7 κpc	PTB 35 SB96 10.1 κpc	PTB 35 BL01 13.9 κpc	PTB 35 Obs (S/N)
[O II] 3727	332.8	318.7	307.3	315.7	319.1	291.1	-
[Ne III] 3869	101.3	104.1	104.8	103.7	104.1	105.3	90.5 (4)
He I+ H I 3889	26.2	26.0	25.8	25.2	25.7	25.3	-
[Ne III] 3969	30.5	31.4	31.6	31.3	31.4	31.7	36.3 (3)
Hδ 4101	25.9	25.9	25.9	25.9	25.9	25.9	24.5 (3)
Hγ 4340	46.8	46.8	46.8	46.8	46.8	46.8	43.6 (5)
[O III] 4363	5.6	6.1	6.2	5.0	5.7	5.4	-
He I 4471	7.5	7.3	7.2	7.1	7.2	7.0	-
He II 4686	21.9	23.4	24.5	20.0	21.6	22.3	26.4 (4)
[Ar IV] 4712	1.1	1.5	2.0	0.9	1.1	1.7	-
[Ar IV] 4740	0.9	1.2	1.6	0.7	0.9	1.4	-
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (16)
[O III] 4959	241.3	244.3	248.9	247.2	244.6	251.3	242.2 (35)
[O III] 5007	726.2	735.4	749.2	744.2	736.2	756.3	720.7 (63)
[N I] 5200	6.0	6.3	6.7	5.2	5.5	6.3	-
He II 5411	1.5	1.6	1.7	1.3	1.5	1.5	-

[N II] 5755	7.2	7.4	7.1	7.1	7.5	6.6	-
He I 5876	21.2	20.5	20.1	20.2	20.5	19.8	20.9 (10)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	20.5	18.7	18.0	18.6	18.9	17.1	20.7 (10)
[S III] 6312	2.7	2.9	2.8	2.9	3.0	2.7	3.2 (4)
[O I] 6363	6.5	6.0	5.7	5.9	6.0	5.4	5.8 (6)
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	201.6	201.7	200.5	201.2	200.7	199.5	196.0 (120)
Ha 6563	290.0	289.9	290.3	290.3	289.7	290.9	281.3 (155)
[N II] 6584	594.8	595.3	591.7	593.8	592.1	588.8	606.4 (235)
He I 6678	5.9	5.7	5.7	5.6	5.7	5.6	5.8 (8)
[S II] 6716	46.0	47.3	49.6	44.6	44.9	49.3	45.7 (47)
[S II] 6731	49.6	47.8	45.9	50.2	50.2	45.5	49.1 (49)
F(Hβ) model	33.76	33.94	34.08	34.17	33.98	34.24	
F(Hβ) obs	33.75	33.94	34.09	34.17	33.98	34.25	
χ^2	0.19	0.23	0.58	0.35	0.22	0.82	

Line	PTB 38 7.8 kpc	PTB 38 CKS 12.8 kpc	PTB 38 VdSZ 9.8 kpc	PTB 38 Z95 10.3 kpc	PTB 38 SB96 10.6 kpc	PTB 38 BL01 10.4 kpc	PTB 38 Obs (S/N)
[O II] 3727	263.8	220.6	245.8	226.6	233.7	238.6	-
[Ne III] 3869	121.2	144.4	130.2	138.7	135.6	130.2	-
He I+ H I 3889	21.7	21.1	21.5	21.3	21.5	21.6	-
[Ne III] 3969	36.5	43.5	39.2	41.8	40.9	39.3	-
H δ 4101	25.9	25.9	25.9	25.9	25.9	25.9	-
H γ 4340	46.9	46.9	46.9	46.9	46.9	46.9	47.7 (4)
[O III] 4363	11.1	13.5	11.9	13.03	12.6	12.2	-
He I 4471	6.1	6.2	6.1	6.3	6.2	6.3	-
He II 4686	17.8	19.0	18.2	18.9	18.8	18.4	19.2 (11)
[Ar IV] 4712	4.8	8.4	6.1	7.6	6.7	6.6	-
[Ar IV] 4740	6.6	11.3	8.1	10.2	9.2	8.6	-
H β 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (16)
[O III] 4959	485.5	505.0	491.2	505.5	497.8	500.9	499.1 (35)
[O III] 5007	1461.3	1520.0	1478.6	1521.6	1498.4	1507.7	1498.0 (60)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	-
[N II] 5755	0.7	0.7	1.2	0.7	0.7	0.7	-
He I 5876	17.8	18.2	17.8	18.3	18.2	18.4	18.6 (18)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	3.8	3.6	3.6	3.5	3.5	3.5	3.6 (8)
[S III] 6312	1.2	1.3	1.2	1.3	1.3	1.3	<2.6 (5)
[O I] 6363	1.2	1.1	1.2	1.1	1.1	1.1	1.2 (3)
[Ar V] 6435	-	0.2	0.1	0.2	0.1	0.1	-
[N II] 6548	13.1	13.3	13.2	13.4	13.2	12.9	13.4 (14)
Ha 6563	287.6	287.1	287.4	287.2	287.3	287.5	279.7 (70)
[N II] 6584	38.7	39.3	38.8	39.6	38.9	38.4	38.1 (26)
He I 6678	4.7	4.8	4.7	4.8	4.8	4.9	4.2 (8)
[S II] 6716	5.2	5.5	5.4	5.6	5.2	5.4	4.4 (10)
[S II] 6731	6.7	6.6	6.7	6.7	6.5	6.7	7.4 (15)
F(Hβ) model	34.24	34.71	34.46	34.52	34.57	34.53	
F(Hβ) obs	34.28	34.71	34.48	34.52	34.55	34.53	
χ^2	1.09	0.95	0.86	0.90	0.83	0.82	

Line	PTB 42 7.8 kpc	PTB 42 CKS 20.6 kpc	PTB 42 VdSZ 17.6 kpc	PTB 42 Z95 18.7 kpc	PTB 42 SB96 18.5 kpc	PTB 42 BL01 19.4 kpc	PTB 42 Obs (S/N)
[O II] 3727	756.4	379.0	391.4	380.4	391.6	380.1	-
[Ne III] 3869	6.7	7.6	8.1	8.5	8.0	8.1	-
He I+ H I 3889	20.3	20.1	20.1	21.0	19.9	20.0	-
[Ne III] 3969	2.0	2.3	2.4	2.6	2.4	2.4	-
Hδ 4101	25.9	25.9	26.0	26.0	25.9	26.0	35.6 (2)
Hγ 4340	46.9	46.9	47.0	47.0	46.9	47.0	43.9 (3)
[O III] 4363	24.1	33.8	35.8	35.9	35.1	36.7	-
He I 4471	4.4	4.6	4.6	4.7	4.5	4.5	-
He II 4686	71.7	71.0	74.6	75.0	73.2	76.6	80.1 (5)
[Ar IV] 4712	8.1	8.3	8.9	8.9	8.6	9.4	-
[Ar IV] 4740	7.3	8.7	9.3	9.5	9.0	9.8	-
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (15)
[O III] 4959	858.6	878.8	873.9	867.3	875.7	876.4	862.5 (70)
[O III] 5007	2584.5	2645.2	2630.3	2610.6	2636.0	2637.9	2629.4 (132)
[N I] 5200	1.8	4.1	4.4	4.1	4.2	4.3	-
He II 5411	4.9	5.0	5.2	5.2	5.2	5.4	5.6 (3)
[N II] 5755	8.3	8.6	8.9	9.0	8.8	8.9	42.1 (20)
He I 5876	12.3	13.4	13.3	13.6	13.1	13.2	14.5 (6)
He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	21.1	20.5	20.8	20.6	20.9	20.2	20.2 (10)
[S III] 6312	0.8	0.8	0.8	0.9	0.8	0.9	-
[O I] 6363	6.7	6.5	6.6	6.6	6.7	6.5	7.3 (6)
[Ar V] 6435	0.5	1.1	1.2	1.2	1.1	1.0	-
[N II] 6548	186.9	184.9	186.1	184.7	185.2	185.3	176.4 (71)
Hα 6563	288.2	286.4	286.5	286.4	286.4	286.4	282.0 (85)
[N II] 6584	551.7	545.6	549.3	545.1	546.5	546.7	571.3 (131)
He I 6678	3.4	3.5	3.5	3.6	3.5	3.5	3.0 (4)
[S II] 6716	6.6	4.2	4.6	4.4	4.4	4.4	-
[S II] 6731	7.3	5.2	5.5	5.5	5.4	5.4	-
F(H_β) model	33.68	34.50	34.38	34.43	34.41	34.46	
F(H_β) obs	33.67	34.51	34.38	34.43	34.42	34.46	
χ²	0.37	0.33	0.29	0.29	0.31	0.29	

Line	PTB 43 7.8 kpc	PTB 43 CKS 3.4 kpc	PTB 43 VdSZ 5.6 kpc	PTB 43 Z95 6.4 kpc	PTB 43 SB96 3.7 kpc	PTB 43 BL01 7.4 kpc	PTB 43 Obs (S/N)
[O II] 3727	166.9	216.9	195.6	194.7	197.0	163.0	-
[Ne III] 3869	449.7	450.5	456.0	451.5	444.9	444.7	414.1 (17)
He I+ H I 3889	23.4	23.6	23.6	23.5	23.6	23.1	-
[Ne III] 3969	135.5	135.7	137.4	136.1	134.1	134.1	154.4 (10)
Hδ 4101	25.9	25.9	25.9	25.9	25.9	26.0	23.5 (6)
Hγ 4340	47.0	47.0	47.0	47.0	47.0	47.0	46.0 (11)
[O III] 4363	9.1	7.7	8.3	8.4	8.2	9.1	144.0 (28)
He I 4471	5.9	5.8	5.9	5.9	5.8	5.8	8.6 (4)
He II 4686	7.7	7.2	6.6	6.3	8.3	7.8	7.5 (4)
[Ar IV] 4712	2.3	1.1	1.5	1.6	1.3	2.3	-
[Ar IV] 4740	2.2	1.1	1.5	1.5	1.4	2.3	3.8 (3)
Hβ 4861	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0	100.0 (44)
[O III] 4959	245.6	240.4	241.7	245.5	240.7	242.4	243.2 (84)
[O III] 5007	739.3	723.5	727.4	738.8	724.6	729.7	726.9 (159)
[N I] 5200	-	-	-	-	-	-	-
He II 5411	0.5	0.5	0.5	0.4	0.6	0.6	-
[N II] 5755	0.5	0.4	0.4	0.4	0.4	0.5	-
He I 5876	17.1	16.9	17.0	16.8	16.9	16.7	17.6 (31)

He II 6234	-	-	-	-	-	-	-
[O I] 6300	3.1	3.2	3.3	3.1	3.0	3.0	2.9 (5)
[S III] 6312	0.3	0.2	0.3	0.3	0.3	0.3	0.5 (3)
[O I] 6363	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.3 (4)
[Ar V] 6435	-	-	-	-	-	-	-
[N II] 6548	7.1	7.1	7.1	7.1	6.9	7.2	7.6 (19)
H α 6563	288.1	287.7	288.0	288.1	287.7	288.1	282.3 (235)
[N II] 6584	21.0	20.9	21.0	20.9	20.4	21.1	19.5 (45)
He I 6678	4.5	4.4	4.5	4.5	4.4	4.4	4.0 (15)
[S II] 6716	1.4	1.2	1.3	1.4	1.4	1.4	1.2 (6)
[S II] 6731	1.5	1.5	1.5	1.5	1.7	1.6	1.6 (8)
F(Hβ) model	34.02	33.25	33.68	33.75	33.37	34.00	
F(Hβ) obs	33.99	33.28	33.72	33.83	33.36	33.95	
χ^2	1.04	1.03	1.16	1.87	0.93	1.27	

Έχοντας προσδιορίσει τα φάσματα των ΠΝ που προέκυψαν από το μοντέλο, υπολογίσαμε για την απόσταση των 7.8 Kpc και για την κάθε μέθοδο υπολογισμού της απόστασης ξεχωριστά, για κάθε ΠΝ, τις αφθονίες των στοιχείων, την θερμοκρασία και την πυκνότητα του νέφους των ηλεκτρονίων και την λαμπρότητα και την ενεργό θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού (πιν. 2.6). Οι αφθονίες των στοιχείων δίνονται ως προς το H ($\epsilon(X)=\log(X/H)+12$), η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων και του κεντρικού αστεριού δίνονται σε 10^3 Kelvin, η πυκνότητα των ηλεκτρονίων δίνεται σε $e^- \text{ cm}^{-3}$ και τέλος η λαμπρότητα του κεντρικού αστεριού δίνεται σε ηλιακές λαμπρότητες.

Πίνακας 2.6 Οι φυσικές παράμετροι των νεφελωμάτων και των κεντρικών αστεριών τους.

	<i>PTB 5</i> 7.8 kpc	<i>PTB 5</i> CKS 10.7 kpc	<i>PTB 5</i> VdSZ 9.8 kpc	<i>PTB 5</i> Z95 10.6 kpc	<i>PTB 5</i> SB96 10.0 kpc	<i>PTB 5</i> BL01 11.0 kpc
He	11.09	11.10	11.09	11.09	11.09	11.09
N	7.92	8.17	8.11	8.15	7.85	8.11
O	8.69	8.70	8.70	8.70	8.68	8.70
S	6.56	6.88	6.79	6.85	6.48	6.81
Ar	-	-	-	-	-	-
Ne	-	-	-	-	-	-
T_e	84.0	78.9	79.8	79.4	88.1	81.3
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	3.36	3.77	3.66	3.74	3.49	3.74
n_e	360	309	321	311	319	302
T_e	10.8	10.8	10.8	10.8	11.0	10.8
χ^2	0.97	1.49	1.27	1.41	0.94	1.30

	<i>PTB 9</i> 7.8 kpc	<i>PTB 9</i> CKS 8.9 kpc	<i>PTB 9</i> VdSZ 12.7 kpc	<i>PTB 9</i> Z95 14.2 kpc	<i>PTB 9</i> SB96 9.6 kpc	<i>PTB 9</i> BL01 16.1 kpc
He	11.38	11.38	11.38	11.38	11.38	11.37
N	9.17	9.17	9.18	9.18	9.26	9.25
O	8.86	8.84	8.82	8.82	8.89	8.89
S	7.73	7.73	7.70	7.72	7.77	7.75
Ar	-	-	-	-	-	-
Ne	-	-	-	-	-	-

T_e	97.7	97.7	100.0	100.0	114.8	117.5
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	2.90	2.96	3.20	3.31	3.02	3.35
n_e	151(0.14) ¹⁹	132(0.10)	110(0.10)	112(0.13)	126(0.10)	96(0.10)
T_e	6.0	6.0	6.0	6.0	5.7	5.7
χ^2	2.46	2.42	2.36	2.34	2.45	2.45

	PTB 11 7.8 kpc	PTB 11 CKS 11.0 kpc	PTB 11 VdSZ 12.1 kpc	PTB 11 Z95 13.1 kpc	PTB 11 SB96 11.2 kpc	PTB 11 BL01 14.2 kpc
<i>He</i>	11.17	11.16	11.15	11.16	11.16	11.15
<i>N</i>	8.09	8.13	8.25	8.18	8.15	8.23
<i>O</i>	8.88	8.93	9.06	8.99	8.95	9.06
<i>S</i>	6.93	6.98	7.08	7.02	6.98	7.07
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	131.8	125.9	125.9	123.0	125.9	123.0
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	2.32	2.60	2.67	2.74	2.60	2.80
n_e	309	380	302	347	331	407
T_e	8.8	8.7	8.1	8.4	8.6	8.1
χ^2	0.54	0.50	0.55	0.53	0.50	0.57

	PTB 12 7.8 kpc	PTB 12 CKS 7.5 kpc	PTB 12 VdSZ 9.3 kpc	PTB 12 Z95 10.2 kpc	PTB 12 SB96 7.9 kpc	PTB 12 BL01 11.2 kpc
<i>He</i>	11.31	11.31	11.30	11.30	11.31	11.31
<i>N</i>	7.09	7.09	7.11	7.12	7.11	7.08
<i>O</i>	8.00	7.98	7.99	7.99	7.99	7.99
<i>S</i>	6.02	6.02	6.04	6.04	6.03	6.01
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	223.9	223.9	208.9	199.5	208.9	213.7
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	2.70	2.71	2.90	2.99	2.76	3.06
n_e	734(0.39)	736(0.39)	812(0.26)	831(0.22)	792(0.31)	776(0.21)
T_e	14.2	14.2	14.1	14.0	14.1	14.0
χ^2	0.36	0.36	0.38	0.39	0.38	0.42

	PTB 14 7.8 kpc	PTB 14 CKS 12.3 kpc	PTB 14 VdSZ 13.1 kpc	PTB 14 Z95 14.3 kpc	PTB 14 SB96 12.4 kpc	PTB 14 BL01 15.3 kpc
<i>He</i>	11.17	11.16	11.16	11.16	11.16	11.16
<i>N</i>	8.36	8.34	8.36	8.38	8.34	8.34
<i>O</i>	8.73	8.74	8.75	8.75	8.74	8.75
<i>S</i>	7.30	7.27	7.28	7.25	7.27	7.26
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	53.7	56.2	56.2	56.2	56.2	57.5
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	3.67	3.91	4.19	4.04	3.91	4.04
n_e	240	191	185	179	191	170
T_e	9.0	8.9	8.9	8.9	9.0	8.9
χ^2	1.61	1.61	1.55	1.55	1.61	1.60

¹⁹ Στις παρενθέσεις δίνονται οι τιμές της παραμέτρου filling factor όταν χρησιμοποιείται. Στις περιπτώσεις που δεν γίνεται ρητή αναφορά, η τιμή της παραμέτρου αυτής ισούται με 1.

	PTB 16 7.8 kpc	PTB 16 CKS 6.5 kpc	PTB 16 VdSZ 8.5 kpc	PTB 16 Z95 9.4 kpc	PTB 16 SB96 6.9 kpc	PTB 16 BL01 10.4 kpc
<i>He</i>	11.31	11.31	11.31	11.33	11.32	11.31
<i>N</i>	8.26	8.24	8.10	8.45	8.20	8.15
<i>O</i>	8.02	8.00	7.94	8.08	8.00	7.99
<i>S</i>	7.41	7.36	7.26	7.47	7.37	7.38
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	91.2	89.1	97.7	89.1	93.3	97.7
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	3.42	3.30	3.40	3.63	3.31	3.56
n_e	90	90	90	72	85	71
T_e	12.6	12.7	13.4	12.1	12.8	13.0
χ^2	0.07	0.07	0.10	0.20	0.07	0.10

	PTB 17 7.8 kpc	PTB 17 CKS 5.1 kpc	PTB 17 VdSZ 6.2 kpc	PTB 17 Z95 6.9 kpc	PTB 17 SB96 5.3 kpc	PTB 17 BL01 7.5 kpc
<i>He</i>	11.18	11.19	11.19	11.20	11.18	11.18
<i>N</i>	8.26	8.28	8.34	8.30	8.29	8.30
<i>O</i>	8.80	8.84	8.91	8.85	8.84	8.85
<i>S</i>	6.94	6.96	7.01	6.97	6.97	6.98
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	104.7	107.2	107.2	104.7	107.2	104.7
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	2.71	2.43	2.56	2.64	2.47	2.69
n_e	68	87	76	73	93	68
T_e	8.7	8.5	8.2	8.4	8.5	8.4
χ^2	2.37	1.12	1.77	1.73	1.03	2.50

	PTB 19 7.8 kpc	PTB 19 CKS 9.0 kpc	PTB 19 VdSZ 10.2 kpc	PTB 19 Z95 11.2 kpc	PTB 19 SB96 9.3 kpc	PTB 19 BL01 12.1 kpc
<i>He</i>	11.15	11.15	11.13	11.13	11.12	11.14
<i>N</i>	8.36	8.35	8.27	8.21	8.30	8.28
<i>O</i>	8.70	8.67	8.71	8.75	8.70	8.69
<i>S</i>	7.03	7.02	6.94	6.86	6.96	6.94
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	67.6	67.6	67.6	70.8	67.6	69.2
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	3.32	3.41	3.39	3.39	3.38	3.54
n_e	93	91	123	81	89	78
T_e	8.5	8.6	8.3	8.1	8.4	8.4
χ^2	1.08	1.15	1.00	1.07	1.09	1.13

	PTB 20 7.8 kpc	PTB 20 CKS 10.4 kpc	PTB 20 VdSZ 9.0 kpc	PTB 20 Z95 9.6 kpc	PTB 20 SB96 9.4 kpc	PTB 20 BL01 9.9 kpc
<i>He</i>	11.23	11.24	11.28	11.24	11.26	11.24
<i>N</i>	7.22	7.12	7.08	7.15	7.10	7.17
<i>O</i>	8.84	8.67	8.61	8.70	8.62	8.75
<i>S</i>	5.97	5.82	5.74	5.83	5.76	5.87
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	128.8	141.3	162.2	138.1	151.4	134.9

$\text{Log}(L/L_{\odot})$	2.88	3.14	3.00	3.07	3.05	3.05
n_e	588	562	549	562	562	512
T_e	10.2	11.3	12.1	11.1	11.7	10.8
χ^2	1.83	1.54	1.58	1.58	1.59	1.07

	PTB 23 7.8 kpc	PTB 23 CKS 2.9 kpc	PTB 23 VdSZ 3.4 kpc	PTB 23 Z95 3.7 kpc	PTB 23 SB96 3.0 kpc	PTB 23 BL01 4.0 kpc
<i>He</i>	11.20	11.25	11.24	11.22	11.24	11.23
<i>N</i>	8.39	8.41	8.40	8.36	8.37	8.43
<i>O</i>	9.12	9.10	9.12	9.14	9.13	9.10
<i>S</i>	7.39	7.45	7.42	7.35	7.40	7.43
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	151.4	128.8	134.9	141.3	138.1	138.1
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	3.99	3.31	3.40	3.44	3.30	3.56
n_e	83	135	126	118	132	118
T_e	9.6	9.2	9.2	9.1	9.2	9.5
χ^2	0.54	0.99	0.79	0.53	0.73	0.87

	PTB 25 7.8 kpc	PTB 25 CKS 3.7 kpc	PTB 25 VdSZ 4.9 kpc	PTB 25 Z95 5.5 kpc	PTB 25 SB96 4.0 kpc	PTB 25 BL01 6.1 kpc
<i>He</i>	11.16	11.18	11.16	11.17	11.16	11.18
<i>N</i>	8.36	8.33	8.27	8.34	8.22	8.33
<i>O</i>	8.52	8.47	8.44	8.51	8.50	8.42
<i>S</i>	7.54	7.48	7.47	7.51	7.45	7.49
<i>Ar</i>	6.44	6.41	6.39	6.45	6.52	6.32
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	97.7	89.1	93.3	93.3	85.1	97.7
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	3.89	3.41	3.56	3.69	3.60	3.70
n_e	417(0.32)	575(0.30)	501(0.34)	513(0.26)	870(0.33)	407(0.44)
T_e	10.1	10.2	10.6	10.0	10.0	11.0
χ^2	0.14	0.31	0.14	0.18	0.14	0.19

	PTB 26 7.8 kpc	PTB 26 CKS 5.5 kpc	PTB 26 VdSZ 6.4 kpc	PTB 26 Z95 7.0 kpc	PTB 26 SB96 5.7 kpc	PTB 26 BL01 7.6 kpc
<i>He</i>	11.01	10.99	10.98	11.00	11.00	10.99
<i>N</i>	7.58	7.62	7.62	7.59	7.57	7.62
<i>O</i>	8.54	8.63	8.63	8.56	8.53	8.60
<i>S</i>	6.61	6.67	6.66	6.63	6.62	6.66
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	61.7	60.3	60.3	60.3	61.7	60.3
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	2.70	2.43	3.55	2.64	2.50	2.70
n_e	224	257	234	240	269	224
T_e	8.5	8.2	8.2	8.4	8.5	8.3
χ^2	0.35	0.61	0.62	0.58	0.85	0.52

	PTB 27 7.8 kpc	PTB 27 CKS 9.5 kpc	PTB 27 VdSZ 10.4 kpc	PTB 27 Z95 11.3 kpc	PTB 27 SB96 9.7 kpc	PTB 27 BL01 12.2 kpc
<i>He</i>	11.09	11.09	11.09	11.10	11.10	11.10
<i>N</i>	6.82	6.82	6.83	6.84	6.82	6.85
<i>O</i>	8.28	8.28	8.28	8.28	8.27	8.27
<i>S</i>	5.88	5.89	5.89	5.90	5.89	5.90
<i>Ar</i>	6.83	6.80	6.79	6.78	6.78	6.75
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	213.8	213.8	213.8	199.6	239.9	213.8
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	2.77	2.93	2.99	3.04	2.98	3.12
n_e	269	240	234	224	240	214
T_e	14.1	14.2	14.2	14.1	14.4	14.3
χ^2	0.18	0.17	0.18	0.22	0.19	0.17

	PTB 28 7.8 kpc	PTB 28 CKS 22.8 kpc	PTB 28 VdSZ 23.0 kpc	PTB 28 Z95 24.8 kpc	PTB 28 SB96 22.4 kpc	PTB 28 BL01 26.5 kpc
<i>He</i>	11.08	11.05	11.06	11.06	11.06	11.05
<i>N</i>	8.07	8.17	8.17	8.22	8.17	8.22
<i>O</i>	8.71	8.84	8.84	8.90	8.84	8.90
<i>S</i>	6.91	7.02	7.01	7.06	7.02	7.07
<i>Ar</i>	6.17	6.20	6.35	6.06	6.14	6.29
<i>Ne</i>	8.47	8.63	8.62	8.70	8.62	8.70
T_e	114.8	114.8	114.8	117.5	114.8	116.1
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	1.88	2.76	2.77	2.84	2.74	2.89
n_e	1318	1161	1161	1071	1121	1148
T_e	9.4	8.9	8.9	8.6	8.8	8.6
χ^2	0.99	0.61	0.60	0.58	0.59	0.61

	PTB 31 7.8 kpc	PTB 31 CKS 7.3 kpc	PTB 31 VdSZ 8.0 kpc	PTB 31 Z95 8.7 kpc	PTB 31 SB96 7.4 kpc	PTB 31 BL01 9.4 kpc
<i>He</i>	11.13	11.15	11.13	11.13	11.15	11.15
<i>N</i>	8.58	8.62	8.58	8.60	8.62	8.60
<i>O</i>	8.58	8.57	8.58	8.40	8.58	8.56
<i>S</i>	7.47	7.48	7.47	7.47	7.48	7.48
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
T_e	64.6	66.1	66.1	66.1	66.1	66.1
$\text{Log}(L/L_{\odot})$	3.53	3.49	3.54	3.59	3.49	3.72
n_e	1047(0.46)	1072(0.43)	1072(0.45)	1023(0.46)	1047(0.42)	1072(0.51)
T_e	7.92	7.9	7.9	7.8	7.9	8.0
χ^2	0.28	0.28	0.28	0.29	0.28	0.28

	PTB 32 7.8 kpc	PTB 32 CKS 1.5 kpc	PTB 32 VdSZ 2.4 kpc	PTB 32 Z95 2.8 kpc	PTB 32 SB96 1.6 kpc	PTB 32 BL01 3.2 kpc
<i>He</i>	11.17	11.20	11.18	11.19	11.20	11.19
<i>N</i>	8.38	8.31	8.26	8.27	8.30	8.30
<i>O</i>	8.57	8.49	8.50	8.41	8.49	8.43
<i>S</i>	7.17	7.08	7.04	7.04	7.06	7.07

<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	8.16	7.98	8.07	7.96	8.00	7.99
<i>T_e</i>	102.3	97.7	102.3	102.3	100.0	102.3
<i>Log(L/L_☉)</i>	3.43	2.22	2.62	2.68	2.27	2.78
<i>n_e</i>	20	41	36	31	39	30
<i>T_e</i>	8.8	9.2	9.3	9.7	9.2	9.6
<i>χ²</i>	0.20	0.46	0.15	0.21	0.32	0.16

	PTB 34 7.8 kpc	PTB 34 CKS 7.4 kpc	PTB 34 VdSZ 6.9 kpc	PTB 34 Z95 7.5 kpc	PTB 34 SB96 7.0 kpc	PTB 34 BL01 7.8 kpc
<i>He</i>	11.09	11.10	11.09	11.10	11.09	11.09
<i>N</i>	8.33	8.35	8.24	8.36	8.21	8.30
<i>O</i>	8.98	8.98	9.01	8.97	9.04	8.99
<i>S</i>	7.35	7.36	7.27	7.35	7.24	7.33
<i>Ar</i>	6.72	6.72	6.79	6.72	6.81	6.73
<i>Ne</i>	8.31	8.32	8.38	8.30	8.40	8.33
<i>T_e</i>	100.0	100.0	104.7	100.0	107.2	102.3
<i>Log(L/L_☉)</i>	3.81	3.80	3.64	3.82	3.63	3.80
<i>n_e</i>	316	316	316	316	324	316
<i>T_e</i>	9.2	9.2	8.8	9.2	8.7	9.1
<i>χ²</i>	1.75	1.67	1.82	1.66	1.91	1.81

	PTB 35 7.8 kpc	PTB 35 CKS 9.7 kpc	PTB 35 VdSZ 11.5 kpc	PTB 35 Z95 12.7 kpc	PTB 35 SB96 10.1 kpc	PTB 35 BL01 13.9 kpc
<i>He</i>	11.18	11.17	11.17	11.16	11.17	11.16
<i>N</i>	8.46	8.46	8.50	8.50	8.46	8.55
<i>O</i>	8.62	8.59	8.60	8.66	8.61	8.65
<i>S</i>	6.95	6.94	6.96	7.01	6.97	7.01
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	8.01	7.99	8.01	8.06	8.01	8.07
<i>T_e</i>	114.8	117.5	117.5	109.5	114.8	114.8
<i>Log(L/L_☉)</i>	2.25	2.44	2.60	2.65	2.47	2.74
<i>n_e</i>	832	646	437	955	955	427
<i>T_e</i>	9.3	9.5	9.5	9.2	9.4	9.2
<i>χ²</i>	0.19	0.24	0.58	0.35	0.22	0.82

	PTB 38 7.8 kpc	PTB 38 CKS 12.8 kpc	PTB 38 VdSZ 9.8 kpc	PTB 38 Z95 10.3 kpc	PTB 38 SB96 10.6 kpc	PTB 38 BL01 10.4 kpc
<i>He</i>	11.11	11.13	11.12	11.13	11.12	11.13
<i>N</i>	7.59	7.65	7.61	7.65	7.63	7.63
<i>O</i>	8.77	8.71	8.74	8.73	8.73	8.75
<i>S</i>	6.50	6.51	6.51	6.53	6.50	6.52
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
<i>T_e</i>	107.2	112.2	109.6	112.2	109.6	109.6
<i>Log(L/L_☉)</i>	2.71	3.19	2.93	3.00	3.05	3.02
<i>n_e</i>	8912(0.36)	8912(0.36)	8317(0.35)	8912(0.39)	8709(0.34)	8317(0.35)
<i>T_e</i>	10.5	10.9	10.7	10.9	10.8	10.7
<i>χ²</i>	1.01	0.95	0.86	0.90	0.83	0.82

	<i>PTB 42</i> <i>7.8 kpc</i>	<i>PTB 42</i> <i>CKS</i> <i>20.6 kpc</i>	<i>PTB 42</i> <i>VdSZ</i> <i>17.6 kpc</i>	<i>PTB 42</i> <i>Z95</i> <i>18.7 kpc</i>	<i>PTB 42</i> <i>SB96</i> <i>18.5 kpc</i>	<i>PTB 42</i> <i>BL01</i> <i>19.4 kpc</i>
<i>He</i>	11.13	11.15	11.15	11.16	11.15	11.16
<i>N</i>	8.52	8.70	8.68	8.68	8.68	8.69
<i>O</i>	9.03	8.95	8.93	8.92	8.93	8.92
<i>S</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	-	-	-	-	-	-
<i>T_e</i>	194.9	173.8	182.0	177.8	177.8	182.0
<i>Log(L/L_⊙)</i>	2.35	3.27	3.15	3.20	3.19	3.25
<i>n_e</i>	1905	3550	3715	3890	3715	3715
<i>T_e</i>	10.2	10.8	10.6	10.5	11.0	10.7
<i>χ²</i>	0.37	0.33	0.29	0.29	0.31	0.29

	<i>PTB 43</i> <i>7.8 kpc</i>	<i>PTB 43</i> <i>CKS</i> <i>3.4 kpc</i>	<i>PTB 43</i> <i>VdSZ</i> <i>5.6 kpc</i>	<i>PTB 43</i> <i>Z95</i> <i>6.4 kpc</i>	<i>PTB 43</i> <i>SB96</i> <i>3.7 kpc</i>	<i>PTB 43</i> <i>BL01</i> <i>7.4 kpc</i>
<i>He</i>	11.09	11.07	11.08	11.08	11.08	11.08
<i>N</i>	7.11	7.04	7.07	7.08	7.04	7.11
<i>O</i>	8.23	8.32	8.28	8.28	8.28	8.23
<i>S</i>	5.59	5.57	5.58	5.58	5.63	5.61
<i>Ar</i>	-	-	-	-	-	-
<i>Ne</i>	8.32	8.39	8.36	8.35	8.36	8.31
<i>T_e</i>	107.2	107.2	104.7	104.7	107.2	107.2
<i>Log(L/L_⊙)</i>	2.55	1.79	2.21	2.29	1.91	2.53
<i>n_e</i>	3090	4169	3311	3020	4365	3311
<i>T_e</i>	11.9	11.6	11.7	11.7	11.7	11.9
<i>χ²</i>	1.04	1.03	1.16	1.87	0.93	1.27

Στην συνέχεια δίνεται αναλυτική ερμηνία των ανωτέρων αποτελεσμάτων για κάθε ένα από τα ΠΝ.

➤ **PTB 5**

Έχοντας ανιχνεύσει αρκετές γραμμές εκπομπής από ιόντα διαφορετικού βαθμού ιονισμού (O^+ , O^{+++} , N^{++} και S^{++}), τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τις προσομοιώσεις του PTB 5 είναι απόλυτα αξιόπιστα και αποτελεί ένα από τα καλύτερα φάσματα του δείγματος μας. Βάσει της αφθονίας του, το ΠΝ αυτό ταξινομείται ως τύπου IIa ή IIb (πιν 1.5). Επίσης το PTB 5 είναι ένα ΠΝ 5^{ης} τάξης διέγερσης (πιν. 1.3), αφού η γραμμή He II 4686 Å > He I 4471 Å και ταυτόχρονα Hβ 4861 Å >> He II 4686 Å. Ο λόγος log(N/O) παίρνει τιμές μεταξύ -0.80 και -0.60 ανάλογα με την

απόσταση που χρησιμοποιήθηκε στο μοντέλο, οι οποίες αντιστοιχούν σε μάζα προγενέστερου αστέρα που κυμαίνεται από $2.46 M_{\odot}$ έως $2.73 M_{\odot}$ (εξ. 1.1 & 1.2).

➤ **PTB 9**

Αρχικά πρέπει να αναφερθεί ότι λόγω της μορφολογίας του, η προσομοίωση βασίστηκε στην υπόθεση ότι το υδρογόνο δεν κατανέμεται ομοιόμορφα μέσα στο ΠΝ αλλά ακολουθεί μία συνάρτηση της μορφής r^{-2} . Επίσης, ο παράγοντας filling factor (Osterbrock & Ferland 2005), δηλαδή ο παράγοντας που δείχνει το λόγο του συνολικού όγκου του ΠΝ ως προς τα συμπυκνώματα της ύλης, βρέθηκε ~ 0.10 για όλες τις αποστάσεις, ενώ η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων βρέθηκε ίση με 6.000 K, αρκετά μικρότερη από την μέση τιμή των ΠΝ ($\langle T_e \rangle = 10.000$ K), λόγω της μεγάλης αφθονίας των ψυκτικών ιόντων του O, N και S ($\epsilon(N)=9.17$, $\epsilon(O)=8.85$ και $\epsilon(S)=7.73$). Το PTB 9 ταξινομείται ως ΠΝ τύπου I και 7^{ης} τάξης διέγερσης. Η μάζα του προγενέστερου αστέρα βρέθηκε ίση με $6.86 M_{\odot}$.

➤ **PTB 11**

Παρόλο που η προσομοίωση του νεφελώματος αυτού είναι αρκετά ικανοποιητική ($\chi^2 \sim 0.50$), το μοντέλο προβλέπει την ένταση της απαγορευμένης γραμμής εκπομπής του απλά ιονισμένου οξυγόνου ($[O II] 3727 \text{ \AA}$) ίση με 600% ως προς την $H\beta 4861 \text{ \AA}$, ενώ δεν ανιχνεύθηκε στο φάσμα του. Η διαφορά αυτή πιθανόν οφείλεται στην κβαντική απόκριση της κάμερας που χρησιμοποιήσαμε, η οποία μειώνεται σημαντικά για μήκη κύματος μικρότερα από $4100 \text{ \AA} - 4200 \text{ \AA}$. Ως αποτέλεσμα, η ανίχνευση των γραμμών εκπομπής ήταν αρκετά δύσκολη και με μεγάλο σφάλμα. Επίσης, η αφθονία του He προσδιορίστηκε μεγαλύτερη από 11.0 και ο $\log(N/O) = -0.80$. Βάσει της αφθονίας αυτών των δύο στοιχείων, το PTB 11 δεν μπορεί να ταξινομηθεί ούτε ως τύπου I ούτε ως τύπου II, καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι είτε έχει υπερεκτιμηθεί η ποσότητα του O είτε έχει υπολογιστεί μικρότερη η ποσότητα N.

➤ **PTB 12**

Τα μοντέλα του PTB 12 και για τις έξι αποστάσεις ταυτίζονται αρκετά καλά με τις παρατηρήσεις ($\chi^2 \sim 0.4$). Ωστόσο οι απαγορευμένες γραμμές $[Ne III] 3869 \text{ \AA}$ & 3969 \AA και $[O II] 3727 \text{ \AA}$ δεν ανιχνεύθηκαν, παρόλο που το μοντέλο προβλέπει η έντασή τους να είναι 180%, 55% και 130% ως προς την $H\beta$ αντίστοιχα, λόγω της

χαμηλής ποιότητας του φάσματος σε αυτά τα μήκη κύματος, όπου οφείλεται και ο μικρός λόγος σήματος προς θόρυβο. Η αφθονία του He βρέθηκε πολύ μεγαλύτερη από την μέση τιμή ($\epsilon(\text{He})=11.11$) ενώ ταυτόχρονα η αφθονία του N προσδιορίστηκε πολύ μικρότερη από την μέση τιμή των ΠN ($\epsilon(\text{N}) \sim 8.0$), με αποτέλεσμα να μην μπορεί να ταξινομηθεί ούτε ως τύπου I ούτε ως τύπου II (πιθανή αιτία η μορφολογία του). Ταυτόχρονα, με την πολύ χαμηλή αφθονία του N, O και S, προέκυψε πολύ υψηλή θερμοκρασία ηλεκτρονίων ($T_e \sim 14 \cdot 10^3 \text{ K}$) και υψηλή ενεργή θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού ($T_{\text{eff}} \sim 200 \cdot 10^3 \text{ K}$).

➤ **PTB 14**

Το ΠN αυτό είναι τύπου I καθώς περιέχει υψηλή αφθονία He και N. Οι περισσότερες γραμμές εκπομπής του, έχουν μικρό λόγο σήματος προς θόρυβο ($S/N < 10$) με αποτέλεσμα να παρατηρούνται διαφορές μεταξύ των προσομοιώσεων για διαφορετικές δοθείσες αποστάσεις. Η ύπαρξη μεγάλης ποσότητας σκόνης στο κέντρο του Γαλαξία έχει ως αποτέλεσμα την εξασθένηση των αμυδρών γραμμών εκπομπής όπως είναι οι [O III] 4363 Å, [N II] 5755 Å, [Ar IV] 4740 Å & 4712 Å κάνοντας πιο δύσκολη την ανίχνευσή τους. Παρά τις μικρές αυτές διαφορές και οι 6 προσομοιώσεις καταλήγουν στα ίδια σχεδόν αποτελέσματα. Η υπερεκτίμηση της έντασης της γραμμής επανασύνδεσης του He II 4686 Å από το μοντέλο, της τάξης του 33%, οφείλεται στο μικρό λόγο σήματος προς θόρυβο (4), με αποτέλεσμα την υπερεκτίμηση της αφθονίας του He. Επομένως, το PTB 14 μπορεί να ταξινομηθεί ως ΠN τύπου IIa.

➤ **PTB 16**

Η μορφολογία του νεφελώματος αυτού (διπολικό) επηρεάζει αρκετά τα αποτελέσματα του μοντέλου. Πιο συγκεκριμένα, οι αφθονίες των H και N υπολογίστηκαν μεγαλύτερες από την μέση τιμή των ΠN στο Γαλαξιακό σφαιροειδές ($\epsilon(\text{He})=11.31$ και $\epsilon(\text{N}) > 8.25$, βλέπε πιν. 1.4). Τα διπολικά ΠN προκύπτουν από προγενέστερους αστέρες με μάζα μεγαλύτερη από $2.6 M_{\odot}$ (βλέπε §1.2.3.6, Phillips 2001b, 2003), στα οποία το 3^ο dredge-up στάδιο και το HBB φαινόμενο παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο, μετατρέποντας μεγάλες ποσότητες C και O σε N μέσω των κύκλων CN και ON (Van de Hoek & Groenewegen 1997) και αυξάνοντας ταυτόχρονα την ποσότητα του N. Η παραγωγή μεγάλης ποσότητας H μπορεί να εξηγηθεί μόνο με την παράλληλη αύξηση της ποσότητας του N (Marigo et al. 2003), όπως συμβαίνει στο

PTB16, το οποίο είναι τύπου I με αρκετά υψηλή αφθονία αζώτου ($\log(N/O) > 0$), για το οποίο συμπεραίνεται ότι έχει προέλθει από προγενέστερο αστέρα μεγάλης μάζας. Η μάζα του προγενέστερου αστέρα προσδιορίστηκε ίση με $6.20 M_{\odot}$, μεγαλύτερη από το όριο των $2.6 M_{\odot}$, συνθήκη που προϋποθέτει η δημιουργία ΠΝ με διπολική μορφολογία.

➤ **PTB 17**

Η αφθονία του He, του N και του O υπολογίστηκαν $\epsilon(\text{He})=11.18$, $\epsilon(\text{N})=8.30$ και $\epsilon(\text{O})=8.85$, αντίστοιχα. Το PTB 17 θα μπορούσε να χαρακτηριστεί ως τύπου I εφόσον η αφθονία του He υπολογίστηκε μεγαλύτερη από $\epsilon(\text{He})=11.10$. Όμως, επειδή η τιμή του λόγου $\log(N/O)$, προσδιορίστηκε ίση με -0.55 , μικρότερη από το κριτήριο τύπου I (-0.30) (βλέπε πιν. 1.2) φαίνεται ότι η αφθονία του He έχει υπερεκτιμηθεί. Η μορφολογία του PTB 17 είναι διπολική, με πολύ ισχυρή εκπομπή από τα εξωτερικά του στρώματα και ταυτόχρονα σχεδόν μηδενική εκπομπή από τα εσωτερικά του, καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι τα αποτελέσματα που προέκυψαν δεν αντιπροσωπεύουν πλήρως την εικόνα του. Το PTB 17 ανήκει πιθανόν στην ομάδα τύπου IIa. Η υψηλή ένταση των απαγορευμένων γραμμών [N II] 6548 Å και 6584 Å, [O III] 4959 Å και 5007 Å όπως και του He I 5876 Å μας οδηγούν στο συμπέρασμα ότι πρόκειται για ένα ΠΝ 5^{ης} τάξεως διέγερσης. Επίσης πρέπει να αναφέρουμε ότι, παρ' όλο που όλες οι γραμμές του φάσματος κάνουν πολύ καλή ταύτιση με τις προβλέψεις του μοντέλου, παρατηρείται μία διαφορά της τάξεως του 15% για την απαγορευμένη γραμμή [O II] 3727 Å, λόγω κακής αφαίρεσης του υποβάθρου του ουρανού σε αυτό το μέρος του φάσματος.

➤ **PTB 19**

Η ενεργός θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού βρέθηκε ίση με $T_{\text{eff}}=67.6 \cdot 10^3$ K και ταξινομείται ως αστέρι τύπου O. Οι προσομοιώσεις ταυτίζονται ικανοποιητικά με τα παρατηρησιακά δεδομένα, όμως επειδή δεν ανιχνεύθηκε καμία από τις γραμμές επανασύνδεσης He II 4686 Å και He II 5412 Å, από τις οποίες θα μπορούσε να γίνει μία πιο ακριβής εκτίμηση της θερμοκρασίας του κεντρικού αστεριού, η μοντελοποίηση του δεν μπορεί να θεωρηθεί απόλυτα αξιόπιστη.

➤ **PTB 20**

Ο αριθμός των γραμμών (13) που ανιχνεύθηκαν στο φάσμα αυτού του ΠΝ δεν είναι επαρκής ούτως ώστε τα αποτελέσματα να θεωρηθούν αξιόπιστα. Επίσης το PTB 20 δεν μπορεί να ταξινομηθεί σε κάποιο τύπο (πιν 1.2) αφού έχει ταυτόχρονα υψηλό He και αρκετά χαμηλό N.

➤ **PTB 23**

Οι γραμμές επανασύνδεσης He II 4686 Å και He II 5412 Å βρέθηκαν πολύ ισχυρές (165.0 και 9.3 ως προς H_β = 100) γεγονός από το οποίο συμπεραίνουμε ότι είναι 9^{ης} τάξεως διέγερσης. Η θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού υπολογίστηκε αρκετά υψηλή (~ 150.0 10³ K) με το He σχεδόν πλήρως ιονισμένο. Ωστόσο, η γραμμή He II 4686 Å δεν μπορεί να είναι μεγαλύτερη από 60% ως προς H_β σε πλανητικά νεφελώματα που είναι φραγμένα λόγω ιονισμού (ionization bounded²⁰; Stasinska & Tyllenda 1986), γεγονός που μας οδηγεί στο ότι το PTB 23 είναι φραγμένο λόγω πυκνότητας (density bounded)²¹. Παρόλο που δεν ανιχνεύθηκαν οι απαγορευμένες γραμμές [Ar IV] 4712 Å & 4740 Å και [Ar V] 6435 Å στο φάσμα, το μοντέλο προβλέπει αρκετά ισχυρές τις γραμμές αυτές, τής τάξεως του 15%, 10% και 4% ως προς την H_β, αντίστοιχα. Η διαφορά αυτή μπορεί να εξηγηθεί λαμβάνοντας υπόψη την αφθονία του Ar, η οποία δεν θεωρήθηκε ως ελεύθερη παράμετρος στο μοντέλο, λόγω του ότι δεν ανιχνεύθηκαν οι γραμμές αυτές και επομένως ορίστηκε ως σταθερή και ίση με ε(Ar)=6.96. Προκύπτει λοιπόν, ότι η αφθονία του Ar είναι μικρότερη από την προαναφερθείσα τιμή, μην επιτρέποντας την ανίχνευση των απαγορευμένων γραμμών του Ar στο φάσμα. Πρόκειται για ένα αρκετά εξελιγμένο και γηραιό ΠΝ, γεγονός που επιβεβαιώνεται από τον υπολογισμό της γωνιακής διαμέτρου (46 x 38 δευτερόλεπτα της μοίρας), και της μικρής πυκνότητάς του, log(n_e)~2.0.

²⁰ Φραγμένο ΠΝ λόγω ιονισμού ορίζεται το ΠΝ το οποίο έχει αρκετή ποσότητα Η ώστε να ιονιστεί πλήρως, αφήνοντας λιγότερα φωτόνια να ιονίσουν τα υπόλοιπα στοιχεία.

²¹ Φραγμένο ΠΝ λόγω πυκνότητας ορίζεται το ΠΝ το οποίο δεν έχει αρκετή ποσότητα Η ώστε να απορροφήσει όλα τα φωτόνια και άρα υπάρχουν αρκετά φωτόνια να ιονίσουν τα υπόλοιπα στοιχεία.

➤ **PTB 25**

Είναι ένα ΠΝ τύπου I με μεγάλη αφθονία σε He και N από προγενέστερα αστέρια μεγάλης μάζας ($3.0 M_{\odot}$). Σύμφωνα με την εικόνα του στο $\text{Ha} + [\text{N II}]$, μπορεί να οριστεί ως διπολικό ΠΝ, γεγονός που επιτρέπει να εντοπίσουμε την δημιουργία του στα προγενέστερα αστέρια με $M > 2.6 M_{\odot}$ (όπου το 3^ο dredge-up στάδιο και το φαινόμενο HBB παίζουν πλέον πολύ σημαντικό ρόλο στην εξέλιξη των αστεριών, αυξάνοντας την αφθονία του He και του N). Ο παράγοντας filling factor προσδιορίστηκε περίπου 0.30, ενώ οι απαγορευμένες γραμμές του Ne προσδιορίστηκαν από το μοντέλο σε 180 % και 30 % ως προς $H\beta = 100$, αντίστοιχα. Σύμφωνα με την παραπάνω ανάλυση, συμπεραίνουμε ότι η αφθονία του Ne σε αυτό το ΠΝ είναι πολύ μικρότερη από την μέση τιμή των ΠΝ, την οποία θέσαμε στο μοντέλο μας. Επίσης, σύμφωνα με τον πίνακα 1.3, το PTB 25 είναι 9^{ης} τάξης διέγερσης, με πολύ ισχυρή γραμμή He II 4686 Å και αρκετά αμυδρές τις απαγορευμένες γραμμές του N.

➤ **PTB 26**

Το φάσμα του PTB26 είναι από τα καλύτερα του δείγματος, με αρκετές γραμμές ανιχνεύσιμες σε όλο το εύρος του φάσματος και με πολύ καλό λόγο σήματος προς θόρυβο. Παρόλο που δεν ανιχνεύθηκαν οι γραμμές επανασύνδεσης του He II, το μοντέλο προσδιόρισε την ενεργό θερμοκρασία του κεντρικού αστεριού στα $60 \cdot 10^3$ K, ενώ βάσει της αφθονίας των στοιχείων του χαρακτηρίζεται ως τύπου IIb. Η ένταση της γραμμής του He II 4686 Å είναι μικρότερη από την ένταση της γραμμής He I 4471 Å και σύμφωνα με το πίνακα 1.3, είναι 2^{ης} τάξης διέγερσης, ενώ η μάζα του προγενέστερου αστεριού υπολογίστηκε ίση με $2.55 M_{\odot}$.

➤ **PTB 27**

Το προγενέστερο αστέρι του PTB 27 είναι μικρής μάζας, ίσης με $2.66 M_{\odot}$ και τύπου IIb λόγω της πολύ χαμηλής αφθονίας του N. Οι προσομοιώσεις του είναι ακριβείς σε μεγάλο βαθμό και ταυτίζονται ικανοποιητικά με την παρατήρηση ($\chi^2 \sim 0.2$). Λόγω της χαμηλής κβαντικής ευαισθησίας της κάμερας δεν ήταν δυνατή η ανίχνευση της γραμμής εκπομπής του απλά ιονισμένου οξυγόνου στα 3727 Å, παρόλο που το μοντέλο προβλέπει ένταση της τάξεως 300% της $H\beta$.

➤ **PTB 28**

Σε αυτό το ΠΝ ανιχνεύθηκε πολύ ισχυρή γραμμή [N I] 5200 Å (14.5% ως προς Ηβ). Καμία από τις προσομοιώσεις που κάναμε δεν μπόρεσε να προβλέψει τόσο ισχυρή την γραμμή αυτή λαμβάνοντας υπόψη μόνο τον φωτο-ιονισμό. Ισχυρή [N I] 5200 Å μπορεί να παραχθεί επίσης από κρουστικές διεγέρσεις χαμηλής ταχύτητας (low-shock velocities, Goncalves et al. 2004). Επιπρόσθετα, λόγω της μικρής γωνιακής διαμέτρου (4.5 δευτερόλεπτα της μοίρας) συμπεραίνουμε ότι πιθανότατα πρόκειται για ένα νεαρό ΠΝ, πρόσφατα σχηματισμένο στο οποίο οι κρουστικές διεγέρσεις παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο και θα πρέπει να συμπεριληφθούν στην προσομοίωση του. Σύμφωνα με τους Bautista et al. (1999), η απαγορευμένη γραμμή [N I] 5200 Å επηρεάζεται επίσης και από το φαινόμενο του φθορισμού. Οι απαγορευμένες γραμμές του Ne προσδιορίστηκαν από το μοντέλο κατά 30% και 25% πιο αμυδρές από το φάσμα είτε λόγω κακής αφαίρεσης του ουρανού στην περιοχή αυτή του φάσματος είτε λόγω μικρότερης αφθονίας του Ne.

Οι γραμμές του He II 4686 Å και [N II] 5755 Å προσδιορίστηκαν με τον λόγο σήματος ως προς θόρυβο περίπου ίσο με 3 οπότε θέσαμε στις γραμμές αυτές το ανώτερο όριο, για την επίτευξη καλύτερης προσομοίωσης. Βάσει των γραμμών του φάσματός του, ορίζεται ως ΠΝ 5^{ης} τάξεως διέγερσης και βάσει των αφθονιών του ως τύπου IIb, ενώ η μάζα προγενέστερου αστεριού βρέθηκε ίση με 2.56 M_{\odot} .

➤ **PTB 31**

Τα αποτελέσματα του μοντέλου σε αυτήν την περίπτωση δεν μπορούν να θεωρηθούν αξιόπιστα, λόγω του ότι δεν έχουν ανιχνευθεί αρκετές γραμμές ιόντων που έχουν διαφορετικό βαθμό ιονισμού. Εντούτοις, η ταύτιση του μοντέλου με την παρατήρηση είναι ικανοποιητική ($\chi^2 \sim 0.3$). Η πυκνότητα του μειώνεται καθώς απομακρύνεται από το κεντρικό αστέρι σύμφωνα με την σχέση r^{-2} . Επίσης ο παράγοντας filling factor υπολογίστηκε ίσος με ~ 0.50 για όλες τις αποστάσεις, πράγμα που σημαίνει ότι το ΠΝ είναι κατά 50% ομοιογενές, ενώ οι αφθονίες του το κατατάσσουν ως ΠΝ τύπου I. Η μάζα του προγενέστερου αστεριού υπολογίστηκε ίση με 3.75 M_{\odot} .

➤ **PTB 32**

Στο PTB 32 ήταν αρκετά δύσκολο να επιτύχουμε καλές προσομοιώσεις λόγω της μορφολογίας του (πιθανόν ελλειπτικό). Η πολύ μεγάλη γωνιακή του διάμετρος

(135 x 115 δευτερόλεπτα της μοίρας) έχει ως αποτέλεσμα να μην είναι εύκολος ο καθορισμός της μορφολογίας του. Ωστόσο, μπορέσαμε να επιτύχουμε προσομοιώσεις με ικανοποιητικό χ^2 (~ 0.40) και πολύ καλή ταύτιση των γραμμών, παρά το μικρό λόγο σήματος προς θόρυβο. Για την βέλτιστη προσομοίωσή του, λόγω του χαμηλού λόγου S/N, θεωρήσαμε τις γραμμές He II 4686, He II 5412 και [N I] 5200 ως ανώτερο όριο. Βάσει των αφθονιών που προέκυψαν από το μοντέλο, το PTB 32 ταξινομείται ως τύπου I με μεγάλη αφθονία σε He και N. Η μάζα του προγενέστερου αστεριού υπολογίστηκε $2.79 M_{\odot}$.

➤ **PTB 34**

Και σε αυτήν την περίπτωση έχουμε μια καλή ταύτιση του μοντέλου με την παρατήρηση παρόλο το χαμηλό λόγο του σήματος προς θόρυβο. Οι απαγορευμένες γραμμές του Ar δεν προβλέπονται καλά από το μοντέλο, συνεπώς η τιμή της αφθονίας του δεν είναι ακριβή, η οποία προσδιορίστηκε ίση με $\epsilon(\text{Ar})=6.7$ ενώ η μέση τιμή του ισούται με 6.34 (Chiappini 2009). Μία πιθανή εξήγηση είναι ότι δεν έχει γίνει καλή αφαίρεση του υποβάθρου του ουρανού και γι' αυτό τον λόγο οι γραμμές που προβλέπονται από το μοντέλο είναι κατά 30% πιο αμυδρές. Όσον αφορά τις αφθονίες του He, N και O, το PTB34 ταξινομείται ως τύπου IIa.

➤ **PTB 35**

Το PTB 35 είναι τύπου I και 5^{ης} τάξεως διέγερσης ΠN. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το μοντέλο Cloudy είναι από τα πιο αξιόπιστα με αρκετές ανιχνεύσιμες γραμμές εκπομπής. Ωστόσο οι απαγορευμένες γραμμές [Ne III] 3869 Å & 3969 Å που προβλέπονται από το μοντέλο δεν ταυτίζονται αρκετά καλά με την παρατήρηση λόγω υπερεκτίμησης της αφθονίας του Ne. Η διαφορά των γραμμών αυτών μεταξύ μοντέλου και παρατήρησης είναι της τάξεως του 11 % και 16 %, αντίστοιχα.

➤ **PTB 38**

Εκτός από την ανίχνευση των γραμμών He II 4686 Å και H γ 4340 Å, δεν ανιχνεύθηκε καμία άλλη γραμμή εκπομπής σε αυτήν την περιοχή του φάσματος, αν και προβλέπονται από το μοντέλο, λόγω της χαμηλής κβαντικής ευαισθησίας της κάμερας σε αυτήν την περιοχή του φάσματος. Για την καλύτερη δυνατή προσομοίωση του ΠN κάναμε επίσης τις υποθέσεις ότι η κατανομή της μάζας του ακολουθεί την σχέση r^{-2} , ενώ ο παράγοντας filling factor θεωρήθηκε ως ελεύθερη

μεταβλητή και προσδιορίστηκε ίσος με 0.35 για όλες τις αποστάσεις. Σύμφωνα με τον πίνακα 1.3, το PTB 38 θεωρείται 5^{ης} τάξεως διέγερσης ΠΝ και τύπου IIb. Η μάζα του προγενέστερου αστεριού υπολογίστηκε ίση με $2.6 M_{\odot}$.

➤ **PTB 42**

Αρχικά πρέπει να αναφέρουμε ότι δεν λάβαμε υπόψη μας την γραμμή [N II] 5755 Å στις προσομοιώσεις αυτού του ΠΝ, ούτε και στον υπολογισμό του χ^2 . Η ένταση την γραμμής αυτής υπολογίστηκε 42 % του Ηβ, αρκετά πιο ισχυρή από ότι προβλέπει το μοντέλο. Ωστόσο, η γραμμή αυτή είναι σημαντική για τον υπολογισμό της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων (βλέπε §1.2.3.6) και ο λόγος $([N II] 6548 \text{ \AA} + [N II] 6584 \text{ \AA})/[N II] 5755 \text{ \AA}$ υπολογίστηκε ίσος με 8.38, αντιστοιχεί σε θερμοκρασία ηλεκτρονίων 32000 K για πυκνότητες ηλεκτρονίων $10^3 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$, 25500 K για $n_e=10^4 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$ και 10250 K για $n_e=10^5 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$. Λαμβάνοντας υπόψη και την μικρή γωνιακή του διάμετρο (4 δευτερόλεπτα της μοίρας), θεωρούμε ότι είναι ένα σχετικά μικρό και νέο ΠΝ, ενώ η απόσταση την οποία υπολογίσαμε είναι πολύ μεγάλη (~19.0 kpc).

Παρατηρώντας τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το μοντέλο Cloudy, φαίνεται ότι υπάρχει μία διαφορά στην ένταση των γραμμών για την απόσταση των 7.8 kpc και των άλλων 5 αποστάσεων (~19.0 kpc). Η διαφορά αυτή πιθανόν να οφείλεται στην μεγάλη διαφορά των αποστάσεων της τάξεως των 11.0 kpc. Παρόλο που δεν ανιχνεύθηκαν οι απαγορευμένες γραμμές [Ar IV] 4712 Å & 4740 Å στο φάσμα του, το μοντέλο προβλέπει ένταση των γραμμών αυτών ίση με ~9 % ως προς Ηβ, θεωρώντας την αφθονία του Ar ως σταθερά και ίση με 6.54, καταλήγοντας ότι, η πραγματική αφθονία του Ar είναι μικρότερη ώστε να μην ανιχνεύονται οι γραμμές του αντίστοιχου ιόντος στο φάσμα του PTB 42.

➤ **PTB 43**

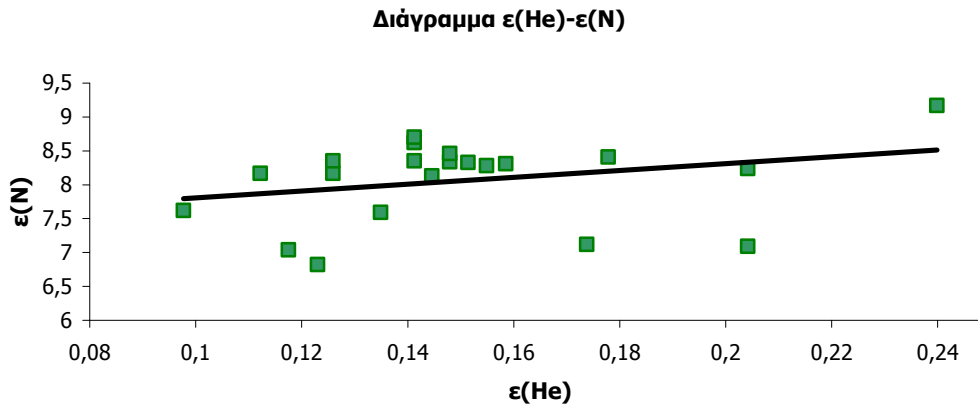
Το φάσμα αυτού του ΠΝ αποτελεί ένα από τα καλύτερα φάσματα με αρκετές γραμμές ανιχνεύσιμες και με αρκετά καλό λόγο σήματος προς θόρυβο. Ωστόσο, η απαγορευμένη γραμμή [O II] 3727 Å δεν ανιχνεύθηκε λόγω της χαμηλής ποιότητας του φάσματος για μήκη κύματος μικρότερα από 4100 Å, παρόλο που ανιχνεύθηκαν οι απαγορευμένες γραμμές του Ne. Το PTB 43 είναι αρκετά σημαντικό για τον λόγο ότι η απαγορευμένη γραμμή [O III] 4363 Å βρέθηκε αρκετά πιο ισχυρή από ότι προβλέπει το μοντέλο Cloudy, της τάξεως ~145 % της Ηβ. Γι' αυτό τον λόγο δεν την λάβαμε υπόψη μας στις τελικές προσομοιώσεις ούτε και στο υπολογισμό του χ^2 . Η

τιμή του λόγου των γραμμών του διπλά ιονισμένου οξυγόνου ($[O III] 5007 \text{ \AA} + [O III] 4959 \text{ \AA}$) προς το διπλά ιονισμένο οξυγόνο $[O III] 4363 \text{ \AA}$, μας δίνει μία ένδειξη για την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων στο νεφέλωμα (βλέπε §1.2.3.6). Για το PTB43, ο λόγος αυτός βρέθηκε ίσος με 6.74 και αντιστοιχεί σε ηλεκτρονική θερμοκρασία της τάξεως των 28000 K για $n_e = 10^6 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$, 10000 K για $n_e = 10^7 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$ και 1000 K για $n_e = 10 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$. Λαμβάνοντας υπόψη τη γωνιακή του διάμετρο (5 δευτερόλεπτα της μοίρας), θεωρείται ότι το PTB 43 είναι ένα νέο ΠΝ του οποίου η πυκνότητα είναι πολύ μεγαλύτερη από τις μέσες τιμές των ΠΝ (πλαίσιο 1.5). Επιπλέον, θεωρείται ότι οι κρουστικές διεγέρσεις παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο, αφού η ταχύτητες διαστολής θα πρέπει να είναι αρκετά υψηλές. Οι παρατηρήσεις με φασματογράφο υψηλής ανάλυσης μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον ακριβή υπολογισμό της ταχύτητας διαστολής του PTB43. Η μάζα του προγενέστερου αστεριού βρέθηκε ίση με $2.6 M_{\odot}$ και ότι το ΠΝ είναι 4^{ns} τάξεως διέγερσης, ενώ βάσει της αφθονίας των στοιχείων του ταξινομείται ως τύπου IIb.

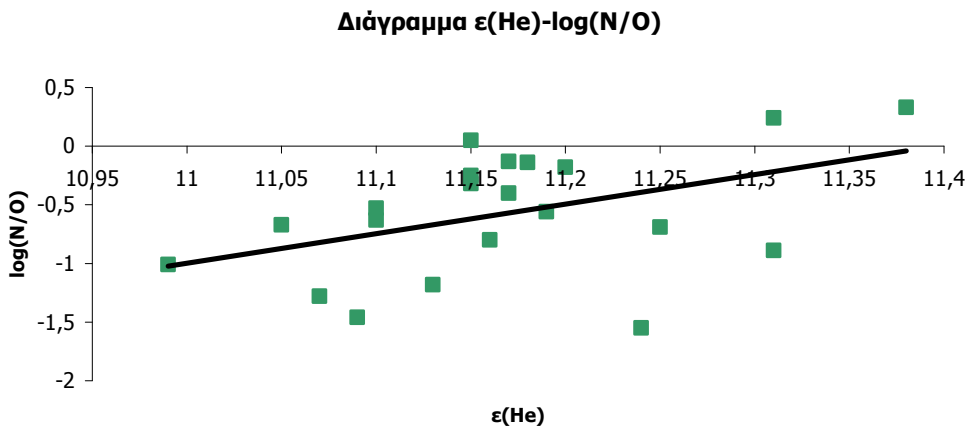
2.5.2. Στατιστική μελέτη των αποτελεσμάτων του μοντέλου Cloudy

Οι αφθονίες των στοιχείων δεν είναι τελείως ανεξάρτητες μεταξύ τους. Η αύξηση της αφθονίας του N λόγω του 3^{ou} dredge-up σταδίου και του φαινομένου HBB μέσω των κύκλων CN και ON, συνοδεύεται με ταυτόχρονη μείωση του O και ταυτόχρονη αύξηση της αφθονίας του He (εικ 2.17 και 2.18) & (Pottasch et al. 2006, Perinotto et al. 2004, van de Hoek et al. 1997). Στα παρακάτω διαγράμματα παρουσιάζεται η μεταβολή της αφθονίας του He συναρτήσει του N και $\log(N/O)$ χρησιμοποιώντας τις αφθονίες που προέκυψαν από την μέθοδο CKS για τον υπολογισμό της απόστασης, ενώ η παράμετρος (r^2)²² υπολογίστηκε 0.13 και 0.34 αντίστοιχα, γεγονός που μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι υπάρχει μεγάλη διασπορά ενώ η προσαρμογή της ευθείας δεν είναι αρκετά ακριβής. Τα διαγράμματα που προέκυψαν και για τις υπόλοιπες αποστάσεις καταλήγουν στα ίδια συμπεράσματα, παρόλο που εμφανίζονται μικρές διαφορές αλλά μέσα στα όρια του στατιστικού σφάλματος.

²² Η παράμετρος r^2 δείχνει αν η προσαρμογή μίας ευθείας μέσω της μεθόδου των ελάχιστων τετραγώνων σε ένα σύνολο τιμών είναι ακριβής ή όχι.



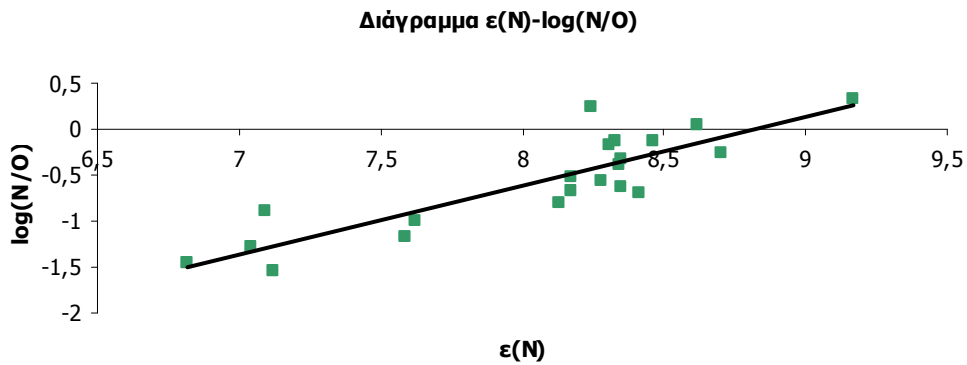
Εικ 2.17 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας $\epsilon(\text{He})$ συναρτήσει της αφθονίας του $\epsilon(\text{N})$. Τα τετράγωνα αντιστοιχούν στα ΠΝ του δείγματός μας.



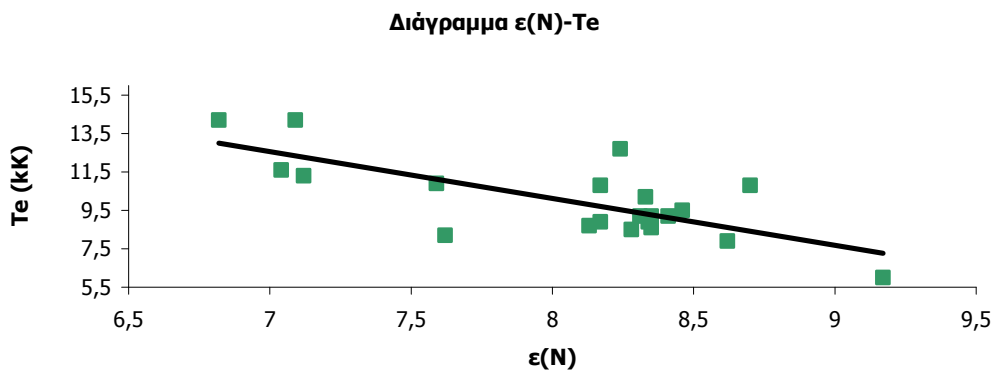
Εικ 2.18 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας $\epsilon(\text{He})$ συναρτήσει του $\log(\text{N/O})$.

Η αύξηση του λόγου $\log(\text{N/O})$ οφείλεται κυρίως στην αύξηση της αφθονίας του N (εικ. 2.19) και όχι τόσο στην μείωση του O. Ο παράγοντας r^2 υπολογίστηκε ίσος με 0.73, αρκετά μεγάλος ώστε η προσαρμογή της συνάρτησης να θεωρείται ικανοποιητική. Η αύξηση της αφθονίας του N, του O και του S ισοδυναμεί με ταυτόχρονη μείωση της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων (εικ. 2.20; $r^2=0.62$, 2.21; $r^2=0.55$ και 2.22; $r^2=0.47$). Οι απαγορευμένες γραμμές εκπομπής του O, του N και του S, προκύπτουν από την αποδιέγερση των ιόντων O^+ , O^{++} , N^+ και S^+ λόγω της αυθόρμητης εκπομπής ακτινοβολίας ηλεκτρικού τετραπόλου (Γούδης 2007), με αποτέλεσμα την ψύξη του νεφελώματος και την μείωση της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων. Επομένως, η μεγαλύτερη περιεκτικότητα σε ψυκτικά ιόντα, και άρα αφθονία των στοιχείων, έχει ως αποτέλεσμα την μείωση της θερμοκρασίας των

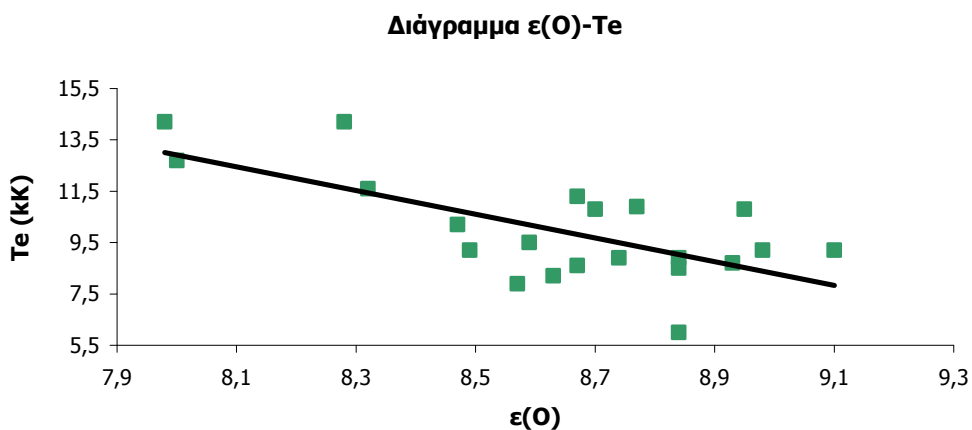
ηλεκτρονίων που μπορεί να επιτευχθεί και εξαιτίας της παρουσίας ενός ψυχρότερου κεντρικού αστεριού (εικ 2.23; $r^2=0.46$) & (Γούδης 2007).



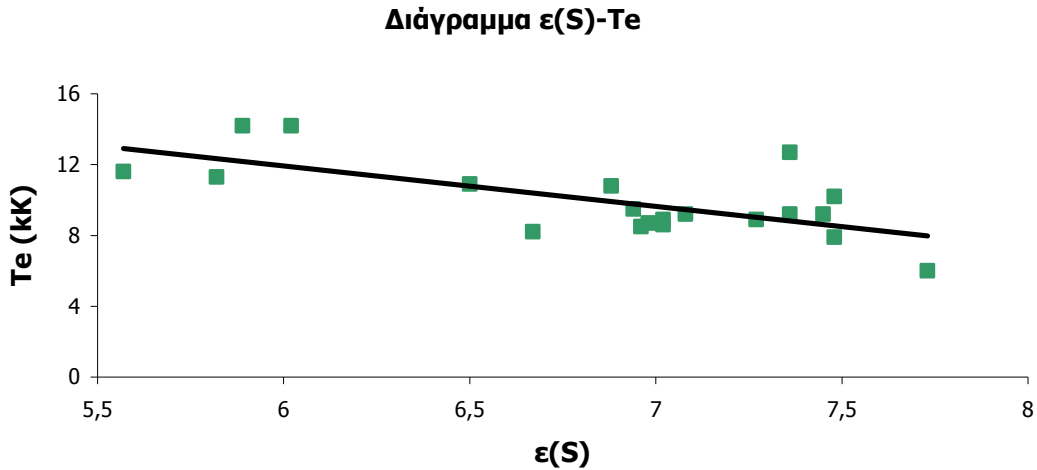
Εικ 2.19 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας $\epsilon(N)$ συναρτήσει του $\log(N/O)$.



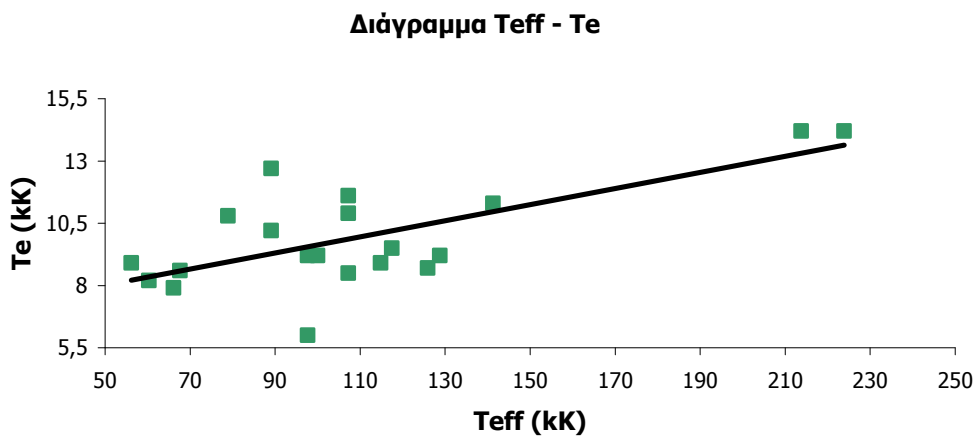
Εικ 2.20 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας $\epsilon(N)$ συναρτήσει της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων T_e .



Εικ 2.21 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας $\epsilon(O)$ συναρτήσει της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων T_e .



Εικ 2.22 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας $\epsilon(S)$ συναρτήσει της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων T_e .

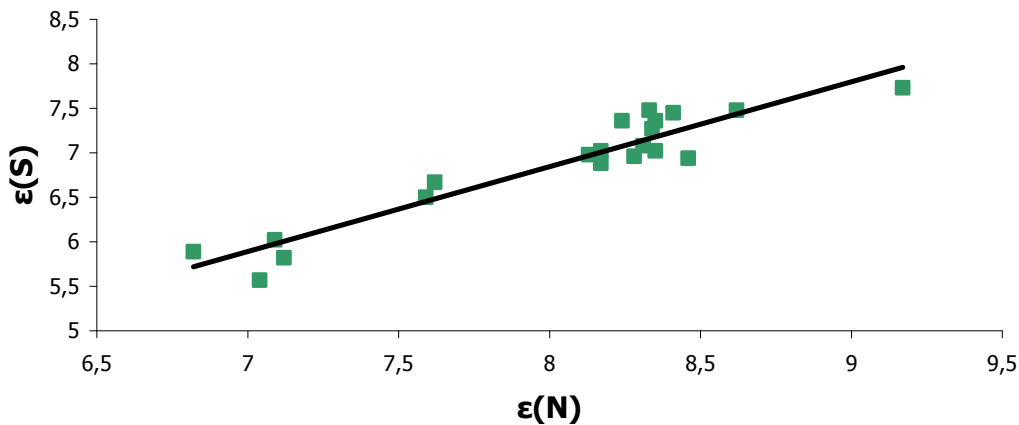


Εικ 2.23 Διάγραμμα μεταβολής ενεργούς θερμοκρασίας του κεντρικού αστεριού συναρτήσει της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων T_e .

Από την περαιτέρω μελέτη των διαγραμμάτων για τις μεταβολές της αφθονίας των στοιχείων, συμπεραίνεται ότι η αύξηση της αφθονίας του N, που προκύπτει κυρίως σε αστέρια μεγάλης μάζας ($> 2.6 M_{\odot}$), και του O, συνοδεύονται από την ταυτόχρονη αύξηση της αφθονίας του S (εικ. 2.24; $r^2=0.44$ & 2.25; $r^2=0.50$) - ανάλογη του λόγου $\log(N/O)$ και, επομένως, της μάζας του προγενέστερου αστεριού (εικ. 2.26; $r^2=0.66$). Η ταυτόχρονη αύξηση της αφθονίας του N με του S πρέπει να θεωρείται σίγουρη αφού η παράμετρος r^2 της προσαρμογής της ευθείας προσδιορίστηκε ίση με 0.88. Λαμβάνοντας υπόψη ότι η ποσότητα του S δεν επηρεάζεται από τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις που συντελούνται στα αστέρια και

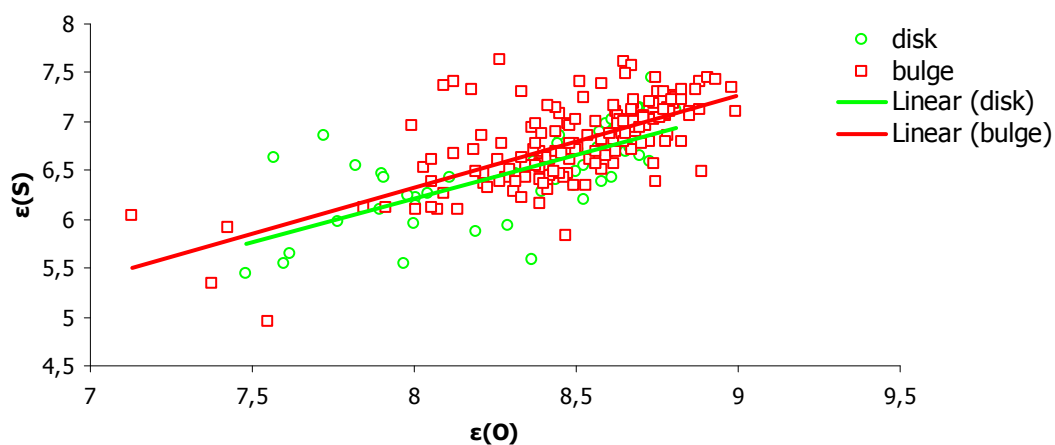
ότι η αφθονία του στοιχείου αυτού αποτελεί ένδειξη της μεταλλικότητας του μεσοαστρικού χώρου την εποχή που δημιουργήθηκαν τα αστέρια, συμπεραίνεται ότι η δημιουργία αστεριών μεγαλύτερης μάζας ($> 2.6 M_{\odot}$) συντελείται σε περιοχές του γαλαξία όπου παρατηρείται υψηλή μεταλλικότητα. Η μεγάλη διασπορά των τιμών των αφθονιών των στοιχείων στα ΠΝ, έχει ως αποτέλεσμα, η προσαρμογή μίας ευθείας να μὴν είναι αρκετά ακριβής και αξιόπιστη, λόγω της μικρής τιμής της παραμέτρου r^2 , ωστόσο η ταυτόχρονη αύξηση ή μείωση των τιμών θεωρείται σίγουρη.

Διάγραμμα $\epsilon(N)$ - $\epsilon(S)$

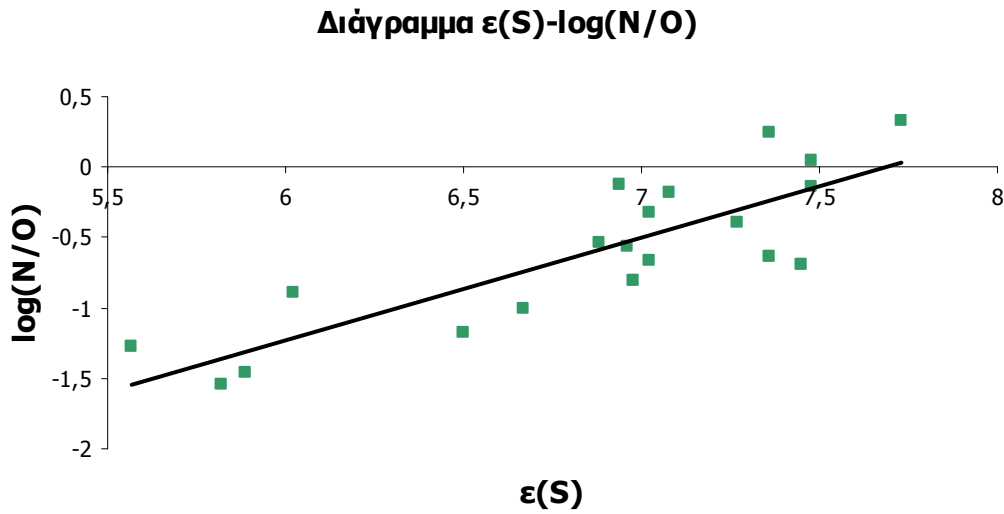


Εικ 2.24 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας του $\epsilon(N)$ συναρτήσει της αφθονίας $\epsilon(S)$.

Διάγραμμα $\epsilon(O)$ - $\epsilon(S)$



Εικ 2.25 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας του $\epsilon(O)$ συναρτήσει της αφθονίας $\epsilon(S)$ (Chiappini et al. 2009).



Εικ 2.26 Διάγραμμα μεταβολής της αφθονίας $\epsilon(S)$ συναρτήσει του $\log(N/O)$.

Προκειμένου να συλλέξουμε περισσότερες πληροφορίες για τα ΠΝ και την εξέλιξή τους, επιλέχθηκαν από τα 44 ΠΝ μόνο τα 20 ΠΝ για τα οποία είχαμε αρκετή πληροφορία για να μελετηθούν στατιστικά ήταν δυνατό να μελετηθεί στατιστικά. Επιπλέον, έγινε σύγκριση των τελικών αποτελεσμάτων με ένα πολύ μεγαλύτερο δείγμα 245 ΠΝ (Chiappini et al. 2009 και επιπλέον αναφορές εκεί). Στον πίνακα 2.7 παρουσιάζουμε τις μέσες τιμές των φυσικών παραμέτρων των ΠΝ όπως προέκυψαν από το μοντέλο Cloudy, σε αντιπαραβολή με τις μέσες τιμές για τα ΠΝ του σφαιροειδούς και του δίσκου που υπολογίστηκαν από τους Chiappini et al. 2009.

Πίνακας 2.7 Μέσες τιμές τις αφθονίας των στοιχείων και για τα 20 ΠΝ.

	<i>7.8kpc</i>	<i>CKS</i>	<i>VdSZ</i>	<i>Z95</i>	<i>SB96</i>	<i>BL01</i>	<i>Chiappini 09</i> <i>Σφαιροειδές</i>	<i>Chiappini 09</i> <i>δίσκος</i>
$\epsilon(He)$	11.16 ±0.09	11.17 ±0.09	11.16 ±0.09	11.16 ±0.09	11.16 ±0.09	11.16 ±0.09	11.11 ±0.07	11.08 ±0.06
$\epsilon(N)$	8.09 ±0.58	8.11 ±0.59	8.10 ±0.58	8.12 ±0.58	8.08 ±0.59	8.12 ±0.59	8.11 ±0.37	7.99 ±0.46
$\epsilon(O)$	8.63 ±0.30	8.64 ±0.31	8.64 ±0.33	8.64 ±0.31	8.64 ±0.31	8.64 ±0.32	8.57 ±0.16	8.51 ±0.19
$\epsilon(S)$	6.91 ±0.59	6.93 ±0.58	6.91 ±0.57	6.93 ±0.58	6.90 ±0.58	6.94 ±0.58	6.79 ±0.25	6.67 ±0.22

Σύμφωνα με τον παραπάνω πίνακα, δεν προκύπτει καμία σημαντική διαφορά στην αφθονία των στοιχείων για τις έξι διαφορετικές αποστάσεις που υπολογίσαμε.

Ωστόσο, συγκρίνοντας τις αφθονίες που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας το μοντέλο Cloudy με τις μέσες αφθονίες των Chiappini et al., παρατηρείται μεγαλύτερη αφθονία για το He, το O και το S κατά 0.05 dex, 0.07 dex και 0.12 dex αντίστοιχα. Σε σχέση με την αφθονία του N υπολογίσαμε παρόμοιες τιμές με των Chiappini et al.

Για την λεπτομερέστερη μελέτη των αποτελεσμάτων, επιχειρήθηκε διαχωρισμός των ΠΝ σε επιμέρους ομάδες, με κριτήριο την μορφολογία τους -κυκλική, ελλειπτική και διπολική (ομάδα A, B και Γ αντίστοιχα), και το κατά πόσο ανήκουν στο σφαιροειδές ή στον δίσκο του Γαλαξία (ομάδα I και II). Στον πίνακα 2.8 παρουσιάζονται οι μέσες τιμές της αφθονίας των στοιχείων για τα κυκλικά, ελλειπτικά, και διπολικά ΠΝ. Σημαντική απόκλιση στην αφθονία των στοιχείων για τις διάφορες τιμές απόστασης δεν υπάρχει, ωστόσο έχει προκύψει μία μικρή απόκλιση από τα αποτελέσματα του Phillips (2003): η αφθονία του He και του O υπολογίστηκε υψηλότερη από του Phillips ανεξαρτήτως της μορφολογίας των ΠΝ, ενώ στην περίπτωση των διπολικών ΠΝ, η αφθονία του N υπολογίστηκε μικρότερη και η αφθονία του S υψηλότερη (πρέπει βέβαια να επισημανθεί ότι οι διαφορές μεταξύ των αποτελεσμάτων αυτών, βρίσκονται μέσα στα όρια του στατιστικού σφάλματος).

Η αφθονία του N και του O υπολογίστηκε υψηλότερη και χαμηλότερη αντίστοιχα στην περίπτωση των διπολικών σε σχέση με τα κυκλικά και τα ελλειπτικά. Η επεξήγηση των διαφορών αυτών εστιάζεται στο γεγονός ότι τα διπολικά ΠΝ προκύπτουν από προγενέστερα αστέρια μεγάλης μάζας ($>2.6 M_{\odot}$) όπου το 3^o dredge-up στάδιο και το φαινόμενο HBB μετατρέπουν μεγάλες ποσότητες C και O σε N μέσω των κύκλων CN και ON, οπότε εμφανίζουν μεγαλύτερη αφθονία N και μικρότερη O. Η τιμή του λόγου $\log(N/O)$, ο οποίος συνδέεται με την μάζα του προγενέστερου αστεριού, υπολογίστηκε ίσος με -0.70, -0.60 και -0.20 για τα κυκλικά, ελλειπτικά και διπολικά ΠΝ αντίστοιχα, γεγονός που μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι τα κυκλικά και τα ελλειπτικά ΠΝ προέρχονται από προγενέστερα αστέρια μικρής μάζας, ενώ τα διπολικά από αστέρια μεγάλης μάζας. Επίσης, τα αστέρια μεγάλης μάζας εμφανίζουν μεγαλύτερη μείωση O (Ratag et al. 1992). Η διαφορά της αφθονίας του O μεταξύ κυκλικών και διπολικών ΠΝ κυμαίνεται από 0.25 ως 0.30 dex, αποτέλεσμα που είναι σε συμφωνία με τα μοντέλα εξέλιξης αστεριών σύμφωνα με τα οποία η αφθονία του O μπορεί να μειωθεί στα 0.3 dex για την περίπτωση αστεριού $5 M_{\odot}$ (Marigo et al. 1998).

Πίνακας 2.8 Οι μέσες τιμές της αφθονίας των στοιχείων για κυκλικά, ελλειπτικά και διπολικά ΠΝ.

Κυκλικά - ομάδα Α

	<i>7.8 kpc</i>	<i>CKS</i>	<i>VdSZ</i>	<i>Z95</i>	<i>SB96</i>	<i>BL01</i>	<i>Phillips 03</i>
$\epsilon(\text{He})$	11.12±0.04	11.12±0.04	11.12±0.04	11.12±0.04	11.12±0.04	11.12±0.04	11.03±0.02
$\epsilon(\text{N})$	7.98±0.57	8.04±0.62	8.04±0.61	8.06±0.61	8.00±0.61	8.06±0.60	7.91±0.09
$\epsilon(\text{O})$	8.68±0.25	8.70±0.24	8.71±0.26	8.69±0.26	8.70±0.25	8.71±0.27	8.58±0.04
$\epsilon(\text{S})$	6.76±0.63	6.79±0.63	6.79±0.62	6.80±0.62	6.75±0.61	6.81±0.62	6.81±0.07

Ελλειπτικά – ομάδα Β

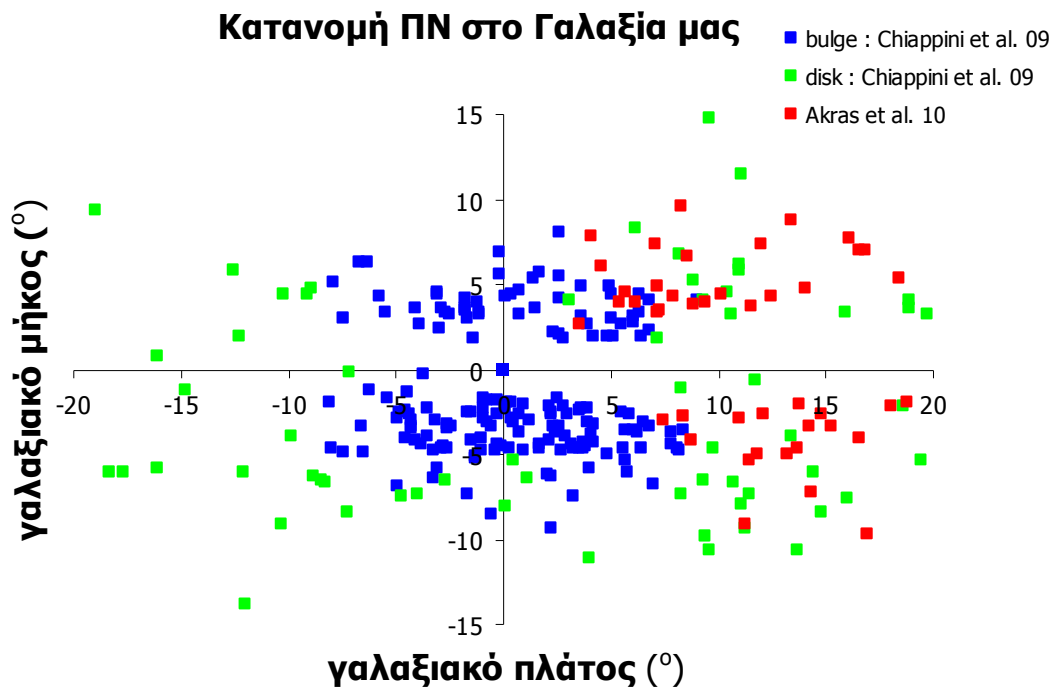
	<i>7.8 kpc</i>	<i>CKS</i>	<i>VdSZ</i>	<i>Z95</i>	<i>SB96</i>	<i>BL01</i>	<i>Phillips 03</i>
$\epsilon(\text{He})$	11.21±0.12	11.21±0.14	11.21±0.13	11.21±0.12	11.22±0.13	11.21±0.12	11.06±0.03
$\epsilon(\text{N})$	8.03±0.74	8.16±0.72	7.99±0.76	7.98±0.74	8.01±0.78	8.02±0.77	8.02±0.16
$\epsilon(\text{O})$	8.66±0.35	8.62±0.38	8.63±0.34	8.62±0.36	8.62±0.35	8.64±0.36	8.50±0.05
$\epsilon(\text{S})$	6.85±0.66	7.00±0.60	6.79±0.70	6.78±0.68	6.80±0.72	6.82±0.69	6.79±0.08

Διπολικά - ομάδα Γ

	<i>7.8 kpc</i>	<i>CKS</i>	<i>VdSZ</i>	<i>Z95</i>	<i>SB96</i>	<i>BL01</i>	<i>Phillips 03</i>
$\epsilon(\text{He})$	11.22±0.08	11.23±0.07	11.22±0.08	11.23±0.09	11.22±0.09	11.22±0.08	11.12±0.02
$\epsilon(\text{N})$	8.33±0.12	8.28±0.05	8.24±0.12	8.36±0.08	8.24±0.05	8.26±0.10	8.59±0.06
$\epsilon(\text{O})$	8.48±0.41	8.44±0.42	8.43±0.48	8.48±0.39	8.45±0.42	8.42±0.43	8.64±0.04
$\epsilon(\text{S})$	7.32±0.35	7.27±0.27	7.25±0.23	7.32±0.30	7.26±0.26	7.28±0.27	6.95±0.09

Εκτός όμως από το μορφολογικό κριτήριο, στην μελέτη αυτή χρησιμοποιήθηκε επίσης και ο διαχωρισμός των ΠΝ σε εκείνα που βρίσκονται στο σφαιροειδές ή στο δίσκο του γαλαξία (πίν. 2.9), σύμφωνα με την γαλαξιακή τους απόσταση, αν δηλαδή είναι μεγαλύτερη ή μικρότερη από 3.0 kpc. Η εικόνα 2.27 παρουσιάζει την κατανομή των ΠΝ από τους Chiappini et al. (2009) και των ΠΝ του δείγματος που χρησιμοποιήθηκε σε αυτή τη μελέτη ως προς τις γαλαξιακές τους συντεταγμένες επιβεβαιώνοντας την υπόθεση ότι δεν ανήκουν όλα τα ΠΝ του δείγματος μας μόνο στο γαλαξιακό σφαιροειδές αλλά και στον δίσκο. Συμπεραίνουμε βάσει του διαγράμματος 2.27, ότι λάβαμε στον υπολογισμό μας και ΠΝ τα οποία δεν ανήκουν στο σφαιροειδές (πίν. 2.3 και 2.4), γεγονός που εξηγεί γιατί υπολογίστηκε μεγαλύτερη η μέση απόσταση (ή αλλιώς, η ακτίνα του Γαλαξιακού σφαιροειδούς).

Συγκρίνοντας τα παραπάνω, με τα αποτελέσματα των Chiappini et al. (2009) και των Ratag et al. (1992), εντοπίζεται υπερεκτίμηση των μεγεθών της αφθονίας του He για όλες τις αποστάσεις, η οποία πιθανόν να οφείλεται στη μορφολογία των ΠΝ. Οι αφθονίες του N, του O και του S εμφανίζουν την ίδια διακύμανση για διαφορετικές αποστάσεις της τάξεως του 3 με 4 % (οι υπολογισμοί βρίσκονται μέσα στα όρια των τιμών που υπολογίστηκαν απο τους Chiappini et al. και τους Ratag et al. και στα επιτρεπτά όρια του στατιστικού σφάλματος).



Εικ 2.27. Η κατανομή των ΠΝ του δείγματος μας και των Chiappini et al. 2009 ως προς τις γαλαξιακές τους συντεταγμένες. Το μπλε χρώμα αντιστοιχεί στα ΠΝ του σφαιροειδούς, το πράσινο στα ΠΝ του δίσκου και το κόκκινο στα ΠΝ του δείγματος μας.

Πίνακας 2.9 Οι μέσες τιμές της αφθονίας των στοιχείων για τα ΠΝ του σφαιροειδούς και του δίσκου.**ΠΝ στο σφαιροειδές ($d < 3.0$ κpc) – ομάδα I**

	<i>CKS</i>	<i>VdSZ</i>	<i>Z95</i>	<i>SB96</i>	<i>BL01</i>	<i>Chiappini 09</i>	<i>Ratag 92</i>
$\epsilon(\text{He})$	11.18±0.12	11.14±0.11	11.16±0.12	11.17±0.12	11.12±0.08	11.11±0.07	11.08±0.08
$\epsilon(\text{N})$	8.11±0.68	7.84±0.59	8.08±0.53	8.06±0.69	8.23±0.36	8.11±0.37	8.50±0.54
$\epsilon(\text{O})$	8.55±0.33	8.53±0.38	8.51±0.37	8.56±0.34	8.69±0.23	8.57±0.16	8.71±0.43
$\epsilon(\text{S})$	6.94±0.57	6.77±0.55	6.97±0.52	6.89±0.59	7.19±0.36	6.79±0.25	7.00±0.41

ΠΝ στο δίσκο ($d > 3.0$ κpc) – ομάδα II

	<i>CKS</i>	<i>VdSZ</i>	<i>Z95</i>	<i>SB96</i>	<i>BL01</i>	<i>Chiappini 09</i>	<i>Ratag 92</i>
$\epsilon(\text{He})$	11.15±0.06	11.17±0.09	11.16±0.08	11.15±0.06	11.18±0.09	11.08±0.06	11.06±0.11
$\epsilon(\text{N})$	8.11±0.50	8.31±0.50	8.15±0.63	8.10±0.48	8.08±0.65	7.99±0.46	8.35±0.45
$\epsilon(\text{O})$	8.73±0.25	8.73±0.26	8.70±0.27	8.73±0.27	8.62±0.36	8.51±0.19	8.64±0.23
$\epsilon(\text{S})$	6.92±0.63	7.05±0.57	6.90±0.63	6.91±0.60	6.85±0.62	6.67±0.22	7.02±0.35

Εκτός από τους παραπάνω διαχωρισμούς, προέκυψαν δύο επιπλέον ομάδες (1 και 2) ανάλογα με το αν η μορφολογία τους είναι σφαιρική ή όχι, ώστε να διαπιστωθεί το κατά πόσο η μορφολογία των ΠΝ επηρεάζει τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το μοντέλο Cloudy.

Όπως έχει προαναφερθεί, μία από τις υποθέσεις στις οποίες βασίζεται το μοντέλο είναι ότι τα ΠΝ έχουν σφαιρική συμμετρία, υπόθεση που δεν ισχύει και στα 21 ΠΝ. Η ομάδα 1 περιλαμβάνει τα ΠΝ με σφαιρική συμμετρία και ακτίνα μικρότερη από 10 δευτερόλεπτα της μοίρας όπως είναι τα PTB5, PTB11, PTB14, PTB20, PTB27, PTB28, PTB31, PTB34, PTB38, PTB42 και PTB43 (σύνολο: 11), ενώ στην ομάδα 2 ανήκουν όλα τα υπόλοιπα PTB9, PTB12, PTB16, PTB17, PTB19, PTB23, PTB25, PTB26, PTB32 και PTB35 (σύνολο: 10) (πίνακας 2.10).

Τα ΠΝ της ομάδας 2, δηλαδή τα ΠΝ χωρίς σφαιρική συμμετρία τα οποία εμφανίζουν δομές στο εσωτερικό τους, βρίσκονται μεταξύ του κέντρου του Γαλαξία και της Γης ($d < 7.8$ κpc), ενώ τα ΠΝ της ομάδας 1 βρίσκονται μακρύτερα από το κέντρο του Γαλαξία ($d > 7.8$ κpc). Τα PTB 19 και PTB 35, παρόλο που ανήκουν στην ομάδα 2 λόγω της ελλειπτικής τους μορφολογίας, είναι συμπαγή και δεν παρατηρείται καμία δομή στο εσωτερικό τους. Συνεπώς είναι πιθανό να ανήκουν στην ομάδα 1, δηλαδή σε απόσταση $d > 7.8$ κpc (οι αποστάσεις των PTB 19 και PTB 35

υπολογίστηκαν > 9.0 kpc και > 9.5 kpc αντίστοιχα). Δύο επίσης πλανητικά νεφελώματα τα PTB 31 και PTB 34, τα οποία έχουν σφαιρική συμμετρία αλλά εμφανίζουν ευδιάκριτες δομές (π.χ. δαχτυλίδι), μπορούν να συμπεριληφθούν στην ομάδα 2, (οι αποστάσεις των ΠΝ αυτών υπολογίστηκαν από 7.0 ως 9.4 kpc και από 6.8 ως 7.4 kpc, αντίστοιχα). Τα ΠΝ με συμπαγή μορφολογία χωρίς εμφανείς δομές στο εσωτερικό τους και με γωνιακή διάμετρο μικρότερη από 15 δευτερόλεπτα της μοίρας βρίσκονται πιο μακριά από το κέντρο του Γαλαξία, σε αποστάσεις μεγαλύτερες από 10.7 kpc από την Γη ή 3.0 kpc από το κέντρο του γαλαξία.

Η κινηματική μελέτη των ΠΝ με κριτήριο την μορφολογία τους, δείχνει ότι τα διπολικά έχουν μικρότερη μέση ταχύτητα διαστολής, σε αντίθεση με τα σφαιρικά που έχουν μεγαλύτερη. Το εύρος των ταχυτήτων διαστολής των διπολικών ΠΝ είναι πολύ μικρότερο απ' ό τι στα κυκλικά ΠΝ (Phillips 2002). Συμπερασματικά, τα σφαιρικά ΠΝ μπορούν να είναι είτε νεαρά είτε γηραδιά, λόγω του μεγάλου εύρους ταχυτήτων που εμφανίζουν, ενώ τα διπολικά ΠΝ είναι κυρίως γηραδιά και αρκετά εξελιγμένα, λόγω της μικρής ταχύτητα διαστολής τους (για ακριβέστερα αποτελέσματα κρίνεται θεμιτή η μελέτη μεγαλύτερου δείγματος ΠΝ και η χρήση τηλεσκοπίου με την μεγαλύτερη δυνατή διακριτική ικανότητα ώστε να υπολογισθούν καλύτερα οι αποστάσεις).

Πίνακας 2.10 Μέσες τιμές των στοιχείων για σφαιρικά και μη σφαιρικά ΠΝ.

ΠΝ με σφαιρική συμμετρία - ομάδα 1

	<i>7.8kpc</i>	<i>CKS</i>	<i>VdSZ</i>	<i>Z95</i>	<i>SB96</i>	<i>BL01</i>
$\epsilon(\text{He})$	11.12±0.03	11.12±0.04	11.11±0.04	11.12±0.04	11.12±0.04	11.12±0.04
$\epsilon(\text{N})$	7.94±0.59	7.99±0.64	7.99±0.62	8.02±0.62	7.99±0.65	8.01±0.62
$\epsilon(\text{O})$	8.69±0.27	8.71±0.25	8.72±0.27	8.69±0.28	8.70±0.28	8.71±0.28
$\epsilon(\text{S})$	6.72±0.65	6.77±0.66	6.76±0.65	6.78±0.66	6.75±0.68	6.78±0.65

ΠΝ χωρίς σφαιρική συμμετρία - ομάδα 2

	<i>7.8kpc</i>	<i>CKS</i>	<i>VdSZ</i>	<i>Z95</i>	<i>SB96</i>	<i>BL01</i>
$\epsilon(\text{He})$	11.21±0.11	11.21±0.11	11.21±0.11	11.21±0.11	11.22±0.11	11.21±0.11
$\epsilon(\text{N})$	8.24±0.56	8.23±0.55	8.21±0.54	8.23±0.55	8.21±0.56	8.23±0.57
$\epsilon(\text{O})$	8.59±0.35	8.56±0.35	8.57±0.37	8.58±0.35	8.57±0.36	8.56±0.36
$\epsilon(\text{S})$	7.09±0.51	7.07±0.49	7.05±0.47	7.06±0.49	7.06±0.49	7.07±0.49

Σύμφωνα με τον πίνακα 2.10, οι αφθονίες του He, του N και S των ΠΝ της ομάδας 2, έχουν υπερεκτιμηθεί σε σχέση με τα ΠΝ της ομάδας 1, κατά +0.09 dex, +0.30 dex και +0.35 dex, αντίστοιχα. Για την περίπτωση της αφθονίας του O υπολογίστηκε μικρότερη κατά 0.12 dex στην ομάδα 2, γεγονός που οδηγεί στο

συμπέρασμα ότι η μορφολογία των ΠΝ παίζει σημαντικό ρόλο στον ακριβή υπολογισμό της αφθονίας των στοιχείων (Gruenwald & Viegas 1998).

Στην περίπτωση που δεν ικανοποιείται η υπόθεση που χρησιμοποιεί το μοντέλο Cloudy σχετικά με την σφαιρική συμμετρία και την ομοιόμορφη κατανομή της μάζας, γίνεται υπερεκτίμηση της αφθονίας των στοιχείων, αφού η μορφολογία τους και η θέση της σχισμής από την οποία παίρνουμε το φάσμα, επηρεάζουν σημαντικά την ένταση των γραμμών και την αφθονία των στοιχείων (Gruenwald & Viegas 1998).

Πρέπει να αναφερθεί επίσης, ότι ένας σημαντικός παράγοντας που επηρεάζει τον υπολογισμό της αφθονίας των στοιχείων είναι οι διακυμάνσεις της θερμοκρασίας και της πυκνότητας των ηλεκτρονίων στα ΠΝ (Peimbert 1967). Πρόσφατες μελέτες έχουν δείξει ότι οι διακυμάνσεις της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων επηρεάζουν την ένταση των γραμμών επανασύνδεσης του He I (Peimbert et al. 2000, 2002) ενώ η αφθονία του στοιχείου αυτού μπορεί να υπερεκτιμηθεί έως και 2 φορές (Peimbert & Torres-Peimbert 1987).

Όσον αφορά στις διακυμάνσεις της πυκνότητας των ηλεκτρονίων, είναι γνωστό ότι σε κάθε σημείο ενός ΠΝ λαμβάνει χώρα μία κατάσταση δυναμικής και θερμικής ισορροπίας, δηλαδή ο ρυθμός ιονισμού των στοιχείων από τα φωτόνια του κεντρικού αστεριού (ρυθμός θερμάνσεως λόγω φωτό-ιονισμού $\Gamma_{\text{θερμ}}$) ισούται με τον ρυθμό επανασυνδέσεων (recombination) των στοιχείων με τα ηλεκτρόνια (ρυθμός ψύξεως λόγω επανασυνδέσεων $\Lambda_{\text{ανασ}}$) και τον ρυθμό αυθόρμητης εκπομπής των βαρέων στοιχείων (ρυθμός ψύξεως λόγω αυθόρμητης εκπομπής $\Lambda_{\text{ψυξ,απαγ,γραμμων}}$).

Ο ρυθμός επανασυνδέσεων και ο ρυθμός ιονισμού του H δίνεται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\dot{N}_R = n_p n_e \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n(T_e), \quad \dot{N}_I = n_H a_0 J \quad (2.13, 2.14)$$

όπου

- n_p , n_e και n_H είναι η αριθμητική πυκνότητα των πρωτονίων, των ηλεκτρονίων και των ατόμων υδρογόνου (αριθμός ανά μονάδα όγκου)
- $\beta_n(T_e)$ μία συνάρτηση εξαρτώμενη από την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων
- a_0 είναι η ενεργός διατομή απορροφήσεως των ατόμων του H, η οποία εκφράζει την ευκολία να απορροφήσει ένα άτομο H ένα φωτόνιο,
- J είναι ο αριθμός των φωτονίων, με ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του H (13.4 eV)

- το άθροισμα $\sum_{n=1}^{\infty}$, αναφέρεται για όλες τις στάθμες από $n=1$ έως $n=\infty$.

Η εξάρτηση του ρυθμού επανασυνδέσεων από τις πυκνότητες n_p και n_e είναι προφανής (όσα περισσότερα πρωτόνια και ηλεκτρόνια βρίσκονται ανά μονάδα όγκου, τόσο μεγαλύτερος είναι ο ρυθμός ανασυνδέσεων). Λαμβάνοντας υπόψη την παραπάνω ανάλυση για την διακύμανση της πυκνότητας και της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων στο εσωτερικό των ΠΝ, συνεπάγεται είτε η υπερεκτίμηση της ποσότητας των στοιχείων είτε η υπερεκτίμηση της εκπεμπόμενης ενέργειας από τον κεντρικό αστέρα (ενεργός θερμοκρασία).

2.5 Θεώρημα Bayesian

Πολλές μέθοδοι έχουν αναπτυχθεί στην προσπάθεια να εντοπιστούν πιθανές σχέσεις που να συνδέουν τις αφθονίες των στοιχείων των ΠΝ μεταξύ τους, θεωρώντας ως ήδη γνωστή τη σχέση του He με το N και το $\log(N/O)$ (εικ. 2.17, 2.18). Έχοντας πλέον υπολογίσει τις αφθονίες των στοιχείων των ΠΝ του δείγματος μας, τα αποτελέσματα επανεξεταστήκαν χρησιμοποιώντας το στατιστικό θεώρημα **Bayesian** (το οποίο χρησιμοποιείται για πρώτη φορά για τον σκοπό αυτό), ώστε να ελέγξουμε την ορθότητα των αποτελεσμάτων μας.

Η βασική ιδέα του θεωρήματος αυτού βασίζεται στον υπολογισμό της πιθανότητας ενός γεγονότος A δεδομένου ότι γνωρίζουμε ένα άλλο γεγονός B (εξ. 2.15):

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)} \quad (2.15)$$

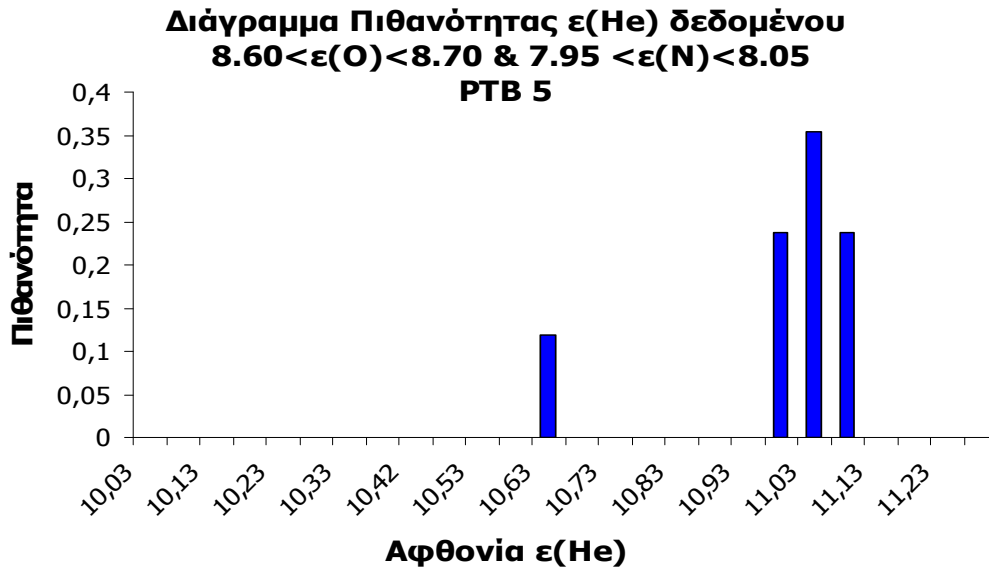
όπου

- $P(A|B)$ αντιστοιχεί στη πιθανότητα να συμβεί το γεγονός A δεδομένου ότι έχει συμβεί το γεγονός B
- $P(B|A)$ αντιστοιχεί στη πιθανότητα να συμβεί το γεγονός B δεδομένου ότι έχει συμβεί το γεγονός A
- $P(A)$ αντιστοιχεί στη πιθανότητα να συμβεί το γεγονός A
- $P(B)$ αντιστοιχεί στη πιθανότητα να συμβεί το γεγονός B

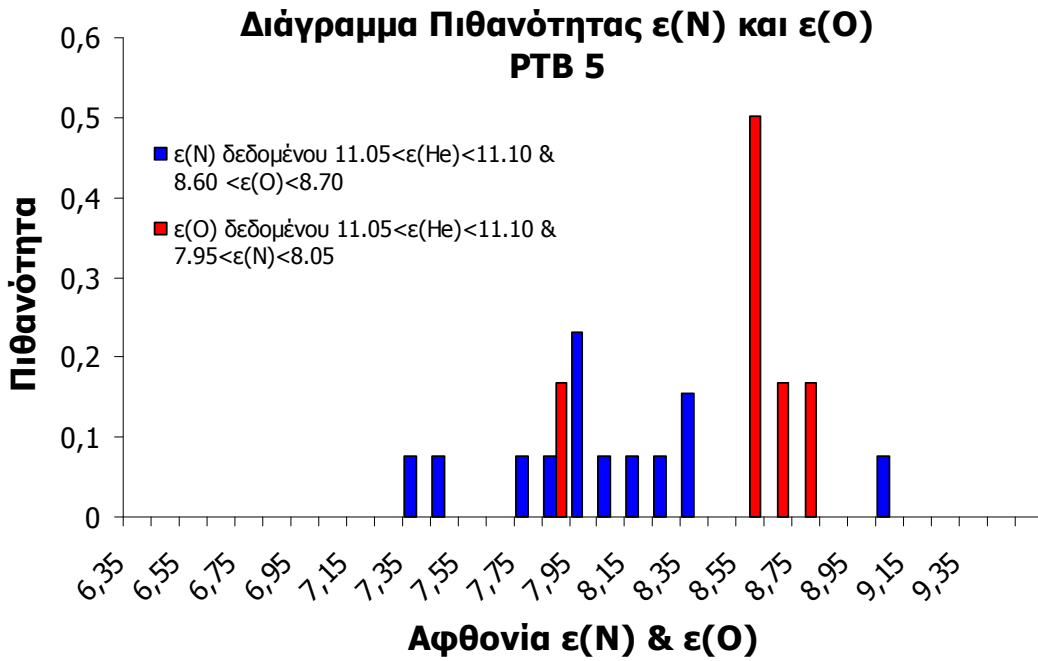
Στην παρούσα μελέτη χρησιμοποιήσαμε την σχέση που δίνει τη πιθανότητα να συμβεί ένα γεγονός A δεδομένου ότι γνωρίζουμε δύο άλλα γεγονότα B και C (εξ. 2.16). Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκαν οι αφθονίες του He, N και O από ένα δείγμα 400 ΠΝ (Quiroza et al 2007), ώστε να προσδιοριστούν οι πιθανότητες να βρούμε την αφθονία καθενός στοιχείου σε διάφορες τιμές, δεδομένου των τιμών άλλων δύο, δηλαδή $P(\epsilon(\text{He})|\epsilon(\text{N}) \cap \epsilon(\text{O}))$, $P(\epsilon(\text{N})|\epsilon(\text{He}) \cap \epsilon(\text{O}))$ και $P(\epsilon(\text{O})|\epsilon(\text{He}) \cap \epsilon(\text{N}))$.

$$P(A|B \cap C) = \frac{P(B \cap C|A) \cdot P(A)}{P(B \cap C)} \quad (2.16)$$

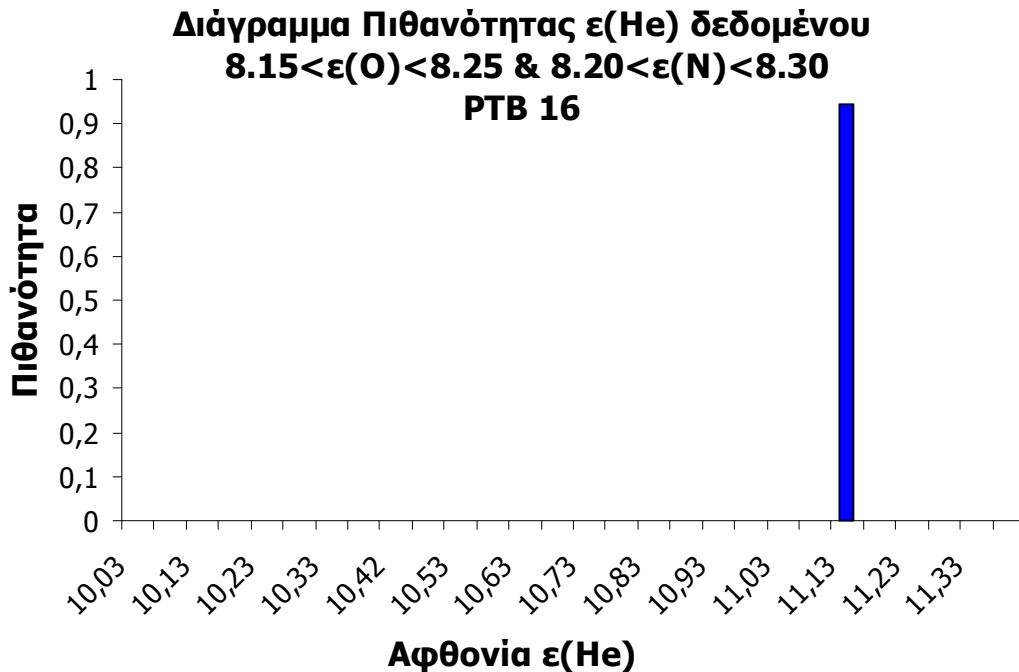
Στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζουμε τα διαγράμματα των πιθανοτήτων $P(\epsilon(\text{He})|\epsilon(\text{N}) \cap \epsilon(\text{O}))$, $P(\epsilon(\text{N})|\epsilon(\text{He}) \cap \epsilon(\text{O}))$ και $P(\epsilon(\text{O})|\epsilon(\text{He}) \cap \epsilon(\text{N}))$ που προέκυψαν από το παραπάνω δείγμα, δεδομένου των αφθονιών των άλλων δύο στοιχείων, για τα ΠΝ PTB 5 και PTB 16.



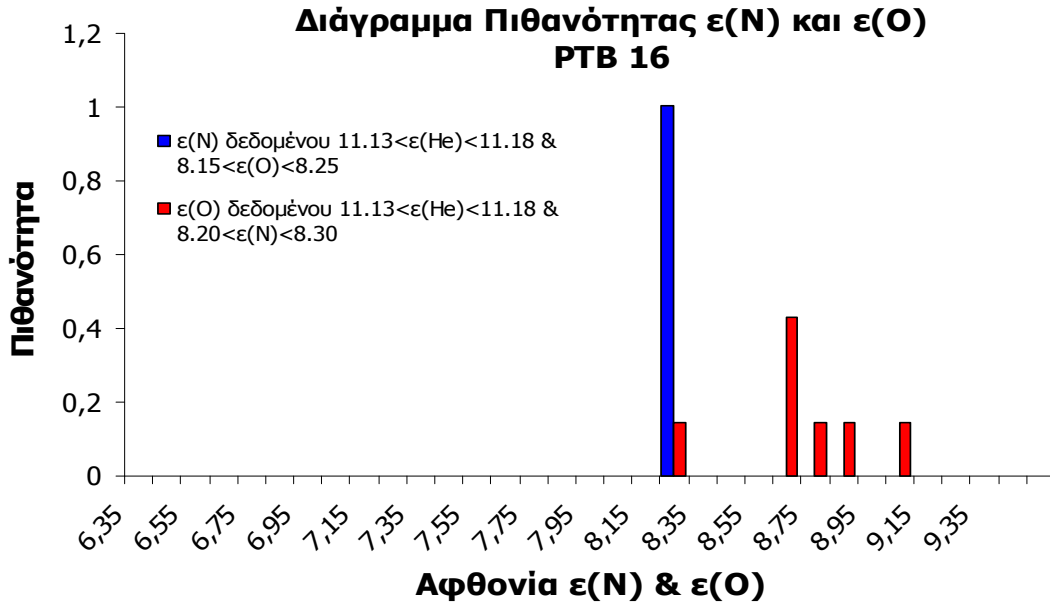
Εικ 2.27 Διάγραμμα πιθανότητας της αφθονίας $\epsilon(\text{He})$ για το PTB 5 δεδομένου ότι $8.60 < \epsilon(\text{O}) < 8.70$ και $7.95 < \epsilon(\text{N}) < 8.05$.



Εικ 2.28 Διάγραμμα πιθανότητας της αφθονίας $\epsilon(O)$ και $\epsilon(N)$ για το PTB 5 δεδομένου ότι $11.05 < \epsilon(He) < 11.10$, $8.60 < \epsilon(O) < 8.70$ και $7.95 < \epsilon(N) < 8.05$.



Εικ 2.29 Διάγραμμα πιθανότητας της αφθονίας $\epsilon(He)$ για το PTB 16 δεδομένου ότι $8.15 < \epsilon(O) < 8.25$ και $8.20 < \epsilon(N) < 8.30$.



Εικ 2.30 Διάγραμμα πιθανότητας της αφθονίας $\epsilon(O)$ και $\epsilon(N)$ για το PTB 16 δεδομένου ότι $11.13 < \epsilon(He) < 11.18$, $8.15 < \epsilon(O) < 8.25$ και $8.20 < \epsilon(N) < 8.30$.

Στην περίπτωση του PTB 5, οι αφθονίες υπολογίστηκαν $\epsilon(He)=11.10$, $\epsilon(N)=8.17$ και $\epsilon(O)=8.70$. Σύμφωνα με τα διαγράμματα 2.27 και 2.28 η πιθανότητα να υπολογίσουμε την αφθονία κάθε στοιχείου δεδομένου των άλλων δύο υπολογίστηκε ίση με 23.7%, 7.7% και 16.7%.

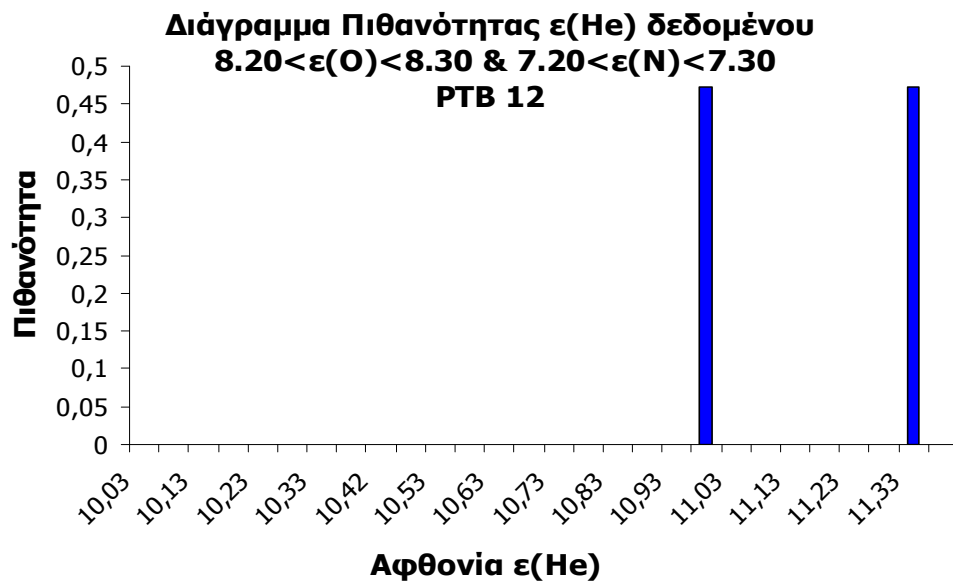
Στην περίπτωση του PTB 16, οι αφθονίες βρέθηκαν ίσες με $\epsilon(He)=11.31$, $\epsilon(N)=8.24$ και $\epsilon(O)=8.00$. Η χρήση του θεωρήματος Bayesian οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η πιθανότητα ταυτόχρονης μέτρησης των τριών παραπάνω αφθονιών είναι μηδενική, και κατ' επέκταση κάποια από τις παραπάνω αφθονίες έχει υπολογιστεί εσφαλμένα. Αλλάζοντας τις τιμές από τις αφθονίες των στοιχείων, επιχειρήθηκε ο εντοπισμός ενός συνδυασμού με όσον το δυνατόν μικρότερη απόκλιση από τις τιμές που υπολογίσαμε με το μοντέλο Cloudy. Σύμφωνα με τις εικόνες 2.29 και 2.30 για το PTB 16 οι αφθονίες υπολογίστηκαν ίσες με $\epsilon(He) \sim 11.18$, $\epsilon(N) \sim 8.25$ και $\epsilon(O) \sim 8.20$, σύμφωνα με τις οποίες, οι πιθανότητες να υπολογίσουμε την κάθε μία βρέθηκε ίση με 95%, 100%, 14.3% αντίστοιχα (εικ. 2.29 και 2.30). Άρα προκύπτει ότι η αφθονία του He υπερεκτιμήθηκε κατά 0.13 dex και ταυτόχρονα, η αφθονία O εκτιμήθηκε λιγότερο κατά 0.20 dex. Εφαρμόζοντας το θεώρημα Bayesian και στα 20 ΠΝ, προσπαθήσαμε να βρούμε τις καλύτερες δυνατές αφθονίες για κάθε ένα από αυτά. Στο πίνακα 2.11 παρουσιάζουμε τις αφθονίες που προέκυψαν α) από την μέθοδο CKS και β) χρησιμοποιώντας το θεώρημα Bayesian.

Πίνακας 2.11 Οι αφθονίες των ΠΝ για την μέθοδο CKS και για το θεώρημα Bayesian

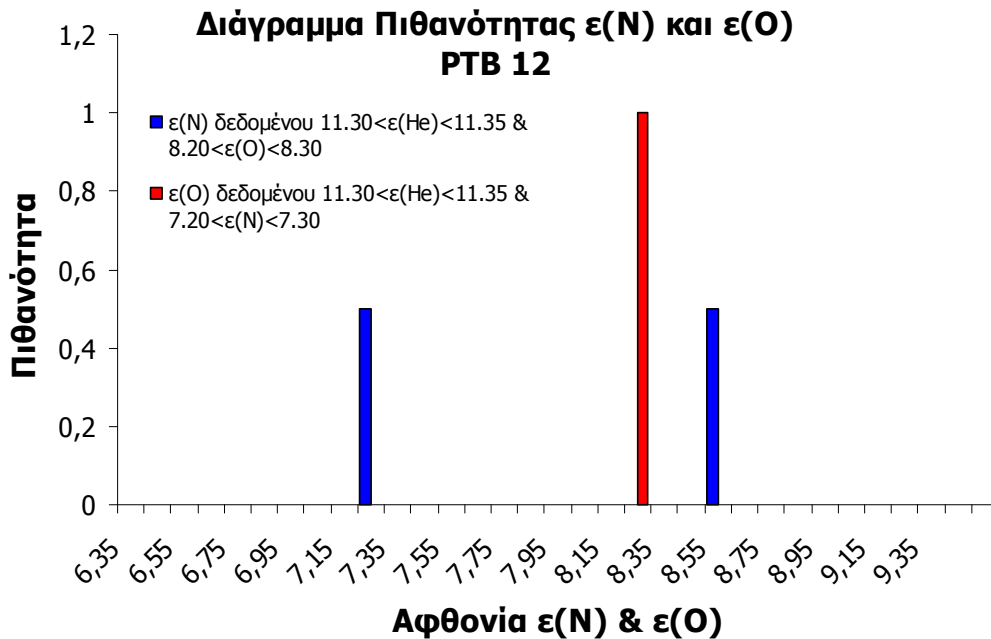
ΠΝ	Μέθοδος CKS			Bayesian		
	$\epsilon(\text{He})$	$\epsilon(\text{N})$	$\epsilon(\text{O})$	$\epsilon(\text{He})$	$\epsilon(\text{N})$	$\epsilon(\text{O})$
PTB5	11.11	8.17	8.70	11.11	8.17	8.70
PTB9	11.38	9.17	8.84	11.17	9.05	8.84
PTB11	11.16	8.13	8.93	11.16	8.25	8.93
PTB12	11.31	7.09	7.89	11.31	8.55	8.25
				11.00	7.25	8.25
PTB14	11.17	8.34	8.74	11.10	8.34	8.74
PTB16	11.31	8.24	8.00	11.15	8.24	8.20
PTB17	11.19	8.28	8.84	11.13	8.28	8.84
PTB19	11.15	8.35	8.67	11.15	8.35	8.67
PTB23	11.25	8.41	9.10	11.13	8.41	9.10
PTB25	11.18	8.33	8.47	11.18	8.33	8.47
PTB26	10.99	7.62	8.63	10.99	7.62	8.63
PTB27	11.09	6.82	8.28	11.03	6.82	8.28
PTB28	11.05	8.17	8.84	11.05	8.17	8.84
PTB31	11.15	8.62	8.57	11.15	8.62	8.57
PTB32	11.20	8.31	8.49	11.15	8.31	8.49
PTB34	11.10	8.35	8.98	11.10	8.35	8.98
PTB35	11.17	8.46	8.59	11.17	8.46	8.59
PTB38	11.13	7.59	8.77	11.06	7.85	8.77
PTB42	11.15	8.70	8.95	11.15	8.70	8.95
PTB43	11.07	7.04	8.32	11.03	7.04	8.32
Μέση τιμή	11.17	8.11	8.63	11.11	8.20	8.66
Τυπική απόκλιση	0.09	0.59	0.31	0.07	0.56	0.26

Σύμφωνα με τον πίνακα 2.11, η μεγαλύτερη διόρθωση προέκυψε για την αφθονία του He, 0.05 dex, ενώ για το N και το O η διόρθωση ήταν της τάξεως του 0.02 και 0.03 dex αντίστοιχα, καταλήγοντας σε παρόμοια αποτελέσματα με αυτά των Chiappini et al. (2009).

Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι για την περίπτωση του PTB 12, τα αποτελέσματα δεν μπορούν να θεωρηθούν αξιόπιστα. Χρησιμοποιώντας το θεώρημα Bayesian βρέθηκε ότι για $\epsilon(N)=7.09$ και $\epsilon(O)=7.89$ δεν είναι πιθανή καμία μέτρηση He, ενώ για $\epsilon(N)=7.09$ και $\epsilon(O)=8.05$ η αφθονία του He βρέθηκε μικρότερη από 11.0. Για $\epsilon(N)=7.25$ και $\epsilon(O)=8.25$ καταλήξαμε στα παρακάτω διαγράμματα (εικ. 2.31 και 2.32), συμπεραίνοντας ότι υπάρχουν δύο πιθανές μετρήσεις για το He και το N ($\epsilon(He)=10.98$ ή 11.33 και $\epsilon(N)=7.25$ ή 8.55). Γνωρίζοντας ότι η αύξηση της αφθονίας του He συνοδεύεται με ταυτόχρονη αύξηση της αφθονίας του N, μόνο οι συνδυασμοί $\epsilon(He)=10.98$ και $\epsilon(N)=7.25$ ή $\epsilon(He)=11.33$ και $\epsilon(N)=8.55$ είναι δυνατοί. Επομένως, για την περίπτωση του PTB 12, είτε υπερεκτιμήθηκε η αφθονία του He είτε υπολογίστηκε μικρότερη η αφθονία του N. Οι πιθανότητες να μετρήσουμε αυτά τα δύο ζεύγη αφθονιών υπολογίστηκαν ίσες με 50%. Και στις δύο περιπτώσεις η αφθονία του O παραμένει σταθερή και ίση με 8.25, καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι το 3^ο dredge-up στάδιο και το HBB φαινόμενο στα οποία παράγεται μεγάλη ποσότητα N και He με ταυτόχρονη μείωση της ποσότητας του O και του C δεν λαμβάνουν μέρος στο PTB 12 (προς επιβεβαίωση της παραπάνω ανάλυσης, χρήσιμο θα ήταν να είχαμε υπολογίσει και χρησιμοποιήσει στο θεώρημα Bayesian και την αφθονία του C, η οποία θα πρέπει να παραμένει σταθερή. Ωστόσο δεν μπορέσαμε να την υπολογίσουμε λόγω του ότι δεν εμφανίζει γραμμές εκπομπής στην περιοχή μεταξύ 3500 Å - 7800 Å).



Εικ 2.31 Διάγραμμα πιθανότητας της αφθονίας $\epsilon(He)$ για το PTB 12 δεδομένου ότι $8.20 < \epsilon(O) < 8.30$ και $7.20 < \epsilon(N) < 7.30$.



Εικ 2.32 Διάγραμμα πιθανότητας της αφθονίας $\epsilon(O)$ και $\epsilon(N)$ για το PTB 12 δεδομένου ότι $11.30 < \epsilon(\text{He}) < 11.35$, $8.20 < \epsilon(O) < 8.30$ και $7.20 < \epsilon(N) < 7.30$.

2.6 Ανάλυση κύριας συνιστώσας (Principal component analysis)

2.6.1 Εισαγωγή

Προς περαιτέρω μελέτη των ΠΝ, χρησιμοποιήθηκε επιπρόσθετα ένα στατιστικό εργαλείο, το λεγόμενο **Principal Component Analysis (PCA)**, το οποίο έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως στον προσδιορισμό της απόστασης αστεριών, στην εξελικτική πορεία των γαλαξιών, στην περιγραφή και στην ταξινόμηση των φασμάτων των αστεριών.

Η ιδέα της μεθόδου αυτής βασίζεται στην ελαχιστοποίηση του αριθμού μίας ομάδας παραμέτρων που απαντώνται σε ένα πρόβλημα, ώστε να αντικατασταθεί από μία νέα ομάδα με λιγότερες ανεξάρτητες παραμέτρους μεταξύ τους που θα επιτρέπουν την εμφάνιση των πραγματικών διαστάσεων του υπό εξέταση προβλήματος.

2.6.2 Αποτελέσματα της μεθόδου PCA

Η μέθοδος PCA εφαρμόστηκε σε ένα δείγμα 55 πλανητικών νεφελωμάτων (Phillips 2003) με γνωστές αφθονίες και καλά ορισμένη μορφολογία, ώστε να μελετηθεί, πώς η αφθονία των στοιχείων εξαρτάται από την μορφολογία των ΠΝ.

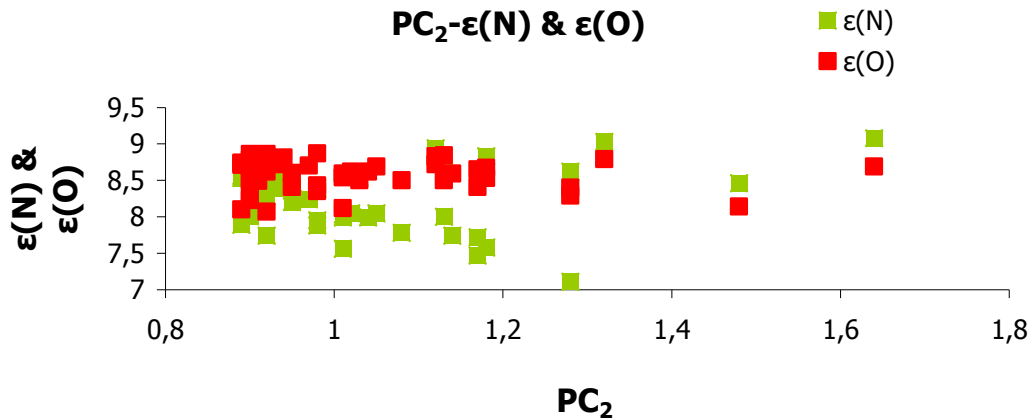
Η πρώτη ομάδα παραμέτρων που μελετήθηκε, και στην οποία εφαρμόστηκε η μέθοδος PCA, περιελάμβανε τον λόγο $\log(N/O)$, την αρχική μάζα του αστέρα (M_i) και τη μάζα του κεντρικού αστεριού (M_c), για τον λόγο ότι οι παράμετροι αυτοί συνδέονται άμεσα μεταξύ τους (Cazetta & Maciel 2003, Williams 2006). Οι νέοι παράμετροι που προέκυψαν συνδέονται με τις προηγούμενες παραμέτρους και δίνονται από τις ακόλουθες σχέσεις.

$$PC_1 = 0.89 \cdot \log(N/O) + 0.43M_c - 0.12M_i \quad (2.17)$$

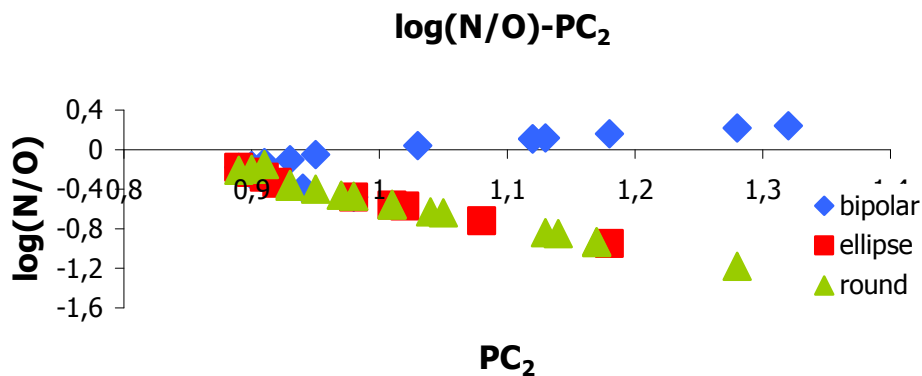
$$PC_2 = -0.43 \cdot \log(N/O) + 0.90M_c + 0.07M_i \quad (2.18)$$

$$PC_3 = 0.14 \cdot \log(N/O) - 0.07M_c + 0.99M_i \quad (2.19)$$

Η κάθε μία από αυτές τις νέες παραμέτρους PC_1 , PC_2 και PC_3 είναι ένας γραμμικός συνδυασμός των προηγούμενων παραμέτρων σε κάθε μια από τις οποίες αντιστοιχεί ένα στατιστικό βάρος. Από την ανάλυση των αποτελεσμάτων, προέκυψε ότι η παράμετρος PC_2 έχει άμεση σχέση με την μορφολογία των ΠΝ. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση 2.18 δημιουργήθηκαν τα παρακάτω διαγράμματα της αφθονίας του αζώτου $\epsilon(N)$, του οξυγόνου $\epsilon(O)$ και του $\log(N/O)$ συναρτήσει της νέα παραμέτρου PC_2 από τα οποία εξάγεται το συμπέρασμα ότι ενώ οι αφθονίες του N και του O έχουν μεγάλο εύρος τιμών, ο λόγος $\log(N/O)$ παίρνει συγκεκριμένες τιμές (μικρότερες από -0.18 στα κυκλικά, ελλειπτικά και διπολικά ΠΝ, ενώ μόνο στα διπολικά και μεγαλύτερες από -0.18). Επομένως η αφθονία του N μπορεί να είναι μεγαλύτερη του O μόνο στα διπολικά ΠΝ (εικ. 2.31 & 2.32).



Εικ. 2.31 Διάγραμμα αφθονίας αζώτου και οξυγόνου ως προς την νέα παράμετρο PC_2 .



Εικ. 2.32 Διάγραμμα του λόγου $\log(N/O)$ ως προς την νέα παράμετρο PC_2 για κυκλικά, ελλειπτικά και διπολικά ΠΝ.

Η αφθονία των στοιχείων έχει άμεση σχέση με την μορφολογία των ΠΝ (βλέπε παρ 1.2.3.6). Ο Phillips (2003) μελετώντας την αφθονία των στοιχείων ως προς την μορφολογία των ΠΝ, κατέληξε στο συμπέρασμα ότι η αφθονία του O και του N είναι μεγαλύτερη στα διπολικά ΠΝ σε σχέση με τα σφαιρικά και τα ελλειπτικά. Λαμβάνοντας υπόψη το εύρος της κατανομής της αφθονίας του N, το οποίο είναι το ίδιο για όλους τους μορφολογικούς τύπους ΠΝ, ο $\log(N/O)$ παίρνει θετικές και αρνητικές τιμές μόνο στα διπολικά ΠΝ, ενώ στα σφαιρικά και στα ελλειπτικά παίρνει μόνο αρνητικές. Χρησιμοποιώντας την μέθοδο PCA η κρίσιμη τιμή του $\log(N/O)$, στην οποία διαχωρίζονται τα διπολικά ΠΝ από τα κυκλικά ή ελλειπτικά, βρέθηκε -0.18 dex.

Η παράμετρος PC_2 εμφανίζει ελάχιστη τιμή $PC_{2,min}=0.89$ για $\log(N/O)=-0.18$. (εικ. 2.32). Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 1.1 και 1.2 υπολογίσαμε την αρχική μάζα του προγενέστερου αστεριού ίση με $2.6 M_{\odot}$. Τα αστέρια με αρχική μάζα $<2.6 M_{\odot}$

σχηματίζουν είτε σφαιρικά, είτε ελλειπτικά, είτε διπολικά ΠΝ, ενώ με μάζα μεγαλύτερη από $2.6 M_{\odot}$ δημιουργούν μόνο διπολικά ΠΝ. Στα ίδια συμπεράσματα κατέληξαν επίσης οι Corradi & Schwarz (1995) μελετώντας την αφθονία των στοιχείων ως προς την μορφολογία των 400 ΠΝ του δείγματός τους, προσδιορίζοντας ότι αστέρια με μάζα μικρότερη από $3 M_{\odot}$, δημιουργούν είτε κυκλικά είτε ελλειπτικά ΠΝ, ενώ με μάζα $> 3 M_{\odot}$ δημιουργούν μόνο διπολικά ΠΝ. Συμπληρωματικά, ο Phillips (2001b), υπολόγισε ότι τα διπολικά ΠΝ προέρχονται από προγενέστερα αστέρια με μάζα $> 2.3 M_{\odot}$.

Η τιμή του λόγου $\log(N/O)$ εμφανίζεται στα PTB 9, PTB 16, PTB 25, PTB 31, PTB 32 και PTB 35 μεγαλύτερη του -0.18 dex και επομένως θα μπορούσαν να χαρακτηριστούν ως διπολικά. Ωστόσο, μόνο τα PTB 16 και PTB 25 έχουν χαρακτηριστεί ως διπολικά βάσει των εικόνων τους στο φίλτρο $H\alpha + [N II]$. Η παρατήρηση των υπολοίπων ΠΝ απαιτεί την χρήση τηλεσκοπίου με καλύτερη διακριτική ικανότητα, ώστε μέσω των λεπτομερέστερων εικόνων να ήταν ευχερέστερη η μορφολογική ταξινόμηση τους.

Στην συνέχεια, η μέθοδος εφαρμόστηκε και σε άλλη μία ομάδα παραμέτρων ($\epsilon(N)$, $\epsilon(S)$ και n_e), χρησιμοποιώντας ένα δείγμα 35 ΠΝ (Escudero & Costa 2001). Οι νέες παράμετροι που προέκυψαν δίνονται παρακάτω:

$$PC_4 = 0.91 \cdot \epsilon(N) - 0.41 \cdot \epsilon(S) - 0.05 \cdot n_e \quad (2.20)$$

$$PC_5 = 0.41 \cdot \epsilon(N) - 0.91 \cdot \epsilon(S) + 0.04 \cdot n_e \quad (2.21)$$

$$PC_6 = 0.06 \cdot \epsilon(N) + 0.02 \cdot \epsilon(S) + 0.99 \cdot n_e \quad (2.22)$$

Όπου η κάθε μία αποτελεί ένα γραμμικό συνδυασμό των προηγουμένων. Η παράμετρος PC_6 αντιστοιχεί κυρίως στην πυκνότητα των ηλεκτρονίων, αφού τα στατιστικά βάρη των άλλων δύο παραμέτρων είναι πολύ μικρότερα. Οι παράμετροι PC_4 και PC_5 σχετίζονται κυρίως με τις αφθονίες του N και του S αντίστοιχα και όχι με την πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Στην εικόνα 2.33 παρουσιάζεται ένα διάγραμμα 4-διαστάσεων, όπου οι παράμετροι PC_4 και PC_5 αντιστοιχούν στους άξονες x , y , ενώ η αφθονία του $\epsilon(S)$ και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων n_e αντιστοιχούν στο χρώμα και το μέγεθος των σημείων. Η κυκλική ράβδος χρωμάτων δεξιά της εικόνας, δείχνει ότι καθώς αυξάνει το S αλλάζει το χρώμα στα σημεία του διαγράμματος. Η γωνία 0° αντιστοιχεί σε $\epsilon(S) = 5.2$ και οι 360° μοίρες σε $\epsilon(S) = 7.7$. Επίσης όσο μεγαλύτερο

είναι το μέγεθος των σημείων τόσο μεγαλύτερη είναι και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων.

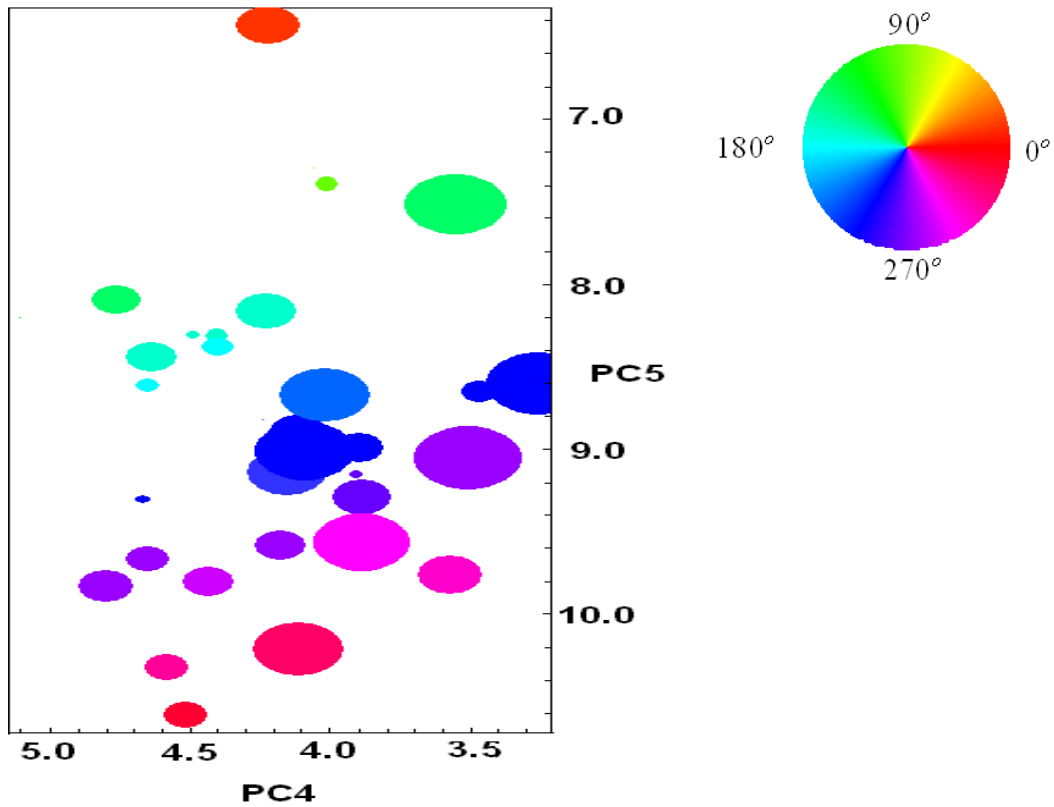
Μεταξύ των παραμέτρων PC_4 , PC_5 , της αφθονίας του S και της πυκνότητας των ηλεκτρονίων, εμφανίζεται να υπάρχει μία γραμμική σχέση για τις περιπτώσεις όπου το $\epsilon(S)$ είναι σταθερό (τα σημεία με το ίδιο χρώμα -π.χ μπλε-). Βρέθηκε η παρακάτω σχέση μεταξύ PC_4 και PC_5 .

$$PC_5 = 0.80 \cdot PC_4 + 6.04 \quad (2.23)$$

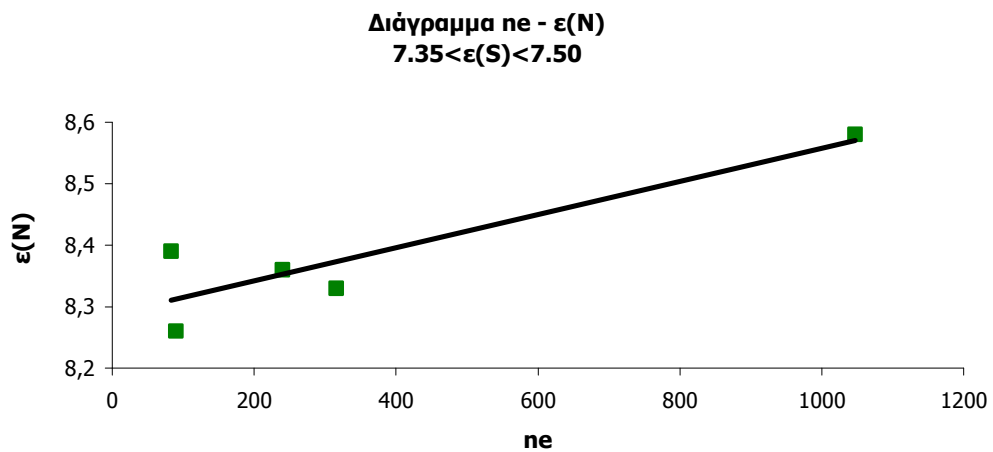
Η χρήση των εξισώσεων (2.20), (2.21) και (2.23) καταλήγει στην σχέση (2.24) που συνδέει την πυκνότητα των ηλεκτρονίων με τις αφθονίες του N και του S.

$$n_e = 4 \cdot \epsilon(N) + 75.5 - 15.5 \cdot \epsilon(S) \quad (2.24)$$

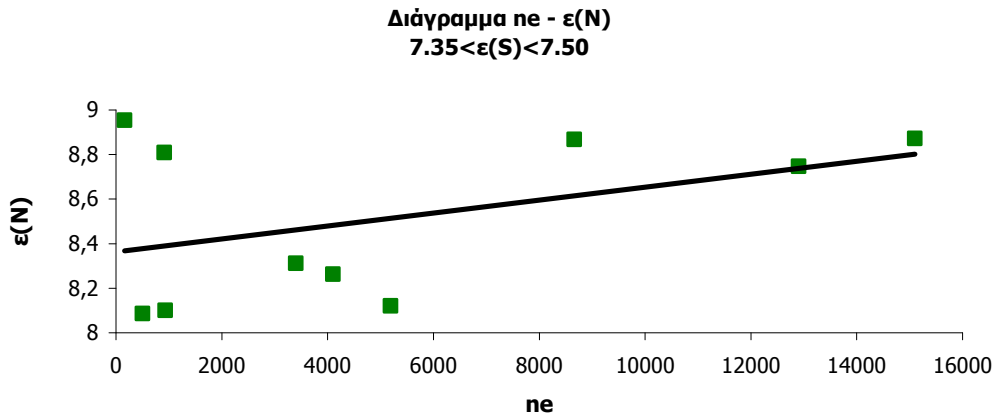
Δεδομένου ότι το $\epsilon(S)$ είναι σταθερό, προκύπτει ότι όσο αυξάνει η πυκνότητα των ηλεκτρονίων, τόσο αυξάνει και η αφθονία του N. Άρα τα διπολικά ΠN καλύπτουν μεγαλύτερο εύρος της πυκνότητας των ηλεκτρονίων σε σχέση με τα ελλειπτικά και κυκλικά ΠN. Χρησιμοποιώντας τα παραπάνω αποτελέσματα, διαμορφώθηκε το διάγραμμα της πυκνότητας των ηλεκτρονίων συναρτήσει της αφθονίας N, θεωρώντας ότι οι τιμές αφθονίας του S κυμαίνονται μεταξύ 7.35 και 7.5 για το δικό μας δείγμα ΠN (εικ 2.34) και των Chiappini et al. (2009) (εικ 2.35). Και στα δύο φαίνεται ότι υπάρχει μία τάση ταυτόχρονης αύξησης της αφθονίας του N με την πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Η προσαρμογή ευθείας σε αυτά τα διαγράμματα δεν μπορεί να θεωρηθεί και πολύ αξιόπιστη, λόγω του μικρού αριθμού των σημείων, ενώ η τιμή r^2 βρέθηκε ίση με 0.80 και 0.20, αντίστοιχα. Το κύριο συμπέρασμα που μπορούμε να εξαγάγουμε και να δεχτούμε από τα διαγράμματα αυτά είναι η τάση που εμφανίζουν οι τιμές της αφθονίας του N για ταυτόχρονη αύξηση με την πυκνότητα των ηλεκτρονίων, ωστόσο δεν μπορούμε να εξαγάγουμε ακριβή ποσοτικά αποτελέσματα μέσω της εξίσωσης 2.24.



Εικ. 2.33 Διάγραμμα των νέων παραμέτρων PC4 και PC5 μαζί με την αφθονία του θείου και την πυκνότητα των ηλεκτρονίων του νεφελώματος.



Εικ. 2.34 Διάγραμμα της πυκνότητας των ηλεκτρονίων συναρτήσει της αφθονίας του ε(N) για $7.35 < \epsilon(S) < 7.50$.



Εικ. 2.35 Διάγραμμα της πυκνότητας των ηλεκτρονίων συναρτήσει της αφθονίας του $\epsilon(N)$ για $7.35 < \epsilon(S) < 7.50$ (Chiappini et al. 2009).

2.6 Συμπεράσματα

Μετά την ανάλυση των εικόνων 44 ΠΝ στο φίλτρο $H\alpha + [N II]$ και των φασμάτων τους από 3500 έως 6800 Å, χρησιμοποιώντας στις παρατηρήσεις το τηλεσκόπιο των 1.3 μ του Αστεροσκοπείου του Σκίνακα στην Κρήτη, ήταν δυνατός ο υπολογισμός της έντασης των γραμμών επανασύνδεσης του H και του He όπως και των απαγορευμένων γραμμών του N, του O, του S, του Ne και του Ar (Boumis et al. 2003, 2006, Akras et al. 2010a). Στην συνέχεια, χρησιμοποιώντας το μοντέλο φωτοιονισμού Cloudy (Ferland 1998) υπολογίστηκαν οι σημαντικές φυσικές παράμετροι που περιγράφουν τα ΠΝ, όπως είναι η ενεργή θερμοκρασία και η λαμπρότητα του κεντρικού αστεριού, η θερμοκρασία και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων, η αφθονία των He, N, O, S κτλ.

Η κατανομή των ΠΝ ως προς τη γωνιακή τους διάμετρο εμφανίζει μέγιστο στα 15 δευτερόλεπτα της μοίρας, όπως και των Acker et al. (1992). Χρησιμοποιώντας την γωνιακή διάμετρο και την συνολική ροή ενέργειας της γραμμής $H\beta$ από όλο το ΠΝ, ήταν επίσης δυνατός ο υπολογισμός της απόστασης των ΠΝ από τη Γη και από το κέντρο του Γαλαξία για 5 διαφορετικές μεθόδους: Calh, Kaler και Stanghellini (CKS; 1992), Van de Steene και Zijlstra (VdSZ; 1995), Zhang (Z95; 1995), Schneider και Buckley (SB96; 1996) και τέλος Bensby και Lundstrom (BL01; 2001). Η μέση τιμή της απόστασης του Γαλαξιακού σφαιροειδούς κάθε μεθόδου βρέθηκε ίση με 8.69 kpc, 10.13 kpc, 11.12 kpc, 8.81 kpc και 12.18 kpc αντίστοιχα. Οι μέθοδοι CKS και SB96 υπολογίζουν καλύτερα την μέση απόσταση του σφαιροειδούς σε σχέση με τις μέχρι τώρα έρευνες (7.8 kpc, Feast 1987; 8.3 ± 2.6 kpc, Schneider & Bunley 1996;

7.95±0.62 κpc και 8.25±0.79 κpc, Ming & Zi 2007) σε σχέση με τις υπόλοιπες μεθόδους, ενώ οι αποστάσεις των ΠΝ με ροή ενέργειας στα 5 GHz συνδέονται με μία σχέση της μορφής $y=a x^b$.

Στην συνέχεια χρησιμοποιώντας την εξίσωση 4.10 υπολογίστηκε η απόσταση των ΠΝ από το κέντρο του Γαλαξία και για τις πέντε προηγούμενες μεθόδους, σύμφωνα με τις οποίες βρέθηκαν οι τιμές 3.75 κpc, 4.15 κpc, 4.78 κpc, 3.63 κpc και 5.56 κpc αντίστοιχα. Η ακτίνα του σφαιροειδούς έχει προσδιοριστεί στα 3.00 κpc (Costa, Cavichia & Machiel 2009) καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι είτε έχουμε υπερεκτιμήσει τις αποστάσεις των ΠΝ είτε πιθανόν κάποια ΠΝ να μην ανήκουν στο σφαιροειδές αλλά στο δίσκο του Γαλαξία. Η εικόνα 4.24 παρουσιάζει την κατανομή των ΠΝ του σφαιροειδούς και του δίσκου από το δείγμα των Chiarrini et al. 2009 σε σύγκριση με το δείγμα που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα μελέτη ως προς τις γαλαξιακές τους συντεταγμένες, επιβεβαιώνοντας, τελικά, το συμπέρασμα ότι δεν ανήκουν το αρχικό σύνολο του δείγματος των 44 ΠΝ στο Γαλαξιακό σφαιροειδές. Επίσης, ένα σημαντικό αποτέλεσμα είναι ότι τα ΠΝ σε αποστάσεις μικρότερες από 7.8 κpc εμφανίζουν δομές (π.χ. δαχτυλίδι) στο εσωτερικό τους, ενώ αυτά με απόσταση μεγαλύτερη από 7.8 κpc είναι συμπαγή και σφαιρικά. Ωστόσο, τα ΠΝ με γωνιακή διάμετρο μικρότερη από 15 δευτερόλεπτα της μοίρας, βρίσκονται σε αποστάσεις μεγαλύτερες από 10.7 κpc ή 3.0 από το κέντρο του Γαλαξία μας και επομένως ανήκουν στο δίσκο. Η διακριτική ικανότητα του τηλεσκοπίου παίζει σημαντικό ρόλο στη διάκριση της ύπαρξης δομών στις εικόνες των ΠΝ. Η χρήση του τηλεσκοπίου των 1.3 μ του Αστεροσκοπίου της Κρήτης επέτρεψε τον διαχωρισμό των ΠΝ εκείνων που ανήκουν στο δίσκο του Γαλαξία από τα ΠΝ του σφαιροειδούς.

Η μελέτη των διαγραμμάτων που περιγράφουν την μεταβολή της αφθονίας των στοιχείων οδηγεί σε σημαντικά συμπεράσματα για τα ΠΝ του Γαλαξία. Αρχικά επιβεβαιώθηκε η ταυτόχρονη αύξηση της αφθονίας του He και του N και η σχέση της μάζας του προγενέστερου αστέρα με την αφθονία του N. Στα μεγάλης μάζας αστέρια το 3^o dredge-up στάδιο και το HBB φαινόμενο παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στην μετατροπή μεγάλων ποσοτήτων C και O σε N μέσω των κύκλων CN και ON (Pottasch et al. 2006, Perinotto et al. 2006, van de Hoek et al 1997).

Επιπρόσθετα, χωρίς να παραβλέπεται η σημαντική επίδραση ενός ψυχρού κεντρικού αστεριού στη μείωση της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων, επιβεβαιώθηκε ο μηχανισμός των ΠΝ, με την παρατήρηση ότι η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων είναι αντιστρόφως ανάλογη της αφθονίας του N, O και S. Τα ιόντα αυτών των στοιχείων

λειτουργούν ως ψυκτικοί μηχανισμοί με αποτέλεσμα να μειώνεται η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων παράλληλα με την αύξηση της ποσότητάς τους.

Μελετώντας τις μέσες τιμές της αφθονίας 20 ΠΝ, προκύπτει, υπερεκτίμηση της αφθονίας του He του O και του S κατά 0.05 dex, 0.07 dex και 0.12 dex αντίστοιχα, ενώ η αφθονία του N βρέθηκε σχεδόν ίδια με τα αποτελέσματα των Chiarinini et al. 2009 για ΠΝ του σφαιροειδούς και του δίσκου όπου πιθανόν να οφείλεται στην μορφολογία των ΠΝ. Διαχωρίζοντας τα ΠΝ ανάλογα με την μορφολογία τους σε σφαιρικά, ελλειπτικά και διπολικά, βρέθηκε ότι η αφθονία του He και του N είναι μεγαλύτερη στα διπολικά. Η χρήση ενός στατιστικού εργαλείου, το λεγόμενο PCA, έδειξε ότι τα κυκλικά και τα ελλειπτικά ΠΝ διαχωρίζονται από τα διπολικά, βάσει της τιμής του λόγου $\log(N/O)$, ο οποίος παίρνει αρνητικές τιμές στα δύο πρώτα και αρνητικές και θετικές τιμές για τα διπολικά. Η κρίσιμη τιμή βρέθηκε ίση με -0.18 dex και αντιστοιχεί σε μάζα προγενέστερου αστεριού ίση με $2.6 M_{\odot}$ (Akras & Boumis 2007). Η αφθονία του O είναι μικρότερη στα διπολικά ΠΝ σε σχέση με τα κυκλικά κατά 0.25 με 0.30 dex (Marigo et al. 1998), που έρχεται σε συμφωνία με την υπόθεση ότι σε αστέρια μεγαλύτερη μάζας η μείωση της αφθονίας του O είναι μεγαλύτερη (Ratag et al. 1992).

Στην συνέχεια, διαχωρίζοντας τα ΠΝ σε αυτά με και χωρίς σφαιρική συμμετρία, ελέγχθηκε το ποσοστό επίδρασης της μορφολογίας των ΠΝ στα αποτελέσματα που προκύπτουν από το μοντέλο, στο οποίο η σφαιρική συμμετρία είναι βασική υπόθεση. Η αφθονία του He, του O και του S, βρέθηκε μεγαλύτερη, ενώ η αφθονία του N μικρότερη στα ΠΝ χωρίς σφαιρική συμμετρία, σε αντιπαράθεση με τα ΠΝ που εμφανίζουν σφαιρική συμμετρία (Gruenwald & Viegas 1998). Χρησιμοποιώντας φασματογράφους με πολλές σχισμές ταυτόχρονα (multi-slit spectra), μπορούμε να πάρουμε φάσματα σε διαφορετικές ακτίνες του ίδιου ΠΝ, ούτως ώστε να μελετηθεί πως μεταβάλλεται η αφθονία των στοιχείων συναρτήσει της ακτίνας των ΠΝ. Πιο συγκεκριμένα, το ερώτημα εάν η υψηλότερη αφθονία He και N στα διπολικά ΠΝ οφείλεται στα μορφολογία τους ή όχι, μπορεί να αποτελέσει σημαντικό κίνητρο για εκπόνηση ειδικής έρευνας στο μέλλον. Σύμφωνα με την παρούσα μελέτη, ενισχύθηκε η ιδέα ότι πιθανόν οι διαφορές που εμφανίζουν στην αφθονία των στοιχείων τους, τα κυκλικά, ελλειπτικά και διπολικά ΠΝ, να μην οφείλεται στην διαφορετική εξελικτική πορεία που ακολούθησαν, ούτε σε διαφορετικής μάζας προγενέστερα αστέρια αλλά στην ίδια τους τη μορφολογία. Η μελέτη των ΠΝ χρησιμοποιώντας τηλεσκόπια διαφορετικής διακριτικής ικανότητας θα μπορέσει να δώσει μια απάντηση σε αυτό το ερώτημα. Τέλος, χρησιμοποιώντας το

στατιστικό θεώρημα Bayesian υπολογίστηκε για κάθε ΠN η πιθανότητα μέτρησης της αφθονίας ενός από τα He, N και O, γνωρίζοντας την τιμή των άλλων δύο, αναδεικνύοντας αποκλίσεις στην μέτρηση της αφθονίας του He (μεγαλύτερη κατά 0.06 dex) και του N (μικρότερη κατά 0.09 dex) σε σύγκριση με προγενέστερες μελέτες.

Κεφάλαιο 3^ο

Μελέτη ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών

3.1 Εισαγωγή

Στην κατανόηση της δημιουργίας και της εξέλιξης των γαλαξιών συντέλεσε σημαντικά η μελέτη της ράβδου τους. Παρόλη τη μεγάλη της σημασία, η παρατήρησή της δεν είναι εύκολη υπόθεση, ιδιαίτερα στην περίπτωση των γαλαξιών με μεγάλη κλίση (edge-on). Η ποσότητα της σκόνης στην κεντρική περιοχή του γαλαξία είναι πολύ μεγάλη, με αποτέλεσμα την εξασθένηση της έντασης του φωτός που εμποδίζει την ανίχνευση και μελέτη της ράβδου.

Η μελέτη της ράβδου των αστεριών στους γαλαξίες είναι επίσης πολύ σημαντική για την ανάπτυξη νέων θεωρητικών μοντέλων εξέλιξης για την πλήρη και ακριβή περιγραφή τους. Για πρώτη φορά, έγινε προσπάθεια να βρεθεί μία τρισδιάστατη συνάρτηση για την περιγραφή της ράβδου των γαλαξιών, ούτως ώστε να είναι εφικτός ο προσδιορισμός των τιμών των παραμέτρων της για κάθε ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία. Τέλος, η εξαγωγή διαγνωστικών της ράβδου, δηλαδή πως αλλάζει η μορφολογία της ράβδου ως προς τις παραμέτρους της, αποτελεί ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο είτε για την παρατηρησιακή μελέτη της ράβδου είτε την μελέτη μέσω θεωρητικών μοντέλων.

Το κεφάλαιο αυτό αναφέρεται εκτενώς στην έρευνα που έγινε σε τέσσερις ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες με μεγάλη κλίση (NGC 4013, UGC 2048, IC 2531 και τον Γαλαξία μας), χρησιμοποιώντας το μοντέλο διάδοσης ακτινοβολίας CRETE (Code for Radiative Transfer Equation, Xilouris et al. 1997, 1998, 1999). Ο σκοπός ήταν να εντοπιστούν μέσω του μοντέλου κάποια παρατηρησιακά διαγνωστικά στοιχεία, ούτως ώστε εφαρμόζοντας τα σε παρατηρήσεις να είναι δυνατή η εξαγωγή συμπερασμάτων για τα χαρακτηριστικά της ράβδου όπως το μήκος, το ύψος, η γωνία θέσεως (position angle, PA) και η γωνία κλίσης (inclination angle). Επίσης μελετήθηκε πώς η ύπαρξη της ράβδου επηρεάζει τις τιμές των φυσικών παραμέτρων που περιγράφουν έναν τυπικό ραβδωτό γαλαξία.

3.2 Παρατηρήσεις των γαλαξιών

Οι παρατηρήσεις των γαλαξιών NGC 4013 και UGC 2048 έγιναν από το αστεροσκοπείο του Σκίνακα στην Κρήτη στις 20 και 21 Ιουνίου 1995 και στις 8 και 9 Σεπτεμβρίου 1994 αντίστοιχα, χρησιμοποιώντας το τηλεσκόπιο των 1.3 μ και την κάμερα Thomson με 1024 x 1024 εικονοστοιχεία (pixels). Το μέγεθος καθενός εικονοστοιχείου ήταν 19 μm που αντιστοιχεί σε 0.4 δευτερόλεπτα της μοίρας στον ουρανό (arcsec), δίνοντας ένα πεδίο παρατήρησης 6.7 x 6.7 λεπτά της μοίρας (arcmin). Ο γαλαξίας IC 2531 παρατηρήθηκε τον Μάρτιο του 1991 χρησιμοποιώντας το 1.0 μ τηλεσκόπιο στο αστεροσκοπείο του Siding Spring στην Αυστραλία. Η κάμερα που χρησιμοποιήθηκε ήταν τύπου EEV με 576 x 380 εικονοστοιχεία με το μέγεθος κάθε εικονοστοιχείου στον ουρανό να αντιστοιχεί σε 0.56 δευτερόλεπτα της μοίρας (arcsec). Ο χρόνος έκθεσης όλων των παρατηρήσεως ήταν 20, 40 και 10 λεπτά για τον UGC 2048, NGC 4013 και IC 2531 αντίστοιχα. Για την μοντελοποίηση του Γαλαξία μας χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από το διαστημικό τηλεσκόπιο COBE (Cosmic Background Explorer) στα 2.2 μm (Misiriotis et al. 2006). Στο πίνακα 3.1 παρουσιάζονται μερικές πληροφορίες των γαλαξιών που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή την διατριβή.

Πίνακας 3.1 Στοιχεία των γαλαξιών που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτήν την διατριβή

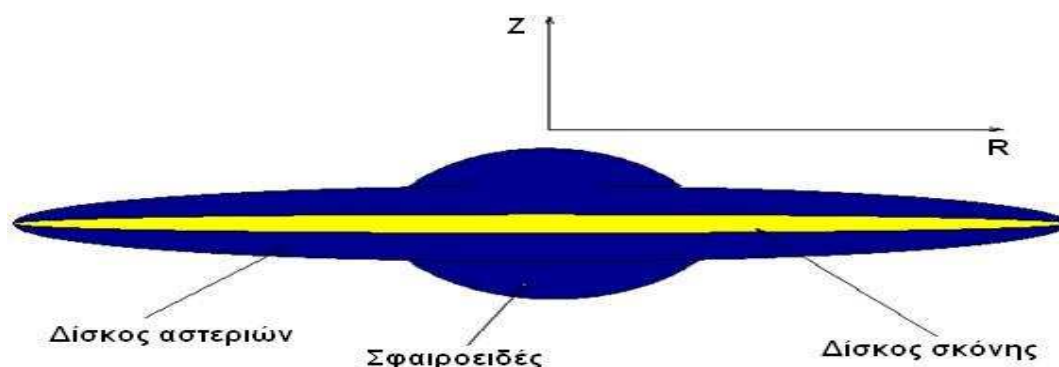
<i>Γαλαξίας</i>	<i>RA₂₀₀₀</i>	<i>DEC₂₀₀₀</i>	<i>Τύπος Hubble</i>
NGC 4013	11:58:34	43:56:18	Sbc
UGC 2048	02:34:22	32:30:10	Sb
IC 2531	09:59:55	-29:37:02	Sb
Milky Way	-	-	Sb

3.3 Μοντέλο διάδοσης ακτινοβολίας

3.3.1 Μοντελοποίηση σπειροειδών γαλαξιών

Η μοντελοποίηση των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών έγινε χρησιμοποιώντας ένα μοντέλο διάδοσης ακτινοβολίας (Xilouris et al. 1997; 1998; 1999). Το μοντέλο αυτό στηρίζεται στην υπόθεση ότι οι γαλαξίες αποτελούνται από τρία ξεχωριστά συμμετρικά μέρη: ένα δίσκο με αστέρια (stellar disk), ένα δίσκο με σκόνη (dust disk)

και ένα σφαιροειδές στο κέντρο του γαλαξία (bulge). Στη παρακάτω εικόνα 3.1 παρουσιάζεται μία καλλιτεχνική αναπαράσταση ενός γαλαξία υπο μεγάλη κλίση.



Εικ 3.1 Καλλιτεχνική αναπαράσταση ενός γαλαξία υπό μεγάλη κλίση.

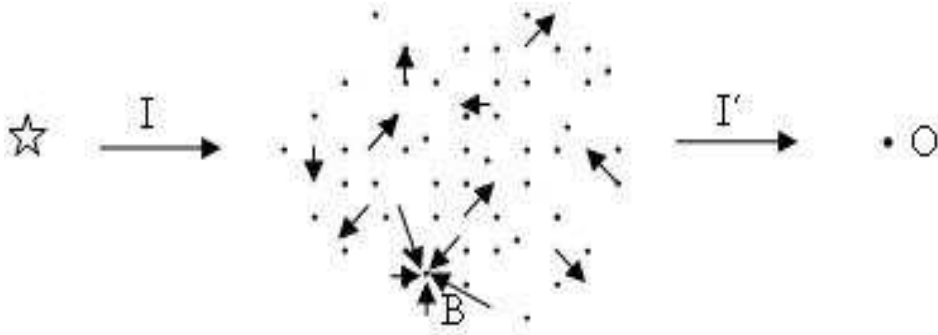
Η συνολική επιφανειακή φωτεινότητα του γαλαξία υπολογίζεται ως το άθροισμα της φωτεινότητας όλων των συμμετρικών όρων που τον απαρτίζουν. Ο υπολογισμός αυτός γίνεται για κάθε ένα εικονοστοιχείο ξεχωριστά, δημιουργώντας μία εικόνα δυο διαστάσεων (ολοκληρώνοντας ένα τρισδιάστατο αντικείμενο κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης). Οι κατανομές της σκόνης και των αστεριών που χρησιμοποιήθηκαν για την μοντελοποίηση των γαλαξιών του δείγματος δίνονται από τις σχέσεις 1.7 και 1.9 αντίστοιχα.

3.3.2 Γενικά χαρακτηριστικά του μοντέλου

Η σκόνη στους γαλαξίες αποτελείται από στερεούς κόκκους ή πιο σπάνια από μόρια και είναι διάσπαρτη σε όλο το μεσοαστρικό χώρο. Τα χημικά στοιχεία τα οποία παρατηρούνται πιο συχνά είναι ο άνθρακας (graphites) και το πυρίτιο (silicate). Η ακτίνα των κόκκων της σκόνης κυμαίνεται από 10^{-3} nm μέχρι και 0.25 nm. Τα υπεριώδη φωτόνια που εκπέμπονται από τα νεαρά αστέρια των γαλαξιών (φασματικού τύπου O ή B) σκεδάζονται (σκέδαση Rayleigh) ή απορροφούνται από τους κόκκους της σκόνης, με αποτέλεσμα να εξασθενούν την ένταση της ακτινοβολίας του εκάστοτε γαλαξία στα οπτικά μέρη του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, επανεκπέμποντας όμως φωτόνια σε μεγαλύτερα μήκη κύματος (υπέρυθρο).

Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε, λαμβάνει υπόψη του την ύπαρξη της σκόνης. Εάν υποθέσουμε την ύπαρξη ενός νέφους σκόνης μεταξύ της φωτεινής πηγής και του παρατηρητή, η σκέδαση που υφίσταται η ακτινοβολία έχει ως αποτέλεσμα την μείωση της έντασής της. Έτσι, ενώ η πηγή εκπέμπει ακτινοβολία

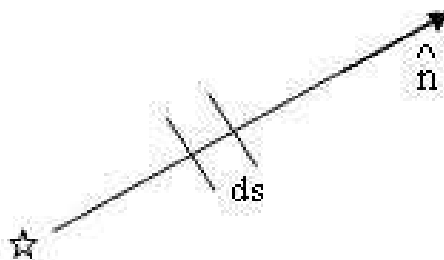
έντασης I , ο παρατηρητής μετράει ένταση I' μικρότερη από την αρχική (εικ. 3.2). Αν ο παρατηρητής ήταν στο σημείο B θα ανίχνευε ακτινοβολία από όλες τις κατευθύνσεις γύρω του παρόλο που η μόνη πηγή ακτινοβολίας είναι το αστέρι στα αριστερά της εικόνας, λόγω της σκέδασης του φωτός στους κόκκους της σκόνης.



Εικ 3.2 Καλλιτεχνική αναπαράσταση της σκέδασης του φωτός μέσα σε ένα νέφος σκόνης.

Επίλυση της εξίσωσης της διάδοσης της ακτινοβολίας τους φωτός.

Η εξίσωση της διάδοσης της ακτινοβολίας του φωτός έχει το ακόλουθο νόημα: Καθώς το φως διανύει μία στοιχειώδη απόσταση ds (εικ 3.3) στην κατεύθυνση \hat{n} , η ένταση του φωτός μειώνεται κατά dI . Η μείωση αυτή ισούται με το άθροισμα της τοπικής εξασθένησης λόγω της σκόνης στο μήκος ds , της έντασης του φωτός που εκπέμπεται σε αυτό το μήκος καθώς και του φωτός που σκεδάστηκε στην διεύθυνση \hat{n} από όλες τις άλλες κατευθύνσεις.



Εικ 3.3 Σχηματική αναπαράσταση της διάδοσης φωτός.

Συνεπώς η εξίσωση που προκύπτει είναι η ακόλουθη:

$$\frac{dI(s, \hat{n})}{ds} = -k_{\text{ext}} I(s, \hat{n}) + \eta_0(s, \hat{n}) + \eta_{\text{scat}}(s, \hat{n}), \quad (3.1)$$

όπου

- s αντιστοιχεί σε μία θέση πάνω στην διεύθυνση διάδοσης του φωτός \hat{n} .
- $\eta_0(s, \hat{n})$ αντιστοιχεί στην ένταση του φωτός που εκπέμπεται από το στοιχειώδες μήκος ds .
- $\eta_{\text{scat}}(s, \hat{n})$ αντιστοιχεί στην ένταση του φωτός λόγω σκέδασης από άλλες διευθύνσεις.
- k_{ext} συντελεστής εξασθένησης του φωτός λόγω σκέδασης.

Γνωρίζοντας τις ποσότητες $\eta_0(s, \hat{n})$, $\eta_{\text{scat}}(s, \hat{n})$ και $k_{\text{ext}}(s, \hat{n})$, η λύση της εξίσωσης είναι εφικτή

$$(3.1) \Rightarrow \frac{dI(s)}{ds} = -k \cdot I(s) + \eta(s) \rightarrow \frac{dI(s)}{-k ds} = I(s) - \frac{1}{k} \eta(s) .$$

Στο σημείο αυτό πρέπει να οριστεί η παράμετρος του οπτικού βάθους των γαλαξιών,²³

$$\tau = \int_0^s k_{\text{ext}} ds , \quad (3.2)$$

Χρησιμοποιώντας την σχέση (3.2) η εξίσωση γίνεται: $\frac{dI(s)}{d\tau} = I(s) - \frac{1}{k} \eta(s) \rightarrow$

$$\frac{dI(s)}{d\tau} - I(s) = -\frac{1}{k} \eta(s) \quad \rightarrow \quad \frac{dI(s)}{d\tau} e^{-\tau} - e^{-\tau} I(s) = -e^{-\tau} \frac{1}{k} \eta(s) \quad \rightarrow$$

$$\frac{d[e^{-\tau(s)} I(s)]}{d\tau} = -e^{-\tau(s)} \frac{1}{k} \eta(s) \quad \rightarrow \quad d[e^{-\tau(s)} I(s)] = -e^{-\tau(s)} \frac{1}{k} \eta(s) d\tau \quad \rightarrow$$

$$d[e^{-\tau(s)} I(s)] = e^{-\tau(s)} \eta(s) ds \rightarrow \int_0^{\tau(s')} d[e^{-\tau(s)} I(s)] = \int_0^{s'} e^{-\tau(s)} \eta(s) ds \quad \rightarrow$$

$$e^{-\tau(s')} I(s') - I(0) = \int_0^{s'} e^{-\tau(s)} \eta(s) ds \quad \rightarrow \quad \frac{I(0) \equiv 0}{\rightarrow}$$

$$I(s') = e^{\tau(s')} \int_0^{s'} e^{-\tau(s)} \eta(s) ds \quad \rightarrow \quad I(s') = \int_0^{s'} e^{\tau(s') - \tau(s)} \eta(s) ds$$

²³ Οπτικό βάθος ορίζεται ως το αντίστροφο της ελεύθερης διαδρομής των φωτονίων, δηλαδή της απόστασης που διανύεται μεταξύ 2 συγκρούσεων.

Αντιστρέφοντας τις διευθύνσεις των n, n' διαμορφώνεται ως εξής η σχέση:

$$I_v(s, \hat{n}) = \int_0^s \eta_v(s', \hat{n}) e^{-\Delta\tau(s, s')} ds', \quad (3.3)$$

Στην εξίσωση (3.3) φαίνεται η εξάρτηση της έντασης του φωτός με την διεύθυνση και η διαφορά του οπτικού βάθους $\Delta\tau(s, s')$ μεταξύ των σημείων s, s' κατά μήκος της διεύθυνσης \hat{n} .

Έχοντας υπολογίσει την ένταση του φωτός από την εξίσωση 3.3 υπολογίζεται επίσης η συνολική ένταση του φωτός σε μία συγκεκριμένη συχνότητα σε ένα συγκεκριμένο σημείο ως το άθροισμα των όρων, ίσο με τον αριθμό των σκεδάσεων:

$$I = I_0 + I_1 + I_2 + \dots + I_v, \quad (3.4)$$

όπου ο όρος I_0 αντιστοιχεί στην ένταση του φωτός που φτάνει στον παρατηρητή χωρίς καμία σκέδαση, ο όρος I_1 αντιστοιχεί στην ένταση του φωτός που σκεδάστηκε μια φορά και ο όρος I_v αντιστοιχεί στην ένταση του φωτός που σκεδάστηκε v φορές, ενώ ο παρατηρητής μπορεί να βρίσκεται είτε μέσα είτε έξω από το νέφος σκόνης. Η προσέγγιση που γίνεται στο σημείο αυτό είναι η εξής: ο λόγος της έντασης του φωτός στην $v+1$ σκέδαση προς την v -οστή σκέδαση είναι ίση με τον λόγο I_1/I_0 (Kylafis & Bahcall 1987). Σύμφωνα με την παραπάνω, κάθε όρος είναι ανάλογος του προηγούμενου:

$$I_{n+1} = I_n \frac{I_1}{I_0}$$

Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι η προσέγγιση αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο στην περίπτωση όπου η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός είναι μικρότερη από την ένταση του φωτός που δεν έχει σκεδαστεί και η σειρά (3.4) γίνεται:

$$I = I_0 + I_1 + I_2 + \dots + I_n + \dots = I_0 \left(1 + \frac{I_1}{I_0} + \frac{I_2}{I_0} + \dots + \frac{I_n}{I_0} + \dots \right) = I_0 \left(1 + \frac{I_1}{I_0} + \left(\frac{I_1}{I_0} \right)^2 + \dots + \left(\frac{I_1}{I_0} \right)^n + \dots \right)$$

$$I = I_0 \frac{1}{1 - (I_1/I_0)}, \quad (3.5)$$

Παρατηρώντας την σχέση (3.5), συμπεραίνουμε ότι η γνώση του λόγου I_1/I_0 , και μόνο αυτού, είναι αρκετή για τον προσδιορισμό την έντασης της ακτινοβολίας I της πηγής.

Για να προσδιοριστούν οι δυο αυτοί όροι, πρέπει η εξίσωση της διάδοσης του φωτός να λυθεί ξεχωριστά. Για τον προσδιορισμό της έντασης του φωτός απευθείας από την πηγή, χωρίς σκέδαση, πρέπει να χρησιμοποιηθούν οι παράγοντες η_{stars} και η_{bulge} ($\eta_{stars} + \eta_{bulge} = \eta_0(s, \hat{n})$, (εξ. 3.1)) ενώ για τον υπολογισμό του I_1 πρέπει να χρησιμοποιηθεί ο παράγοντας η_{scat} , όπου

$$\eta_{scat}(s, \hat{n}) = k_{scat} \int I_0(s, \hat{n}) p(\hat{n}, \hat{n}') \frac{d\Omega'}{4\pi}, \quad (3.6)$$

Η παράμετρος k_{scat} είναι ο συντελεστής σκέδασης, ο οποίος συνδέεται με τον συντελεστή εξασθένησης. Ο παράγοντας $p(\hat{n}, \hat{n}')$ είναι μια συνάρτηση φάσης, η οποία δίνει την πιθανότητα ένα φωτόνιο που κινείται στην κατεύθυνση \hat{n}' να σκεδαστεί στην κατεύθυνση \hat{n} (Henye-Greenstein 1941). Η συνάρτηση $p(\hat{n}, \hat{n}')$ δίνεται από την παρακάτω σχέση, όπου η διευθύνσεις \hat{n} και \hat{n}' έχουν αντικατασταθεί από την μεταξύ τους γωνιά θ :

$$p(\hat{n}, \hat{n}') \equiv p(\cos\theta) = \frac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\theta)^{3/2}}, \quad (3.7)$$

Η σχέση (3.7) εξαρτάται μόνο από την μεταβλητή $\cos\theta$, ενώ η παράμετρος g εκφράζει την ανισοτροπία και εξαρτάται από το μήκος κύματος.

Τελικά, η συνεισφορά από όλες τις διευθύνσεις πρέπει να ληφθεί υπόψη στον συνολικό υπολογισμό της έντασης της ακτινοβολίας σε ένα σημείο $(R, 0, z)$ και αυτό ισούται με την ολοκλήρωση την έντασης της ακτινοβολίας για όλες τις στερεές γωνίες.

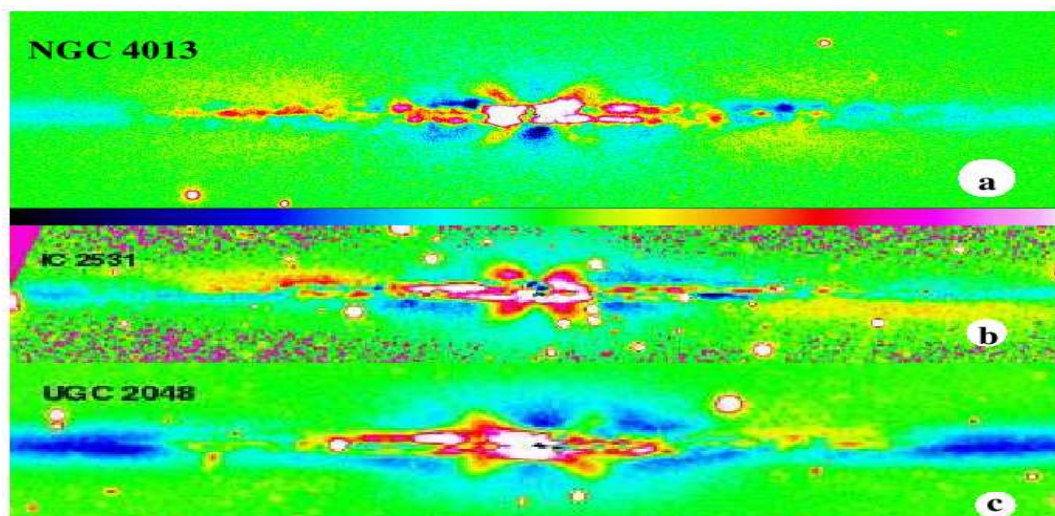
$$f_v(R, z) = \int I_v(R, z, \hat{n}) d\Omega. \quad (3.8)$$

3.3 Μοντελοποίηση ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών.

3.4.1 Εισαγωγή

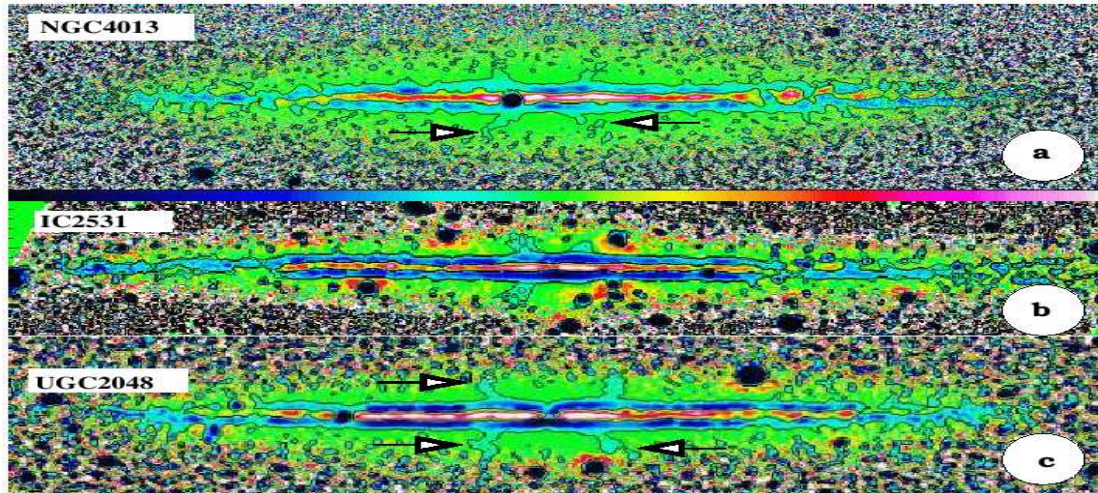
Μια πιο λεπτομερής μελέτη των παραπάνω γαλαξιών έδειξε ότι οι εικόνες παρατήρησης διαφέρουν ελαφρώς από τις εικόνες που προκύπτουν από το μοντέλο (Patsis & Xilouris 2006). Αφαιρώντας τις εικόνες της παρατήρησης από αυτές του μοντέλου αποκαλύφθηκε μια αρκετά αμυδρή δομή σχήματος «X» στην κεντρική τους περιοχή. Οι εικόνες 3.4 και 3.5 (a, b και c) παρουσιάζουν την δομή αυτή για τους τρεις edge-on γαλαξίες (NGC 4013, IC 2531, UGC 2048) εκτελώντας 2 διαφορετικές μεθόδους (αφαίρεση της εικόνας παρατήρησης από την εικόνα του μοντέλου (3.4) και της τεχνικής 'unsharp masking'²⁴ (3.5)).

Η ύπαρξη των δομών αυτών ήταν ήδη γνωστή από δυναμικά μοντέλα τροχιών (Patsis et al. 2002, 2003). Οι εικόνες 3.6 (a και b) δείχνουν δύο περιπτώσεις ράβδων που εμφανίζουν δομές σχήματος «X» και έχουν προκύψει από δυναμικά μοντέλα. Το προφίλ των εικόνων αυτών είναι υπό μεγάλη κλίση.

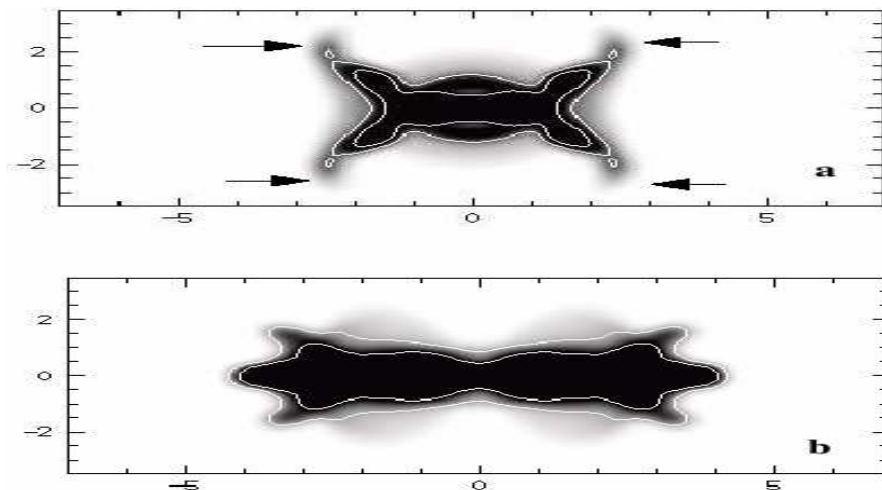


Εικ 3.4 Η τελική εικόνα των γαλαξιών (a) NGC 4013, (β) IC2531 και (c) UGC2048 μετά την αφαίρεση της εικόνας του μοντέλου από την εικόνα παρατήρησης.

²⁴ Στην τεχνική 'unsharp masking' δημιουργούμε πιο ομαλές εικόνες παρατήρησης (gaussian smoothing), ώστε να τονίσουμε τις αμυδρές δομές που υπάρχουν στο γαλαξία, και αφαιρώντας, στη συνέχεια, τις νέες αυτές εικόνες από τις εικόνες παρατήρησης να μπορέσουμε να τις ανιχνεύσουμε (εικ 3.5).



Εικ 3.5 Η τελική εικόνα των γαλαξιών (α) NGC 4013, (β) IC2531 και (γ) UGC2048 μετά την τεχνική 'unsharp masking' και την αφαίρεση της νέας εικόνας από την παλαιά.



Εικ 3.6 Ράβδος αστέρων και δομές σχήματος «X» από τα δυναμικά μοντέλα τροχιών.

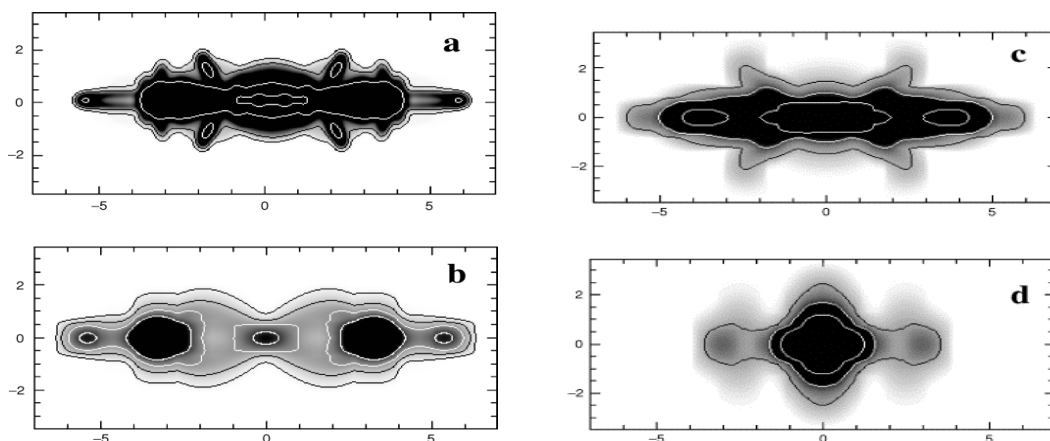
Πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι οι σπειροειδείς γαλαξίες με σφαιροειδές τύπου κουτιού/ φουσκιού εμφανίζουν στην πλειοψηφία τους δομές σχήματος X (Combes & Sanders 1981; Pfenniger 1984,1985; Combes, Debbsch, Friedli et. al 1990; Pfenniger, Friedli 1991; Raha, Sellwood, James et. al 1991; Kuijken & Merrifield 1995; Bureau & Freeman 1999). Το 45% των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών με μεγάλη κλίση έχουν αυτού του είδους τις δομές στο εσωτερικό τους (Lutticke, Dettmar & Pohlen 2000).

Η παρατηρησιακή μελέτη της ράβδου στους σπειροειδείς γαλαξίες γίνεται κυρίως σε γαλαξίες με μικρή κλίση (face-on). Οι μελέτες αυτές έδειξαν ότι η ράβδος περιγράφεται ικανοποιητικά από την εξίσωση (εξ. 1.11). Στην περίπτωση των γαλαξιών με μεγάλη κλίση δεν υπάρχει καμία συνάρτηση που να περιγράφει την κατανομή φωτός της ράβδου στον z άξονα. Η μόνη θεωρητική συνάρτηση στις τρεις διαστάσεις είναι το δυναμικό του Ferrer (εξ. 1.10).

3.4.2 Ράβδος αστεριών σε γαλαξίες με μεγάλη κλίση (edge-on)

Σύμφωνα με τα δυναμικά μοντέλα των τροχιών, η ράβδος αποτελείται από ένα άθροισμα χαοτικών τροχιών αστεριών (Patsis et al. 2002 & 2003). Η δομή σχήματος «X» δημιουργείται στο κέντρο των γαλαξιών μέσα στο εσωτερικό του σφαιροειδούς σχήματος ενός κουτιού (boxy bulge) κυρίως λόγω της οικογένειας τροχιών $x1v1$. Οι εικόνες (3.7) δείχνουν μερικές περιπτώσεις ράβδων που έχουν προκύψει από δυναμικά μοντέλα με μεγάλη κλίση.

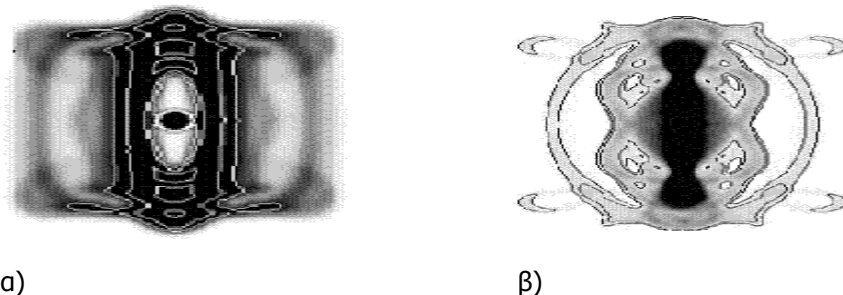
Η ύπαρξη των δομών σχήματος «X» δεν είναι πάντα εμφανής, ιδιαίτερα στις περιπτώσεις ράβδων (b) και (d), αλλά είναι εμφανής στις περιπτώσεις (a) και (c) όπου η μορφολογία της δομής «X» είναι διαφορετική καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι εξαρτάται και από τις διαστάσεις τις ράβδου και του σφαιροειδούς.



Εικ 3.7 Περιπτώσεις ράβδων από δυναμικά μοντέλα με μεγάλη κλίση.

3.4.3 Ράβδος αστέρων σε γαλαξίες με μικρή κλίση (face-on)

Στην εικόνα 3.8 (a και b) παρουσιάζονται δύο περιπτώσεις ράβδων με μικρή κλίση όπως έχουν προκύψει από τα δυναμικά μοντέλα τροχιών.



Εικ 3.8 Περιπτώσεις ράβδων αστεριών από δυναμικά μοντέλα υπό μικρή κλίση.

Το ελλειπτικό σχήμα την ράβδου είναι εμφανές, κυρίως στην κεντρική περιοχή ενώ στη συνέχεια παίρνει πιο τετραγωνοποιημένη μορφή. Αυτό είναι σε πλήρη συμφωνία με τα αποτελέσματα από παρατηρήσεις σε ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες με μικρή κλίση όπου ο εκθέτης c (σχέση 1.11) καθορίζει την μορφολογία της ράβδου (βλ. § 1.3.5.5).

3.5 Διαγνωστικά της ράβδου

Η συνάρτηση που θα είναι επαρκής και ικανή να περιγράψει την ράβδο των αστεριών στους γαλαξίες θα πρέπει να συμφωνεί πλήρως με τα αποτελέσματα που έχουν προκύψει από τις παρατηρήσεις γαλαξιών (υπό μικρή ή υπό μεγάλη κλίση).

- 1. γαλαξίες με μικρή κλίση: θα πρέπει να ικανοποιεί την εξίσωση (1.11) (Athanasoula 1990)**
- 2. γαλαξίες με μεγάλη κλίση: θα πρέπει να δημιουργούνται οι δομές σχήματος «X» (Patsis & Xilouris 2006)**

Η πρώτη συνάρτηση που μελετήθηκε ήταν ελλειψοειδής τύπου Ferrer (εξ 1.10), η οποία βρίσκεται σε συμφωνία με τα παρατηρησιακά αποτελέσματα για την περίπτωση των γαλαξιών με μικρή κλίση. Παρόλα αυτά, ήταν αδύνατη η δημιουργία των δομών X. Η επόμενη συνάρτηση που χρησιμοποιήθηκε για την περιγραφή της ράβδου ήταν υπερβολοειδής του τύπου:

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 - \left(\frac{z}{d}\right)^2 = 1 \quad (3.9)$$

όπου

- a είναι ο μεγάλος άξονας της ράβδου (το μήκος)
- b είναι ο μικρός άξονας της ράβδου (το πλάτος)
- d είναι το ύψος της ράβδου

η οποία ικανοποιεί και την ελλειπτική μορφή της ράβδου στους γαλαξίες με μικρή κλίση, όπως και την δημιουργία των δομών σχήματος «X». Παρόλο που η εξ. (3.9) ικανοποιεί τα παρατηρησιακά δεδομένα, τελικά χρησιμοποιήθηκε μία πιο γενική συνάρτηση στην οποία ο εκθέτης c και η ελλειπτικότητα ε της ράβδου είναι συναρτήσεις της απόστασης από το κέντρο του γαλαξία (εξ. 3.10) (Athanassoula et al. 1990) (βλ. § 1.3.5.5)

$$\left(\frac{x}{a}\right)^c + \left(\frac{y}{b}\right)^c - \left(\frac{z}{d}\right)^2 = 1 \quad (3.10)$$

Η συνάρτηση του εκθέτη c(R), όπως και της ελλειπτικότητας ε(R) προσδιορίστηκαν σύμφωνα με τα διαγράμματα 1.54 (Athanassoula 1990) ενώ οι σχέσεις που προέκυψαν είναι:

$$c(x/a) = 2 \times \sqrt[8]{(1 + 1.75^8 \cdot (x/a)^8)} \quad (3.11)$$

$$\varepsilon(x/a) = 0.8 \times \sqrt[4]{(1 - 0.96^4 \cdot (x/a)^4)} \quad (3.12)$$

Στην συνέχεια έχοντας ορίσει πλήρως όλες τις παραμέτρους της συνάρτησης για την περιγραφή της ράβδου, μελετήθηκε ο τρόπος αλλαγής της μορφολογίας της ράβδου μεταβάλλοντας τις τιμές των παραμέτρων που την περιγράφουν όπως: το μήκος της ράβδου (ή ο μισός μεγάλος άξονας της έλλειψης), το ύψος της ράβδου, οι γωνίες παρατήρησης φ (inclination angle) και η γωνία θέσης θ (position angle)).

Η επιφανειακή λαμπρότητα της ράβδου δίνεται από την σχέση:

$$\text{bar} = \left[\left(\frac{x}{a} \right)^c + \left(\frac{y}{b} \right)^c - \left(\frac{z}{c} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.13)$$

$$L = L_o \cdot e^{-\frac{z}{z_{s,\text{bar}}}} \cdot (1 - \text{bar}^2)^2, \quad (3.14)$$

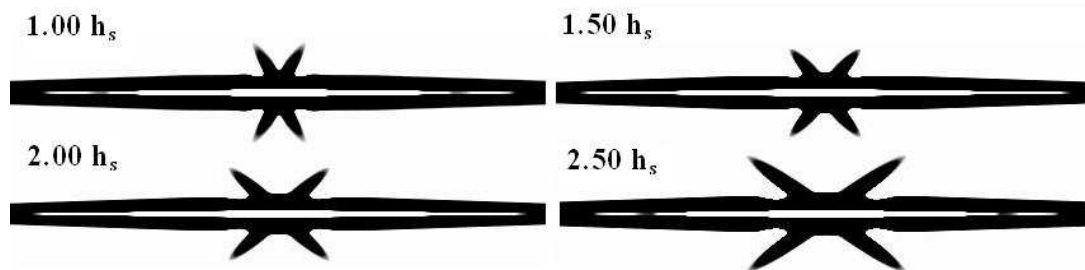
όπου L_o είναι η επιφανειακή λαμπρότητα στο κέντρο της ράβδου.

Στην συνέχεια, προσομοιώνοντας ένα τυπικό ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία, μελετήθηκε πως μορφολογίας του γαλαξία και της ράβδου αλλάζοντας τις τιμές των παραμέτρων της όπως το ύψος, το μήκος, οι γωνίες θέσεως και οι γωνίες κλίσης.

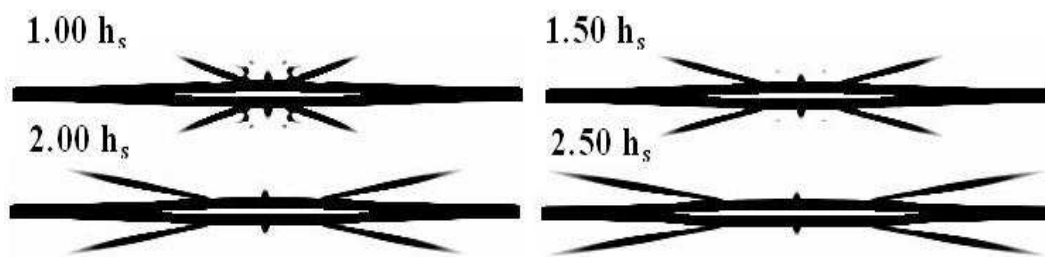
3.5.1 Μήκος της ράβδου

Αλλάζοντας το μήκος της ράβδου επηρεάζεται και η μορφολογία της δομής «X». Δηλαδή, όσο μεγαλύτερη είναι η ράβδος τόσο μεγαλώνει η δομή «X». Οι παρακάτω εικόνες παρουσιάζουν την μορφολογία της δομής σχήματος «X» όπως προέκυψε από το μοντέλο για διαφορετικά μήκη ράβδου, έχοντας χρησιμοποιήσει την τεχνική “unsharp masking” ώστε να είναι εμφανής η δομή αυτή.

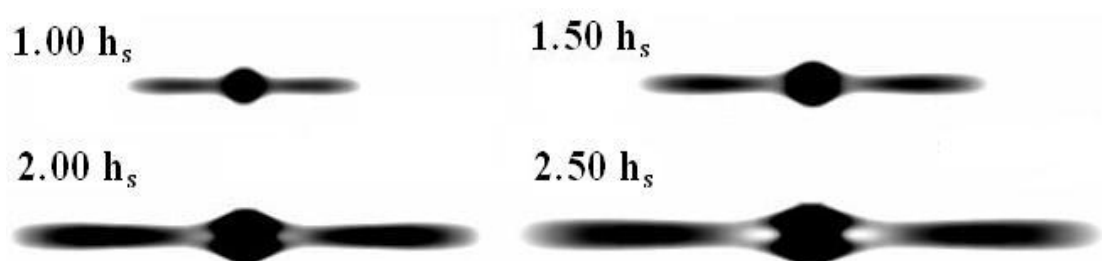
Πρέπει να αναφερθεί ότι επειδή το ύψος της ράβδου παραμένει σταθερό, η ελλειπτικότητα της υπερβολής ($\epsilon=1-b/a$) αυξάνει όσο μεγαλύτερη είναι η ράβδος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, η δομή να γίνεται πιο επίπεδη και πιο ανοιχτή. Επίσης, τα αποτελέσματα είναι τα ίδια στην παρατήρηση του μικρού και του μεγάλου άξονα της ράβδου. Η βασική διαφορά βρίσκεται στο ότι στην δεύτερη περίπτωση η δομή είναι πιο επίπεδη και μεγαλύτερη σε σχέση με την πρώτη.



Εικ 3.9 Η μορφολογία της δομής σχήματος «X» για διαφορετικές τιμές του μήκους της ράβδου, παρατηρώντας το μικρό άξονα της ράβδου.



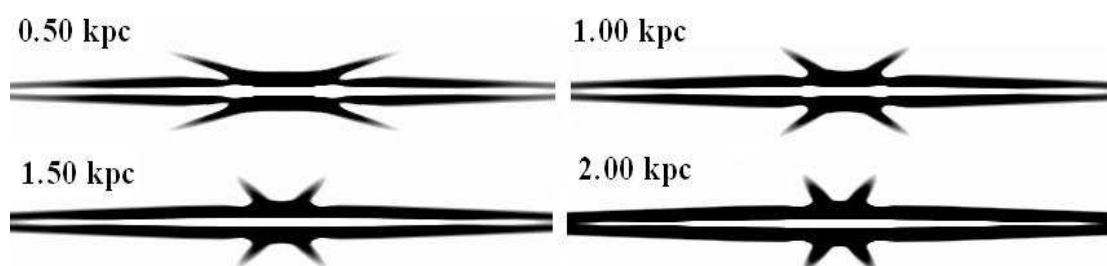
Εικ 3.10 Η μορφολογία της δομής σχήματος «X» για διαφορετικές τιμές του μήκους της ράβδου, παρατηρώντας το μεγάλο άξονα της ράβδου.



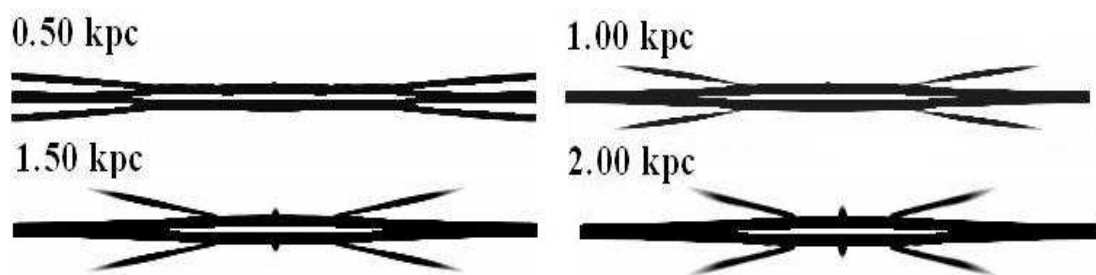
Εικ 3.11 Η μορφολογία της δομής σχήματος «X» για διαφορετικές τιμές του μήκους της ράβδου, παρατηρώντας την ράβδο υπό μεγάλη κλίση.

3.5.2 Ύψος της ράβδου

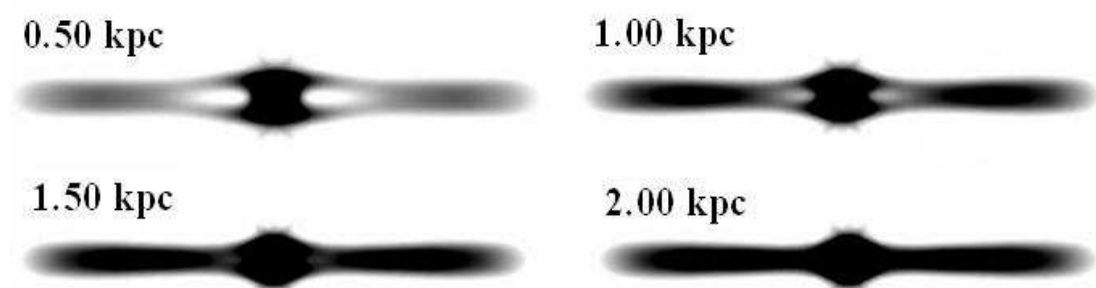
Στην συνέχεια, αλλάζοντας το ύψος της ράβδου και διατηρώντας σταθερό το μήκος της, μελετήθηκε πώς αλλάζει η μορφολογία της δομής «X». Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω η ελλειπτικότητα της υπερβολής μεγαλώνει ανάλογα με το ύψος της ράβδου, με αποτέλεσμα η δομή «X» να γίνεται πιο κατακόρυφη και ταυτόχρονα μικρότερη (εικ. 3.12 και 3.13). Μελετώντας την ράβδο υπό μικρή κλίση, δεν παρατηρείται καμία αλλαγή στη μορφολογία της ράβδου, εκτός από την ένταση της ακτινοβολίας της (εικ. 3.14).



Εικ 3.12 Η μορφολογία της δομής σχήματος «X» για διαφορετικές τιμές του ύψους της ράβδου, παρατηρώντας το μικρό άξονα της ράβδου.



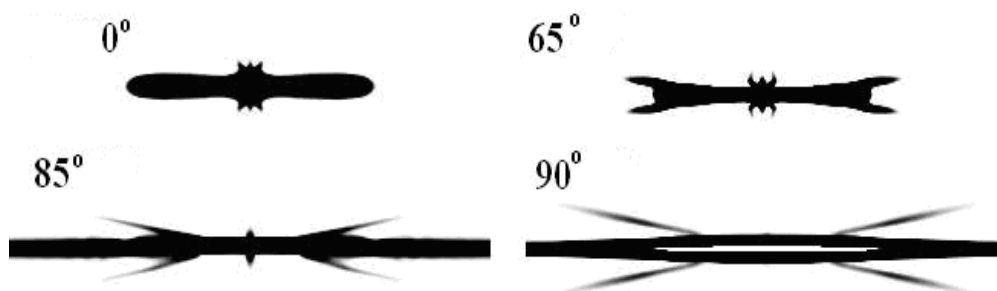
Εικ 3.13 Η μορφολογία της δομής σχήματος «X» για διαφορετικές τιμές του ύψους της ράβδου, παρατηρώντας το μεγάλο άξονα της ράβδου.



Εικ 3.14 Η μορφολογία της δομής σχήματος «X» για διαφορετικές τιμές του ύψους της ράβδου, παρατηρώντας την ράβδο υπό μεγάλη κλίση.

3.5.3 Γωνία κλίσης (inclination angle)

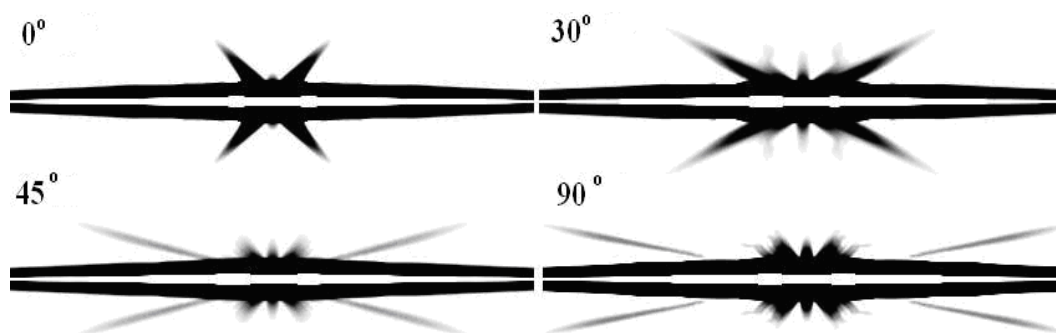
Η επόμενη παράμετρος που μελετήθηκε είναι η γωνία κλίσης του γαλαξία. Αλλάζοντας την γωνία κλίσης (0° , 65° , 85° και 90°) προκύπτει ότι η δομή σχήματος «X» μπορεί να παρατηρηθεί μόνο για γωνίες μεγαλύτερες από 60° .



Εικ 3.15 Η μορφολογία της δομής σχήματος «X» για διαφορετικές τιμές της γωνίας κλίσης του γαλαξία.

3.5.4 Γωνία θέσης (position angle)

Η τελευταία παράμετρος η οποία επηρεάζει την μορφολογία της ράβδου και της δομής «X» είναι η γωνία θέσης γύρω από τον κάθετο άξονα-z. Στην περίπτωση που δεν ληφθεί υπόψη η ράβδος των αστεριών, οι γαλαξίες εμφανίζουν συμμετρία γύρω από τον άξονα-z. Η ύπαρξη όμως του μη αξι-συμμετρικού όρου της ράβδου, έχει ως αποτέλεσμα να χαθεί η συμμετρία αυτή. Στη παρακάτω εικόνα (3.16) φαίνεται πως αλλάζει η μορφολογία της δομής «X» καθώς αλλάζει η γωνία θέσεως (0° , 30° , 45° και 90°), περιστρέφοντας νοητά το γαλαξία γύρω από ένα κάθετο άξονα. Η δομή γίνεται μεγαλύτερη και πιο απότομη μεγαλώνοντας την γωνία. Η προβολή του μήκους της ράβδου μεγαλώνει, ενώ ταυτόχρονα αυξάνει και η ελλειπτικότητα της ράβδου. Επιπλέον, παρατηρείται ότι η δομή «X» γίνεται όλο και πιο αμυδρή καθώς παρατηρείται από τις 0° ως τις 90° . Το μήκος της ευθείας παρατήρησης (line of sight) στο οποίο γίνεται η ολοκλήρωση του φωτός για να υπολογιστεί η ένταση της ράβδου σε κάθε ένα εικονοστοιχείο, μειώνεται, με αποτέλεσμα η δομή να γίνεται όλο και πιο αμυδρή.



Εικ 3.16 Η μορφολογία της δομής σχήματος «X» για διαφορετικές τιμές της γωνίας θέσης.

3.6 Εφαρμογή του μοντέλου σε πραγματικούς γαλαξίες

Έχοντας μελετήσει πως εξαρτάται η μορφολογία της ράβδου από τις τιμές των παραμέτρων που αναφέρθηκαν παραπάνω, το επόμενο βήμα είναι η εφαρμογή του μοντέλου σε πραγματικούς γαλαξίες (NGC 4013, UGC 2048, IC 2531 και τον Γαλαξία μας). Οι τέσσερις αυτοί γαλαξίες έχουν ήδη μελετηθεί χρησιμοποιώντας το ίδιο μοντέλο διάδοσης ακτινοβολίας χωρίς όμως να συμπεριλαμβάνεται και ο όρος της ράβδου (Xilouris et al. 1997,1998, 1999, Misiriotis et al. 2006). Οι πίνακες 3.2 και 3.3 παρουσιάζουν τις καλύτερες τιμές των παραμέτρων που προέκυψαν για κάθε γαλαξία.

Έχοντας, ως δεδομένα, τις τιμές των παραμέτρων καθενός γαλαξία και εισάγοντας στο μοντέλο τον νέο όρο της ράβδου έγινε προσπάθεια ταύτισης των δομών σχήματος «X» μεταξύ παρατήρησης και μοντέλου.

Πίνακας 3.2 Τιμές των παραμέτρων του γαλαξία NGC 4013 και UGC 2048.

Για την περιγραφή του σφαιροειδούς του γαλαξία χρησιμοποιήθηκε η κατανομή $R^{1/4}$.

Παράμετροι	NGC 4013	UGC 2048	Μοναδες
$I_{\text{δίσκος}}$	19.08	19.36	mag/ arcsec ²
z_s	0.22	0.93	kpc
h_s	1.94	11.0	kpc
$I_{\text{σφαιροειδές}}$	11.73	9.62	mag/ arcsec ²
R_e	1.42	1.69	kpc
b/a	0.44	0.45	-
τ_{λ}^f	0.67	0.52	-
z_d	0.13	0.59	kpc
h_d	2.45	16.2	kpc
θ	89.7	89.6	Μοίρες
φίλτρο	V	V	
απόσταση	11.6	63	Mpc
pixel size	0.39	0.39	arcsec/pixel

Πίνακας 3.3 Τιμές των παραμέτρων του γαλαξία IC2531 και του γαλαξία μας.

Για την περιγραφή του σφαιροειδούς του γαλαξία χρησιμοποιήθηκε η κατανομή $R^{1/4}$.

Παράμετροι	IC2531	Γαλαξίας μας	Μοναδες
$I_{\text{δίσκος}}$	19.48	14.50	mag/ arcsec ²
z_s	0.40	0.08	kpc
h_s	5.22	3.00	kpc
$I_{\text{σφαιροειδές}}$	11.85	12.00	mag/ arcsec ²
R_e	1.23	0.61	kpc
b/a	0.65	0.68	-
τ_{λ}^f	0.30	0.33	-
z_d	0.23	0.05	kpc
h_d	8.18	5.00	kpc
θ	89.6	90.0	Μοίρες
φίλτρο	V	V	
απόσταση	22	0.008	Mpc
pixel size	0.56		arcsec/pixel

Στις επόμενες ενότητες αναφέρονται λεπτομερέστερα τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για κάθε ένα γαλαξία ξεχωριστά παρουσιάζοντας ταυτόχρονα τις εικόνες των γαλαξιών και της ράβδου τους για κάθε μία γωνία θέσεως. Όσον αφορά στις τιμές των παραμέτρων της ράβδου (γωνία θέσεως, μήκος ράβδου) διαπιστώνεται ότι εκφυλίζονται, δηλαδή διαφορετικές τιμές των παραμέτρων της ράβδου σε

συνδυασμό με τις παραμέτρους του γαλαξία μπορούν να σου δώσουν παραπλήσιες εικόνες του γαλαξία.

3.6.1 Μοντελοποίηση του γαλαξία NGC 4013

Ο γαλαξίας αυτός έχει χαρακτηριστεί ως τύπου Sbc και η απόσταση του από τον δικό μας γαλαξία έχει υπολογιστεί ίση με 11.6 Mpc (Bottema 1995), ενώ το φαινόμενο μέγεθος του στο B φίλτρο είναι ίσο με -18 mag. Οι παρατηρήσεις του γαλαξία αυτού στην γραμμή εκπομπής 21 εκ. του μοριακού υδρογόνου έδειξαν ένα ισχυρά παραμορφωμένο δίσκο αερίων, ενώ σύμφωνα με τις οπτικές παρατηρήσεις η κατανομή των αστερών στο δίσκο δεν εμφανίζει καμία παραμόρφωση (Bottema 1995, 1996)

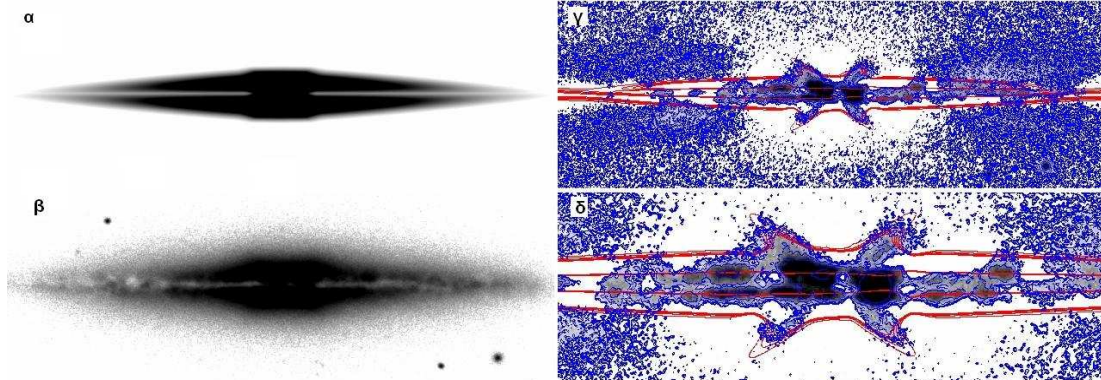
Στον πίνακα 3.4 παρουσιάζονται οι τιμές των παραμέτρων της ράβδου του γαλαξία NGC 4013 για τις οποίες έχει επιτευχθεί η καλύτερη δυνατή ταύτιση της δομής «X» μεταξύ μοντέλου και παρατήρησης για διαφορετικές γωνίες θέσεως.

Πίνακας 3.4 Τιμές των παραμέτρων της ράβδου του γαλαξία NGC 4013 για διαφορετικές γωνίες θέσεως.

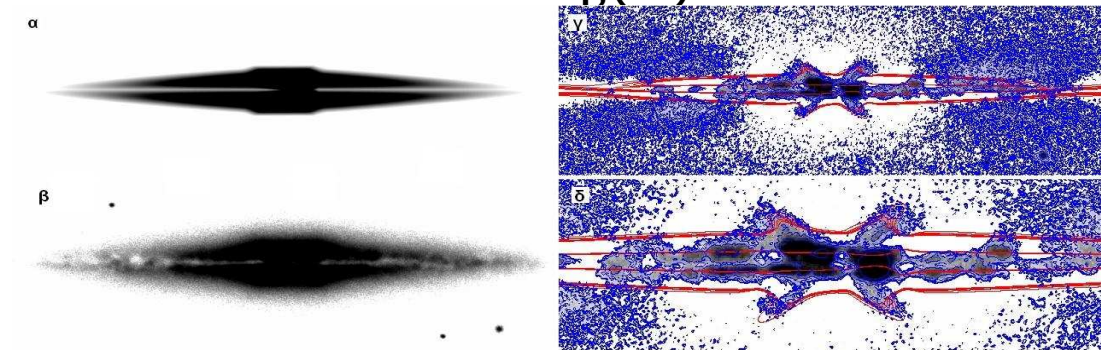
<i>L</i>	<i>length h_s</i>	<i>length(kpc)</i>	<i>height (kpc)</i>	<i>z_{s,bar} (kpc)</i>	<i>γωνία θ (μοίρες)</i>
16.50	2.50	4.88	0.85	0.10	0
15.95	1.50	2.91	0.85	0.12	15
14.80	1.15	2.23	0.95	0.11	25
14.75	1.00	1.94	0.90	0.11	30
14.00	0.75	1.46	1.00	0.13	45
14.50	0.60	1.17	1.05	0.17	90

Σύμφωνα με τον παραπάνω πίνακα παρατηρώντας τον γαλαξία σε γωνίες θέσης από 0° έως 90° το μήκος της ράβδου μειώνεται, προκειμένου να επιτευχθεί όσο το δυνατόν καλύτερη ταύτιση μεταξύ των δομών «X» του μοντέλου και της παρατήρησης, ενώ ταυτόχρονα το ύψος της ράβδου παραμένει σχετικά σταθερό. Στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζονται, (α) η εικόνα του γαλαξία NGC 4013 όπως προκύπτει από το μοντέλο, (β) η παρατηρησιακή εικόνα του γαλαξία στο φίλτρο V, (γ) η κατάλληλα επεξεργασμένη εικόνα του γαλαξία ώστε να εμφανιστούν οι δομές «X» (τεχνική "unsharp masking", όπου τα contours με μπλε χρώμα αναφέρονται στην παρατήρηση ενώ τα contours με κόκκινο χρώμα αναφέρονται στο μοντέλο), (δ) η μεγέθυνση της εικόνας (γ) και της δομής «X».

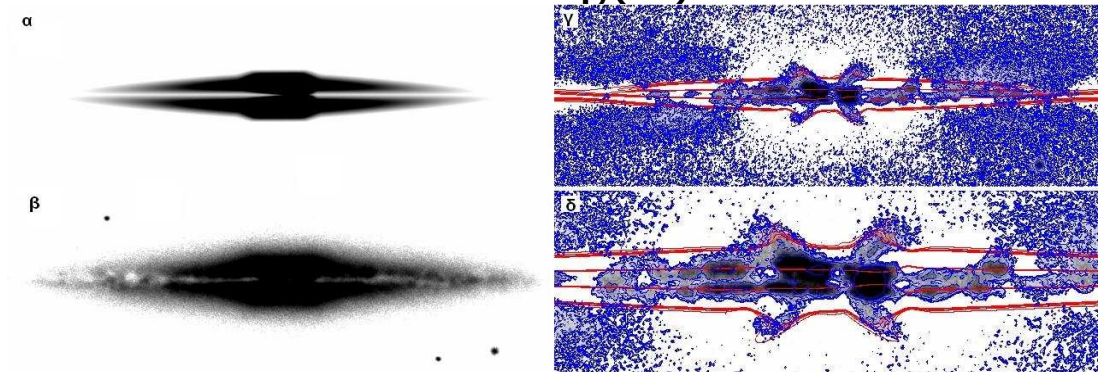
Γωνία θέσης (0°)



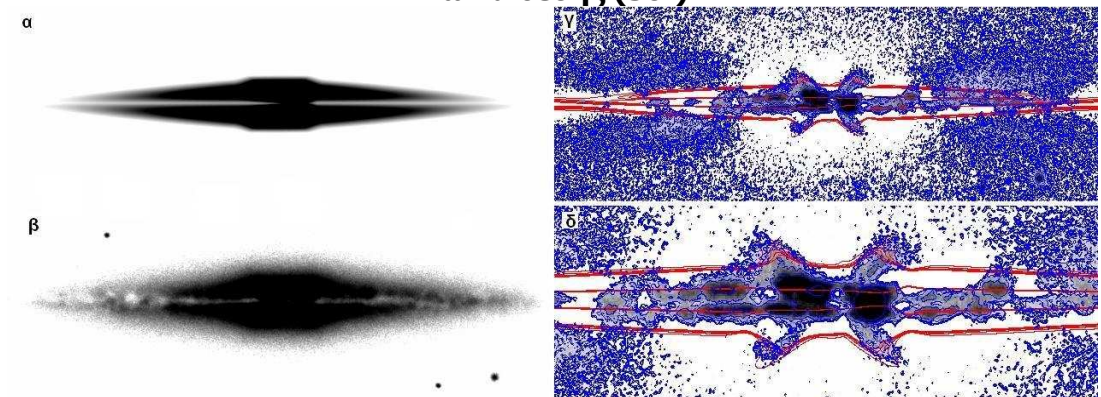
Γωνία θέσης (15°)

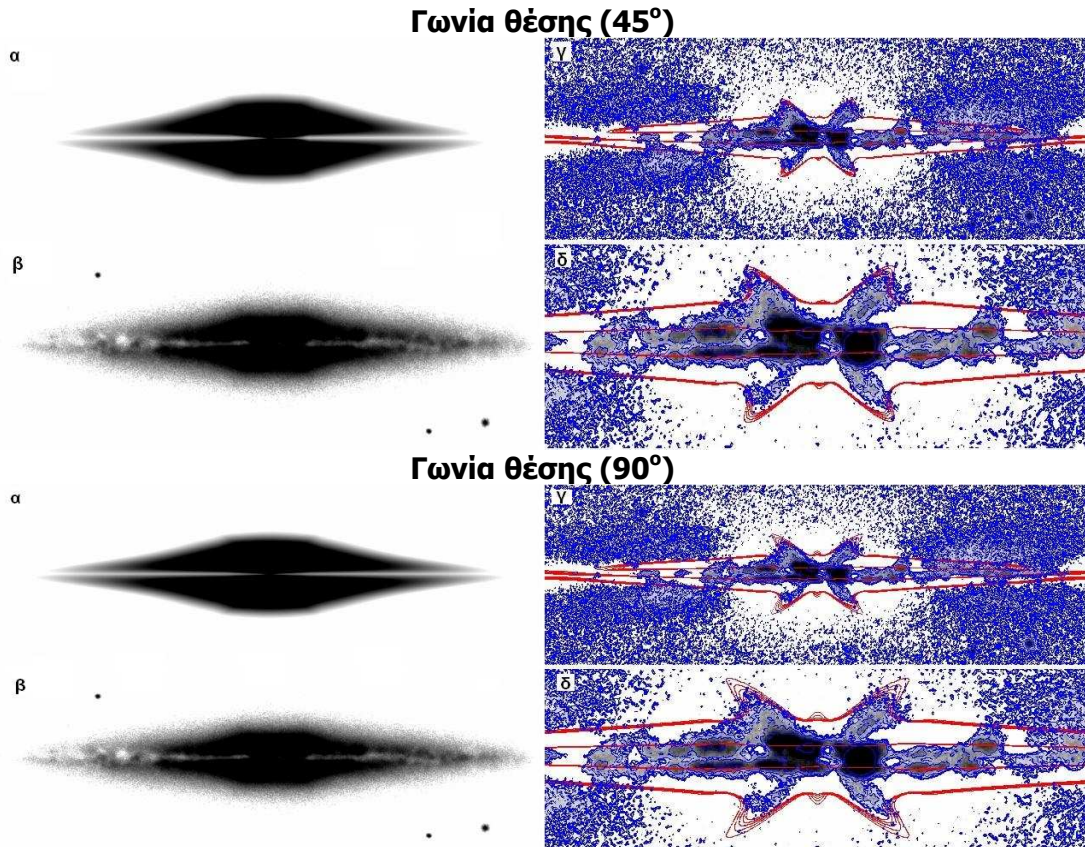


Γωνία θέσης (25°)



Γωνία θέσης (30°)

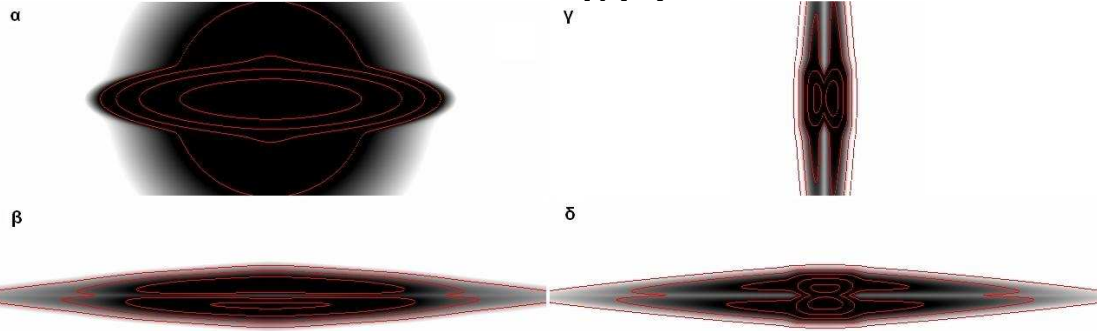




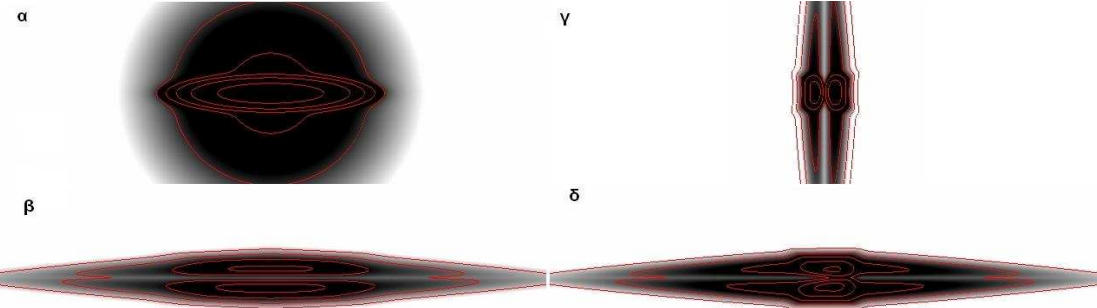
Εικ7.17 α) Η εικόνα που προέκυψε από το μοντέλο για τον γαλαξία NGC 4013, β) Η εικόνα παρατήρησης, γ) Η εικόνα που προέκυψε χρησιμοποιώντας την τεχνική unsharp masking, δ) μεγέθυνση της εικόνας γ.

Από το σύνολο των εικόνων προκύπτει ότι για κάθε γωνία παρατήρησης, η προσομοίωση του γαλαξία συμφωνεί αρκετά με την παρατήρηση. Η δημιουργία σφαιροειδούς του τύπου κουτιού/φυστικού είναι επίσης δυνατή μέσω των εξισώσεων (3.13) και (3.14) οι οποίες περιγράφουν την τρισδιάστατη δομή της ράβδου, ενώ όσον αφορά την δομή «X» η ταύτιση με τα παρατηρησιακά δεδομένα είναι αρκετά ικανοποιητική για όλες τις γωνίες θέσης. Στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζεται πως θα ήταν ο γαλαξίας NGC 4013, αν μπορούσε να παρατηρηθεί α) υπό μικρή κλίση, β) υπό μεγάλη κλίση κάθετα στο μικρό άξονα της ράβδου και γ) υπό μεγάλη κλίση κάθετα στο μεγάλο άξονα της ράβδου. Η εικόνα (δ) παρουσιάζει τον γαλαξία στην εκάστοτε γωνία θέσης, ώστε να γίνει εμφανής η σημασία της παραμέτρου αυτής.

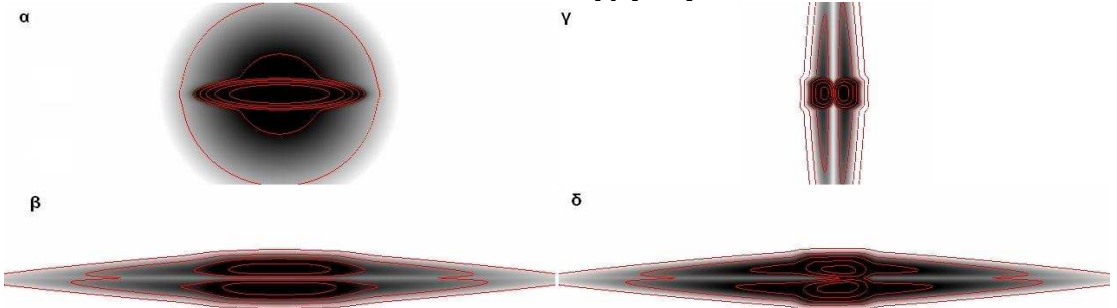
Γωνία θέσης (0°)



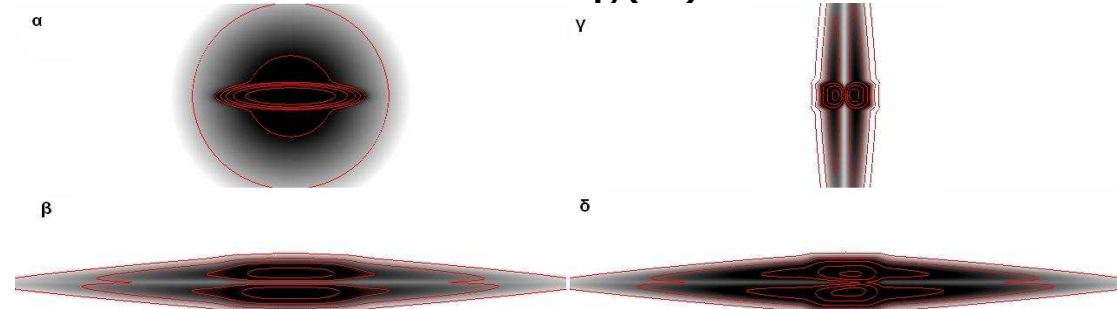
Γωνία θέσης (15°)



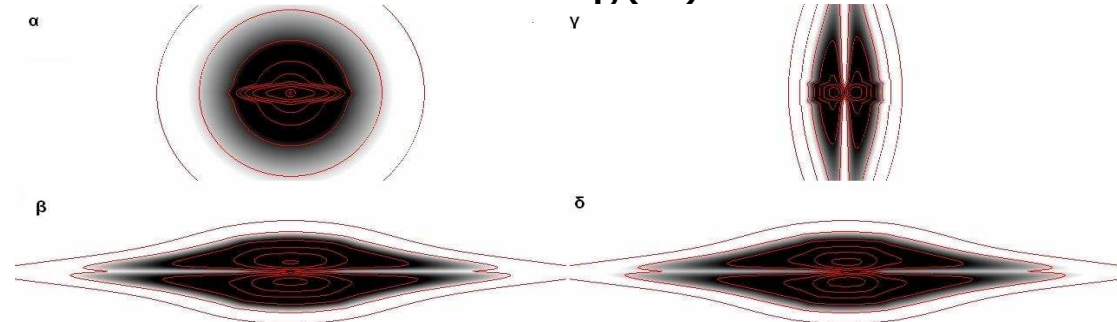
Γωνία θέσης (25°)

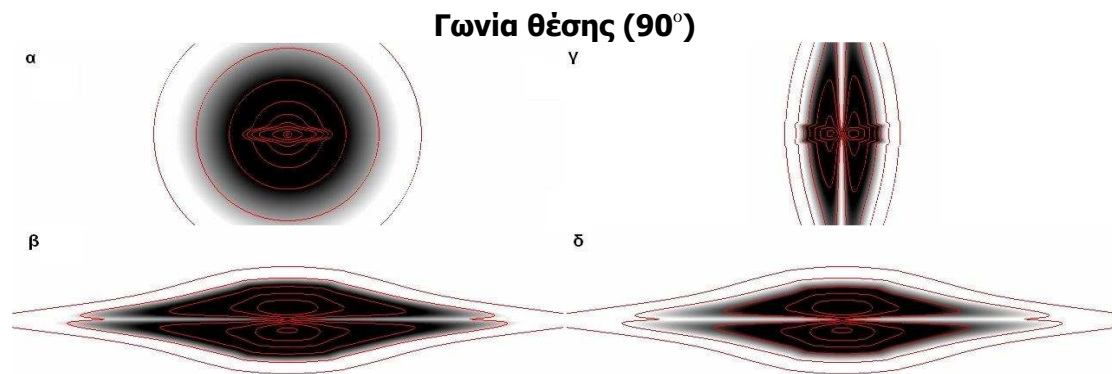


Γωνία θέσης (30°)



Γωνία θέσης (45°)





Εικ 3.18 Εικόνες που προέκυψαν από το μοντέλο για τον γαλαξία NGC 4013 α) υπό μικρή γωνία κλίσης, β) υπό μεγάλη γωνία κλίσης παρατηρώντας το μεγάλο άξονα της ράβδου, γ) υπό μεγάλη γωνία κλίσης παρατηρώντας το μικρό άξονα της ράβδου, δ) υπο μεγάλη γωνία κλίσης για την εκάστοτε γωνίας θέσης.

3.6.2 Μοντελοποίηση του γαλαξία UGC 2048

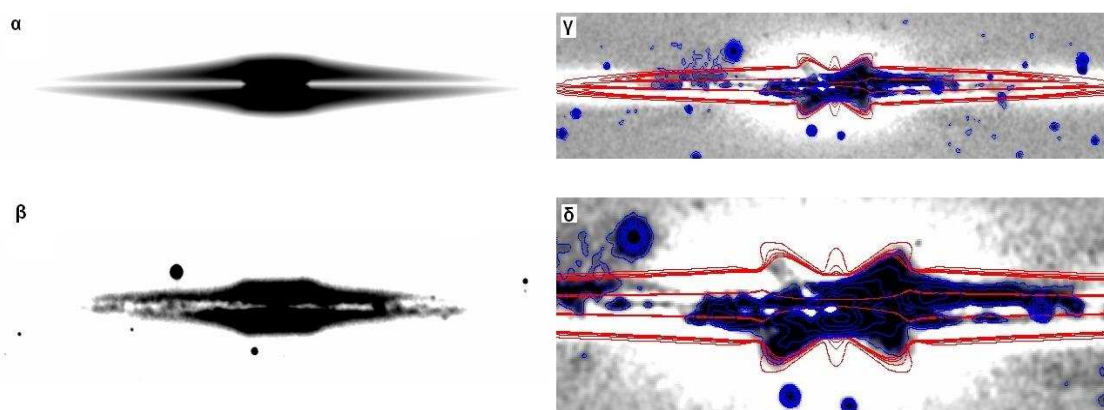
Ο γαλαξίας UGC 2048 έχει χαρακτηριστεί ως τύπου Sb και η απόστασή του είναι 63 Mpc (Gourgoulhon et al. 1992). Ο πίνακας 3.5 δίνει τις τιμές των παραμέτρων για την ράβδο. Σύμφωνα με στατιστικές μελέτες, έχει προσδιοριστεί ότι το μέγιστο μήκος της ράβδου είναι περίπου 10 kpc (βλέπε § 1.3.4). Επομένως, εφόσον το μήκος της ράβδου του γαλαξία UGC 2048 έχει προσδιοριστεί πολύ μεγαλύτερο από το μέγιστο αυτό όριο, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η απόσταση του γαλαξία αυτού έχει υπερεκτιμηθεί (Χιλουρίσ et al. 1997). Υποθέτοντας απόσταση ίση με 31.5 Mpc (Χιλουρίσ et al. 1997), το μήκος της ράβδου ισούται με το μισό για κάθε γωνία θέσης και επομένως βρίσκεται μέσα στα όρια των στατιστικών μελετών, επιβεβαιώνοντας ότι η πραγματική απόσταση του γαλαξία αυτού είναι 31.5 Mpc.

Πίνακας 3.5 Τιμές των παραμέτρων της ράβδου για τον UGC 2048 για διαφορετικές γωνίες θέσης.

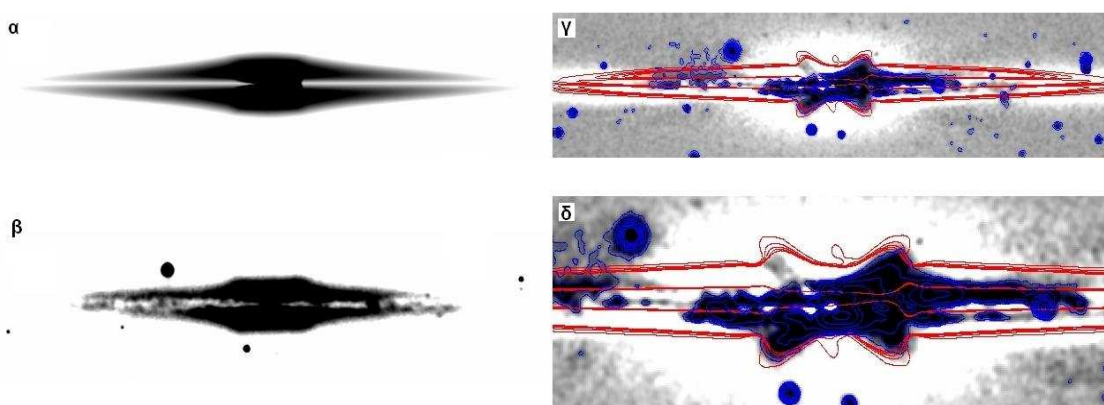
<i>L</i>	<i>length</i> h_s	<i>length</i> (Kpc)	<i>height</i> (kpc)	$z_{s,bar}$ (kpc)	γωνία θ (μοίρες)
15.75	2.25	24.75	3.75	0.333	00
14.50	1.35	14.85	3.75	0.333	15
13.65	1.00	11.00	3.95	0.333	25
13.00	0.65	7.15	3.75	0.333	45
12.40	0.47	5.17	4.25	0.333	90

Οι παρακάτω εικόνες παρουσιάζουν τις αντίστοιχες εικόνες του γαλαξία UGC 2048 με αυτές του γαλαξία NGC 4013.

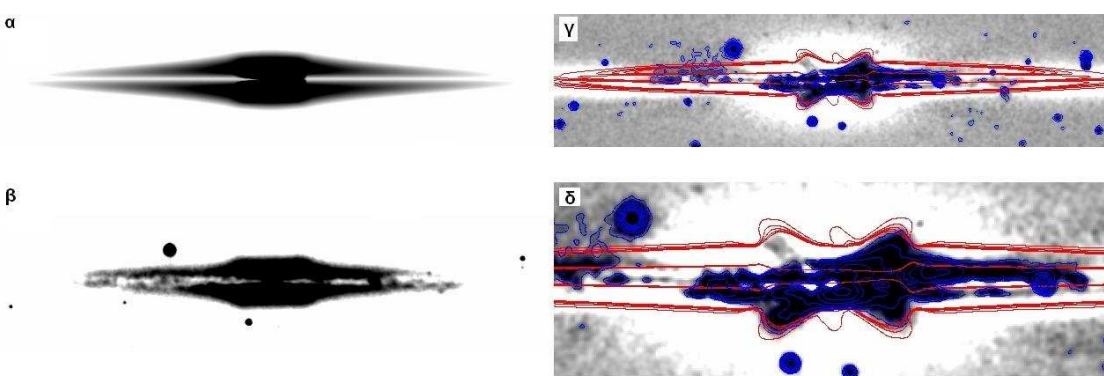
Γωνία θέσης (0°)



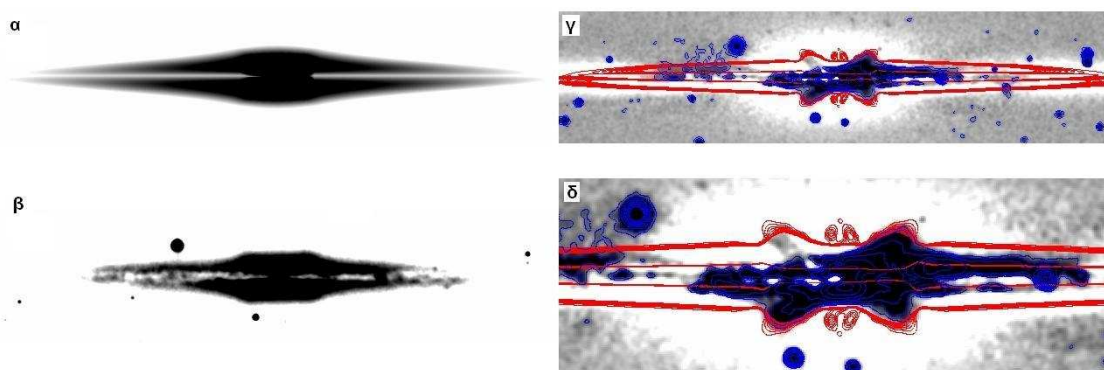
Γωνία θέσης (15°)



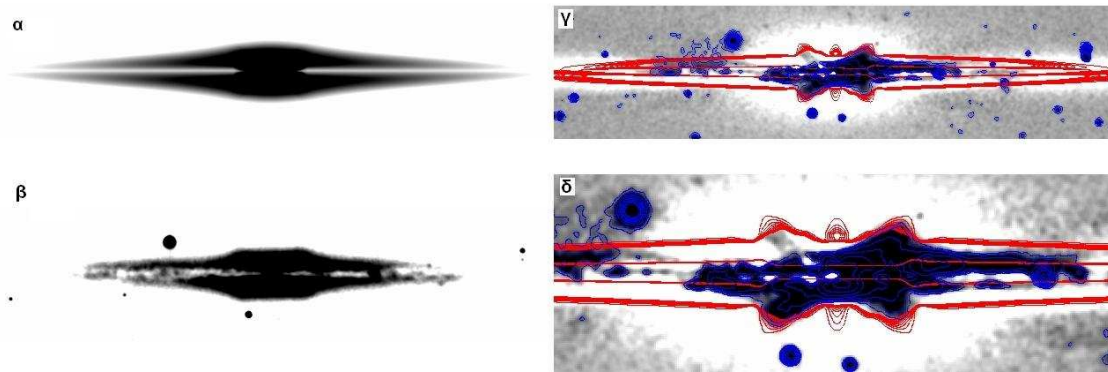
Γωνία θέσης (25°)



Γωνία θέσης (45°)



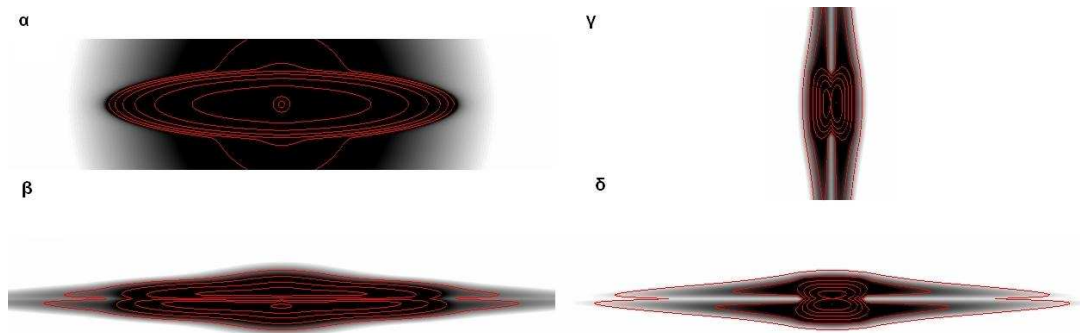
Γωνία θέσης (90°)



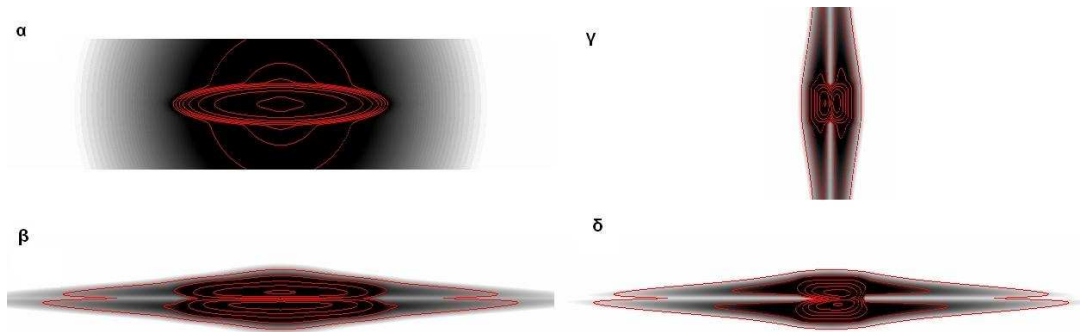
Εικ 3.19 α) Η εικόνα που προέκυψε από το μοντέλο για τον γαλαξία UGC 2048, β) Η εικόνα παρατήρησης, γ) Η εικόνα που προέκυψε χρησιμοποιώντας την τεχνική unsharp masking, δ) μεγέθυνση της εικόνας γ.

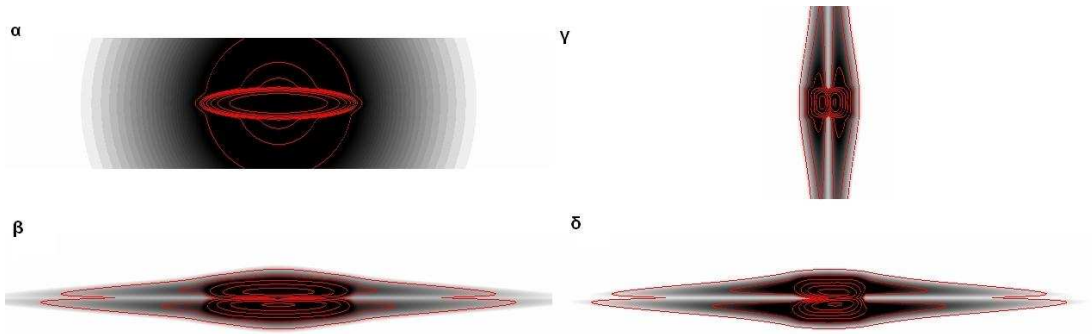
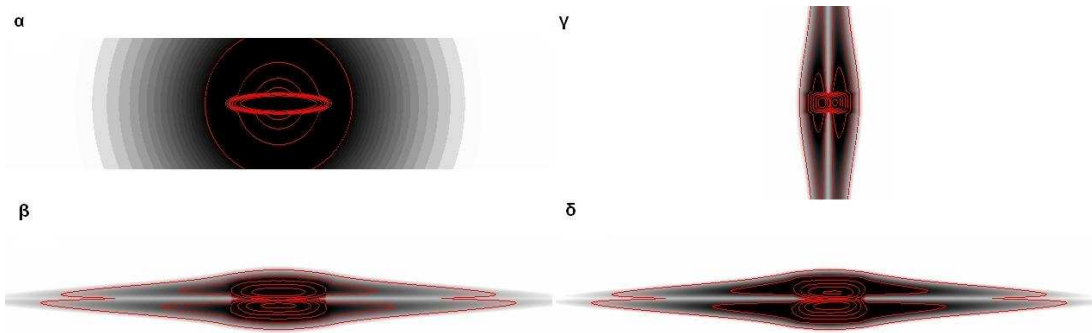
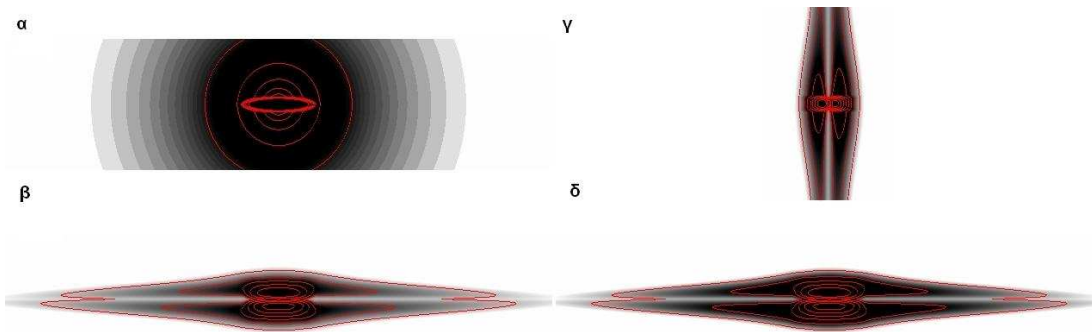
Η δημιουργία του σφαιροειδούς τύπου κουτιού/φυστικού είναι επίσης εφικτή και στον γαλαξία αυτό. Η ταύτιση των δομών «X» μεταξύ του μοντέλου και της παρατήρησης είναι αρκετά ικανοποιητική. Όπως και στο γαλαξία NGC 4013, στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζουμε πως είναι η μορφολογία του γαλαξία UGC 2048.

Γωνία θέσης (0°)



Γωνία θέσης (15°)



Γωνία θέσης (25°)**Γωνία θέσης (45°)****Γωνία θέσης (90°)**

Εικ 3.20 Εικόνες που προέκυψαν από το μοντέλο για τον γαλαξία UGC 2048 α) υπό μικρή γωνία κλίσης (face-on), β) υπό μεγάλη γωνία κλίσης παρατηρώντας το μεγάλο άξονα της ράβδου (side-on) γ) υπό μεγάλη γωνία κλίσης παρατηρώντας το μικρό άξονα της ράβδου (end-on) δ) υπό μεγάλη γωνία κλίσης για την εκάστοτε γωνία θέσης.

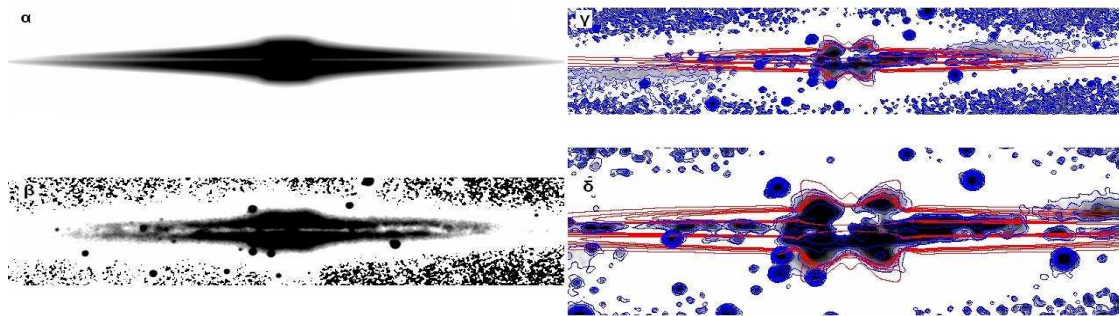
3.6.3 Μοντελοποίηση του γαλαξία IC 2531

Σύμφωνα με την μορφολογική ταξινόμηση του Hubble, ο γαλαξίας αυτός έχει ταξινομηθεί ως Sb. Η απόστασή του έχει προσδιορισθεί στα 22 Mpc (Shaw et al. 1990) και το φαινόμενο μέγεθός του είναι $m_B=18.8$. Για την προσομοίωση του γαλαξία αυτού είχε χρησιμοποιηθεί ένα πολύ απλό μοντέλο απορρόφησης της ακτινοβολίας από την σκόνη, αλλά χωρίς να λαμβάνεται ταυτόχρονα υπόψη το φαινόμενο της σκέδαση από την σκόνη (Wainscoat et al 1989, Just et al. 1996). Ο πίνακας 3.6 δίνει τις καλύτερες τιμές των παραμέτρων για την ράβδο του γαλαξία IC 2531 για τις διαφορετικές γωνίες θέσης.

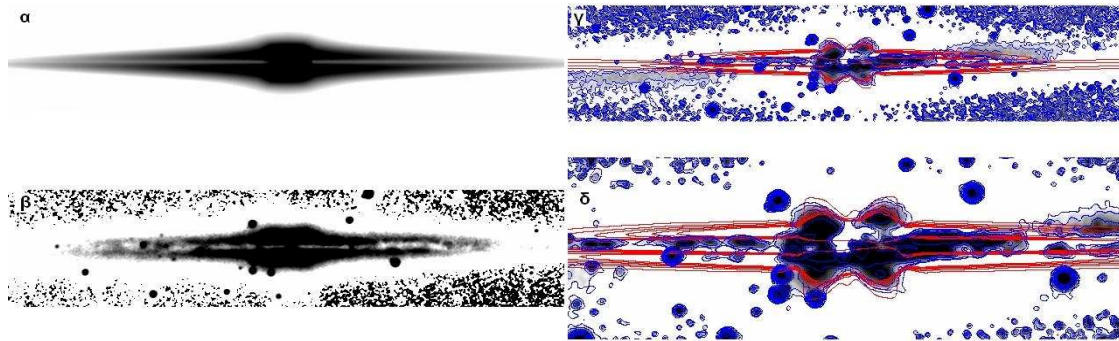
Πίνακας 3.6 Τιμές των παραμέτρων της ράβδου για το γαλαξία IC 2531 για διαφορετικές γωνίες θέσης.

<i>L</i>	<i>Length h_s</i>	<i>length(Kpc)</i>	<i>Height (kpc)</i>	<i>z_{s,bar} (kpc)</i>	<i>γωνία θ (μοίρες)</i>
15.75	1.80	9.40	2.25	0.20	00
15.00	1.15	6.00	2.40	0.20	15
14.50	1.00	5.22	2.55	0.20	20
15.00	0.55	2.87	2.65	0.27	45
15.25	0.42	2.19	2.95	0.32	90

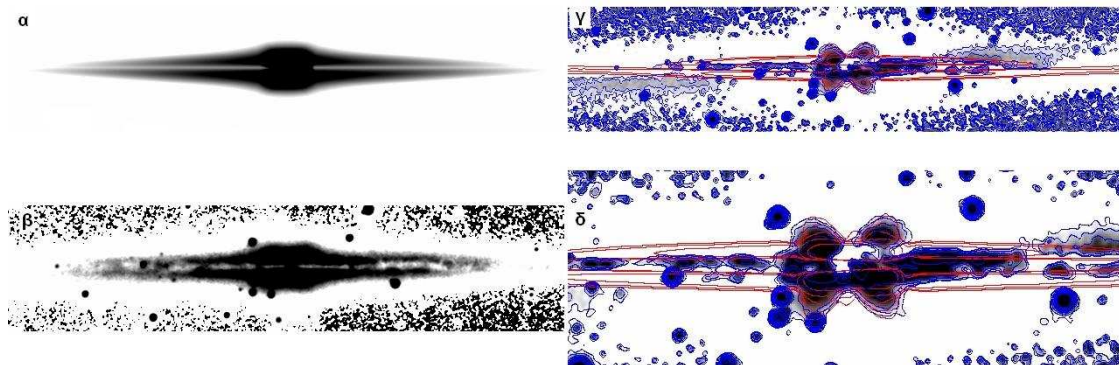
Γωνία θέσης (0°)



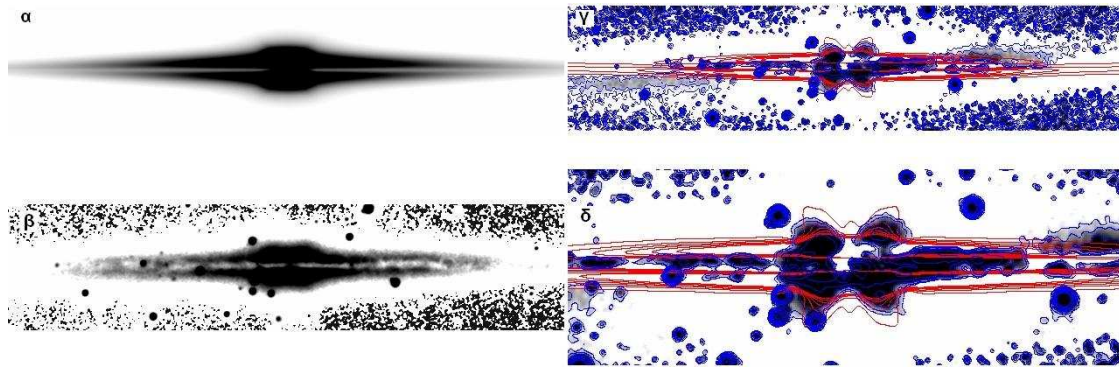
Γωνία θέσης (15°)



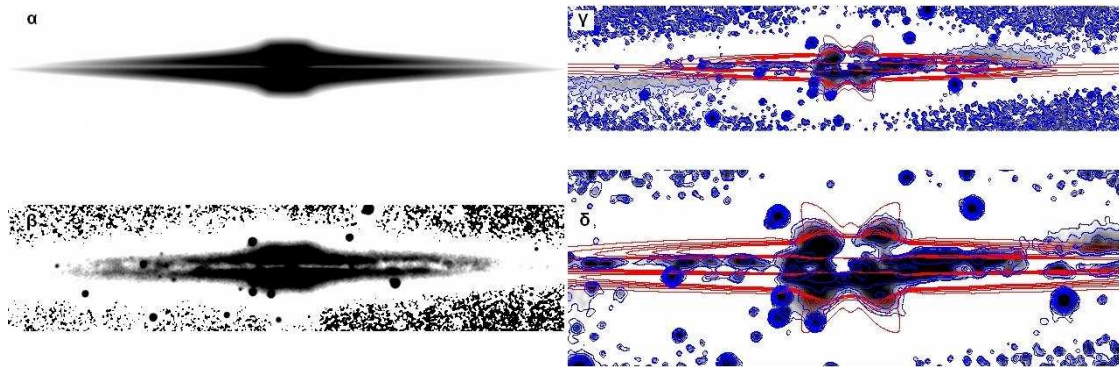
Γωνία θέσης (20°)



Γωνία θέσης (45°)

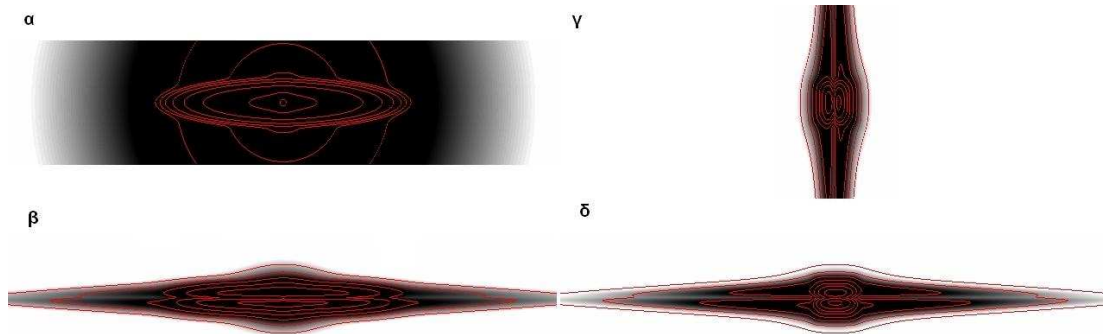


Γωνία θέσης (90°)

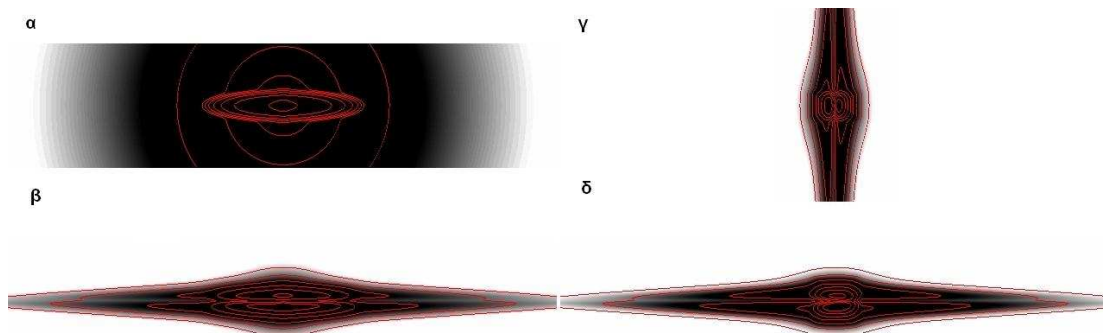


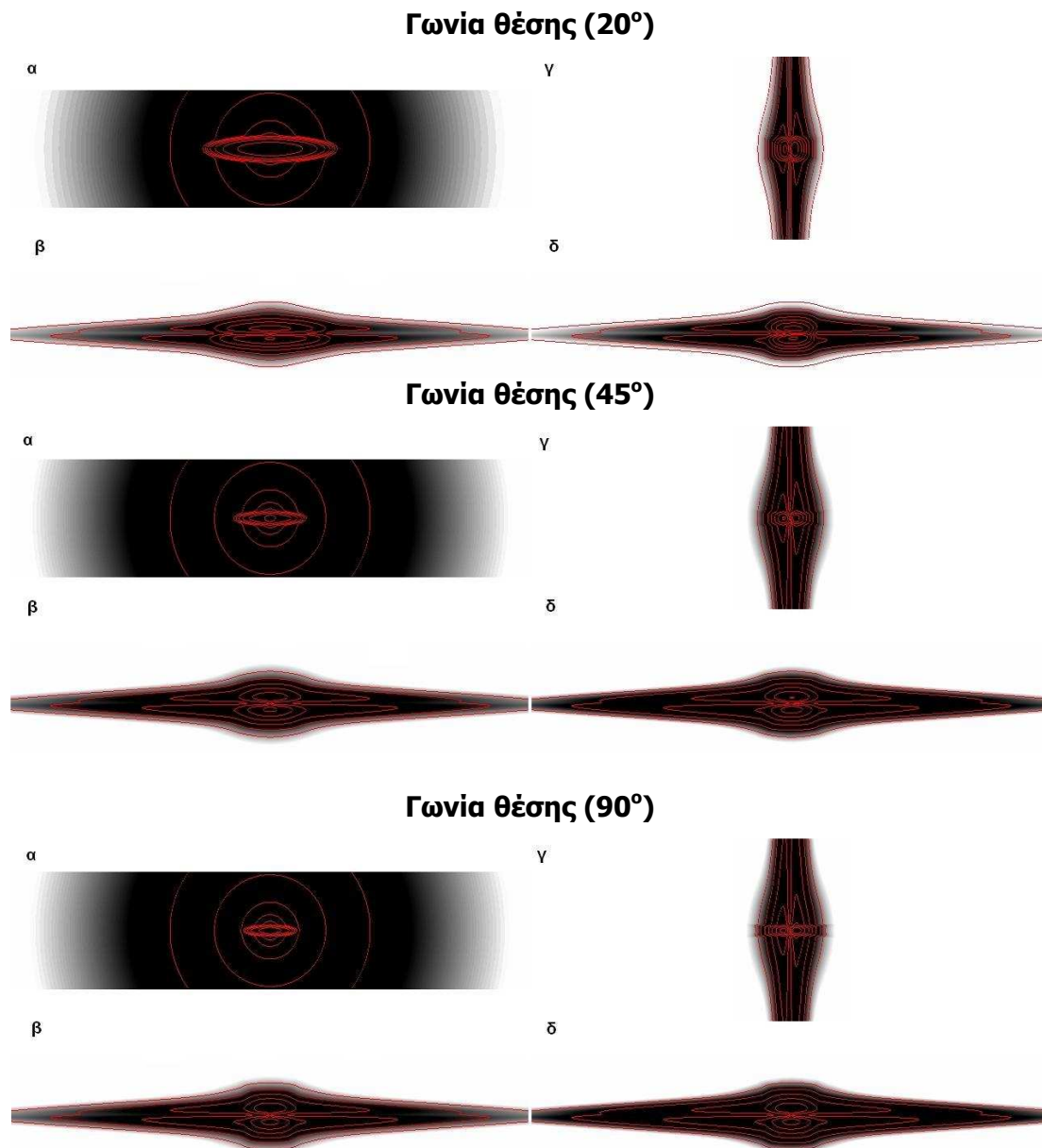
Εικ7.21 α) Η εικόνα που προέκυψε από το μοντέλο για τον γαλαξία IC 2531, β) Η εικόνα παρατήρησης, γ) Η εικόνα που προέκυψε χρησιμοποιώντας την τεχνική unsharp masking, δ) μεγέθυνση της εικόνας γ.

Γωνία θέσης (0°)



Γωνία θέσης (15°)





Εικ 3.22 Εικόνες που προέκυψαν από το μοντέλο για τον γαλαξία IC 2531 α) υπό μικρή γωνία κλίσης (face-on), β) υπό μεγάλη γωνία κλίσης παρατηρώντας το μεγάλο άξονα της ράβδου (side-on) γ) υπό μεγάλη γωνία κλίσης παρατηρώντας το μικρό άξονα της ράβδου (end-on) δ) υπό μεγάλη γωνία κλίσης για την εκάστοτε γωνία θέσης.

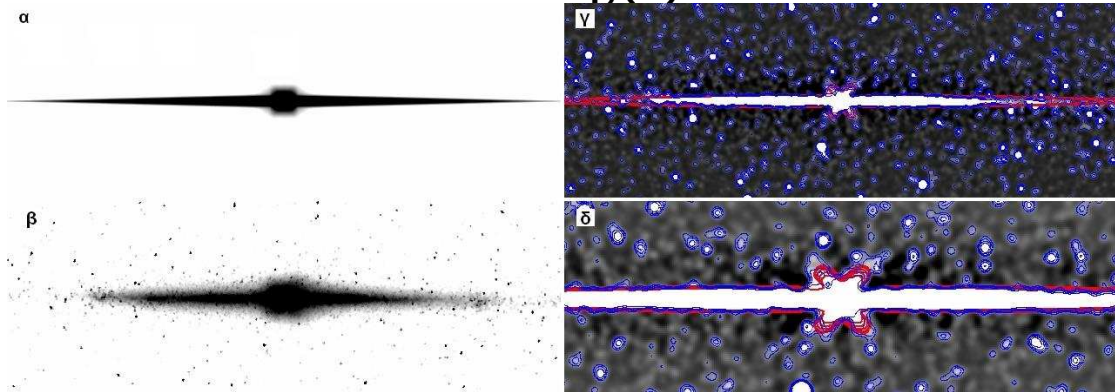
3.6.4 Μοντελοποίηση του Γαλαξία μας - Milky Way

Ο Γαλαξίας μας έχει χαρακτηριστεί ως τύπου Sb, ενώ το μήκος της ράβδου έχει προσδιοριστεί στα 3.5 kpc. Η γωνία μεταξύ του μεγάλου άξονα της ράβδου, όπως επίσης, η γωνία μεταξύ του μεγάλου άξονα και της ευθείας παρατήρησης βρέθηκε μεταξύ 20° και 25° (Englmaier & Gerhard 1999). Ο πίνακας 3.7 παρουσιάζει τα αποτελέσματα του μοντέλου για την καλύτερη δυνατή ταύτιση παρατήρησης και μοντέλου της δομής «X».

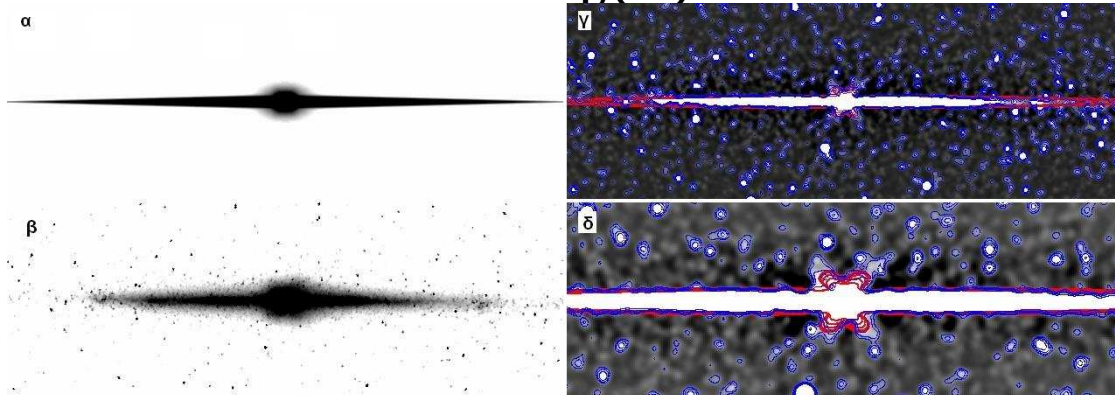
Πίνακας 3.7 Τιμές των παραμέτρων της ράβδου για το Γαλαξία μας σε διαφορετικές γωνίες θέσης.

<i>L</i>	<i>Length h_s</i>	<i>length(Kpc)</i>	<i>Height (kpc)</i>	<i>Z_{s,bar} (kpc)</i>	<i>γωνία θ (μοίρες)</i>
17.50	2.65 h _s	7.95	2.20	0.20	00
17.50	1.65 h _s	4.95	2.50	0.20	15
16.85	1.25 h _s	3.75	2.50	0.20	25
16.35	0.85 h _s	2.55	2.50	0.20	45
15.35	0.66 h _s	1.98	2.50	0.20	90

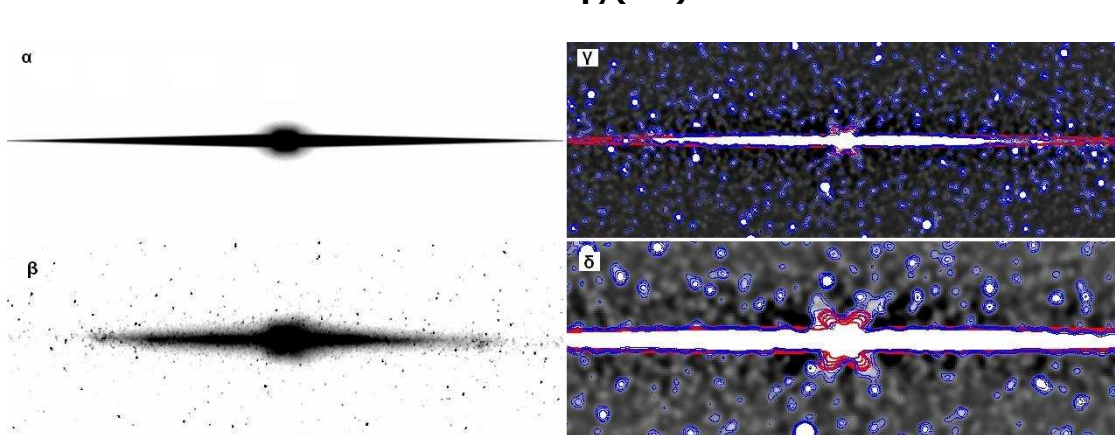
Γωνία θέσης (0°)

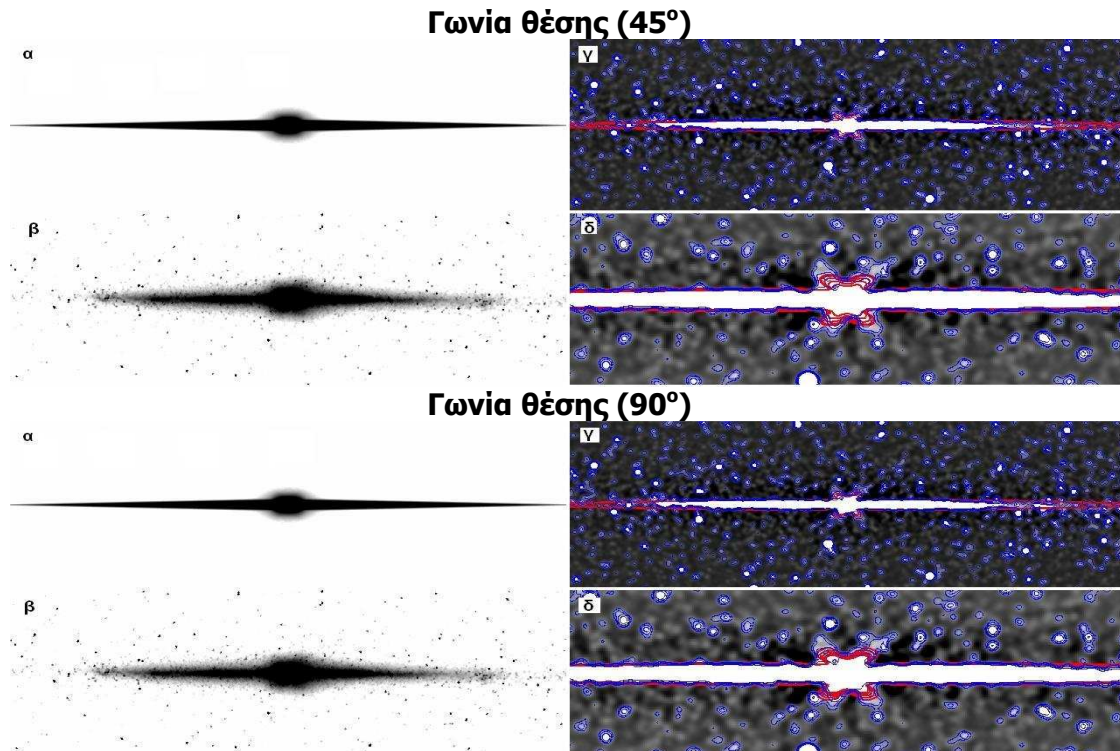


Γωνία θέσης (15°)



Γωνία θέσης (25°)

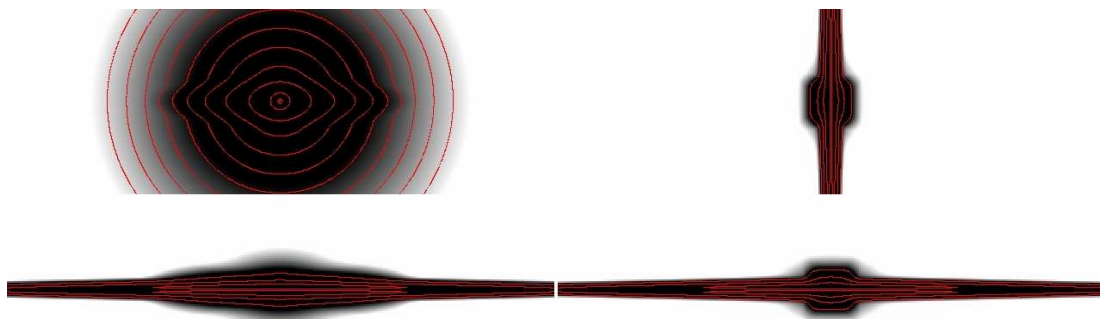


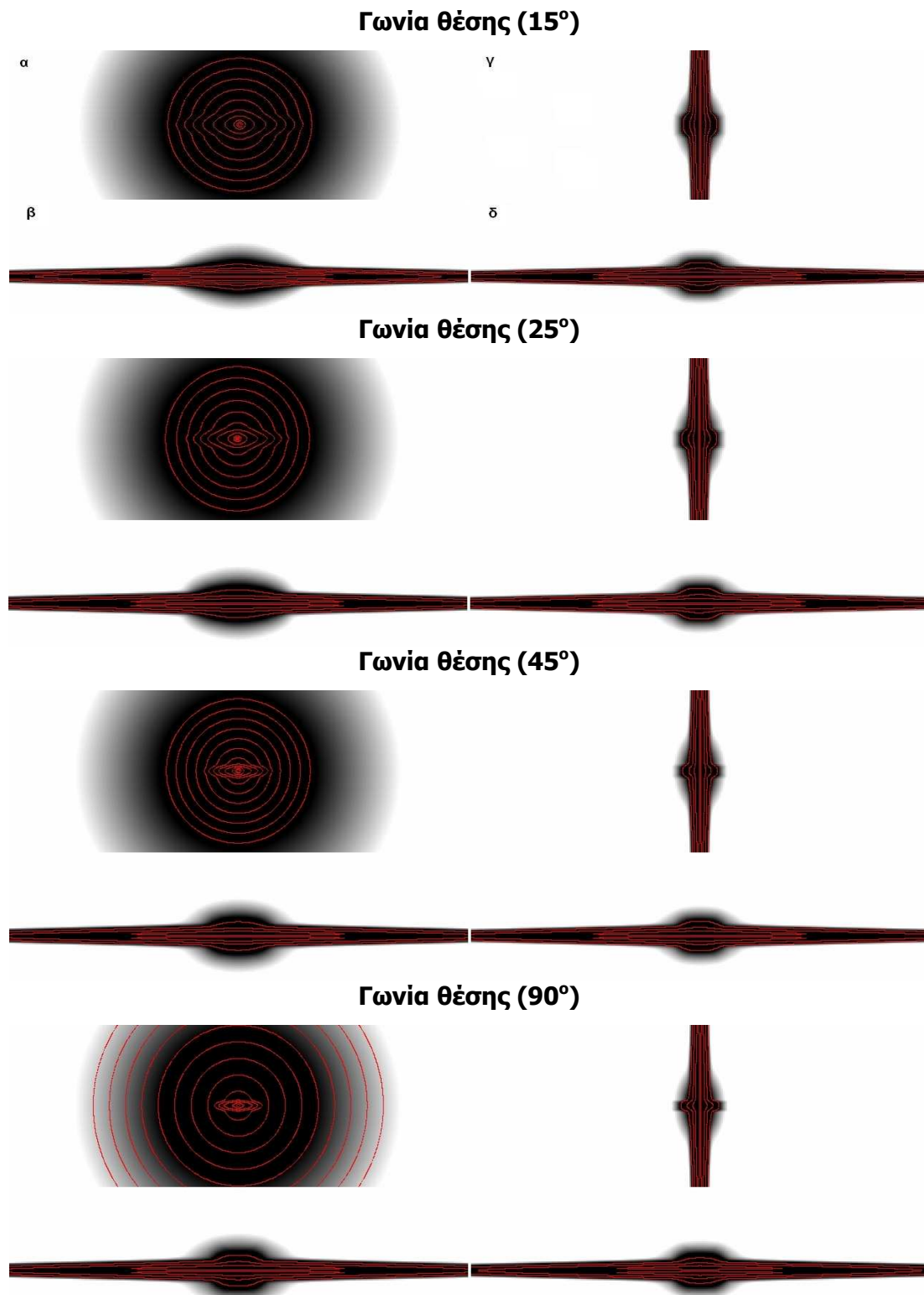


Εικ7.23 α) Η εικόνα που προέκυψε από το μοντέλο για τον γαλαξία μας-Milky Way, β) Η εικόνα παρατήρησης, γ) Η εικόνα που προέκυψε χρησιμοποιώντας την τεχνική unsharp masking, δ) μεγέθυνση της εικόνας γ.

Η μοντελοποίηση του Γαλαξία μας, προσεγγίζει ικανοποιητικά την εικόνα παρατήρησης ενώ το σφαιροειδές που προκύπτει είναι τύπου κουτιού/φυστικού όπως έχει ήδη αποδειχθεί από παρατηρήσεις (Misiriotis et al. 2006). Η δομή σχήματος «X» ταυτίζεται αρκετά καλά με τα παρατηρησιακά δεδομένα.

Γωνία θέσης (0°)





Εικ 3.24 Εικόνες που προέκυψαν από το μοντέλο για τον Γαλαξία μας: α) υπό μικρή γωνία κλίσης, β) υπό μεγάλη γωνία κλίσης παρατηρώντας το μεγάλο άξονα της ράβδου, γ) υπό μεγάλη γωνία κλίσης παρατηρώντας το μικρό άξονα της ράβδου, δ) υπό μεγάλη γωνία κλίσης για την εκάστοτε γωνίας θέσης.

3.6.5 Αποτελέσματα

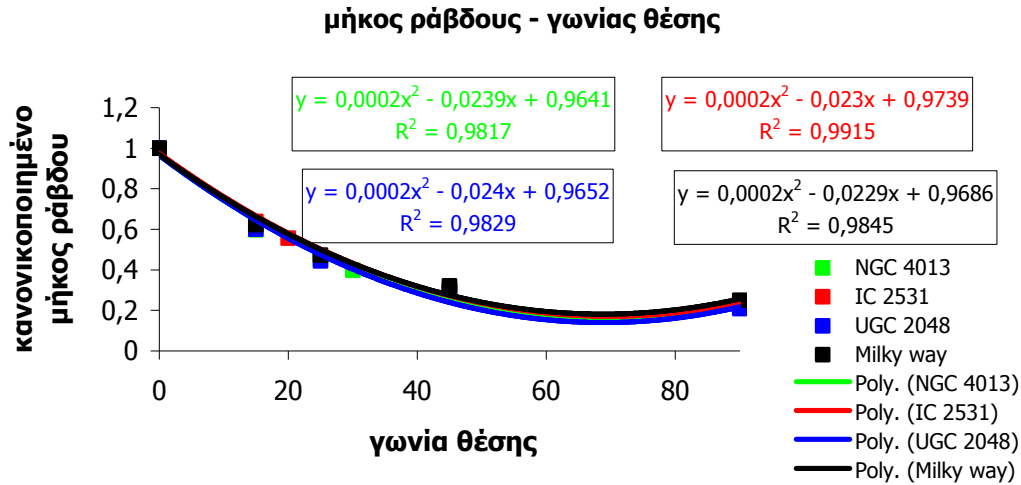
1. Σύμφωνα με τα παραπάνω μοντέλα των γαλαξιών, προκύπτει το συμπέρασμα ότι η νέα συνάρτηση (εξ. 3.14) είναι ικανή να περιγράψει ικανοποιητικά όχι μόνο τον δίσκο του γαλαξία αλλά και το σφαιροειδές του τύπου κουτιού/φιστικιού καθώς και την πολύ αμυδρή δομή σχήματος «X» στη κεντρική περιοχή των γαλαξιών.

2. Το μήκος της ράβδου στο Γαλαξία μας έχει προσδιοριστεί στα 3.5 kpc, ενώ η γωνία μεταξύ του μεγάλου άξονα της ράβδου και της ευθείας παρατήρησης βρέθηκε ότι κυμαίνεται μεταξύ 20° και 25° (Englmaier & Gerhard 1999). Σύμφωνα με την παρούσα μελέτη, το μήκος της ράβδου του Γαλαξία μας προσδιορίστηκε στα 3.75 kpc για γωνία θέσης ίση με 25°, το οποίο έρχεται σε συμφωνία με προηγούμενες μελέτες.

3. Λόγο του εκφυλισμού, που αναφέρθηκε προηγουμένως, προσδιορίστηκε ένα σύνολο τιμών για τις παραμέτρους της ράβδου, για διαφορετικές γωνίες θέσης. Εάν όμως υποθέσουμε ότι η μέση τιμή του μήκους της ράβδου ενός ραβδωτού σπειροειδή γαλαξία είναι ίση με 3.0-4.0 kpc (§1.3.4), προκύπτει ότι για τον NGC 4013 η γωνία θέσης είναι μεταξύ 5° και 10°, για τον γαλαξία UGC 2048 μεταξύ 40° και 50°, για τον IC 2531 35° και 45°, ενώ για το Γαλαξία μας υπολογίζεται μεταξύ 20° και 30°.

4. Παρατηρήθηκε ότι για γωνίες θέσης μικρότερες από 10°, το μήκος της ράβδου είναι τόσο μεγάλο που δεν καθιστά εμφανές ένα σφαιροειδές τύπου κουτιού/φιστικιού (boxy/peanut), αλλά ένα σφαιροειδές ελλειψοειδούς μορφολογίας, ιδιαίτερα στις περιπτώσεις που ο γαλαξίας παρατηρείται κάθετα στον μεγάλο άξονα της ράβδου.

5. Σύμφωνα με τους πίνακες 3.4, 3.5, 3.6 και 3.7, δεν είναι εμφανής η σχέση του μήκους της ράβδου με την γωνία θέσεως. Ωστόσο, κανονικοποιώντας τα μήκη (διαιρώντας με L_{\max}) γίνεται αμέσως εμφανής η σχέση αυτή. Στο παρακάτω διάγραμμα 3.25, παρουσιάζεται η σχέση του κανονικοποιημένου μήκους της ράβδου με τη γωνία θέσης για όλους τους γαλαξίες. Η διαφορά που προκύπτει μεταξύ των γαλαξιών είναι αμελητέα ενώ η προσαρμογή των συναρτήσεων $2^{\text{ος}}$ τάξης είναι αρκετά ακριβής και στους τέσσερις γαλαξίες.



Εικ 3.25 Διάγραμμα του κανονικοποιημένου μήκους της ράβδου για τους 4 υπο εξέταση γαλαξίες συναρτήσεως της γωνίας θέσης.

3.7 Μελέτη της σκόνης σε ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες.

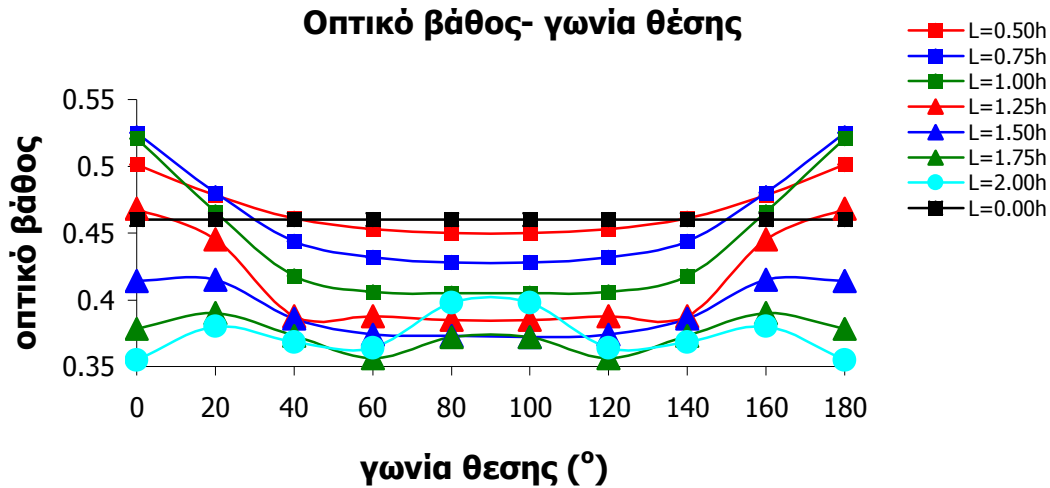
Αφού εφαρμόστηκε το μοντέλο σε πραγματικούς ραβδωτούς γαλαξίες, όπως επίσης, προσδιορίστηκε το μήκος και η γωνία θέσης της ράβδου, μελετήθηκε ο τρόπος με τον οποίο επηρεάζει η ύπαρξη της ράβδου τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά ενός γαλαξία, όπως είναι το οπτικό βάθος (τ), το χαρακτηριστικό μήκος της κατανομής των αστεριών (h_s) και της σκόνης (h_d), το χαρακτηριστικό ύψος της κατανομής των αστεριών (z_s) και της σκόνης (z_d), η λαμπρότητα του δίσκου (I_d) και του σφαιροειδούς (I_b), η ελλειπτικότητα και η ακτίνα του σφαιροειδούς.

Πιο συγκεκριμένα, εξετάστηκε πώς αλλάζουν οι τιμές των παραπάνω παραμέτρων ενός απλού σπειροειδή γαλαξία, χρησιμοποιώντας το μοντέλο διάδοσης της ακτινοβολίας CRETE που συγκρίνει έναν τυπικό²⁵ ραβδωτό σπειροειδή γαλαξία με ένα απλό σπειροειδή γαλαξία.

Για να μελετηθεί πώς επηρεάζεται το οπτικό βάθος ένας γαλαξία με το μήκος της ράβδου, έγιναν προσομοιώσεις για 7 διαφορετικά μήκη της ράβδου ($0.5 h_s$, $0.75 h_s$, $1.00 h_s$, $1.25 h_s$, $1.50 h_s$, $1.75 h_s$ και $2.00 h_s$) όπου για κάθε μήκος της ράβδου, αλλάχθηκε και η γωνία θέσης από 0° έως 180° (0° , 20° , 40° , 60° , 80° , 100° , 120° ,

²⁵ Τυπικός ραβδωτός γαλαξίας ορίζεται ο γαλαξίας του οποίου οι τιμές των παραμέτρων της ράβδου είναι οι μέσες τιμές των παραμέτρων που υπολογίσαμε για τους τέσσερις προηγούμενους γαλαξίες.

140°, 160°, 180°). Στο παρακάτω διάγραμμα (3.26) φαίνεται πώς μεταβάλλεται το οπτικό βάθος του γαλαξία για διαφορετικά μήκη της ράβδου και για διαφορετικές γωνίες.



Εικ 3.26 Διάγραμμα του οπτικού βάθους ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη ράβδου.

Σύμφωνα με το διάγραμμα 3.26, όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της ράβδου του γαλαξία, τόσο μικρότερο είναι το οπτικό βάθος και κατ' επέκταση η ποσότητα σκόνης στο κέντρο του γαλαξία. Επίσης, καθώς παρατηρείται ο γαλαξίας σε διάφορες γωνίες θέσεως (από 0° - ο μικρός άξονας της ράβδου έως 90° - ο μεγάλος άξονας της ράβδου) το οπτικό βάθος γίνεται όλο και πιο μικρό, ισχυροποιώντας την άποψη ότι οι γαλαξίες είναι οπτικά διαφανείς (Χιλουρίσ et al. 1999).

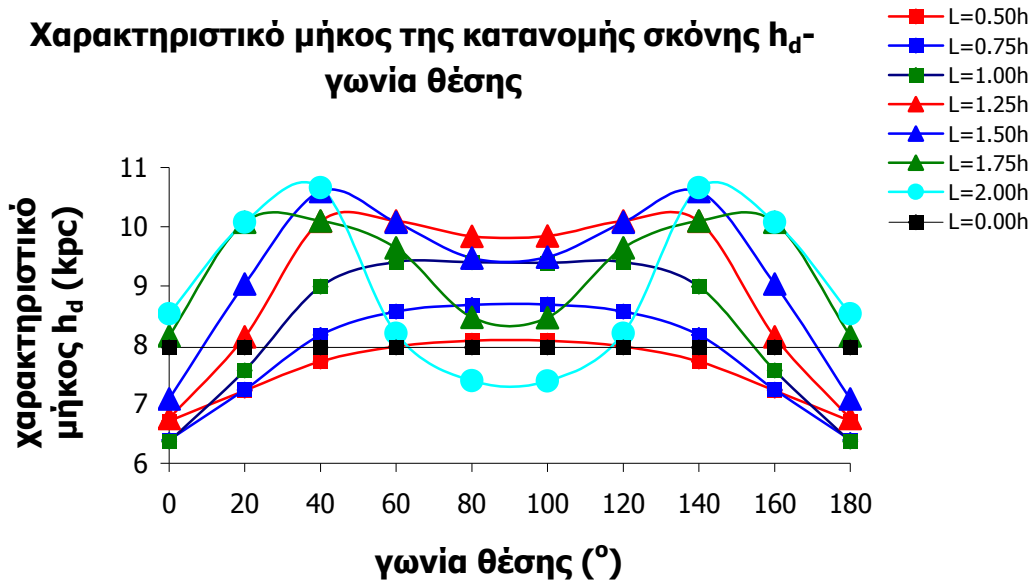
Αναλύοντας λεπτομερέστερα το παραπάνω διάγραμμα, συμπεραίνεται ότι το οπτικό βάθος μειώνεται, καθώς η γωνία θέσης μεγαλώνει από 0° στις 90°, δηλαδή στις περιπτώσεις παρατήρησης του γαλαξία από το μικρό στο μεγάλο άξονα της ράβδου με μήκος από 0.5 h_s έως 1.50 h_s, ενώ σε περιπτώσεις γαλαξιών με μήκος ράβδου από 1.75 h_s έως 2.00 h_s, το οπτικό βάθος παρουσιάζει αυξομειώσεις.

Συνοπτικά, προκύπτει ότι χρησιμοποιώντας μοντέλα στα οποία δεν λαμβάνεται υπόψη η ράβδος του γαλαξία, υπολογίζεται είτε περισσότερη είτε λιγότερη ποσότητα σκόνης στο κέντρο των γαλαξιών ανάλογα με το μήκος της ράβδου και την γωνία θέσεως. Πιο συγκεκριμένα, σύμφωνα πάντα με το διάγραμμα 3.26, στην περίπτωση ενός γαλαξία με ράβδο μήκους 0.50h_s, υπολογίζεται περισσότερη σκόνη για γωνίας θέσης > 40° και λιγότερη σκόνη για γωνίες θέσης < 40°. Για μήκος ράβδου 0.75 h_s, 1.00 h_s και 1.25 h_s γίνεται υπερεκτίμηση την

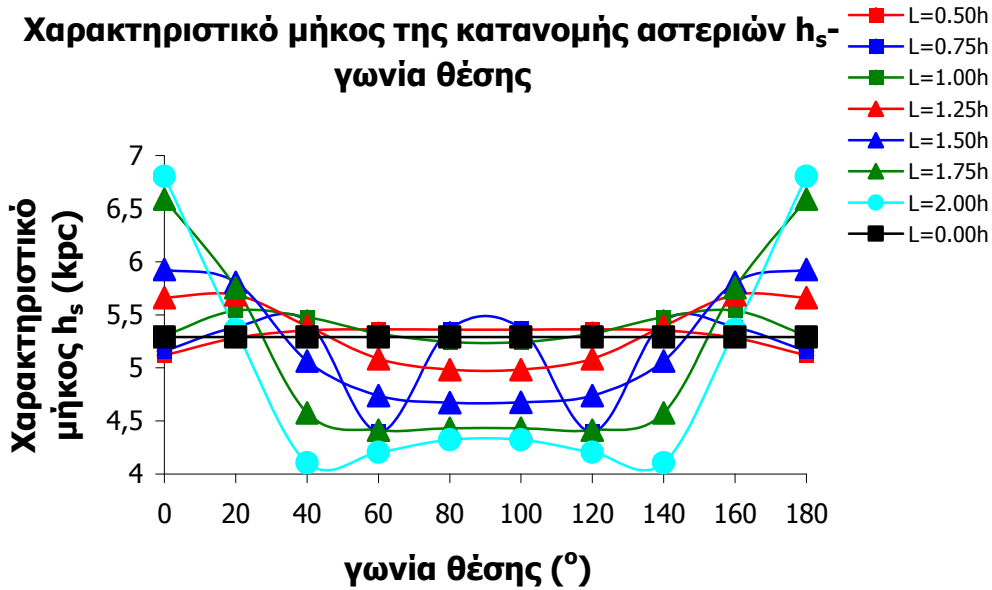
ποσότητας σκόνης για γωνίες $>30^\circ$, $>20^\circ$ και $>10^\circ$, ενώ τέλος στους ραβδωτούς γαλαξίες με μήκος ράβδου μεγαλύτερο από $1.25 h_s$, υπολογίζεται πάντα περισσότερη ποσότητα σκόνης. Για όλα τα μήκη ράβδου και γωνίες θέσης το οπτικό βάθος είναι πολύ μικρότερο από 1.0, επιβεβαιώνοντας ότι οι σπειροειδείς γαλαξίες είναι διαφανείς (transparent) όταν παρατηρούνται υπό μικρή κλίση (Xilouris et al. 1999).

Άμεση σχέση με το οπτικό βάθος του γαλαξία έχει η παράμετρος του χαρακτηριστικού μήκους της κατανομής της σκόνης του γαλαξία, βάσει της σχέσης: $\tau_\lambda(0,0) = 2 \kappa_\lambda h_d$. Η σχέση της παραμέτρου αυτής με το μήκος της ράβδου και την γωνία θέσης παρουσιάζεται στο διάγραμμα 3.27. Η παράμετρος αυτή μεγαλώνει ανάλογα με το μήκος της ράβδου και τη γωνία θέσης, αλλά για γωνίες μεγαλύτερες από 70° παραμένει σταθερή. Στις περιπτώσεις που το μήκος της ράβδου είναι μεγαλύτερο από $1.50h_s$, το χαρακτηριστικό μήκος της σκόνης εμφανίζει μέγιστη τιμή περίπου στις 40° και ελάχιστη τιμή στις 90° .

Όσον αφορά στην κατανομή των αστεριών στο γαλαξία, το χαρακτηριστικό μήκος (h_s) παρουσιάζεται στο διάγραμμα 3.28. Η προσθήκη του επιπλέον όρου της ράβδου των αστεριών έχει ως αποτέλεσμα την ύπαρξη επιπλέον αστεριών στο γαλαξία (όσο μεγαλύτερη είναι η ράβδος τόσο περισσότερα νέα αστέρια προστίθενται στο γαλαξία). Επομένως, όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της ράβδου, τόσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του χαρακτηριστικού μήκους h_s των αστεριών στο γαλαξία. Όσον αφορά την γωνία θέσης, το χαρακτηριστικό μήκος της κατανομής των αστεριών μειώνεται, καθώς η γωνία θέσης μεγαλώνει ($0^\circ - 90^\circ$).

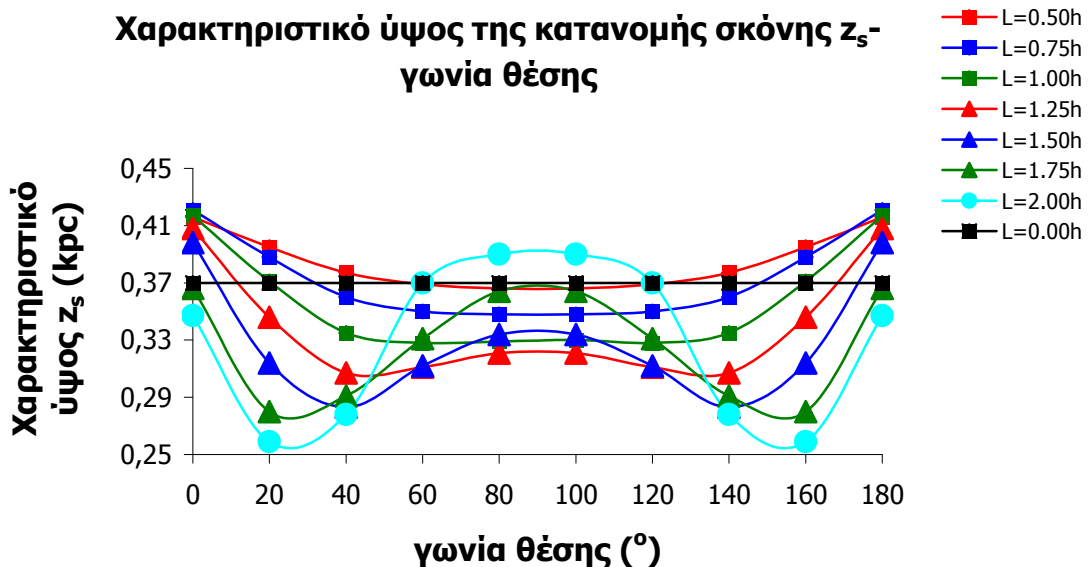


Εικ 3.27 Διάγραμμα του χαρακτηριστικού μήκους της ακτινικής κατανομής της σκόνης ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη ράβδων.

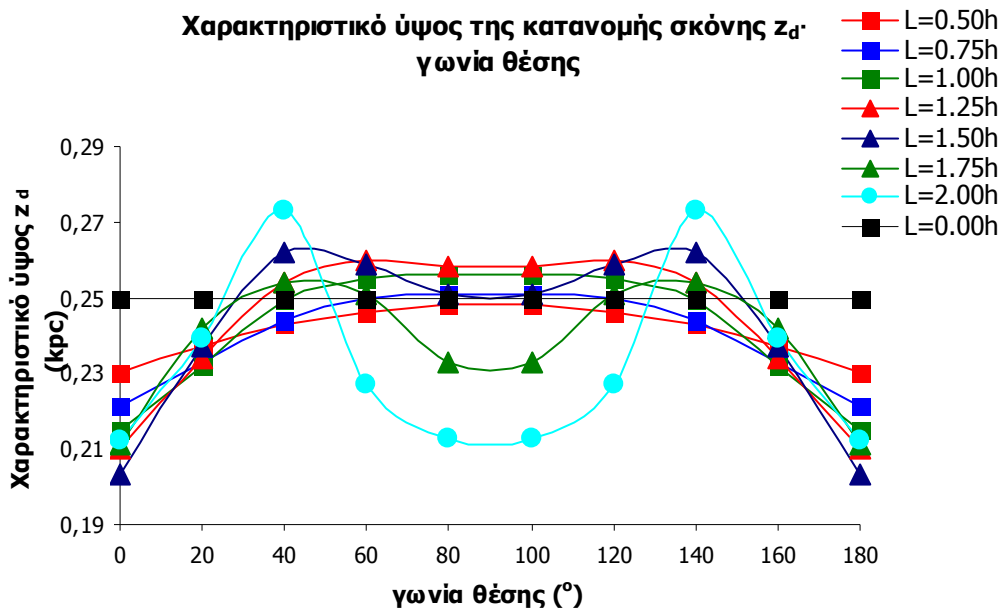


Εικ 3.28 Διάγραμμα του χαρακτηριστικού μήκους της ακτινικής κατανομής των αστεριών ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη της ράβδου.

Οι διαστάσεις της ράβδου (όπως το μήκος και το ύψος) έχουν άμεση σχέση με τις διαστάσεις της δομής σχήματος «X» που παρατηρούμε στους γαλαξίες μεγάλης κλίσης (βλέπε §3.5). Τα χαρακτηριστικά ύψη των κατανομών των αστεριών και της σκόνης στον άξονα-z παρουσιάζονται στα διαγράμματα 3.29 και 3.30 για διαφορετικά μήκη ράβδου και για διαφορετικές γωνίες θέσης.



Εικ 3.29 Διάγραμμα του χαρακτηριστικού ύψους της κατανομής των αστεριών ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη ράβδων.



Εικ 3.30 Διάγραμμα του χαρακτηριστικού ύψους της κατανομής της σκόνης ενός τυπικού γαλαξία συναρτήση της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη ραβδών.

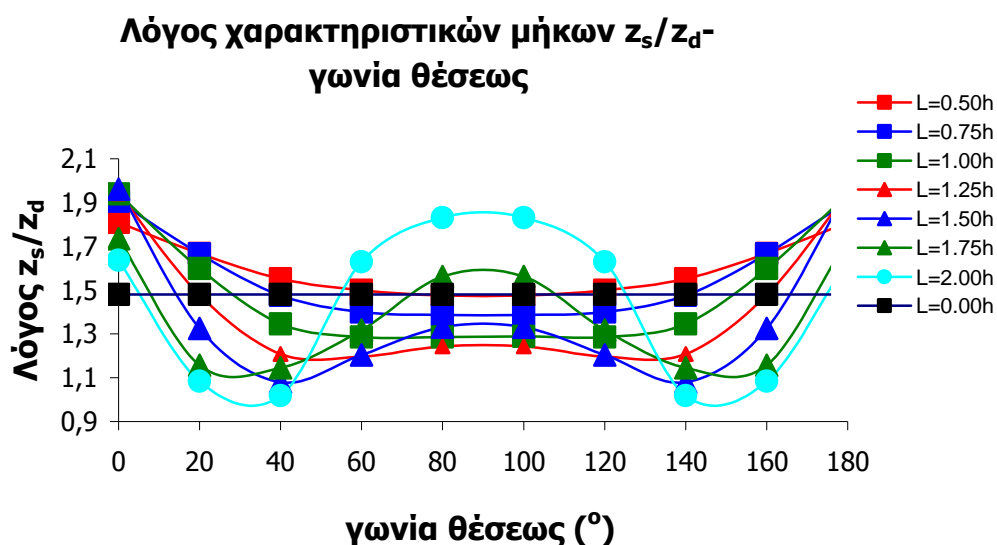
Το χαρακτηριστικό ύψος της κατανομής των αστεριών στο άξονα-z (z_s), μειώνεται καθώς το μήκος της ραβδού μεγαλώνει. Είναι γνωστό ότι όσο το μήκος της ραβδού μεγαλώνει, με σταθερό το ύψος, η δομή του σχήματος «X» αποκτά πιο επίπεδη κλίση (§3.5) και επομένως τα αστέρια της ραβδού εκτείνονται σε μικρότερα z, δηλαδή το χαρακτηριστικό ύψος της κατανομής των αστεριών στον άξονα-z γίνεται μικρότερο. Ωστόσο, στην περίπτωση της ραβδού με μήκος μεγαλύτερο από 1.50 h_s , το χαρακτηριστικό ύψος εμφανίζει ελάχιστη τιμή για γωνία μεταξύ 30° και 40°. Πάνω από αυτές τις κλίσεις το χαρακτηριστικό ύψος αυξάνεται, με πιθανή εξήγηση ότι στην συγκεκριμένη γωνία η προβολή της ραβδού έχει το κατάλληλο μήκος ώστε η δομή «X» να γίνει πιο απότομη.

Η σκόνη στους ραβδωτούς γαλαξίες κατανέμεται σε πιο στενό δίσκο σε σχέση με ένα απλό σπειροειδή γαλαξία, με μια διαφορά της τάξεως του 10% - 20%. Η προβολή της ραβδού μεγαλώνει καθώς αυξάνεται η γωνία θέσης, με αποτέλεσμα τα αστέρια της ραβδού να εκτείνονται σε όλο μεγαλύτερες αποστάσεις, ενώ η σκόνη εκτείνεται σε μεγαλύτερες ακτίνες R (διάγραμμα 3.27) και ταυτόχρονα σε μεγαλύτερο ύψος z (διάγραμμα 3.30)

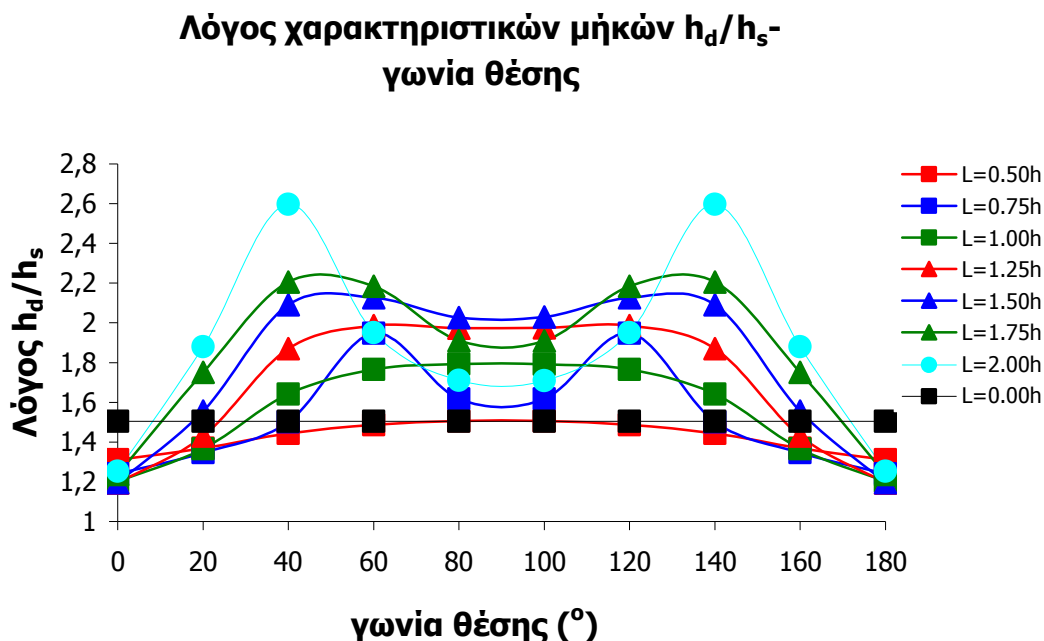
Η τιμή του λόγου h_d/h_s έχει βρεθεί σταθερή και ίση με 1.5 για όλους τους σπειροειδείς γαλαξίες (Xilouris et al. 1999). Σύμφωνα με την παραπάνω ανάλυση εξάγεται το συμπέρασμα ότι, προσθέτοντας τον όρο της ραβδού, ο λόγος h_d/h_s

μεγαλώνει φτάνοντας σε μέγιστη τιμή περίπου 2.5, για περιπτώσεις ράβδου με μήκος 2.00 h_s με γωνία θέσης 40° . Ο δίσκος της σκόνης εκτείνεται σε μεγαλύτερες ακτίνες σε σχέση με τον δίσκο των αστεριών, επιβεβαιώνοντας τα αποτελέσματα προγενέστερων μελετών σε γαλαξίες. Οι Davis et al. (1997) κατέληξαν στα ίδια συμπεράσματα, δηλαδή στην διαπίστωση ότι ο δίσκος της σκόνης κατανέμεται σε μεγαλύτερες ακτίνες από τον δίσκο των αστεριών για τον Γαλαξία μας, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις από το δορυφόρο COBE, μελέτες πάνω σε δεδομένα ISO (Davis et al. 1998, Alton et al. 1998b), όπως επίσης και παρατηρήσεις από το δορυφόρο SCUBA (Alton et al. 1998b).

Ο λόγος των χαρακτηριστικών μηκών της κατανομής της σκόνης και των αστεριών, z_s/z_d εμφανίζει σταθερή τιμή στους σπειροειδείς γαλαξίες, ίση με 1.8, και μάλιστα για διαφορετικά φίλτρα όπως B,V, I, J και K (Xilouris et al. 1999). Η σκόνη επομένως σε σύγκριση με τα αστέρια, είναι συγκεντρωμένη σε λεπτό δίσκο. Τα παρακάτω διαγράμματα 3.31 και 3.32 παρουσιάζουν τον τρόπο με τον οποίο αλλάζουν οι λόγοι h_d/h_s και z_s/z_d για τα διαφορετικά μήκη ράβδου και διαφορετικές γωνίες θέσης. Σύμφωνα με το υπό μελέτη μοντέλο, υπολογίζεται μικρότερος λόγος h_d/h_s εάν δεν ληφθεί υπόψη η ράβδος των αστεριών. Πιο αναλυτικά, στην περίπτωση ράβδου με μήκος 0.5 h_s , υπολογίζεται μεγαλύτερος λόγος για όλες τις γωνίες θέσης, ενώ όσο μεγαλώνει το μήκος της ράβδου, τόσο υπερεκτιμάται ο λόγος h_d/h_s για όλο και μικρότερες γωνίες. Ο λόγος z_s/z_d , μειώνεται αντιστρόφως ανάλογα με το μήκος της ράβδου. Ωστόσο, για μήκος ράβδου μεγαλύτερο από 1.25 h_s , εμφανίζεται ελάχιστη τιμή για γωνίες μεταξύ 20° και 40° , ενώ για μεγαλύτερες γωνίες μεγαλώνει.



Εικ 3.31 Διάγραμμα του λόγου των χαρακτηριστικών υψών των αστεριών και της σκόνης ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη ράβδου.



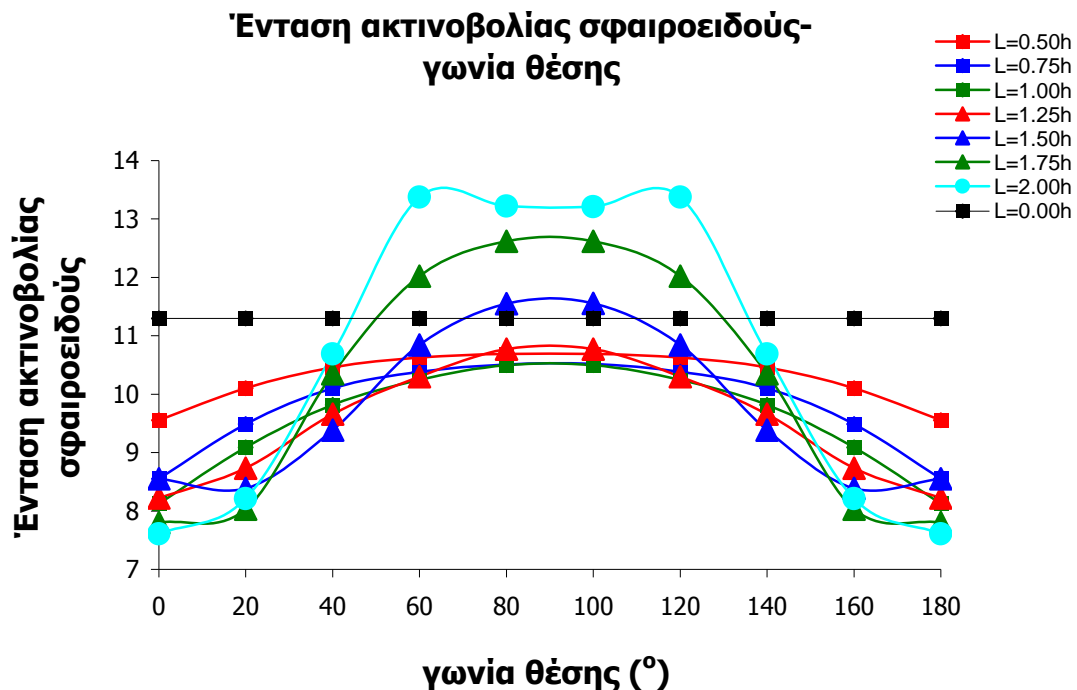
Εικ 3.32 Διάγραμμα του λόγου των χαρακτηριστικών μηκών των ακτινικών κατανομών των αστεριών και της σκόνης ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη ράβδου.

Εκτός από τον δίσκο του γαλαξία, η ύπαρξη της ράβδου επηρεάζει και το σφαιροειδές του γαλαξία, μεταβάλλοντας την ακτίνα του, την ελλειπτικότητα του και την ένταση της ακτινοβολίας του για ποσοστό 73%, 55% και 32% αντίστοιχα - παρακάτω παρουσιάζονται τα διαγράμματα αυτών (3.33, 3.34 και 3.35) για διαφορετικά μήκη ράβδων και διαφορετικές γωνίες-. Η ακτίνα του σφαιροειδούς - υπενθυμίζεται ότι ορίζεται ως η ακτίνα μέσα από την οποία ακτινοβολείται το 50% της συνολικής έντασης του φωτός στο σφαιροειδές -, είναι πολύ μικρότερη από ότι στην περίπτωση ενός απλού σπειροειδή γαλαξία. Το βασικό συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι όσο μεγαλύτερη είναι η ράβδος τόσο μεγαλύτερο είναι και το σφαιροειδές (Lutticke Dettmar & Pohlen 2000), ενώ το ίδιο προκύπτει αλλάζοντας την γωνία θέσεως από 0° σε 90° , όπου, επίσης, η προβολή της ράβδου μεγαλώνει. Για γωνίες μεγαλύτερες από 60° η ακτίνα παραμένει σχεδόν σταθερή για όλα τα μήκη της ράβδου, εκτός από τις περιπτώσεις των $1.75 h_s$ και $2.00 h_s$. Στις δύο αυτές περιπτώσεις, το μήκος της ράβδου είναι αρκετά μεγάλο ώστε να επηρεάζει πολύ περισσότερο το δίσκο από ότι το σφαιροειδές.

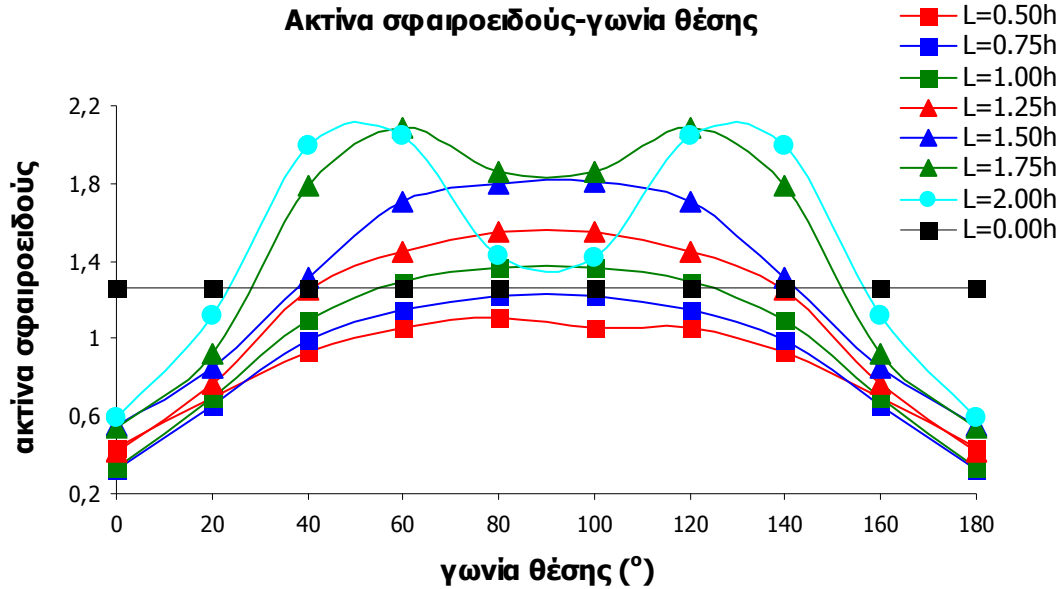
Σύμφωνα με το διάγραμμα της έντασης του σφαιροειδούς (3.33), η ένταση της ακτινοβολίας του είναι μεγαλύτερη από ότι στις περιπτώσεις χωρίς ράβδο. Αυτό

μπορεί να εξηγηθεί από την επιπλέον πρόσθεση αστεριών από τον όρο της ράβδου, όποτε, η ένταση του σφαιροειδούς, που είναι ανάλογη του μήκους της ράβδου (το μήκος της ράβδου συσχετίζεται με τον αριθμό αστεριών), στην περίπτωση του απλού σπειροειδή γαλαξία αυξάνει. Επίσης, όσο μεγαλώνει η γωνία, η προβολή της ράβδου γίνεται όλο μεγαλύτερη ενώ αντιστρόφως η ένταση μικρότερη, καταλήγοντας σε όλο και μικρότερη ένταση του σφαιροειδούς σε ένα απλό σπειροειδή γαλαξία. Για την περίπτωση όπου το μήκος της ράβδου είναι ίσο με $2.00 h_s$, η ένταση του σφαιροειδούς παραμένει σταθερή.

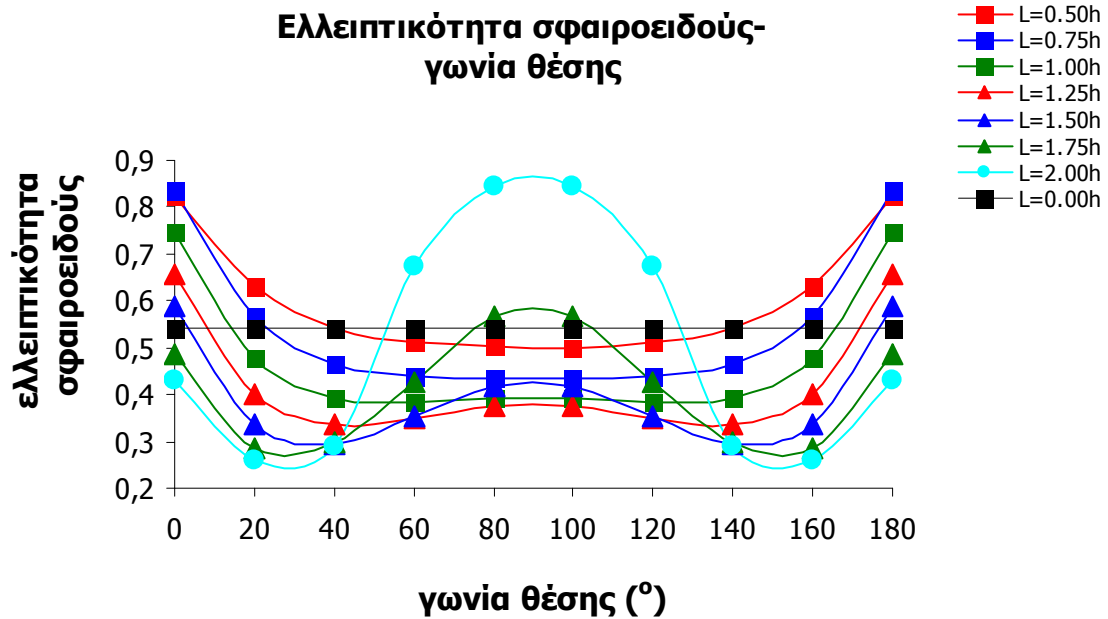
Επιπρόσθετα, η ελλειπτικότητα του σφαιροειδούς επηρεάζεται αρκετά λόγω της ράβδου (3.35). Για μικρές ράβδους, η ελλειπτικότητα παίρνει τιμή κοντά στο 1 (σφαίρα) ενώ σε μεγαλύτερες ράβδους η τιμή μειώνεται, δηλαδή το σφαιροειδές γίνεται όλο και πιο πολύ ελλειψοειδές. Καθώς αλλάζει η γωνία θέσης, το σφαιροειδές γίνεται ελλειψοειδές, ενώ για μήκος μεγαλύτερο από $1.50 h_s$, και γωνία μεγαλύτερη από 30° , η ελλειπτικότητα αρχίζει πάλι να μεγαλώνει.



Εικ 3.33 Διάγραμμα της έντασης της ακτινοβολίας του σφαιροειδούς ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη της ράβδου.

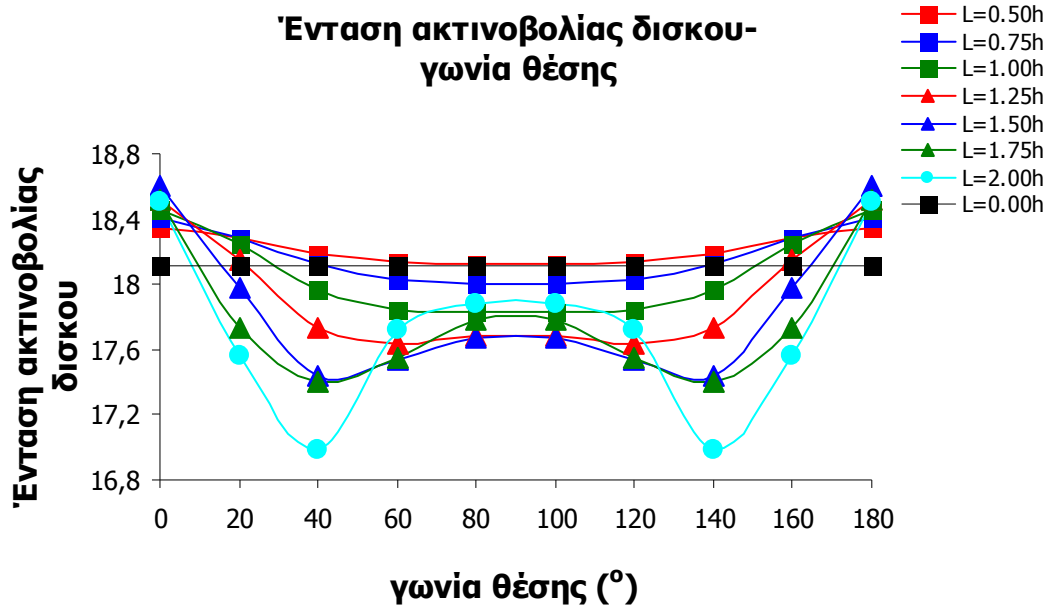


Εικ 3.34 Διάγραμμα της ακτίνας του σφαιροειδούς ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη της ράβδου.



Εικ 3.35 Διάγραμμα της ελλειπτικότητας του σφαιροειδούς ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη της ράβδου.

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, η ράβδος επηρεάζει επίσης την ένταση του δίσκου του γαλαξία. Από την εικόνα 3.36 παρατηρούμε ότι για ράβδο με μήκος $0.50 h_s$ και $0.75 h_s$, η διαφορά του ραβδωτού από τον μη-ραβδωτό γαλαξία δεν είναι μεγάλη. Αντιθέτως, γίνεται πολύ μεγαλύτερη σε μεγαλύτερες ράβδους.



Εικ 3.36 Διάγραμμα της έντασης της ακτινοβολίας του δίσκου ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη της ράβδου.

Βάσει των παραπάνω διαγραμμάτων, στον πίνακα 3.7 παρουσιάζονται οι γωνίες στις οποίες προσδιορίστηκαν ίδιες τιμές των παραμέτρων για απλούς σπειροειδείς και ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες.

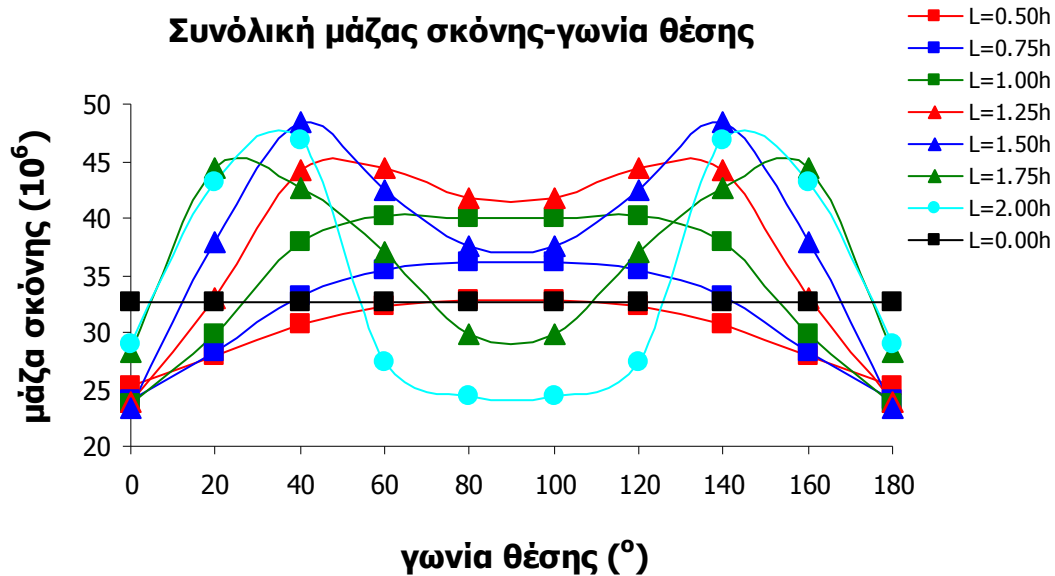
Πίνακας 3.7 Γωνίες όπου υπάρχει συμφωνία του μοντέλου για γαλαξίες με και χωρίς ράβδο αστεριών.

Μήκος ράβδου	$0.50h_s$	$0.75h_s$	$1.00h_s$	$1.25h_s$	$1.50h_s$	$1.75h_s$	$2.00h_s$
	2.65 (κpc)	3.97 (κpc)	5.29 (κpc)	6.61 (κpc)	7.94 (κpc)	9.26 (κpc)	10.58 (κpc)
τ	40°	30°	22°	8°	<	<	<
h_s	21°	12°	0°ή66°	45°	35°	27°	22°
h_d	60°	35°	25°	18°	8°	>	62°
z_s	58°	32°	20°	12°	6°	<	60°
z_d	<	59°	42°	35°	28°ή90°	30°ή61°	25°ή52°
R_e	<	<	58°	40°	37°	28°	22°
ϵ	40°	23°	15°	8°	4°	75°	53°
I_d	80°	41°	30°	22°	17°	11°	8°
I_b	<11°	<11°	<11°	<11°	70°	50°	43°

Όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της ράβδου, τόσο μικρότερη είναι η γωνία θέσης στην οποία υπολογίζεται η ίδια τιμή της παραμέτρου, χωρίς να ληφθεί υπόψη η ράβδος. Για τις παραμέτρους του χαρακτηριστικού μήκους της κατανομής των αστεριών (h_s) και του χαρακτηριστικού ύψους της κατανομής της σκόνης στο z-άξονα

(z_d), υπάρχουν 2 γωνίες στις οποίες υπολογίζεται η ίδια τιμή. Επιπρόσθετα, συμπεραίνεται ότι οι γωνίες στις οποίες υπάρχει ταύτιση αποτελεσμάτων μεταξύ του μοντέλου χωρίς, και με τον όρο της ράβδου, δεν είναι για όλες τις παραμέτρους ίδιες.

Η συνολική μάζα της σκόνης στους γαλαξίες δίνεται από την σχέση $M_d = 1.12 \cdot 10^6 \cdot \tau_v^f \cdot h_d^2$ όπου λαμβάνεται υπόψη το οπτικό βάθος του γαλαξία στο κέντρο του και το χαρακτηριστικό μήκος της ακτινικής κατανομής της σκόνης. Το παρακάτω διάγραμμα (3.36) παρουσιάζει την συνολική ποσότητα της σκόνης που υπολογίστηκε για κάθε μήκος της ράβδου και για κάθε γωνία θέσης.



Εικ 3.36 Διάγραμμα της συνολικής ποσότητας της μάζας ενός τυπικού γαλαξία συναρτήσει της γωνίας θέσης για διαφορετικά μήκη της ράβδου.

Σύμφωνα με το παραπάνω διάγραμμα, η συνολική ποσότητα σκόνης που υπολογίστηκε στους γαλαξίες υπερεκτιμάται για μήκη ράβδων μεγαλύτερα από $0.75 h_s$ και για γωνίες θέσης μεγαλύτερες από 38° , 27° , 20° , 12° , 4° και 4° , για τα μήκη $0.75 h_s$, $1.00 h_s$, $1.25 h_s$, $1.50 h_s$, $1.75 h_s$ και $2.00 h_s$, αντίστοιχα. Για μήκη της ράβδου $1.2 h_s$, $1.50 h_s$, $1.75 h_s$ και $2.00 h_s$, η ποσότητα της σκόνης εμφανίζει μέγιστη τιμή για γωνίες μεταξύ 20° και 40° και στην συνέχεια μειώνεται. Όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της ράβδου τόσο μικρότερη είναι η ποσότητα σκόνης που υπολογίζεται για γωνίες μεγαλύτερες από 40° και ιδιαίτερα για γωνία 90° . Η μέγιστη ποσότητα σκόνης, που αναφέρθηκε προηγουμένως, είναι σχεδόν ίδια σε όλα τα μήκη της ράβδου με μια μικρή διαφορά της τάξεως του 10%.

Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι σύμφωνα με το διάγραμμα (3.26), το οπτικό βάθος μικραίνει καθώς μεγαλώνει η γωνία θέσης και συνεπώς η ποσότητα σκόνης στο κέντρο του γαλαξία μειώνεται. Ταυτόχρονα, το χαρακτηριστικό μήκος της ακτινική κατανομής της σκόνης h_d μεγαλώνει (3.27), δηλαδή η σκόνη εκτείνεται σε ένα μεγαλύτερο και πιο παχύ δίσκο (3.30).

3.7 Συμπεράσματα

Η μελέτη των γαλαξιών μέχρι σήμερα, έχει συγκλίνει στον διαχωρισμό των σπειροειδών γαλαξιών σε ραβδωτούς και απλούς σπειροειδής. Οι περισσότερες μελέτες έχουν γίνει σε γαλαξίες με μικρή κλίση όπου είναι ευκολότερη η παρατήρηση της ράβδου σε σχέση με τους υπόλοιπους, λόγω της μεγάλης ποσότητας σκόνης στο κέντρο των γαλαξιών.

Η παρούσα έρευνα βασίστηκε στην προσπάθεια να βρεθεί μία συνάρτηση η οποία να περιγράφει ικανοποιητικά την τρισδιάστατη κατανομή της λαμπρότητας των αστεριών της ράβδου, ούτως ώστε να μπορεί να γίνει πιο ακριβής η μελέτη της ίδιας και ολόκληρου του γαλαξία. Οι μελέτες των γαλαξιών με μικρή κλίση έχουν δείξει ότι η ράβδος των αστεριών περιγράφεται ικανοποιητικά από την γενική έλλειψη (εξ 6.7; Athanassoula 1990). Ωστόσο, λόγω, της μεγάλης ποσότητας σκόνης δεν είναι εύκολη η μελέτη της ράβδου σε γαλαξίες με μεγάλη κλίση και επομένως δεν υπάρχει ακόμα συνάρτηση η οποία να περιγράφει ικανοποιητικά την ράβδο και στις τρεις διαστάσεις.

Παρόλα αυτά, οι παρατηρήσεις των γαλαξιών με μεγάλη κλίση έχουν κάνει εμφανή την ύπαρξη αμυδρών δομών σχήματος «X» στην κεντρική περιοχή των γαλαξιών (Patsis & Xilouris 2006). Η ύπαρξη της ράβδου συνδέεται και με τα σφαιροειδή τύπου "κουτιού/φυστικού" στους γαλαξίες, ενώ το 45% των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών με μεγάλη κλίση έχουν αυτού του είδους τις δομές στο εσωτερικό τους (Lutticke, Dettmar & Pohlen 2000).

Επομένως, η συνάρτηση που περιγράφει ικανοποιητικά την κατανομή της λαμπρότητας των αστεριών της ράβδου πρέπει να ικανοποιεί ταυτόχρονα τα παρατηρησιακά δεδομένα από γαλαξίες με μικρή κλίση, όπως επίσης να δημιουργεί ταυτόχρονα και τις δομές σχήματος «X», οι οποίες οφείλονται σε τροχιές αστεριών κάτω από την επίδραση του βαρυτικού δυναμικού της ράβδου (Patsis et al. 2002, 2003). Η συνάρτηση, η οποία ικανοποιεί όλα τα παραπάνω παρατηρησιακά δεδομένα, βασίστηκε στην συνάρτηση δυναμικού του Ferrer και περιγράφεται από την εξίσωση 3.9.

Επιπρόσθετα, χρησιμοποιώντας το μοντέλο της διάδοσης της ακτινοβολίας CRETE (Xilouris et al. 1997, 1998, 1999), εξήχθησαν κάποια διαγνωστικά συμπεράσματα για τις ράβδους και, παράλληλα εφαρμόστηκε η νέα τρισδιάστατη συνάρτηση της ράβδου σε 4 πραγματικούς ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες (NGC 4013, UGC 2048, IC 2531 και τον Γαλαξία μας).

Αρχικά διαπιστώθηκε ότι όσο μεγαλώνει το μήκος της ράβδου, η δομή «X» γίνεται και μεγαλύτερη και πιο επίπεδη (εικ 3.9), ενώ όσο μεγαλώνει το ύψος-πάχος της ράβδου, η δομή γίνεται μικρότερη και πιο κατακόρυφη (εικ 3.12). Μεταβάλλοντας την γωνία κλίσης του γαλαξία, η δομή «X» μπορεί να παρατηρηθεί μόνο για γωνίες μεγαλύτερες από 60° , ενώ αυξάνοντας την γωνία θέσεως του γαλαξία η δομή γίνεται ολοένα μεγαλύτερη και πιο επίπεδη. Βάσει της παρούσας έρευνας συμπεραίνεται, ότι η δομή του σχήματος «X» μπορεί να ανιχνευθεί με κάθετη παρατήρηση της ράβδου στο μικρό ή στο μεγάλο άξονα της, σε αντιδιαστολή με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τα δυναμικά μοντέλα τροχιών (Patsis et al. 2002, 2003) και τις προσομοιώσεις N-σωματιδίων (Athanassoula et al. 2002, 2003 και 2005), όπου η δομή προσδιορίζεται μόνο στην περίπτωση που παρατηρούμε την ράβδο κάθετα στον μεγάλο άξονα της. Ωστόσο, η παρατήρηση γαλαξιών με μεγάλο χρόνο έκθεσης θα μπορούσαν να επιβεβαιώσουν πιθανώς την ύπαρξη αμυδρών δομών σχήματος «X» αρκετά μακρύτερα από την κεντρική περιοχή των γαλαξιών. Εκεί εντοπίζεται ο λόγος για τον οποίο ο γαλαξίας NGC 3628 (εικ 1.49) που εμφανίζει κάποιες δομές αρκετά μακρύτερα από το κέντρο του, είναι υποψήφιος για περαιτέρω μελέτη.

Εφαρμόζοντας το μοντέλο στους παραπάνω πραγματικούς γαλαξίες, η τιμή της γωνίας θέσης των γαλαξιών προσδιορίστηκε μεταξύ 0° και 45° . Στην περίπτωση του γαλαξία UGC 2048 αρχικά βρέθηκε ότι το μήκος της ράβδου είναι μεγαλύτερο από 10.0 kpc, το οποίο είναι το ανώτατο όριο μήκους μίας ράβδου όπως έχει προκύψει από τις παρατηρήσεις των γαλαξιών με μεγάλη κλίση (Erwin 2005, Gadotti 2008), γεγονός που περιορίζει την απόστασή του από 63 Mpc σε 31.5 Mpc (Xilouri et al. 1997). Στην περίπτωση του δικού μας Γαλαξία, βρέθηκε ότι η γωνία θέσης της ράβδου των αστεριών είναι γύρω στις 25° και το μήκος της 3.75 kpc, αποτέλεσμα που συμφωνεί πλήρως με τα αποτελέσματα των Englmaier & Gerhard (1999).

Οι στατιστικές μελέτες των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών με μεγάλη κλίση έχουν δίνου μία μέση τιμή για το μήκος της ράβδου μεταξύ 3.0 και 4.0 kpc (Erwin 2005). Επομένως, λαμβάνοντας υπόψη το μήκος αυτό, προκύπτει ότι για τον NGC 4013 η γωνία θέσης του είναι μεταξύ 5° και 10° , για τον γαλαξία UGC 2048 μεταξύ 40° και 50° , για τον IC 2531 35° και 45° ενώ τέλος για το Γαλαξία μας υπολογίζεται

μεταξύ 20° και 30° . Κανονικοποιώντας το μήκος της ράβδου των παραπάνω γαλαξιών, βρέθηκε ότι εξαρτάται από την γωνία θέσεως των γαλαξιών με μία συνάρτηση $2^{\text{ος}}$ τάξεως (εικ. 3.25).

Επιπρόσθετα, μελετήθηκε ο τρόπος με τον οποίο η ύπαρξη μίας ράβδου αστεριών επηρεάζει ένα γαλαξία και τις φυσικές του παραμέτρους. Σε πρώτο επίπεδο βρέθηκε ότι το οπτικό βάθος στο κέντρο των γαλαξιών είναι μικρότερο συμπεριλαμβάνοντας την ράβδο, επιβεβαιώνοντας ότι οι γαλαξίες είναι οπτικά διαφανείς (Xilouris et al. 1999). Πιο συγκεκριμένα, το οπτικό βάθος γίνεται μικρότερο όσο το μήκος της ράβδου μεγαλώνει ή όσο η γωνία θέσεως αυξάνει (εικ. 3.26). Έπειτα, βρέθηκε ότι το χαρακτηριστικό μήκος της κατανομής της σκόνης αυξάνει όσο μεγαλύτερη είναι η ράβδος ή όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία θέσεως (εικ. 3.27), δηλαδή μεγαλώνει η ακτίνα του δίσκου της σκόνης. Αντίστοιχα, το χαρακτηριστικό μήκος της κατανομής των αστεριών μικραίνει όσο μεγαλώνει το μήκος της ράβδου ή η γωνία θέσεως (εικ. 3.28). Η τιμή του λόγου h_d/h_s έχει βρεθεί ίση με 1.5 σε όλους τους σπειροειδείς γαλαξίες (Xilouris et al. 1999), σύμφωνα όμως με τα αποτελέσματα της παρούσας έρευνας, η τιμή του λόγου αυτού έχει μέγιστη τιμή ίση με 2.5, για ράβδο με μήκος 2.00 kpc και γωνία θέσεως 40° (εικ. 3.32). Ο Davis (1997) κατέληξε στα ίδια συμπεράσματα, ότι δηλαδή ο δίσκος της σκόνης κατανέμεται σε μεγαλύτερες ακτίνες από τον δίσκο αστεριών για τον Γαλαξία μας, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις από το δορυφόρο COBE. Όσον αφορά στη συνολική ποσότητα της σκόνης υπολογίστηκε λιγότερη για ράβδους με μήκος μέχρι 4.0 kpc ανεξαρτήτως της γωνίας θέσεως. Επίσης, όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της ράβδου τόσο μικρότερη είναι η γωνία θέσεως στην οποία υπολογίσαμε λιγότερη ποσότητας της σκόνης, ενώ εμφανίζει μέγιστη τιμή (26% περισσότερη ποσότητα σκόνης) για γωνία θέσεως μεταξύ 20° και 40° (εικ. 3.36).

Η μελέτη ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών με μεγάλη κλίση, χρησιμοποιώντας τηλεσκόπιο με μεγάλη διακριτική ικανότητα και μεγάλο χρόνο έκθεσης, βοηθούν στην ανίχνευση των αμυδρών δομών σχήματος «X» σε γαλαξίες χωρίς σφαιροειδή τύπου "κουτιού/φιστικιού", προς επιβεβαίωση των αποτελεσμάτων της παρούσας έρευνας.

4. Συμπεράσματα

Στόχος της παρούσας διδακτορικής διατριβής ήταν να μελετηθούν δύο πολύ σημαντικά φαινόμενα μεσοαστρικής ύλης, όπως είναι ένα από τα υπολείματα εξέλιξης των αστεριών, τα Πλανητικά Νεφλώματα (ΠΝ) και η αμυδρή δομή της ράβδου στο κέντρο των σπειροειδών γαλαξιών.

Πιο συγκεκριμένα, για τα ΠΝ σκοπός ήταν η μελέτη και ο προσδιορισμός των φυσικών παραμέτρων τους, όπως είναι η ενεργός θερμοκρασία και η λαμπρότητα του κεντρικού αστεριού, η θερμοκρασία και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων, η αφθονία των He, N, O, S κτλ., χρησιμοποιώντας το μοντέλο φωτο-ιονισμού Cloudy.

Για την παρατήρηση των ΠΝ χρησιμοποιήθηκε το τηλεσκόπιο των 1.3 μ του Αστεροσκοπείου του Σκίνακα στην Κρήτη, όπου πάρθηκαν εικόνες με φίλτρα γραμμών εκπομπής και φάσματα που κάλυπταν την περιοχή από 3500 έως 6800 Å. Από την ανάλυση των εικόνων και των φασμάτων ήταν δυνατός ο υπολογισμός της συνολικής έντασης στην γραμμή εκπομπής Ηα, της ακτίνας καθενός ΠΝ και της έντασης των γραμμών επανασύνδεσης του Η και του He όπως και των απαγορευμένων γραμμών του N, του O, του S, του Ne και του Ar (Boumis et al. 2003, 2006, Akras et al. 2010a). Στην συνέχεια, χρησιμοποιώντας το μοντέλο φωτο-ιονισμού Cloudy (Ferland 1998), υπολογίσαμε τις φυσικές παραμέτρους των ΠΝ.

Επιπλέον, μελετώντας τις αφθονίες των στοιχείων των ΠΝ, επιβεβαιώθηκε η ταυτόχρονη αύξηση της αφθονίας του He και του N και η σχέση της μάζας του προγενέστερου αστεριού με την αφθονία του N. Στα μεγάλης μάζας αστέρια, το 3^ο dredge-up στάδιο και το HBB φαινόμενο παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στην μετατροπή μεγάλων ποσοτήτων C και O σε N μέσω των κύκλων CN και ON (Pottasch et al. 2006, Perinotto et al. 2006, van de Hoek et al. 1997).

Υπολογίζοντας τις μέσες τιμές της αφθονίας των 20 ΠΝ του δείγματος μας, προέκυψε ότι υπολογίσαμε μεγαλύτερη την αφθονία του He, του O και του S κατά 0.05 dex, 0.07 dex και 0.12 dex αντίστοιχα, ενώ η αφθονία του N βρέθηκε σχεδόν ίδια με τα αποτελέσματα των Chiarinini et al. 2009 για τα ΠΝ του σφαιροειδούς και του δίσκου, το οποίο πιθανά να οφείλεται στην μορφολογία των ΠΝ. Στην συνέχεια, διαχωρίζοντας τα ΠΝ ανάλογα με την μορφολογία τους σε σφαιρικά, ελλειπτικά και διπολικά, βρέθηκε ότι η αφθονία του He και του N είναι μεγαλύτερη στα διπολικά. Η χρήση του στατιστικού εργαλείου PCA, έδειξε ότι τα κυκλικά και τα ελλειπτικά ΠΝ διαχωρίζονται από τα διπολικά, βάσει της τιμής του λόγου $\log(N/O)$, ο οποίος παίρνει

αρνητικές τιμές στα δύο πρώτα και αρνητικές και θετικές τιμές για τα διπολικά. Η κρίσιμη τιμή βρέθηκε ίση με -0.18 dex και αντιστοιχεί σε μάζα προγενέστερου αστεριού ίση με $2.6 M_{\odot}$ (Akraş & Boumis 2007). Η αφθονία του O είναι μικρότερη στα διπολικά ΠN σε σχέση με τα κυκλικά κατά 0.25 με 0.30 dex (Marigo et al. 1998), που έρχεται σε συμφωνία με την υπόθεση ότι σε αστέρια μεγαλύτερη μάζας, η μείωση της αφθονίας του O είναι μεγαλύτερη (Ratag et al. 1992).

Επίσης, διαχωρίζοντας τα ΠN σε αυτά με και χωρίς σφαιρική συμμετρία, ελέγχθηκε το ποσοστό επίδρασης της μορφολογίας των ΠN στα αποτελέσματα που προκύπτουν από το μοντέλο, στο οποίο η σφαιρική συμμετρία είναι βασική υπόθεση. Η αφθονία του He, του O και του S, βρέθηκε μεγαλύτερη, ενώ η αφθονία του N μικρότερη στα ΠN χωρίς σφαιρική συμμετρία, σε σύγκριση με τα ΠN που εμφανίζουν σφαιρική συμμετρία.

Μελλοντικά, σκοπεύω να πραγματοποιήσω παρατηρήσεις χρησιμοποιώντας φασματογράφους με πολλές σχισμές ταυτόχρονα (multi-slit spectra) ή οπτικές ίνες (fibers), ούτως ώστε να εξετάσουμε πώς και εάν η μορφολογία τους επηρεάζει τις αφθονίες των στοιχείων. Συγκεκριμένα, παίρνοντας ταυτόχρονα, φάσματα σε διαφορετικές ακτίνες, θα μπορούσαμε να μελετήσουμε πως μεταβάλλεται η αφθονία των στοιχείων κάθε ΠN με την ακτίνα. Σημαντικό εργαλείο αναμένεται να αποτελέσει και το μοντέλο τρισδιάστατης απεικόνισης των ΠN (Shape) για την όσο το δυνατόν καλύτερη αναπαράστασή τους. Η μελέτη των ΠN, με την χρήση του μοντέλου Shape, θα μας βοηθήσει να καταλάβουμε καλύτερα τους φυσικούς μηχανισμούς στους οποίους οφείλεται η μορφολογία του κάθε ΠN.

Ένα από τα ερωτήματα που προκύπτουν από την παρούσα διδακτορική διατριβή, είναι αν η μεγάλη αφθονία του He και του N στα διπολικά ΠN σε σχέση με τα κυκλικά και τα ελλειπτικά, οφείλεται στις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις των προγενέστερων αστεριών τους ή στην διακριτική ικανότητα των τηλεσκοπίων. Σκοπός μου είναι, να χρησιμοποιήσω τηλεσκόπια διαφορετικής διακριτικής ικανότητας, ώστε να μελετήσουμε την μεγάλη διασπορά που εμφανίζουν οι αφθονίες των στοιχείων των ΠN.

Τέλος, χρησιμοποιώντας το στατιστικό θεώρημα Bayesian υπολογίστηκε για κάθε ΠN η πιθανότητα μέτρησης της αφθονίας ενός από τα He, N και O, γνωρίζοντας την τιμή των άλλων δύο, αναδεικνύοντας αποκλίσεις κατά την μέτρηση της αφθονίας του He (μεγαλύτερη κατά 0.06 dex) και του N (μικρότερη κατά 0.09 dex). Η χρήση του θεωρήματος Bayesian και σε άλλα στοιχεία όπως του S του Ar και του Ne ή παραμέτρων όπως η ενεργός θερμοκρασία και η λαμπρότητα του κεντρικού αστεριού,

η θερμοκρασία και η πυκνότητα των ηλεκτρονίων, είναι απαραίτητη για την μελέτη είτε των ΠΝ του δείγματος μας είτε για την μελέτη νέων ΠΝ και είναι κάτι το οποίο σκοπεύω να πραγματοποιήσω μελλοντικά.

Επίσης, 2^{ος} σημαντικός στόχος της παρούσας διδακτορικής διατριβής ήταν η εύρεση μίας τρισδιάστατης συνάρτησης για την περιγραφή της ράβδου των αστεριών σε σπειροειδείς γαλαξίες χρησιμοποιώντας το μοντέλο διάδοσης ακτινοβολίας CRETE.

Η μελέτη των γαλαξιών έχει συγκλίνει στον διαχωρισμό των σπειροειδών γαλαξιών σε ραβδωτούς και απλούς σπειροειδής. Οι περισσότερες μελέτες έχουν γίνει σε γαλαξίες με μικρή κλίση όπου είναι ευκολότερη η παρατήρηση της ράβδου σε σχέση με τους υπόλοιπους, λόγω της μεγάλης ποσότητας σκόνης στο κέντρο των γαλαξιών.

Η παρούσα έρευνα βασίστηκε στην προσπάθεια να βρεθεί μία συνάρτηση η οποία να περιγράφει ικανοποιητικά την τρισδιάστατη κατανομή της λαμπρότητας των αστεριών της ράβδου, ούτως ώστε να μπορεί να γίνει πιο ακριβής η μελέτη της ίδιας και κατ' επέκταση ολόκληρου του γαλαξία. Χρησιμοποιώντας το μοντέλο της διάδοσης της ακτινοβολίας CRETE (Xilouris et al. 1997,1998, 1999), εξήχθησαν κάποια διαγνωστικά συμπεράσματα για τις ράβδους και, παράλληλα εφαρμόστηκε η νέα τρισδιάστατη συνάρτηση της ράβδου σε 4 ραβδωτούς σπειροειδείς γαλαξίες (NGC 4013, UGC 2048, IC 2531) και τον Γαλαξία μας, Akras et al. 2010b).

Αρχικά διαπιστώθηκε ότι όσο μεγαλώνει το μήκος της ράβδου, η δομή «X» γίνεται και μεγαλύτερη και πιο επίπεδη (εικ 3.9), ενώ όσο μεγαλώνει το ύψος-πάχος της ράβδου, η δομή γίνεται μικρότερη και πιο κατακόρυφη (εικ 3.12). Μεταβάλλοντας την γωνία κλίσης του γαλαξία, η δομή «X» μπορεί να παρατηρηθεί μόνο για γωνίες μεγαλύτερες από 60°, ενώ αυξάνοντας την γωνία θέσεως του γαλαξία η δομή γίνεται ολοένα μεγαλύτερη και πιο επίπεδη. Βάσει της παρούσας έρευνας συμπεραίνεται, ότι η δομή του σχήματος «X» μπορεί να ανιχνευθεί με κάθετη παρατήρηση της ράβδου στο μικρό ή στο μεγάλο άξονα της, σε αντιδιαστολή με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τα δυναμικά μοντέλα τροχιών (Patsis et al. 2002, 2003) και τις προσομοιώσεις N-σωματιδίων (Athanasoula et al. 2002, 2003 και 2005), όπου η δομή προσδιορίζεται μόνο στην περίπτωση που παρατηρούμε την ράβδο κάθετα στον μεγάλο άξονα της. Ωστόσο, παρατηρήσεις γαλαξιών με μεγάλο χρόνο έκθεσης θα μπορούσαν να επιβεβαιώσουν πιθανώς την ύπαρξη αμυδρών δομών σχήματος «X» αρκετά μακρύτερα από την κεντρική περιοχή των γαλαξιών. Εκεί εντοπίζεται ο λόγος για τον οποίο ο γαλαξίας NGC 3628 (εικ 1.49) που εμφανίζει

κάποιες δομές αρκετά μακρύτερα από το κέντρο του, είναι υποψήφιος για περαιτέρω μελέτη.

Εφαρμόζοντας το μοντέλο στους παραπάνω γαλαξίες, η τιμή της γωνίας θέσης τους προσδιορίστηκε μεταξύ 0° και 45° . Στην περίπτωση του γαλαξία UGC 2048 αρχικά βρέθηκε ότι το μήκος της ράβδου είναι μεγαλύτερο από 10.0 kpc, το οποίο είναι το ανώτατο όριο μήκους μίας ράβδου όπως έχει προκύψει από τις παρατηρήσεις των γαλαξιών με μεγάλη κλίση (Erwin 2005, Gadotti 2008), γεγονός που περιορίζει την απόστασή του από 63 Mpc σε 31.5 Mpc (Xilouri et al. 1997). Στην περίπτωση του δικού μας Γαλαξία, βρέθηκε ότι η γωνία θέσης της ράβδου των αστεριών είναι γύρω στις 25° και το μήκος της 3.75 kpc (Akras et al. 2010b), αποτέλεσμα που συμφωνεί πλήρως με τα αποτελέσματα των Englmaier & Gerhard (1999).

Οι στατιστικές μελέτες των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών με μεγάλη κλίση δίνουν μία μέση τιμή για το μήκος της ράβδου μεταξύ 3.0 και 4.0 kpc (Erwin 2005). Επομένως, λαμβάνοντας υπόψη το μήκος αυτό, προκύπτει ότι για τον NGC 4013 η γωνία θέσης του είναι μεταξύ 5° και 10° , για τον UGC 2048 μεταξύ 40° και 50° , για τον IC 2531 35° και 45° ενώ τέλος για το Γαλαξία μας υπολογίζεται μεταξύ 20° και 30° . Κανονικοποιώντας το μήκος της ράβδου των παραπάνω γαλαξιών, βρέθηκε ότι εξαρτάται από την γωνία θέσεως των γαλαξιών με μία συνάρτηση $2^{\text{ος}}$ τάξεως (εικ. 3.25, Akras et al. 2010b).

Επιπρόσθετα, μελετήθηκε ο τρόπος με τον οποίο η ύπαρξη μίας ράβδου αστεριών επηρεάζει ένα γαλαξία και τις φυσικές του παραμέτρους. Σε πρώτο επίπεδο βρέθηκε ότι το οπτικό βάθος στο κέντρο των γαλαξιών είναι μικρότερο συμπεριλαμβάνοντας την ράβδο, επιβεβαιώνοντας ότι οι γαλαξίες είναι οπτικά διαφανείς (Xilouris et al. 1999). Πιο συγκεκριμένα, το οπτικό βάθος γίνεται μικρότερο όσο το μήκος της ράβδου μεγαλώνει ή όσο η γωνία θέσεως αυξάνει (εικ. 3.26). Έπειτα, βρέθηκε ότι το χαρακτηριστικό μήκος της κατανομής της σκόνης αυξάνει όσο μεγαλύτερη είναι η ράβδος ή όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία θέσεως (εικ. 3.27), δηλαδή μεγαλώνει η ακτίνα του δίσκου της σκόνης. Αντίστοιχα, το χαρακτηριστικό μήκος της κατανομής των αστεριών μικραίνει όσο μεγαλώνει το μήκος της ράβδου ή η γωνία θέσεως (εικ. 3.28). Η τιμή του λόγου h_d/h_s έχει βρεθεί ίση με 1.5 σε όλους τους σπειροειδείς γαλαξίες (Xilouris et al. 1999), σύμφωνα όμως με τα αποτελέσματα της παρούσας έρευνας, η τιμή του λόγου αυτού έχει μέγιστη τιμή ίση με 2.5, για ράβδο με μήκος 2.00 kpc και γωνία θέσεως 40° (εικ. 3.32). Όσον αφορά στην συνολική ποσότητα της σκόνης, όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της ράβδου τόσο

μικρότερη είναι η γωνία θέσεως στην οποία υπολογίσαμε λιγότερη την ποσότητα της σκόνης, ενώ εμφανίζει μέγιστη τιμή (26% περισσότερη ποσότητα σκόνης) για γωνία θέσεως μεταξύ 20° και 40° (εικ 3.36).

Η τρισδιάστατη συνάρτηση της κατανομής της λαμπρότητας των αστεριών της ράβδου στην οποία καταλήξαμε, θα βοηθήσει στην πιο ακριβή και λεπτομερή μελέτη των ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών. Επίσης, το νέο μοντέλο διάδοσης ακτινοβολίας μπορεί να περιγράψει πλέον και τις αμυδρές δομές σχήματος «X» στο κέντρο των γαλαξιών και να προσδιορίσει τις πραγματικές τιμές των παραμέτρων του κάθε γαλαξία όπως είναι η ποσότητα της σκόνης, το χαρακτηριστικό μήκος ή ύψος του δίσκου των αστεριών και της σκόνης στους γαλαξίες. Επομένως, είναι επιβεβλημένη η μελέτη νέων ραβδωτών σπειροειδών γαλαξιών με την χρήση του νέου μοντέλου διάδοσης ακτινοβολίας στο μέλλον. Η μελέτη αυτή δεν θα περιοριστεί μόνο σε γαλαξίες με μεγάλη κλίση αλλά και σε γαλαξίες με μικρή κλίση, ούτως ώστε τα συμπεράσματα να είναι όσο πιο δυνατόν πιο γενικά και ακριβής.

Παράρτημα Α

Οπτικά τηλεσκόπια και ανάλυση δεδομένων

Στο παράρτημα αυτό αναφέρονται λεπτομερώς τα όργανα που χρησιμοποιήθηκαν για τις παρατηρήσεις των πλανητικών νεφελωμάτων στην περιοχή του Γαλαξιακού σφαιροειδούς, δηλαδή το τηλεσκόπιο και οι ανιχνευτές. Στην συνέχεια γίνεται μια εκτενής αναφορά στην διαδικασία η οποία ακολουθήθηκε για την επεξεργασία των εικόνων και των φασμάτων των πλανητικών νεφελωμάτων.

A.1 Τηλεσκόπια και ανιχνευτές

A.1.1 Εισαγωγή

Για την παρατήρηση των ΠΝ χρησιμοποιήθηκε: το τηλεσκόπιο τύπου Ritchey – Cretien διαμέτρου 1.3 μ -, και το τηλεσκόπιο τύπου Schmidt - Cassegrain 0.3 μ - του αστροσκοπείου του Σκίνακα στο Ηράκλειο Κρήτης, με ανιχνευτές συζευγμένου φορτίου (CCD camera). Επίσης για τις εικόνες χρησιμοποιήθηκε μια σειρά από συμβολομετρικά φίλτρα ώστε να απομονωθούν και να μελετηθούν συγκεκριμένες γραμμές εκπομπής διαφόρων στοιχείων (όπως Ηα, N[II]), ενώ για τα φάσματα χρησιμοποιήθηκε ένας εστιακός μειωτής (focal reducer), φράγμα και σχισμές διαφορετικού εύρους.



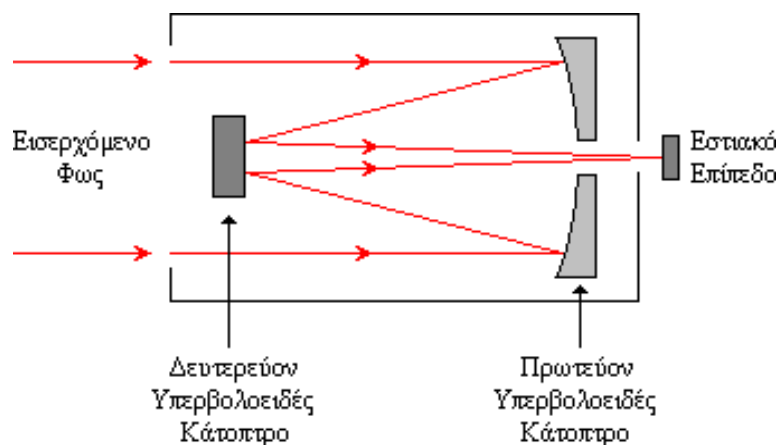
Εικ Α.1 Το αστροσκοπείο στην κορυφή του Σκίνακα στην Κρήτη. Με τα τηλεσκόπια των 0.3 μ (μικρός θόλος δεξιά) και 1.3 μ (μεγάλος θόλος αριστερά) έγιναν όλες οι παρατηρήσεις των νέων πλανητικών νεφελωμάτων που παρουσιάζονται στην παρούσα διατριβή.

A.1.2 Οπτικά τηλεσκόπια και όργανα παρατήρησης

Για πιο λεπτομερή μελέτη των ΠΝ του Γαλαξιακού σφαιροειδούς που ανακαλύφθηκαν μέσω της γραμμής εκπομπής του οξυγόνου [O III] 5007 Å (Boumis et al. 2001; 2003), από παρατηρήσεις που έγιναν με το 0.3 μ τηλεσκόπιο του Αστεροσκοπείου του Σκίνακα, πραγματοποιήθηκε μία επιπλέον σειρά παρατηρήσεων (λήψη εικόνων στην γραμμή εκπομπής H α), χρησιμοποιώντας το τηλεσκόπιο τύπου Ritchey – Cretien διαμέτρου 1.3 μ (f/7.7) του Αστεροσκοπείου του Σκίνακα (εικόνα A.2). Το οπτικό σύστημα του τηλεσκοπίου αυτού απεικονίζεται σχηματικά στην εικόνα A.3, ενώ στον πίνακα A.1 συνοψίζονται τα βασικά χαρακτηριστικά του.



Εικ A.2 Το τηλεσκόπιο 1.3 μ τύπου Ritchey - Cretien του αστεροσκοπείου στο Σκίνακα.



Εικ A.3 Σχηματική απεικόνιση του οπτικού συστήματος του τηλεσκοπίου που χρησιμοποιήθηκε.

Πίνακας Α.1 Οπτικό σύστημα τηλεσκοπίου 130 εκ. τύπου Ritchey – Cretien.

Οπτικό σύστημα	
Τύπος	Ritchey - Cretien
Διάμετρος πρωτεύοντος κατόπτρου	129 εκ.
Διάμετρος δευτερεύοντος κατόπτρου	45.6 εκ.
Κεντρική οπή πρωτεύοντος κατόπτρου	35 εκ.
Απόσταση μεταξύ των κατόπτρων	235.34 εκ.
Εστιακή απόσταση συστήματος	985.7 εκ.
Εστιακός λόγος	7.64
Κατασκευαστής	Carl zeiss oberkochen
Στήριγμα	
Τύπος	Ισημερινό
Κατασκευαστής	FM engineering

Πηγή: Αστεροσκοπείο Σκίνακα

A.1.3 Ανιχνευτές ακτινοβολίας

Ο πιο σύγχρονος ανιχνευτής που χρησιμοποιείται σχεδόν σε όλα τα τηλεσκόπια, για την παρατήρηση ουράνιων αντικειμένων στο οπτικό μέρος του φάσματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, είναι οι κάμερες συζευγμένου φορτίου ή CCD (charge-coupled devise).

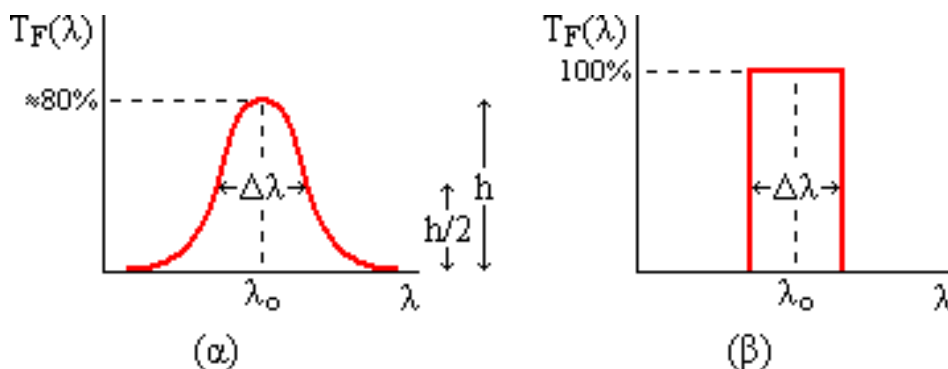
Η αρχή λειτουργίας μιας CCD κάμερας είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Η πρόσπτωση φωτονίων προκαλεί παραγωγή ηλεκτρονίων, τα οποία διακινούνται, συλλέγονται και καταγράφονται από ένα ηλεκτρικό κύκλωμα που βρίσκεται πάνω σε μια λεπτή πλακέτα πυριτίου. Μία τυπική CCD κάμερα έχει διαστάσεις $18 \times 18 \text{ mm}^2$, και αποτελείται από μία διάταξη 1024×1024 στοιχειωδών εικονοστοιχείων (pixels) διαστάσεων $18 \times 18 \mu\text{m}^2$ το καθένα. Είναι αρκετά τα πλεονεκτήματα της συσκευής αυτής σε σχέση με άλλους ανιχνευτές. Τα πιο σημαντικά είναι η μεγάλη κβαντική απόδοση που ξεπερνάει το 70%, καθώς και η μεγάλη φασματική της ευαισθησία. Επίσης, το χαμηλό επίπεδο θορύβου, η γραμμική της απόκριση καθώς και η πολύ εύκολη συλλογή και επεξεργασία των δεδομένων που καταγράφει.

Για τις παρατηρήσεις, χρησιμοποιήθηκαν CCD κάμερες που ψύχονται με υγρό άζωτο. Πιο συγκεκριμένα, μία κάμερα τύπου photometric CH 360 για την παρατήρηση των εικόνων στα διάφορα φίλτρα και μια κάμερα τύπου ISA 608 για την λήψη των φασμάτων των πλανητικών νεφελωμάτων, χρησιμοποιώντας ταυτόχρονα

και μία σχισμή εύρους 320 μm . Με βάση την σχέση $\varphi = \tan^{-1} \frac{\text{μέγεθος pixel}}{\text{εστιακό μήκος}}$, μπορεί να υπολογιστεί η κλίμακα (scale) και το πεδίο οράσεως (field of view) της κάθε κάμερας για οποιοδήποτε τηλεσκόπιο. Για την περίπτωση της κάμερας τύπου CH 360 και του 1.3 μ τηλεσκοπίου με εστιακό λόγο 7.7, η κλίμακα βρέθηκε ίση με 0.50 arcsec/pixel και το εύρος οράσεως $8.5' \times 8.5'$, ενώ στην περίπτωση της κάμερας τύπου ISA 608, η κλίμακα βρέθηκε ίση με 0.28 arcsec pixel⁻¹. Το εύρος της σχισμής που χρησιμοποιήθηκε κάλυπτε στο ουρανό μία περιοχή ίση με 7.7 δευτερόλεπτα της μοίρας ενώ το μήκος της μια περιοχή ίση με 7.9 λεπτά της μοίρας.

A.1.4 Φίλτρα

Χρησιμοποιήθηκαν επίσης συμβολομετρικά φίλτρα μικρού εύρους ώστε να απομονωθεί μια συγκεκριμένη φασματική περιοχή της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Οι παράμετροι που χαρακτηρίζουν ένα φίλτρο είναι το εύρος του φίλτρου $\Delta\lambda$ και το μήκος κύματος μέγιστης εκπομπής λ_0 . Η διαπερατότητα του φίλτρου ορίζεται από την συνάρτηση του μήκους κύματος λ που συμβολίζεται ως $T_F(\lambda)$. Στην εικόνα A.4 παρουσιάζεται γραφικά η διαπερατότητα ως συνάρτηση του μήκους κύματος για ένα πραγματικό (α) και ένα ιδεατό (β) φίλτρο αντίστοιχα.



Εικ A.4 Διαπερατότητα ενός πραγματικού (α) και ενός ιδεατού φίλτρου (β) συναρτήσει του μήκους κύματος. Το $\Delta\lambda$ ονομάζεται και FWHM (full width at half maximum).

Ανάλογα με το εύρος της φασματικής περιοχής που απομονώνουν τα φίλτρα χωρίζονται σε ενδιάμεσα και στενά. Το πιο διαδεδομένο σύστημα εύρους για τα ενδιάμεσα φίλτρα είναι το σύστημα Johnson, ενώ στα στενά φίλτρα το πιο διαδεδομένο είναι το σύστημα Strömberg. Για τις οπτικές παρατηρήσεις των ΠΝ

χρησιμοποιήθηκαν κυρίως συμβολομετρικά (στενά) φίλτρα με FWHM της τάξης των 70 Å (πίνακας A.2).

Πίνακας A.2 Φίλτρα που χρησιμοποιήθηκαν για την παρατήρηση των οπτικών εικόνων στις γραμμές εκπομπής $\text{H}\alpha$ + $[\text{N II}]$.

Φίλτρο	Κεντρικό Μήκος κύματος (Å) του φίλτρου	FWHM (Å)
$\text{H}\alpha$ 6563 Å+ $[\text{N II}]$ 6548 Å, 6584 Å	6570	75
Κόκκινο συνεχές	6096	134

Πηγή: αστροσκοπείο Σκίνακα

A.1.5 Φασματογράφος

Η παρατήρηση των φασμάτων των ΠΝ έγινε χρησιμοποιώντας ένα φασματογράφο χαμηλής ανάλυσης (~ 8 Å και ~ 11 Å για το κόκκινο και μπλε μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, αντίστοιχα), φράγμα 1300 mm^{-1} και μία CCD κάμερα τύπου ISA 608 με 2000×800 εικονοστοιχεία διαστάσεων $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ το καθένα. Ο παραπάνω συνδυασμός κάλυψε ένα εύρος μήκους κύματος ~ 2000 , οπότε για να καλυφθεί όσο το δυνατόν καλύτερα το οπτικό μέρος του φάσματος και να έχουμε ένα σημαντικό αριθμό γραμμών εκπομπής, πήραμε αρχικά φάσματα στην περιοχή $4800 \text{ Å} - 6800 \text{ Å}$ και στην συνέχεια στην περιοχή από $3500 \text{ Å} - 5500 \text{ Å}$.

Επίσης, χρησιμοποιήθηκαν τρεις σχισμές με διαφορετικό εύρος α) $160 \mu\text{m}$ για τις εικόνες επιπεδοποίησης β) $320 \mu\text{m}$ για τα δεδομένα και γ) $640 \mu\text{m}$ για τα σταθερά αστέρια. Στον ουρανό, το εύρος της σχισμής των $320 \mu\text{m}$, αντιστοιχεί σε 7.7 δευτερόλεπτα της μοίρας ενώ το μήκος της σχισμής σε 7.9 λεπτά της μοίρας.

Για την βαθμονόμηση των φασμάτων – δηλαδή την αντιστοίχιση των εικονοστοιχείων με τα μήκη κύματος, χρησιμοποιήθηκε μία λάμπα "Fe-He-Ne-Ar", ούτως ώστε να είναι πιο εύκολη η αναγνώριση των γραμμών εκπομπής, ενώ χρησιμοποιήθηκε και μία λάμπα Υδραργύρου ούτως ώστε να πάρουμε εικόνες επιπεδοποίησης, με τις οποίες διορθώσαμε την διαφορετική κβαντική απόκριση των εικονοστοιχείων στα διαφορετικά μήκη κύματος.

Η διόρθωση της μεσοαστρικής εξασθένησης της έντασης των γραμμών εκπομπής έγινε λαμβάνοντας φάσματα των φωτομετρικών σταθερών αστεριών HR5501, HR7596, HR9087, HR718 και HR7950 (Hamuy et al. 1992; 1994).

A.2 Ανάλυση δεδομένων

A.2.1 Εικόνες ΠΝ

Μετά το πέρας των παρατηρήσεων των ΠΝ με τα προαναφερθέντα όργανα, ακολούθησε μια σειρά διορθώσεων των δεδομένων προκειμένου να εξαλειφθούν τα σφάλματα που υπεισέρχονται κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων και οφείλονται τόσο στα όργανα όσο και στην παρουσία της ατμόσφαιρας της Γης καθώς και της μεσοαστρικής ύλης. Για την επεξεργασία αυτή, χρησιμοποιήθηκαν δυο αστρονομικά υπολογιστικά πακέτα, το IRAF²⁶ και το MIDAS²⁷. Σε όλες τις εικόνες εφαρμόστηκε η εξής διαδικασία διόρθωσης:

- α.** Μετατροπή αρνητικών τιμών σε θετικές
- β.** αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου (bias)
- γ.** επιπεδοποίηση εικόνας (flat fielding) σε κάθε φίλτρο ξεχωριστά, μέσω παρατηρήσεων του ουρανού στο λυκόφως (ή λυκαυγή)
- δ.** αφαίρεση έντασης που οφείλεται στην φωτεινότητα του ουρανού (sky background).

Ένα επίσης σφάλμα το οποίο εμφανίζεται στις εικόνες παρατήρησης είναι το λεγόμενο σκοτεινό ρεύμα (dark current), το οποίο οφείλεται σε θερμικά ηλεκτρόνια που παράγονται στην κάμερα και καταγράφονται ως φωτόνια τα οποία όμως δεν σχετίζονται με την πηγή παρατήρησης. Ένα τρόπος να ελαττωθεί το σκοτεινό ρεύμα είναι να ψυχθεί η κάμερα σε αρκετά χαμηλή θερμοκρασία της τάξεως των -100 °C, χρησιμοποιώντας υγρό άζωτο. Στην περίπτωση στην οποία το σκοτεινό ρεύμα παραμένει υψηλό, χρειάζεται να παρθούν οι λεγόμενες σκοτεινές εικόνες (dark frames) για την διόρθωση του. Στην παρούσα ανάλυση δεν χρησιμοποιήθηκαν οι εικόνες αυτές, λόγω της μείωσης του σκοτεινού ρεύματος με την ψύξη της κάμερας με υγρό άζωτο. Στην συνέχεια αυτού του κεφαλαίου αναφέρονται λεπτομερώς τα παραπάνω σφάλματα και η διαδικασία διόρθωσης που ακολουθήθηκε.

A.2.1.1 Αρνητικές τιμές

Λόγω του λειτουργικού συστήματος της κάμερας, δεν είναι δυνατό να καταγραφούν στα εικονοστοιχεία τιμές πάνω από 2^{15} μονάδες (counts). Όταν η

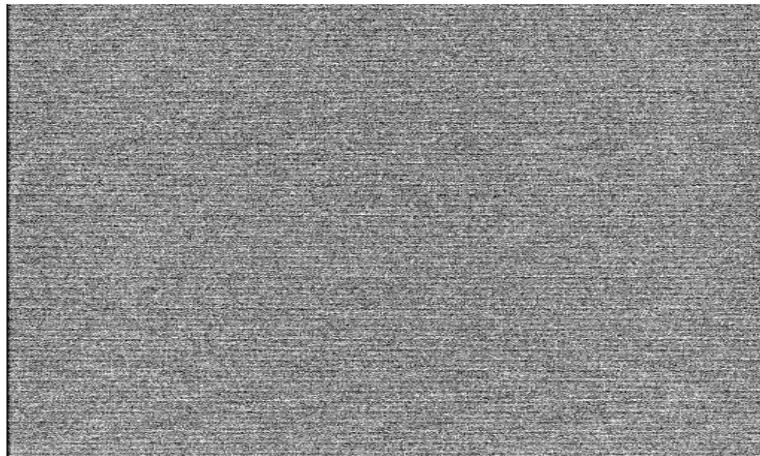
²⁶ <http://iraf.noao.edu/>

²⁷ <http://www.eso.org/sci/data-processing/software/esomidas/>

μετρούμενη ένταση ξεπερνά την τιμή αυτή καταγράφονται και αρνητικές τιμές ξεκινώντας από το $-32768 (-2^{15})$ και φτάνοντας έως το -1 το οποίο αντιστοιχεί σε $2^{16}=65536$. Επομένως, όλες οι εικόνες πρέπει να διορθωθούν, προσθέτοντας την τιμή $2^{16}=65536$ σε όλα τα εικονοστοιχεία που έχουν αρνητική τιμή. Στην περίπτωση όμως που η μετρούμενη ένταση ξεπερνά την τιμή των 65536 , αρχίζει η υπερχειλίση των εικονοστοιχείων (ή αλλιώς "κάψιμο") με αποτέλεσμα οι εικόνες να μην μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την εξαγωγή αποτελεσμάτων.

A.2.1.2 Ηλεκτρονικός θόρυβος

Όλες οι συσκευές που χρησιμοποιούνται για την παρατήρηση παρουσιάζουν ένα συστηματικό σφάλμα που οφείλεται στα θερμικά ηλεκτρόνια που παράγονται στα ηλεκτρονικά κυκλώματα της κάμερας. Ο θόρυβος αυτός υπάρχει σε όλες τις εικόνες που λαμβάνονται από το τηλεσκόπιο. Η διαδικασία που διορθώνει αυτό το σφάλμα είναι η λήψη εικόνων με μηδενικό χρόνο έκθεσης (σε αντίθεση με τις εικόνες παρατήρησης όπου ο χρόνος έκθεσης είναι κατά μέσο όρο μια ώρα), τις λεγόμενες εικόνες ηλεκτρονικού θορύβου, οι οποίες στη συνέχεια θα αφαιρεθούν από την εικόνα παρατήρησης. Στην εικόνα A.5 παρουσιάζεται ένα παράδειγμα εικόνας ηλεκτρονικού θορύβου.

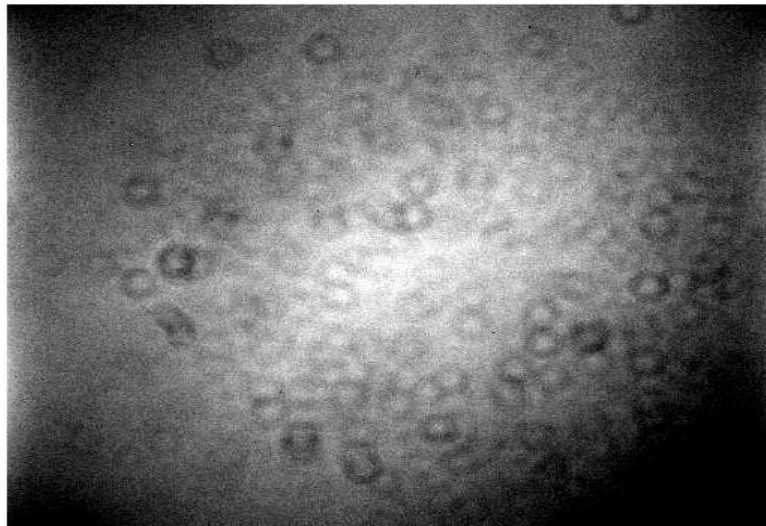


Εικ A.5 Παράδειγμα εικόνας ηλεκτρονικού θορύβου.

Παρότι τα επίπεδα του θορύβου αναμένονται να είναι σχεδόν σταθερά, στην πράξη υπάρχουν μικρές μεταβολές και για τον λόγο αυτό λαμβάνονται αρκετές εικόνες ηλεκτρονικού θορύβου κατά την διάρκεια όλης της νύχτας, ούτως ώστε να δημιουργηθεί μία τελική μέση εικόνα ηλεκτρονικού θορύβου, η οποία αφαιρείται από όλες τις εικόνες της ίδιας νύχτας παρατήρησης.

A.2.1.3 Επιπεδοποίηση εικόνων

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω οι CCD κάμερες που χρησιμοποιούνται για αστρονομικές παρατηρήσεις αποτελούνται από πολλά επιμέρους εικονοστοιχεία, τα οποία έχουν μέγεθος της τάξεως των μm . Λόγω κατασκευής δεν έχουν όλα τα εικονοστοιχεία την ίδια απόδοση, δηλαδή, για τον ίδιο αριθμό προσπιπτόντων φωτονίων δεν παράγεται ο ίδιος αριθμός ηλεκτρονίων. Επιπλέον, η ύπαρξη κόκκων σκόνης στο κάτοπτρο ή στα φίλτρα που χρησιμοποιούνται οδηγούν στη μη καταγραφή ορισμένων φωτονίων λόγω σκέδασης με αποτέλεσμα η όλη καταγραφή των φωτονίων στην εικόνα να είναι ανομοιογενείς. Για το λόγο αυτό, πριν από κάθε νύχτα παρατήρησης λαμβάνονται εκθέσεις επιπεδοποίησης, δηλαδή, εικόνες όπου το πεδίο παρατήρησης είναι ομοιόμορφα φωτισμένο ώστε να καταγραφεί όσο το δυνατό πιο πιστά η διαφοροποίηση στην απόδοση των εικονοστοιχείων. Αυτό επιτυγχάνεται είτε με παρατηρήσεις ομοιόμορφα φωτισμένης λευκής επιφάνειας ή με παρατηρήσεις του ουρανού κατά τη διάρκεια της δύσης (λυκόφως) ή της ανατολής του ηλίου (λυκαυγή) οπότε δεν υπάρχει καμία πηγή φωτός (π.χ. αστέρια, Ήλιος, φεγγάρι) και ο ουρανός είναι ομοιόμορφα φωτισμένος. Στην εικόνα A.6 παρουσιάζεται μια εικόνα επιπεδοποίησης.



Εικ A.6 Παράδειγμα εικόνας επιπεδοποίησης.

Η διαδικασία διόρθωσης της διαφορετικής απόκρισης των εικονοστοιχείων λέγεται επιπεδοποίηση εικόνας. Για καλύτερη διόρθωση στην απόκριση των εικονοστοιχείων λαμβάνονται αρκετές εικόνες επιπεδοποίησης κάθε νύχτα παρατήρησης για κάθε φίλτρο ξεχωριστά, καθώς η απόκριση μεταβάλλεται με το

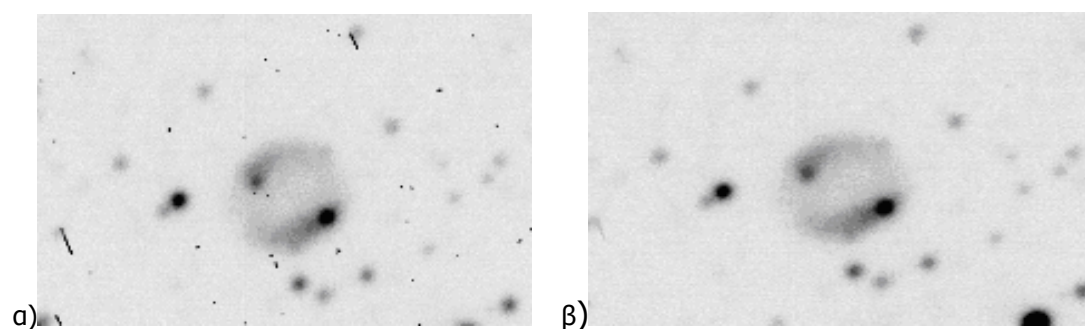
μήκος κύματος. Στην συνέχεια, χρησιμοποιείται το αστρονομικό πακέτο IRAF από το οποίο δημιουργείται μια μέση εικόνα επιπεδοποίησης για κάθε ένα φίλτρο που χρησιμοποιείται για να διορθωθούν όλες οι εικόνες των ΠΝ διαιρώντας τις με την μέση εικόνα επιπεδοποίησης.

A.2.1.4 Υπόβαθρο του ουρανού

Το επόμενο στάδιο είναι να αφαιρεθεί το υπόβαθρο του ουρανού, δηλαδή η ένταση της ακτινοβολίας του ουρανού, από όλες τις εικόνες των ΠΝ. Στην πραγματικότητα, η ακτινοβολία αυτή δεν προέρχεται από τον ουρανό αυτόν καθ' αυτόν αλλά οφείλεται στο φαινόμενο της σκέδασης του φωτός στην ατμόσφαιρα της Γης. Με διάφορα υπολογιστικά πακέτα (π.χ. IRAF, MIDAS) υπολογίζεται το υπόβαθρο για κάθε μία εικόνα ξεχωριστά και αφαιρείται, ώστε τελικά να απομείνει η πραγματική ένταση ακτινοβολίας από τα υπό παρατήρηση αντικείμενα. Ο υπολογισμός του υποβάθρου του ουρανού γίνεται με τον διαχωρισμό του σε περιοχές της εικόνας του υπό παρατήρηση αντικειμένου, στις οποίες δεν εμφανίζονται αστέρια.

A.2.1.5 Αφαίρεση κοσμικών ακτινών

Το τελευταίο στάδιο είναι η αφαίρεση των κοσμικών ακτινών, δηλαδή των επιταχυνόμενων φορτισμένων σωματιδίων (όπως ηλεκτρόνια, πρωτόνια, πυρήνες Ηλίου, νετρίνα) τα οποία προέρχονται από εκρήξεις υπερκαινοφανών αστέρων, από περιστρεφόμενα αστέρια νετρονίων, ή από τον Ήλιο. Όσο πιο μεγάλη είναι η διάρκεια της παρατήρησης τόσο πιο πολλές κοσμικές ακτίνες ανιχνεύονται. Η αφαίρεση τους γίνεται χρησιμοποιώντας το αστρονομικό πακέτο IRAF και την εντολή 'cosmicrays'. Οι εικόνες A.7 (α) και (β) παρουσιάζουν μία εικόνα πριν και μετά την αφαίρεση των κοσμικών ακτινών αντίστοιχα.



Εικ A.7 (α) εικόνα πριν την αφαίρεση των κοσμικών ακτινών, (β) εικόνα μετά την αφαίρεση των κοσμικών ακτινών.

A.2.1.6 Αφαίρεση αστεριών

Ο εντοπισμός ενός ΠΝ σε μια εικόνα δεν είναι μία εύκολη υπόθεση. Ειδικά στην περίπτωση όπου το ΠΝ ανήκει στην κατηγορία των σημειακών και δεν μπορεί να διαχωριστεί από τα αστέρια του πεδίου (αντίθετα, στις ειδικές περιπτώσεις που το ΠΝ είναι εκτεταμένο μπορούμε να το ξεχωρίσουμε πολύ εύκολα από τα αστέρια του πεδίου).

Σε αυτό το σημείο, παρουσιάζεται η διαδικασία που ακολουθήθηκε για να εντοπιστεί και να διαχωριστεί ένα ΠΝ με μορφολογία σημειακής πηγής από τα αστέρια του πεδίου παρατήρησης. Κάθε ΠΝ εκτός από την παρατήρησή του με ένα στενό φίλτρο γραμμής εκπομπής, παρατηρήθηκε και με το αντίστοιχο φίλτρο συνεχούς ακτινοβολίας (δηλαδή το φίλτρο που καλύπτει εκείνη την περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος στην οποία δεν περιέχονται γραμμές εκπομπής), ώστε να αφαιρεθούν τα αστέρια από το πεδίο και να εντοπιστεί ευκολότερα το ΠΝ.

Πιο συγκεκριμένα, τα αστέρια εκπέμπουν τόσες γραμμές εκπομπής όσες και στο συνεχές, συνεπώς θα παρατηρηθούν και στις δύο εικόνες, ενώ αντίθετα ένα ΠΝ θα εμφανιστεί μόνο στην παρατήρηση με το στενό φίλτρο και όχι με το συνεχές. Αφαιρώντας τις δυο αυτές εικόνες μεταξύ τους είναι δυνατή η δημιουργία μίας νέας εικόνας όπου εμφανίζεται μόνο το πλανητικό νεφέλωμα καθώς τα αστέρια θα έχουν αφαιρεθεί.

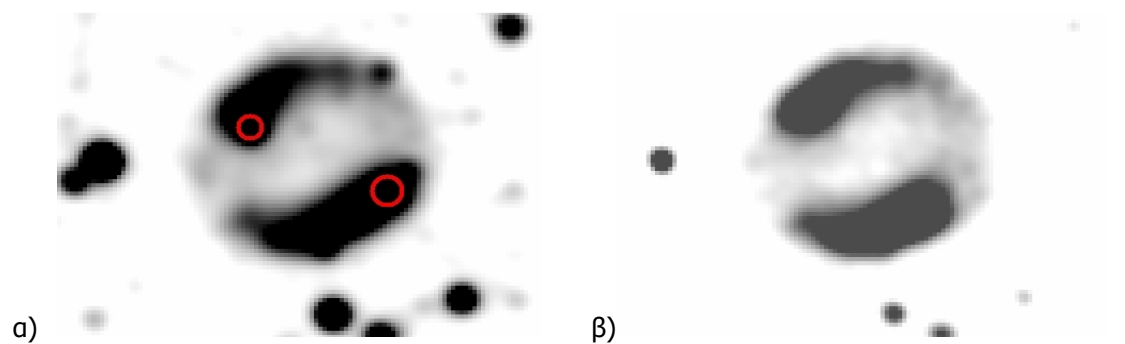
A.2.1.7 Διόρθωση «κενού» στα ΠΝ

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειωθεί ότι στα εκτεταμένα ΠΝ είναι πιθανή η εμφάνιση αστεριών μέσα στο νεφέλωμα τους. Επομένως, η αφαίρεση των αστεριών από το προηγούμενο στάδιο, είναι πιθανό να δημιουργήσει ένα 'κενό' στο ΠΝ με αποτέλεσμα ο υπολογισμός της ροής της ενέργειας του να μην είναι ακριβής. Η διόρθωση του προβλήματος αυτού στα ΠΝ είναι καίριας σημασίας για τον υπολογισμό της ροής ενέργειας με μεγάλη ακρίβεια.

Ο τρόπος με τον οποίο διορθώνεται συνήθως το πρόβλημα των 'κενών' εικονοστοιχείων γίνεται θέτοντας μια σταθερή τιμή (μηδενική ή μη) σε όλα τα εικονοστοιχεία τα οποία αρχικά καταλάμβανε το αστέρι. Αυτός ο τρόπος διόρθωσης βοηθά στη μείωση του προβλήματος που εμφανίζεται στη ροή ενέργειας του ΠΝ, παρόλα αυτά το σφάλμα παραμένει αρκετά μεγάλο.

Για τον καλύτερο δυνατό υπολογισμό της ροής ενέργειας από τα ΠΝ με το μικρότερο δυνατό σφάλμα, δημιουργήσαμε ένα πρόγραμμα σε γλώσσα προγραμματισμού fortran. Η βασική ιδέα του προγράμματος είναι ο υπολογισμός μιας

τιμής για κάθε ένα από τα κενά εικονοστοιχεία, λαμβάνοντας υπόψη τις τιμές που έχουν τα γειτονικά τους. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται για όλα τα εικονοστοιχεία μέσα στην περιοχή που κάλυπτε το αστέρι που αφαιρέθηκε. Αφού τελειώσει ο πρώτος υπολογισμός της έντασης όλων των εικονοστοιχείων, ο αλγόριθμος επαναλαμβάνεται ούτως ώστε να διορθωθεί περαιτέρω ο προηγούμενος υπολογισμός και να είναι ακριβέστερη η μέτρηση της ροής ενέργειας του ΠΝ. Η διαδικασία της διόρθωσης, σταματάει όταν η διόρθωση της ροής ενέργειας των εικονοστοιχείων μεταξύ της $n-1$ και n επανάληψης του αλγορίθμου είναι μικρότερη από 5%. Η εικόνες Α.8 (α και β) δείχνουν το PTB 17 πριν την αφαίρεση των αστεριών (κόκκινοι κύκλοι) και μετά την διόρθωση του κενού στα αντίστοιχα σημεία.



Εικ Α.8 α) Εικόνα του PTB 17 με αστέρια.

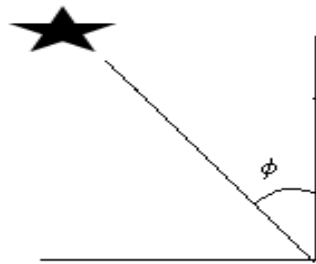
Εικ Α.8 β) Εικόνα του PTB 17 χωρίς αστέρια και με διορθωμένο το κενό.

A.2.1.8 Φωτομετρία των εικόνων

Στο στάδιο της φωτομετρίας χρησιμοποιούμε μία ομάδα φωτομετρικών πρότυπων αστεριών (standard stars π.χ. HR 7596, HR 7950, HR 8634, HR 9087) των οποίων η ροή ενέργειας είναι σταθερή και έχει μετρηθεί με πολύ μεγάλη ακρίβεια (Hamuy et al. 1992, 1994), ώστε να υπολογίσουμε τα φωτομετρικά τους μεγέθη. Η παρατήρηση αυτών των αστεριών γίνεται καθ' όλη την διάρκεια της νύχτας παρατήρησης για διαφορετικά σημεία στον ουρανό για να είναι όσον τον δυνατόν καλύτερη η διόρθωση στην εξασθένηση του φωτός από τον ουρανό.

Πιο συγκεκριμένα, η εξασθένηση της έντασης της ακτινοβολίας ενός αστεριού το οποίο παρατηρείται στο ζενίθ είναι μικρότερη από ένα άλλο αστέρι που παρατηρείται κοντά στο ορίζοντα διότι στην δεύτερη περίπτωση το φως διανύει μεγαλύτερη απόσταση μέσα στην ατμόσφαιρα της γης οπότε και η εξασθένηση είναι μεγαλύτερη. Η εξασθένηση αυτή οφείλεται στη σκέδαση του φωτός με μόρια της ατμόσφαιρας και με μίγμα σωματιδίων σκόνης και σταγονίδια υδρατμών. Η εικόνα Α.9

δείχνει μία καλλιτεχνική απεικόνιση της εξασθένηση τους φωτός στην ατμόσφαιρα της Γης.



Εικ Α.9 Καλλιτεχνική αναπαράσταση της εξασθένησης τους φωτός στην ατμόσφαιρα της Γης.

Συγκεκριμένα όταν ένα άστρο παρατηρείται σε μία γωνία ϕ από το ζηνίθ, η ένταση της ακτινοβολίας του υπόκειται μία εξασθένηση λόγω της ατμόσφαιρας, η ποσότητα της οποίας ορίζεται από την αέρια μάζα χ (air mass), που ισούται με $\sec^{-1}(\phi)$.

Έστω ότι διανύει μία απόσταση ds κατά μήκος της ακτίνας διάδοσης του φωτός. Στον κατακόρυφο άξονα το αντίστοιχο μήκος είναι dH . Η σχέση που συνδέει αυτά τα δυο μήκη είναι

$$ds = \frac{dH}{\cos \phi} \quad (1)$$

Στην συνέχεια, βρίσκεται η γραμμική σχέση μεταξύ του φαινομένου μεγέθους (m^{28}) του φωτομετρικού πρότυπου αστεριού με την αέρια μάζα.

Καθώς η ακτινοβολία διανύει μήκος ds μέσα στην ατμόσφαιρα της Γης, η ένταση της ελαττώνεται κατά dI_λ , βάσει της $dI_\lambda = -I_\lambda \times k_\lambda \, ds$ (2). Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (1) και (2) έχουμε:

²⁸ Φαινόμενο μέγεθος ορίζεται ο 2.5 φορές λογάριθμος της έντασης της ακτινοβολίας ενός άστρου.

$$d I_{\lambda} = -I_{\lambda} k_{\lambda} ds = -I_{\lambda} k_{\lambda} \frac{dH}{\cos \phi} \Rightarrow$$

$$\frac{d I_{\lambda}}{I_{\lambda}} = -k_{\lambda} \frac{dH}{\cos \phi} \Rightarrow \int \frac{d I_{\lambda}}{I_{\lambda}} = \int_0^{\infty} -k_{\lambda} \frac{dH}{\cos \phi} \Rightarrow$$

$$\ln I_{\lambda} = -\int k_{\lambda} dH \cdot \sec \phi \Rightarrow I_{\lambda} = I_0 e^{-\sec \phi \int_0^{\infty} k_{\lambda} \frac{dH}{\cos \phi}} \Rightarrow$$

$$-2.5 \log I_{\lambda} = -2.5 \log I_0 + 2.5 \sec \phi \log e \int_0^{\infty} -k_{\lambda} \times \frac{dH}{\cos \phi} \Rightarrow$$

$$m_{\lambda} = m_0 \sec \phi K_{\lambda} \quad (3)$$

όπου

- m_{λ} είναι το φαινόμενο μέγεθος του αστεριού
- m_0 είναι το φαινόμενο μέγεθος του αστεριού έξω από την ατμόσφαιρα

Η σχέση (3) είναι η γραμμική σχέση μεταξύ φαινομένου μεγέθους και της αέριας μάζας ($\sec \phi$). Η παράμετρος K_{λ} , η απορρόφηση λόγω της ατμόσφαιρας, είναι η κλίση της συνάρτησης και m_0 είναι η διατομή της συνάρτησης. Οι δύο αυτές παράμετροι υπολογίζονται από τα φωτομετρικά αστέρια ούτως ώστε να διορθώσουμε την ροή ενέργειας του ΠΝ από την ατμοσφαιρική εξασθένηση

Η ένταση της ακτινοβολίας ενός ΠΝ στην τελική εικόνα, στη οποία έχουν αφαιρεθεί ο ηλεκτρονικός θόρυβος, έχει διορθωθεί ως προς την απόκριση των εικονοστοιχείων και έχει αφαιρεθεί το υπόβαθρο του ουρανού, έχει μειωθεί λόγω της ατμόσφαιρας της Γης και των οργάνων του τηλεσκοπίου (π.χ. φίλτρα). Η παρακάτω σχέση μας δείχνει από ποιες παραμέτρους εξαρτάται η ένταση που μετράται.

$$f_e = \int f(\lambda) T_A T_T Q.E.(\lambda) T_F(\lambda) S t_{exp} \delta^2 d\lambda \quad (4)$$

όπου

- f είναι η ροή φωτονίων που εκπέμπει το ΠΝ
- f_e είναι η ροή ηλεκτρονίων που ανιχνεύει η CCD για το ΠΝ
- T_A είναι η διαπερατότητα της ατμόσφαιρας
- T_T είναι η διαπερατότητα του τηλεσκοπίου

- T_F είναι η διαπερατότητα του φίλτρου
- S είναι η συλλεκτική επιφάνεια του τηλεσκοπίου
- $Q.E$ είναι η κβαντική απόκριση της κάμερας στο μήκος κύματος που γίνεται η παρατήρηση.
- δ είναι το μέγεθος ενός εικονοστοιχείου (arcsec pixel^{-1})
- t_{exp} είναι ο χρόνος έκθεσης (sec)

η ποσότητα $T_T \cdot Q.E.(\lambda) \cdot S$ θεωρείται σταθερή και εξαρτάται μόνο από τα όργανα παρατήρησης που χρησιμοποιούμε. Η διαπερατότητα της ατμόσφαιρας T_A ισούται με την σχέση $10^{-0.4 \cdot k \cdot \lambda \cdot X}$ και εξαρτάται από την απορρόφηση που θα υποστεί το φως, καταλήγοντας στην σχέση:

$$f(\lambda) = \frac{f_e \cdot 10^{0.4 \cdot k \cdot \lambda \cdot X}}{T_F(\lambda) \cdot q \cdot t_{exp} \cdot \delta^2}$$

όπου:

- f είναι η ροή ενέργειας από το ΠΝ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcsec}^{-2} \text{\AA}^{-1}$)
- f_e είναι η ροή ηλεκτρονίων του ΠΝ
- t_{exp} είναι ο χρόνος έκθεσης (sec)
- δ είναι το μέγεθος ενός εικονοστοιχείου (arcsec pixel^{-1})
- $T_{filter}(\lambda)$ είναι η διαπερατότητα του φίλτρου που χρησιμοποιήθηκε
- k είναι η κλίση από την γραμμική σχέση (m- χ).
- $q = 10^{-m/2.5}$, όπου m_0 η διατομή από την γραμμική σχέση (m- χ).
- χ είναι η αέρια μάζα στην οποία έγινε η παρατήρηση του πλανητικού νεφελώματος.

Στην τελική εικόνα εμφανίζεται μόνο το ΠΝ, έχοντας αφαιρέσει τα αστέρια του πεδίου. Από τα δεδομένα της τελικής αυτής διορθωμένης εικόνας είναι δυνατό να υπολογιστεί η πραγματική ροή ενέργειας που εκπέμπει το ΠΝ σε μονάδες $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{arcsec}^{-2} \text{\AA}^{-1}$

A.2.1.9 Υπολογισμός του λόγου σήματος προς θόρυβο

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το σήμα που καταγράφεται σε μία CCD κάμερα έχει προέλθει από τον αριθμό των φωτονίων που καταγράφονται σε κάθε εικονοστοιχείο. Είναι φυσικό, η καταγραφή αυτών των φωτονίων να περιλαμβάνει κάποιο βαθμό σφάλματος, το οποίο ονομάζεται θόρυβος.

Υπάρχουν διάφορες αιτίες που προκαλούν θόρυβο. Μερικές οφείλονται στην φύση του ίδιου του φωτός. Η αβεβαιότητα του αριθμού των φωτονίων που καταγράφονται σε κάποιο συγκεκριμένο χρονικό διάστημα είναι ανάλογη προς την τετραγωνική ρίζα του αριθμού που έχουν συλλεχθεί. Η σχέση δηλαδή μεταξύ του θορύβου και του σήματος ακολουθεί την κατανομή Poisson. Δυστυχώς όμως υπάρχουν και άλλες βασικές πηγές θορύβου οι οποίες αναφέρονται παρακάτω (Newberry 1991).

Θόρυβος ανάγνωσης (Readout Noise): Το σήμα που παράγεται και ανιχνεύεται, μετατρέπεται τελικά σε κάποια ψηφιακή μορφή παράγοντας ταυτόχρονα τον θόρυβο ανάγνωσης.

Σκοτεινό ρεύμα: Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, το σκοτεινό ρεύμα μειώνεται καθώς ψύχουμε την κάμερα αλλά παραμένει ένας παράγοντας θορύβου.

Υπόβαθρο ουρανού: Μία πηγή θορύβου που συναντάται συχνά είναι το υπόβαθρο του ουρανού, το οποίο προσδίδει μία απροσδιοριστία στην πραγματική ένταση φωτός του υπό εξέταση αντικειμένου. Τελικά, ο συνολικός θόρυβος δίνεται από την σχέση:

$$N^2 = C_o + n (f_s + RON^2) \left(1 + \frac{1}{p} \right)$$

όπου

- C_o είναι το συνολικό ανιχνεύσιμο σήμα από το υπό εξέταση αντικείμενο
- n αριθμός των εικονοστοιχείων
- f_s η μέση τιμή του υπόβαθρο του ουρανού
- RON ο θόρυβος ανάγνωσης
- P ο αριθμός των εικονοστοιχείων που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό του υποβάθρου του ουρανού.

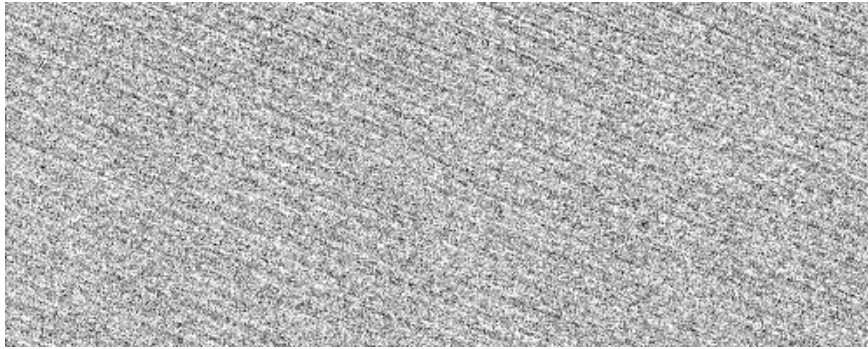
Ο λόγος σήματος προς θόρυβο δίνεται από την σχέση :

$$\frac{S}{N} = \frac{C_o}{\sqrt{C_o + n(f_s + R O N^2) \left(1 + \frac{1}{p}\right)}}$$

A.2.2 Φάσματα ΠΝ

Εκτός από τις παρατηρήσεις των αντικειμένων στην γραμμή εκπομπής Ηα, ελήφθησαν επίσης και φάσματα χαμηλής ανάλυσης, ώστε να γίνει επιβεβαίωση του μηχανισμού φωτό-ιονισμού και να υπολογιστούν οι φυσικές παράμετροι των ΠΝ. Από τις εικόνες τους, τα ΠΝ μπορούν να ταξινομηθούν σύμφωνα με το σχήμα τους και να υπολογιστεί η συνολική ροή της ακτινοβολίας τους στη γραμμή εκπομπής Ηα. Παρόλα αυτά, για να μπορέσει να γίνει ο διαχωρισμός από άλλα αντικείμενα όπως είναι οι περιοχές ιονισμένου υδρογόνου (H II) ή τα υπολείμματα υπερκαινοφανών αστέρων, πρέπει να ληφθεί και το φάσμα κάθε ΠΝ. Υπολογίζοντας την ροή ενέργειας των γραμμών εκπομπής τους, είναι δυνατό να εξακριβωθεί εάν ένα αντικείμενο είναι ΠΝ ή όχι. Μετά την ανάλυση των φασμάτων αποδείχθηκε ότι από τα 45 υποψήφια ΠΝ στην περιοχή του γαλαξιακού σφαιροειδούς, μόνο ένα ήταν υπόλειμμα υπερκαινοφανούς αστέρα.

Στην συνέχεια αναλύεται λεπτομερώς η διαδικασία διόρθωσης των φασμάτων των ΠΝ. Τα πρώτα στάδια της επεξεργασίας αυτής είναι τα ίδια με τα στάδια της επεξεργασίας των εικόνων, και επομένως δεν αναφέρονται λεπτομερώς ξανά. Όπως στην περίπτωση των εικόνων έτσι και στα φάσματα, το πρώτο βήμα είναι να μετατραπούν οι τυχόν αρνητικές τιμές των εικονοστοιχείων σε θετικές και στην συνέχεια να αφαιρεθεί ο ηλεκτρονικός θόρυβος με την ίδια διαδικασία όπως με τις εικόνες (βλ. §A.2.1.1). Στην εικόνα A.10 παρουσιάζεται μία εικόνα ηλεκτρονικού θορύβου για την περίπτωση των φασμάτων. Για την παρατήρηση των φασμάτων χρησιμοποιήθηκε η κάμερα ISA 608 με 2000×800 εικονοστοιχεία, η οποία παρουσιάζει τιμή ηλεκτρονικού θορύβου γύρω στο 900. Το στάδιο της επιπεδοποίησης των εικόνων είναι αρκετά διαφορετικό και για αυτό τον λόγο θα αναφερθεί λεπτομερώς παρακάτω.



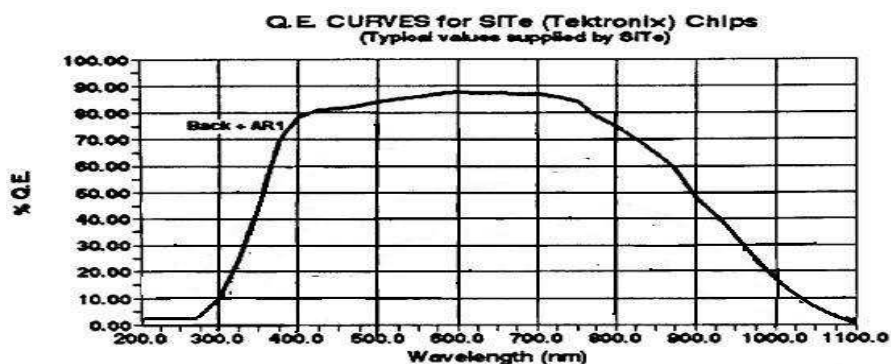
Εικ Α.10 Παράδειγμα εικόνας ηλεκτρονικού θορύβου στα φάσματα.

A.2.2.1 Επιπεδοποίηση φασμάτων

Όπως αναφέρθηκε και στην περίπτωση των εικόνων, τα εικονοστοιχεία δεν μετατρέπουν τον ίδιο αριθμό φωτονίων σε ηλεκτρόνια, επειδή δεν λαμβάνουν τον ίδιο αριθμό φωτονίων είτε λόγω σκόνης είτε επειδή δεν έχουν την ίδια κβαντική απόκριση λόγω κατασκευής.

Στην περίπτωση των φασμάτων, το εύρος των μηκών κύματος που καλύπτεται είναι από 3500 Å έως 6800 Å. Η απόκριση των εικονοστοιχείων δεν είναι σταθερή για όλα τα μήκη κύματος και αυτό το επιπρόσθετο σφάλμα θα πρέπει να διορθωθεί. Στο διάγραμμα της εικόνας A.11 παρουσιάζεται η μεταβολή της κβαντικής απόκρισης (Q.E.) σε σχέση με το μήκος κύματος για την κάμερα ISA 608.

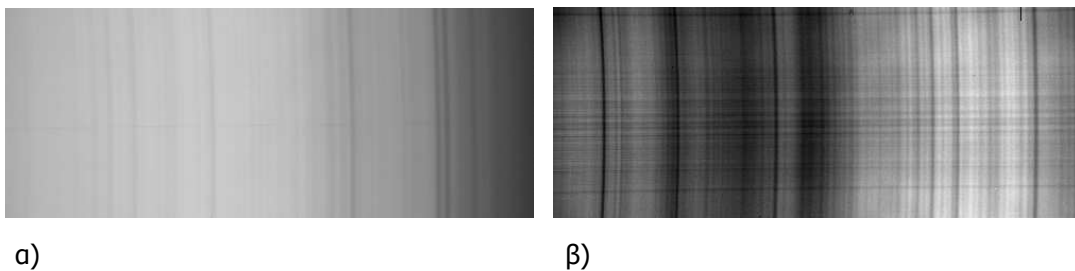
Η απόκριση της κάμερας αυτής είναι αρκετά υψηλή, της τάξεως 80% με 90% για το εύρος από 4000 Å έως 8000 Å, και φθίνει πολύ γρήγορα για μήκη κύματος μικρότερα από 4000 Å.



Εικ Α.11 Διάγραμμα κβαντικής απόκρισης συναρτήσει του μήκους κύματος για την κάμερα ISA 608.

α) Εικόνες επιπεδοποίησης ουρανού

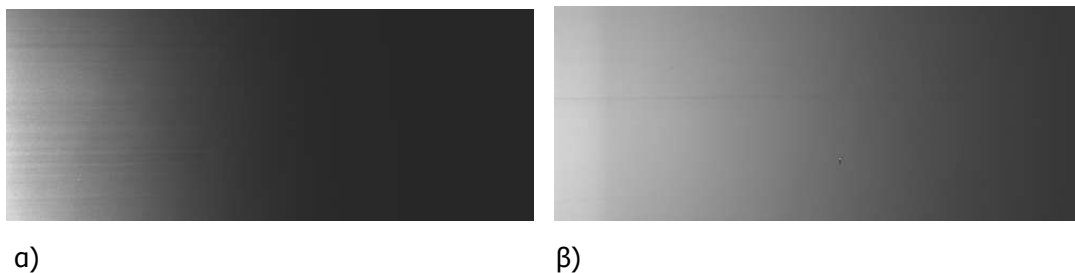
Κατά την διάρκεια της νύχτας παρατήρησης λαμβάνονται αρκετές εικόνες επιπεδοποίησης για κάθε σχισμή που χρησιμοποιήθηκε, ώστε η διόρθωση να είναι όσο το δυνατόν ακριβέστερη. Οι εικόνες επιπεδοποίησης (sky flat) γίνονται με παρατηρήσεις του ουρανού κατά την διάρκεια της δύσης ή της ανατολής του ήλιου (λυκόφως-λυκαυγή), έτσι ώστε να διορθωθεί η ανομοιογένεια του φωτός που παρατηρείται λόγω της οπτικής διάταξης ή της ύπαρξης σκόνης στα όργανα του τηλεσκοπίου. Στην εικόνα A.12 παρουσιάζονται δύο παραδείγματα εικόνων επιπεδοποίησης (α) από 3500 Å έως 5400 Å και (β) από 4700 Å έως 6700 Å.



Εικ A.12 Παράδειγμα φάσματος επιπεδοποίησης του ουρανού στα φάσματα για εύρος μήκους κύματος (α) από 3500 Å έως 5400 Å και (β) από 4700 Å έως 6700 Å.

β) Εικόνες επιπεδοποίησης από λάμπα Υδραργύρου

Οι παραπάνω εικόνες δεν διορθώνουν την διαφορετική απόκριση που έχουν τα εικονοστοιχεία σε διαφορετικά μήκη κύματος. Για τον λόγο αυτό, λαμβάνονται επιπλέον εικόνες επιπεδοποίησης από μία λάμπα υδραργύρου (gam flat) χρησιμοποιώντας ταυτόχρονα μία συσκευή που διαχέει το φως ομοιόμορφα πάνω στην κάμερα (diffuser). Με τις εικόνες αυτές μπορεί να διορθωθεί και η διαφορετική απόκριση λόγω του μήκους κύματος. Στην εικόνα A.13 παρουσιάζονται δύο παραδείγματα εικόνας επιπεδοποίησης (α) από 3500 Å έως 5400 Å και (β) από 4700 Å έως 6700 Å.



Εικ A.13 Παράδειγμα φάσματος επιπεδοποίησης λάμπας υδραργύρου στα φάσματα για εύρος μήκων κύματος (α) από 3500 Å έως 5400 Å και (β) από 4700 Å έως 6700 Å.

Στις παραπάνω εικόνες είναι εμφανές ότι η ένταση του φωτός δεν είναι ομοιόμορφη σε όλο το εύρος της κάμερας, λόγω της διαφορετικής απόκρισης των εικονοστοιχείων στα διαφορετικά μήκη κύματος. Χρησιμοποιώντας το αστρονομικό πακέτο IRAF δημιουργήθηκε ένα μέσο φάσμα επιπεδοποίησης για κάθε μία σχισμή και κάθε εικόνα αντικειμένου (data) ή κάθε εικόνα φωτομετρικά σταθερού αστεριού (standard) τα οποία διαιρέθηκαν με την μέση εικόνα επιπεδοποίησης ώστε να διορθωθούν ως προς την διαφορετικής απόκρισης των εικονοστοιχείων στα διαφορετικά μήκη κύματος.

A.2.2.2 Αφαίρεση υποβάθρου του ουρανού και της κοσμικής ακτινοβολίας

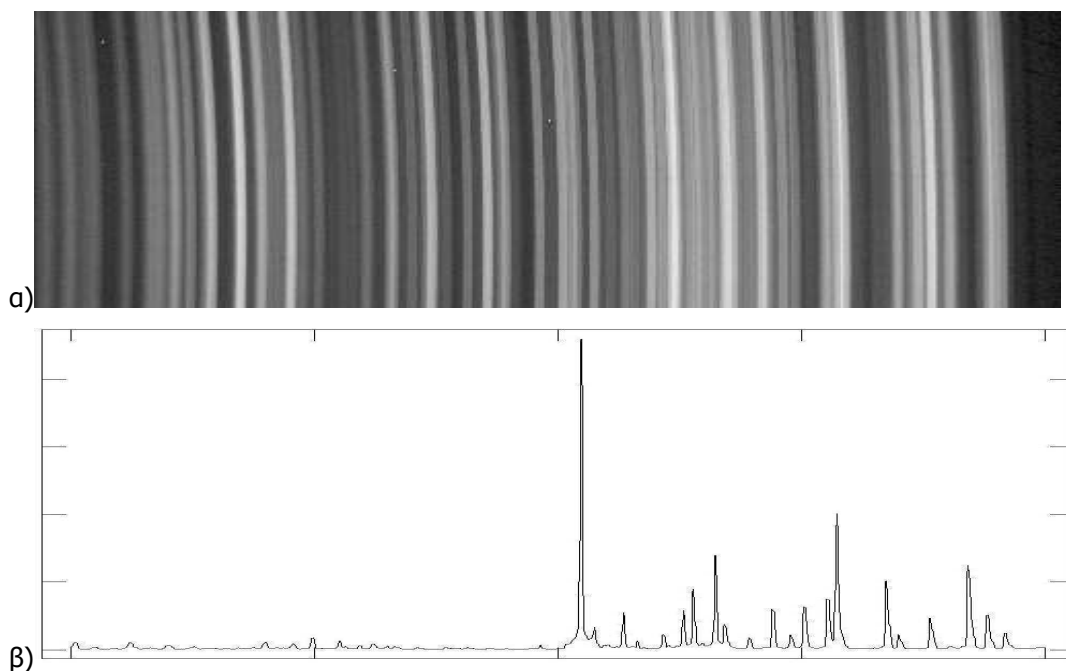
Το επόμενο στάδιο στην ανάλυση των φασμάτων είναι η αφαίρεση των κοσμικών ακτινών που προσπίπτουν πάνω στην κάμερα. Η διόρθωση αυτή γίνεται χρησιμοποιώντας το πακέτο IRAF, όπως ακριβώς έγινε και στις εικόνες. Στην συνέχεια αφαιρούνται οι γραμμές εκπομπής του ουρανού και η ένταση της ακτινοβολίας του ουρανού από τα φάσματα των αντικειμένων, ώστε στο τελικό φάσμα να υπάρχει μόνο η πραγματική ροή των γραμμών εκπομπής από το πλανητικό νεφέλωμα. Για την διαδικασία αυτή χρησιμοποιήθηκε το υπολογιστικό πακέτο IRAF.

A.2.2.3 Βαθμονόμηση των φασμάτων

Ένα πολύ σημαντικό στάδιο στην ανάλυση των φασμάτων είναι η βαθμονόμηση τους ως προς τα μήκη κύματος. Δηλαδή, η αντιστοίχιση των εικονοστοιχείων με τα μήκη κύματος, για να μπορέσει να γίνει η αναγνώριση των γραμμών εκπομπής του φάσματος. Η παραπάνω διαδικασία επιτυγχάνεται λαμβάνοντας ένα φάσμα μίας λάμπας 'Fe – He – Ne – Ar' (arc frame) της οποίας γνωρίζουμε τις γραμμές εκπομπής που εμφανίζονται στο φάσμα της. Στις εικόνες A.14 (α) και (β), παρουσιάζεται ένα παράδειγμα δυσδιάστατου και μονοδιάστατου φάσματος από μία τέτοια λάμπα. Χρησιμοποιώντας το μονοδιάστατο φάσμα και το αστρονομικό πακέτο IRAF μπορεί κάθε εικονοστοιχείο να αντιστοιχηθεί με το μήκος κύματος.

Η διακριτική ικανότητα (resolution) ενός φάσματος είναι ένα πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό, ώστε να μπορεί να υπολογιστεί ξεχωριστά η ροή ενέργειας πολύ κοντινών γραμμών εκπομπής. Η ικανότητα διάκρισης εξαρτάται από τα όργανα που χρησιμοποιούνται σε συνδυασμό με το τηλεσκόπιο.

Στην περίπτωση των δικών μας παρατηρήσεων, χρησιμοποιήθηκε φράγμα (grating) 1300 γραμμές mm^{-1} , σε συνδυασμό με την κάμερα τύπου ISA 608 (2000×800 εικονοστοιχεία). Ως αποτέλεσμα η ανάλυση του φάσματος υπολογίστηκε ίση με 8 εικονοστοιχεία (ή 8 Å) και 11 εικονοστοιχεία (ή 11 Å) για την κόκκινη (4600 – 6700 Å) και μπλε περιοχή (3600 – 5700 Å) του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος αντίστοιχα, δηλαδή ο αριθμός των εικονοστοιχείων που καλύπτουν οι γραμμές εκπομπής στο μισό της μέγιστης έντασής τους (FWHM). Τα φάσματα που πήραμε για την μελέτη των ΠΝ στο Γαλαξιακό σφαιροειδές είναι χαμηλής διακριτικής ικανότητας (low-resolution).



Εικ Α.14 Παράδειγμα δυσδιάστατου (α) και μονοδιάστατου (β) φάσματος μιας λάμπας 'Fe – He – Ne – Ar'.

A.2.2.4 Φάσμα φωτομετρικά σταθερού αστέρα

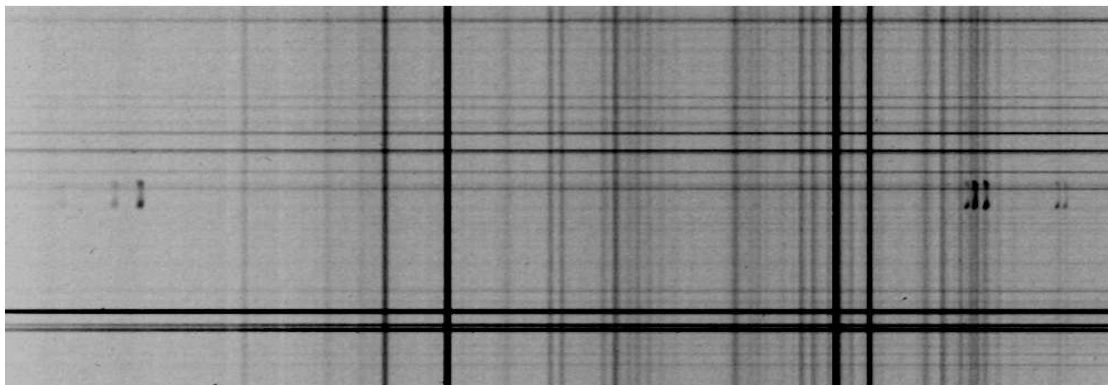
Το τελευταίο στάδιο πριν τη εξαγωγή του τελικού φάσματος είναι η μετατροπή της ροής των ηλεκτρονίων που μετράει κάθε εικονοστοιχείο σε ροή ενέργειας ανά μονάδα χρόνου, ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα μήκους κύματος. Παίρνοντας φάσματα αστεριών με γνωστή και σταθερή ροή ενέργειας (π.χ. HR 7596, HR 7950, HR 8634, HR 9087) είναι δυνατή η μετατροπή αυτή.

Όπως αναφέρθηκε και στην ανάλυση των εικόνων, τα φάσματα των αστεριών λαμβάνονται καθ' όλη την διάρκεια της βραδιάς παρατήρησης και σε διαφορετικές θέσεις ώστε να καλυφθούν όσες περισσότερες τιμές της αέριας μάζας από 1.0 έως το

2.2. Αυτό γίνεται για να είναι η διόρθωση της εξασθένησης του ουρανού όσο το δυνατόν πιο ακριβής.

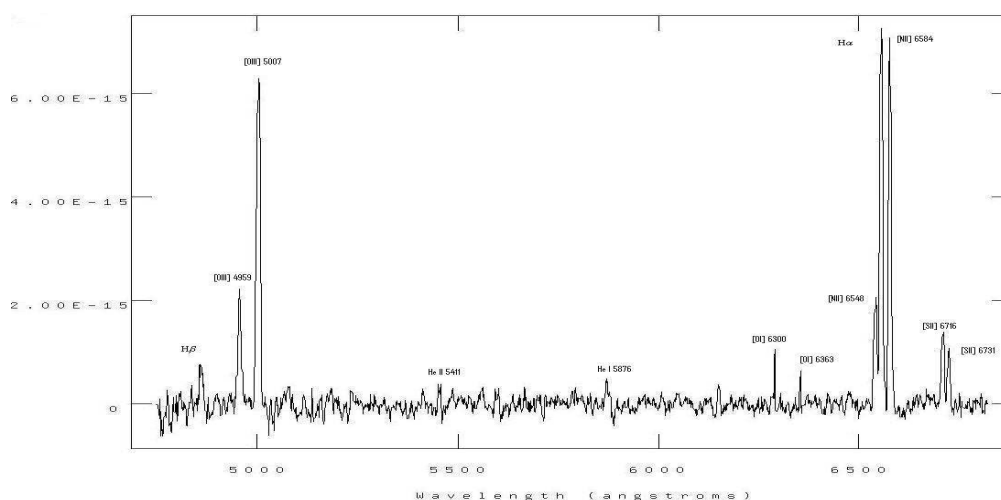
A.2.2.5 Το τελικό φάσμα ΠΝ

Αφού γίνουν όλες οι διορθώσεις που παρουσιάστηκαν στις προηγούμενες παραγράφους, εξάγονται τα τελικά φάσματα των πλανητικών νεφελωμάτων. Η εικόνα A.15 δείχνει ένα παράδειγμα δυσδιάστατου φάσματος ενός ΠΝ, στο οποίο είναι εύκολο να διακριθούν οι γραμμές εκπομπής [O III] 4959 Å & 5007 Å, [N II] 6548 Å, H α 6563 Å, [N II] 6584 Å, [S II] 6716 Å, [S II] 6731 Å.



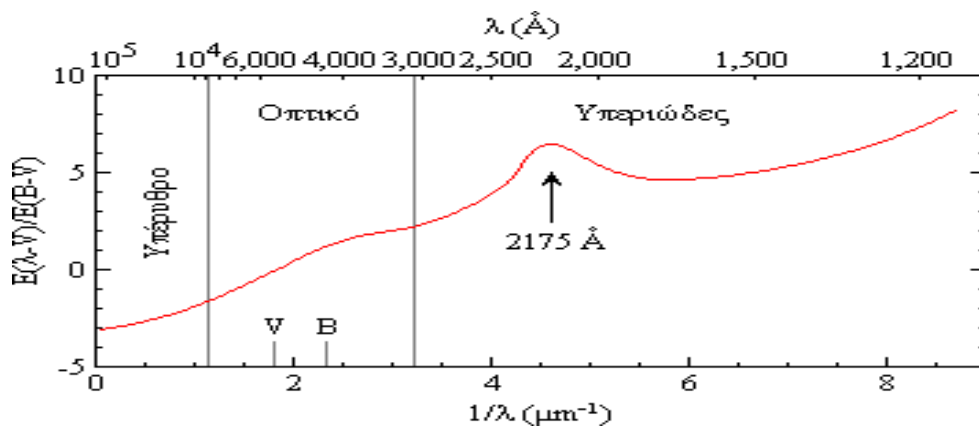
Εικ A.15 Παράδειγμα δισ-διάστατου φάσματος ενός ΠΝ.

Στην συνέχεια χρησιμοποιώντας το πακέτο IRAF επιλέγεται η περιοχή μέσα στην οποία βρίσκεται το υπό μελέτη αντικείμενο, ώστε να δημιουργηθεί το τελικό μονοδιάστατο φάσμα από το οποίο θα υπολογιστεί η ροή ενέργειας των γραμμών εκπομπής του ΠΝ (εικ. A.16).



Εικ A.16 Παράδειγμα μονοδιάστατου φάσματος ενός πλανητικού νεφελώματος.

Ο υπολογισμός της ροής ενέργειας των γραμμών εκπομπής του ΠΝ αποτελεί το τελευταίο στάδιο στην διαδικασία ανάλυσης των φασμάτων τους. Το φως από το ΠΝ διανύει μια απόσταση στον μεσοαστρικό χώρο έως ότου παρατηρηθεί στην Γη, με αποτέλεσμα την εξασθένηση της έντασης του φωτός μέσω φαινομένων απορρόφησης και σκέδασης από τους μεροαστρικούς κόκκους σκόνης. Η εξασθένηση αυτή δεν είναι ίδια σε όλα τα μήκη κύματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος αλλά είναι εντονότερη στα μικρά μήκη κύματος. Στην εικόνα A.17 παρουσιάζεται μια κανονικοποιημένη καμπύλη μεσοαστρικής εξασθένησης ως συνάρτηση του αντιστρόφου του μήκους κύματος του φωτός.



Εικ A.17 Κανονικοποιημένη καμπύλη μεσοαστρική εξασθένηση από το μακρινό υπέρυθρο (IR) έως και το υπεριώδες (UV) (Fitzpatrick 1999).

Για την διόρθωση της εξασθένησης του φωτός λόγω της μεσοαστρική ύλης και της ατμόσφαιρας της γης, χρησιμοποιήθηκε ο λόγος H α /H β (Osterbrock & Ferland 2005) και η καμπύλη εξασθένησης του (Fitzpatrick 1999) για την περίπτωση : $R_V = A(V)/E(B-V) = 3.1^{29}$. Ο συντελεστής εξασθένησης $c(H\beta)$ βρέθηκε χρησιμοποιώντας την παρακάτω σχέση

$$c(H\beta) = \frac{1}{0.348} \log \frac{F(H\alpha)/F(H\beta)}{2.85}, \quad (A.2)$$

²⁹ R_V ορίζεται η παράμετρος της ολικής εξασθένησης προς την εξασθένηση που παρατηρείται στο V (5640 Å). Η παράμετρος αυτή παίρνει τιμές από 2.2 έως 5.8 με μέση τιμή 3.1 (Fitzpatrick 1999)

όπου 2.85 είναι η θεωρητική τιμή του λόγου $H\alpha/H\beta$ και 0.348 είναι η λογαριθμική τιμή του συντελεστή εξασθένησης για τον λόγο $H\alpha/H\beta$. Η διαφορά χρώματος $E(B-V)$ μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση:

$$c(H\beta) = 0.4 \cdot X_{\beta} \cdot E(B-V) \quad (\text{Seaton 1979}), \quad (\text{A.3})$$

όπου ο παράγοντας εξασθένησης είναι $X_{\beta}=3.615$ (Fitzpatrick 1999).

Στην συνέχεια υπολογίζεται η ακριβής τιμή της έντασης της ακτινοβολίας του ΠΝ για κάθε γραμμή εκπομπής με την σχέση $I = I_0 10^{-c \cdot \Delta\lambda}$, όπου:

- I είναι η ένταση του εξασθενημένου φωτός λόγω της μεσοαστρικής σκόνης
- I_0 είναι η ένταση του φωτός που θα είχε μετρηθεί αν δεν υπήρχε μεσοαστρική σκόνη
- c είναι ο συντελεστής εξασθένησης
- $\Delta\lambda$ είναι η σχετική διάφορα της εξασθένησης του φωτός στο μήκος κύματος λ της εκάστοτε γραμμής εκπομπής ως προς το $H\beta$.

Παράρτημα Β

Στο παράρτημα αυτό παραθέτουμε του λόγους των γραμμών που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό της πυκνότητας και της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων στα ΠΝ. Όπως φαίνεται στους παρακάτω πίνακες, υπάρχουν αρκετές γραμμές εκπομπής που χρησιμοποιούνται σε συγκεκριμένες περιοχές ιονισμού του ΠΝ, εξηγώντας έτσι και την διαφορά στις τιμές της πυκνότητας και της θερμοκρασίας.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1 Διαγνωστικά της πυκνότητας των ηλεκτρονίων.

Ιόν	Ο λόγος των γραμμών	Ιόν	Ο λόγος των γραμμών
C II]	I(2326) / I(2328)	[Ne IV]	I(2423) / I(2425)
C III]	I(1907) / I(1909)	[Al II]	I(2661) / I(2670)
[N I]	I(5198) / I(5200)	[Si II]	I(2335) / I(2345)
N III]	I(1749) / I(1752)	Si III]	I(1883) / I(1892)

N IV]	I(1483) / I(1487)	[S II]	I(6716) / I(6731)
[O II]	I(3726) / I(3729)	[S IV]	I(1406) / I(1417)
[O IV]	I(1401) / I(1405)	[Cl III]	I(5517) / I(5537)
[O V]	I(1214) / I(1218)	[Ar IV]	I(4711) / I(4740)
		[K V]	I(6223) / I(6349)

ΠΙΝΑΚΑΣ 2 Διαγνωστικά της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων.

Ιόν	λόγος των γραμμών	Ιόν	λόγος των γραμμών
[C I]	I(9823+9849)/ I(8728)	[Al II]	I(2661+2670) / I(1671)
[N I]	I(5198+5200)/ I(10397+10407)	Si III]	I(1883+1892) / I(1206)
[N II]	I(6548+6583)/ I(5755)	[S II]	I(6716+6731) / I(4068+4076)
[O I]	I(6300+6363)/ I(5577)	[S III]	I(9069+9532) / I(6312)
[O II]	I(3726+3729)/ I(7320+7330)	[Cl III]	I(5517+5537) / I(3353+3343)
[O III]	I(4959+5007)/ I(4363)	[Cl IV]	I(7530+8045)/ I(5323)
[Ne III]	I(3869+3969)/ I(3342)	[Ar III]	I(7136+7751)/ I(5192)
[Ne IV]	I(2422+2425)/ I(1601+1602)	[Ar IV]	I(4711+4740)/ I(2854+2868)
[Ne V]	I(3426+3346)/ I(2975)	[Ar V]	I(6435+7006)/ I(4626)
[Na IV]	I(3242+3362)/ I(2805)	[K IV]	I(6102+6796)/ I(4511)
[Na VI]	I(2871+2970)/ I(2569)	[K V]	I(4123+4163)/ I(2515+2495)
[Mg V]	I(2783+2928)/ I(2418)	[Ca V]	I(5309+6087)/ I(3996)
[Mg VII]	I(2506+2626)/ I(2262)	[Al II]	I(2661+2670) / I(1671)

Παράρτημα Γ

ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ

ΠΙΝΑΚΑΣ 3 Πίνακας των στοιχείων με τα έργα ιονισμού τους.

Z ¹	Σύμβολο/Όνομα	E. I. ²	Z ¹	Σύμβολο/Όνομα	E. I. ²	Z ¹	Σύμβολο/Όνομα	E. I. ²
1	H Υδρογόνο	13.595	36	Kr Κρυπτό	13.996	71	Lu Λουτήπιο	6.150
2	He Ήλιο	24.581	37	Rb Ρουβίδιο	4.176	72	Hf Άφνιο	7.000
3	Li Λίθιο	5.390	38	Sr Στρόντιο	5.692	73	Ta Ταντάλιο	7.880
4	Be Βηρύλλιο	9.320	39	Y Ύτριο	6.377	74	W Βολφράμιο	7.980
5	B Βόριο	8.296	40	Zr Ζιρκόνιο	6.835	75	Re Ρήνιο	7.870
6	C Άνθρακας	11.256	41	Nb Νιόβιο	6.881	76	Os Όσμιο	8.700
7	N Αζωτο	14.545	42	Mo Μολυβδένιο	7.100	77	Ir Ιρίδιο	9.200
8	O Οξυγόνο	13.614	43	Tc Τεχνητό	7.228	78	Pt Λευκόχρυσος	8.880
9	F Φθόριο	17.418	44	Ru Ρουθήνιο	7.365	79	Au Χρυσός	9.220
10	Ne Νέον	21.559	45	Rh Ρόδιο	7.461	80	Hg Υδράργυρος	10.434

11	Na	Νάτριο	5.138	46	Pd	Παλλάδιο	8.330	81	Tl	Θάλλιο	6.106
12	Mg	Μαγνήσιο	7.644	47	Ag	Άργυρος	7.574	82	Pb	Μόλυβδος	7.415
13	Al	Αργίλιο	5.984	48	Cd	Κάδμιο	8.991	83	Bi	Βισμούθιο	7.287
14	Si	Πυρίτιο	8.149	49	In	Ίνδιο	5.785	84	Po	Πολώνιο	8.430
15	P	Φώσφορος	10.484	50	Sn	Κασσίτερος	7.342	85	At	Αστάτιο	
16	S	Θείο	10.357	51	Sb	Αντιμόνιο	8.639	86	Rn	Ραδόνιο	10.745
17	Cl	Χλώριο	13.010	52	Te	Τελλούριο	9.010	87	Fr	Φράγκιο	
18	Ar	Αργό	15.755	53	I	Ιώδιο	10.454	88	Ra	Ράδιο	5.277
19	K	Κάλιο	4.339	54	Xe	Ξένο	12.127	89	Ac	Ακτίνιο	6.900
20	Ca	Ασβέστιο	6.111	55	Cs	Καίσιο	3.893	90	Th	Θόριο	
21	Sc	Σκάνδιο	6.540	56	Ba	Βάριο	5.210	91	Pa	Πρωτακτίνιο	
22	Ti	Τιτάνιο	6.830	57	La	Λανθάνιο	5.610	92	U	Ουράνιο	4.000
23	V	Βανάδιο	6.740	58	Ce	Δημήτριο	6.540	93	Np	Νεπτούνιο	
24	Cr	Χρώμιο	6.760	59	Pr	Πρασεοδύμιο	5.480	94	Pu	Πλουτώνιο	
25	Mn	Μαγγάνιο	7.432	60	Nd	Νεοδύμιο	5.510	95	Am	Αμερίκιο	
26	Fe	Σίδηρος	7.870	61	Pm	Προμήθιο		96	Cm	Κιούριο	
27	Co	Κοβάλτιο	7.860	62	Sm	Σαμάριο	5.600	97	Bk	Μπερκέλιο	
28	Ni	Νικέλιο	7.633	63	Eu	Ευρώπιο	5.670	98	Cf	Καλιφόρνιο	
29	Cu	Χαλκός	7.724	64	Gd	Γαδολίνιο	6.160	99	Es	Αϊνστάινιο	
30	Zn	Ψευδάργυρος	9.391	65	Tb	Τέρβιο	6.740	100	Fm	Φέρμιο	
31	Ga	Γάλλιο	6.000	66	Dy	Δυσπρόσιο	6.820	101	Mv	Μεντελέβιο	
32	Ge	Γερμάνιο	7.880	67	Ho	Όλμιο		102	No	Νομπέλιο	
33	As	Αρσενικό	9.810	68	Er	Έρβιο		103	Lw	Λωρένσιο	
34	Se	Σελήνιο	9.750	69	Tm	Θούλιο					
35	Br	Βρώμιο	11.840	70	Yb	Υπτέρβιο	6.220				

Serway et al. 2002

¹ Ατομικός αριθμός.

² Έργο ιονισμού (eV). Υπενθυμίζεται ότι η αντιστοιχία μεταξύ της ενέργειας E και του μήκους κύματος λ ενός φωτονίου προκύπτει από τη σχέση $E = h\nu = hc / \lambda = 12,398.54 \text{ eV}\text{\AA} / \lambda$ (Zombbeck 1990).

ΟΠΤΙΚΕΣ ΓΡΑΜΜΕΣ ΕΚΠΟΜΠΗΣ ΤΩΝ ΠΛΑΝΗΤΙΚΩΝ ΝΕΦΕΛΩΜΑΤΩΝ

ΠΙΝΑΚΑΣ 4 Οπτικές γραμμές εκπομπής των Πλανητικών Νεφελωμάτων.

Μήκος κύματος (Å)	Σύμβολο	Όνομα συσχετιζόμενου ιόντος / ατόμου
3969	[Ne II] AΓ*	Απλά ιονισμένο νέο
4026	He I	Ουδέτερο ήλιο
4072	[S II] AΓ	Απλά ιονισμένο θείο
4102	H Iδ	Ουδέτερο υδρογόνο
4267	C II	Απλά ιονισμένος άνθρακας

4340	H Iγ		Ουδέτερο υδρογόνο
4363	[O III]	AΓ	Διπλά ιονισμένο οξυγόνο
4388	He I		Ουδέτερο ήλιο
4472	He I		Ουδέτερο ήλιο
4542	He II		Απλά ιονισμένο ήλιο
4571	[Mg I]	AΓ	Ουδέτερο Μαγνήσιο
4686	He II		Απλά ιονισμένο ήλιο
4740	[Ar IV]	AΓ	Τριπλά ιονισμένο αργό
4861	H Iβ		Ουδέτερο υδρογόνο
4922	He I		Ουδέτερο ήλιο
4959	[O III]	AΓ	Διπλά ιονισμένο οξυγόνο
5007	[O III]	AΓ	Διπλά ιονισμένο οξυγόνο
5199	[N I]	AΓ	Ουδέτερο άζωτο
5412	He II		Απλά ιονισμένο ήλιο
5518	[Cl III]	AΓ	Διπλά ιονισμένο χλώριο
5538	[Cl III]	AΓ	Διπλά ιονισμένο χλώριο
5577	[O I]	AΓ	Ουδέτερο οξυγόνο
5754	[N II]	AΓ	Απλά ιονισμένο άζωτο
5876	He I		Ουδέτερο ήλιο
6300	[O I]	AΓ	Ουδέτερο οξυγόνο
6312	[S III]	AΓ	Διπλά ιονισμένο θείο
6364	[O I]	AΓ	Ουδέτερο οξυγόνο
6435	[Ar V]	AΓ	Τετραπλά ιονισμένο αργό
6548	[N II]	AΓ	Απλά ιονισμένο άζωτο
6563	H Ia		Ουδέτερο υδρογόνο
6583	[N II]	AΓ	Απλά ιονισμένο άζωτο
6678	He I		Ουδέτερο ήλιο
6716	[S II]	AΓ	Απλά ιονισμένο θείο
6731	[S II]	AΓ	Απλά ιονισμένο θείο
6891	He II		Απλά ιονισμένο ήλιο
7006	[Ar V]	AΓ	Τετραπλά ιονισμένο αργό
7065	He I		Ουδέτερο ήλιο
7136	[Ar III]	AΓ	Διπλά ιονισμένο αργό
7176	He II		Απλά ιονισμένο ήλιο
7237	[Ar IV]	AΓ	Τριπλά ιονισμένο αργό
7263	[Ar IV]	AΓ	Τριπλά ιονισμένο αργό

7281	He I	Ουδέτερο ήλιο
7325	[O II] ΑΓ	Απλά ιονισμένο οξυγόνο

Acker et al. 1989, Meinel et al. 1975

* ΑΓ = απαγορευμένη γραμμή

Παράρτημα Δ

Αστρονομικές σταθερές (στο σύστημα c.g.s.)

ΠΙΝΑΚΑΣ 3 Αστρονομικές σταθερές (στο σύστημα c.g.s.)*

Αστρονομική μονάδα	$AU = 1.49597870 \times 10^{13} \text{ cm}$
Μάζα Ηλίου	$M_{\odot} = 1.98910 \times 10^{33} \text{ g}$
Ακτίνα Ηλίου	$R_{\odot} = 6.95990 \times 10^{10} \text{ cm}$
Λαμπρότητα Ηλίου	$L_{\odot} = 3.90 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
Μάζα Γης	$M_{\oplus} = 5.976 \times 10^{27} \text{ g}$
Ακτίνα Γης στον Ισημερινό	$R_{\oplus} = 6.378 \times 10^8 \text{ cm}$

* Τα σύμβολα \odot και \oplus που συνοδεύουν ορισμένα αστρονομικά μεγέθη υποδηλώνουν πως τα μεγέθη αυτά αναφέρονται στον Ήλιο και τη Γη, αντίστοιχα.

Βιβλιογραφία.

- Acker A., Köppen J., Stenholm B. & Jasiewicz G., 1989, *A&AS*, 80, 201
- Acker A., Ochsenbein F., Stenholm B., Tylenda R., Marcout J., Schohn C., 1992, in the *Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, part 1 and part 2. Strasbourg, ESO
- Acker A., Marcout J., Ochsenbein F., Beaulieu S., Garcia-Lario P., Jacoby G., 1996, *First supplement to the Strasbourg-ESO Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, Strasbourg, Obs. Strasbourg
- Akras S., Boumis P., Van Hoof P., van de Steene G., Xilouris M., 2010a, in preparation.
- Akras S., Boumis P., 2007, *Asymmetric Planetary Nebula IV*, La Palma, Spain.
- Akras S., Xilouris M., Patsis P., Boumis P., 2010b, in preparation.
- Alexander J., Balick B., 1997, *A. J.* 114, 713
- Alton P. B., Trewhella M., Davis J I., 1998a, *A&A*, 335, 807.
- Alton P. B., Bianchi S., Rand R. J., et al., 1998b, *ApJ*, 507, L125.
- Aronica G., Athanassoula E., Bureau M., Bosma A., Dettmar R.-J., Vergani D., Pohlen M., 2003, *Ap&SS*, 284, 753
- Aronica G., Bureau M., Athanassoula E., Dettmar R.-J., 2004, in *Dettmar R., Klein U., Salucci P., eds, Baryons in the Dark Matter Halos*. SISSA, p. 61.1 (astro-ph/0502215)
- Aguerri J. A. L., Mendez-Abreu J., Corsini E. M., 2009, *A&A*, 495, 491
- Andreadakis Y. C., Sanders R. H., 1994, *MNRAS*, 267, 283
- Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., 2005, in "Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis", eds. T. G. Barnes III, F. N. Bash, *ASP Conf. Ser.* 336, 25
- Athanassoula E., Morin F., Wozniak H., Puy D., Pierce M. J., Lombard J., Bosma A., 1990, *MNRAS*, 245, 130.
- Athanassoula E., 2002, *ApJ*, 569, L83
- Athanassoula E., 2003, *MNRAS*, 341, 1179
- Athanassoula E., 2005a, *MNRAS*, 358, 1477
- Athanassoula E., & Misiriotis A., 2002, *MNRAS*, 330, 35
- Barazza F. D., Jogee S., Marinova I., 2008, *ApJ*, 675, 1194
- Barazza F. D., et al. , 2009, *A&A*, 497, 713

- Bautista M. A., 1999, *ApJ*, 527, 474.
- Beaulieu S. F., Dopita M. A., & Freeman K. C., 1999, *ApJ*, 515, 610
- Beaulieu S. F., Freeman K. C., Kalnajs A. J., Saha P., Zhao H., 2000, *AJ*, 120, 855
- Bensby T., Lundstrom I., 2001, *A&A*, 374, 599
- Bereau M., Athanassoula E., Chung A., Aronica G., 2004, in Block D. L., Freeman K. C., Puerari I., Groess R., eds, *Penetrating Bars through Masks of the Cosmic Dust: the Hubble Tuning Fork Strikes a New Note*. Kluwer, Dordrecht, p. 139
- Binney J., Merrifield M., 1998, *Galactic Astronomy*, Princeton University Press, New Jersey
- Binney J., Tremaine S., 2008, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press
- Bissantz j., & Gerhard O., 2002, *MNRAS*, 330, 591
- Bottema R., 1995, *A&A*, 295, 605
- Bottema R., 1996, *A&A*, 306, 345
- Boumis P., Papamastorakis J., 2001, *hell. confE*. 138.
- Boumis P., Paleologou E., V., Mavromatakis F., Papamastorakis J., 2003, *MNRAS*, 339, 735 (paper I)
- Boumis P., Akras S., Xilouris E. M., Mavromatakis F., Kapakos E., Papamastorakis J., Goudis C. D., *MNRAS*, 2006, 367, 1551 (paper II)
- Boumis P., Bryce M., 2004, *ASPC*, 313, 26
- Buta R., Block D. L., 2001, *ApJ*, 550, 243
- Cahn J. H., Kaler J B., Stanghellini L., 1992, *A&AS*, 94, 399
- Cappellaro E., Sabbadin F., Benetti S., Turatto M., 2001, *A&A*, 377, 1035
- Cazetta J., Maciel W. J., 2000, *RevMexAA*, 36, 3
- Chiappini C., Maciel W. J., 1994, *A&A*. 288, 921
- Chiappini C., Gorny S. K., Stasinska G., Barbuy B., 2009, *A&A*, 393, 591
- Ciardullo R., Jacoby G. H., Ford H. C., 1988, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 100, 1218
- Contopoulos G., 2002, *Order and Chaos in Dynamical Astronomy*. Springer Verlag, Berlin
- Combes F., & Sanders R. H., 1981, *A&A*, 416, 515
- Corradi R. L. M., Schwarz H E., 1995, *A&A*, 293, 871-888

- Costa R. D. D., Cavichia O., Maciel W. J., 2009, *IAUS*, 254,
- Cuisinier F., Maciel W. J., Koppen J., Acker A. & Stenholm B., 2000, *A&A*, 353, 543.
- Davis J. I., Trewhella M., Jones H., et al., 1997a, *MNRAS*, 288, 679
- Davis J. I., Alton P. B., Trewhella M., Bianchi S., 1998, *MNRAS*, 300, 1006
- Das M., Teuben P. J., Vogel S. N., Regan M. W., Sheth K., Harris A. I., Jefferys W. H., 2003, *ApJ*, 582, 190
- De Vaucouleurs G., 1953, *MNRAS*, 113, 134
- De Vaucouleurs G., 1959a, *Handb. der Physik*, 53, 275.
- Dopita M., A., & Sutherland R., S., 2000, *ApJ*, 539, 742
- Durand S., Acker A. & Zijlstra A., 1998, *A&AS*, 132, 13
- Englmaier P., Gerhard O., 1999, *MNRAS*, 304, 512
- Escudero A. V., Costa R. D., 2001, *A&A*, 380, 300.
- Feast M. W., 1987, *The Galaxy*, eds. Gilmore G. & Carswell B.
- Feast M. W., 1968, *MNRAS*, 140, 345
- Ferland G. J., Korista K.T., Verner D. A., Ferguson J. W., Kindom J. B., Verner E. M., 1998. *PASP*, 100, 761
- Fitzpatrick E. L., 1999, *PASP*, 111, 63
- Freeman K. C., 1970, *ApJ*, 160, 811
- Friedli D., & Benz W., 2005, *A&A*, 301, 649
- Frogel J. A. & Whitford A. E., 1987, *ApJ*, 320, 199
- Gadotti D. A., de Souza R. E., 2006, *ApJS*, 163, 270.
- Gadotti D. A., 2008, *astro-ph/0802.0495v1*
- Garcia-Lario P., Manchado A., Riera A., Mampaso A. & Pottasch S. R., 1991, *A&A*, 249, 223
- Garcia-Segura G., Franco J., Lopez J. A., Langer N., Rozyczka M., 2002, *RevMexAA*, 12, 117-122.
- Gathier R., Pottasch, S. R., 1989, *A&A*, 209, 369
- Gehren T., Nissen P. E., Kudritzki R. P. & Butler K., 1985, in *ESO Workshop on Production and Distribution of C, N, O Elements*, ed. I. J. Danziger et al., p. 171

- Gruenwald R., Viegas S. M., 1998, *ApJ*, 501, 221
- Guerrero M. A., Stranghellini L., Manchado A., 1995, *ApJ, Lett.*, 444
- Gourgoulhon E., Chamaraux P., Fouque P., 1992, *A&A*, 255, 69
- Goncalves D. R., Mampaso A., Corradi R. L. M., Perinotto M., Riera A., Lopez-Martin L., 2004, *ASPC*, 313, 198
- Hamuy M., Walker A. R., Suntzeff N. B., Gigoux P., Heathcote S. R., & Phillips M. M., 1992, *PASP*, 104, 533
- Haug J. H., Gu Q. S., Su H., J., Hawarden T. G., Liao X. H., Wu G. X., 1996, *A&A*, 313, 13
- Hernquist L., 1990, *ApJ*, 356, 359
- Holmberg E., 1958,, *Lund Medd. Ser. II*, No. 136
- Hubble E.P., 1930, *ApJ*, 71, 231
- Iben, I., & Renzini. A., 1983, *ARA&A*, 21, 271
- Janes K. A., 1979, *ApJS*, 39, 135
- Just A., Fuchs B., Wielen R., 1996, *A&A*, 309, 715
- Jacoby G. H., 1989, *ApJ*, 339, 39
- Jacoby G. H., van de Steene G. C., 2004, *A&A*, 419, 563
- Kaler J. B., 1970, *ApJ*, 160, 887
- Kandalian R. A., Kalloghlian A. T., 1998, *Astrophysics*, 41, 5 (II)
- Kandalian R. A., Kalloghlian A. T., 1998, *Astrophysics*, 41, 3 (I)
- Kuijken L., Merrifield M. R., 1995 *ApJ*, 443, L13
- Kylafis N. D., Bahcall J. N., 1987, *ApJ*, 317, 637.
- Kohoutek L., 2001, *A&A*, 378, 843
- Kormendy J., 1979, *ApJ*, 227, 714
- Laurikainen E., Salo H., 2002, *MNRAS*, 337 1118
- Luck R. E., 1982, *ApJ*, 256, 177
- Lutticke R., Dettmar R-J., Pohlen M., 2000b, *A&A*, 362, 435.
- Maciel W. J., 1992, *A&SS*, 196, 23

- Maciel W. J., Quireza C., 1999, *Ap&SS*, 265, 327
- Maciel W. J., 1999, *IAG/USP*, astro-ph/9911090v1
- Manchado A., 2003, *IAUS*, 209, 431
- Manchado A., Villaver E., Stanghellini L., Guerrero M., 2000, *ASPC*, 199, 17
- Marigo P., Bernard-Salas J., Pottasch S. R., et al. 2003, *A&A*, 409, 619
- Marinova I., Joglee S., 2007, *ApJ*, 659, 1176
- Martinez-Valpuessta I., Shlosman I., Heller C., 2006, *ApJ*, 637, 214
- Meinel A. B., Aveni A. F. & Stockton M. W., 1975, *Catalog of Emission Lines in Astronomical Objects*, Optical Sciences Center (Univ. of Arizona), Technical Report, 27, 2nd edition
- Menendez-Delmestre K., Sheth K., Schinnerer E., Jarrett T. H., Scoville N. Z., 2007, *ApJ*, 657, 790
- Minniti D., 1996a, *ApJ*, 459, 175
- Minniti D., 1996b, *ApJ*, 459, 579
- Minniti D., Olszewski E. W., Liebert J., White S. D. M., Hill J. M., Irwin M. J., 1995, *MNRAS*, 277, 1293
- Ming S., Zi Z., 2007, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 120, 128
- Miller G. E., Scalo J. M., 1979, *ApJS*, 41, 513
- Misiriotis A., Xilouris E. M., Papamastorakis J., Boumis P., Goudis C. D., 2006, *A&A*, 459, 113.
- Osterbrock D. E., Ferland G., 2005, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edition.
- Pagel B. E. J., 1979, in *Stars and Star Systems*, ed. B. E. Westerlund, Reidel, Dordrecht, p. 17
- Parker Q., A., et al., 2001b, in the *Edinburgh/AAO/Strasbourg Catalogue of Galactic Planetary Nebulae*, Preliminary version 1.0, 2001 November
- Parker Q. A., et al., 2003, in Kwok S., Dopita M., Sutherland R., eds, *IAU Symposium No. 209, Planetary Nebula: Their Evolution and the Role in the Universe*. Canberra, Australia, p. 41
- Parker Q. A., et al. 2005, *MNRAS*, 362, 689

- Parker Q. A., et al. 2006, MNRAS, 373, 79
- Patsis P. A., Xilouris E. M., 2006, MNRAS, 366, 1121.
- Patsis P. A., Skokos CH., Athanassoula E., 2002, MNRS, 578, 337.
- Patsis P. A., Skokos Ch, Athanassoula E., 2003 MNRS, 69, 342
- Patsis P. A., Athanassoula E., Grosbol P., Skokos Ch., 2002a, MNRAS, 335, 1049
- Patsis P. A., Skokos Ch., Athanassoula E., 2002b, MNRAS, 337, 578
- Patsis P. A., Grosbol P., 1996, A&A,315,371
- Peimbert M., 1967, ApJ, 150, 825
- Peimbert M. & Torres-Peimbert S., 1977, MNRAS, 179, 217
- Peimbert M., Torres-Peimbert S., 1987, RMxAA, 15, 117,
- Peimbert M., Peimbert A., Ruiz M. T., 2000, ApJ, 541, 688
- Peimbert A., Peimbert M., Luridiana V., 2002, ApJ, 565, 668
- Perinotto M., Corradi R. L M., 1998, A&A, 332,721
- Pena M., Stasinska G., & Medina S., 2001, A&A, 367, 983
- Pfenniger D., 1984, A&A, 134, 373.
- Pfenniger D., Friedli D., 1991, A&A, 252, 75.
- Philips J. P., 1989, IAU 131, ed. S. Torres-Peimbert, Kluwer, Dordrecht, p. 425
- Phillips J. P., 2001a, PASP, 113, 839
- Phillips J. P., 20001b, MNRAS, 32, 1041
- Phillips J. P., 2002, A&A, 393, 1027
- Phillips J. P., 2003, MNRAS, 340, 883
- Phillips J. P., 2003, MNRAS, 344, 501
- Portinari L., & Chiosi C., 1999, A&A, 350, 827
- Portinari L., & Chiosi C., 2000, A&A, 355, 929
- Pottasch S., R., Bernard-Salas J., 2006 A&A, 189-196
- Pottasch S. R., 1987, Proc. Frascati Workshop: "Planetary and Proto-Planetary Nebulae: from IRAS to ISO",

- Preite-Martinez Ed., 12
- Pottasch S. R., 1992, *A&A Rev.*, 4, 215
- Pottasch S. R. et al., 1984, *A&A*, 138, 10
- Pottasch S. R., 1988, *ASSL*, 142, 109
- Pottasch S. R., Acker A, 1989, *A&A*, 222, 219
- Puxley P. J., Hawarden T. G., Mountain C. M., 1988, *MNRAS*, 231, 465
- Ruffle P. M. E., Zijlstra A. A., Walsh J. R., Gray M. D., Gesicki K., Minniti D., Comeron F., 2004, *MNRAS*, 353, 796
- Ratag M. A., 1990, PhD thesis, Univ. Groningen.
- Ratag M. A., Pottasch S. R., Zijlstra A. A. & Menzies J., 1990, *A&A*, 233, 181
- Ratag M. A., Pottasch S., R., Dennefeld & Menzies J., 1997, *A&A suppl.*, Ser., 126, 297-310.
- Ratag M., Pottasch S. R., Dennefeld M. & Menzies J., 1992, *A&A*, 255, 255
- Raha N., Sellwood J. A., James R. A., Kahn F. D., 1981, *Nature*, 352, 411
- Reynolds J. H., 1913, *MNRAS*, 74, 132
- Rich R. M., 1988, *AJ*, 95, 828
- Schneider S. E. & Buckley D., 1996, *ApJ*, 459, 606
- Schonberner D., 1981, *A&A*, 103, 119
- Seaton M. J., 1979, *MNRAS*, 187, 73
- Sevenster M. N., 1999, *MNRAS*, 310, 629
- Shapley H., Paraskevopoulos J. S., 1940, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 26, 31(Harvard Reprint No. 184)
- Shklovsky I S., 1956, *AZh*, 33, 315
- Shu F., 1991, *Αστροφυσική - Δομή και εξέλιξη του Σύμπαντος, Τόμος I – Αστέρες*, ΠΕΚ
- Shu F., 1991, *Αστροφυσική -Γαλαξίες και Ηλιακό Σύστημα, Τόμος II – Αστέρες*, ΠΕΚ
- Sidney van den Bergh, 1998, *Galaxy Morphology and Classification*, Cambridge University Press

- Stanghellini L., Shaw R. A., Balick B., Mutchler M., Blades J. C., Villaver E., 2003, *ApJ*, 596, 997.
- Stasinska G., Tylenda R., 1986, *A&AS*, 155, 137
- Terzian Y., 1992, *The Astronomy and Astrophysics Encyclopedia*, ed. S. Maran, Cambridge University Press, p. 473
- Tiede, G. P., & Terndrup D. M., 1999, *AJ*, 118, 895
- Tsoutsis, kalapotharakos, Efthymiopoulos, Contopoulos 2009
- van de Hoek L. B., Groenewegen M. A. T., 1997, *A&A supplement series*, 123, 305.
- van der Kruit P. C., Searle L., 1981 *A&A*, 95, 1
- van de Steene G. C. & Pottasch S. R., 1995, *A&A*, 299, 238
- van de Steene G. C. & Zijlstra A. A., 1995, *A&A*, 293, 541
- van de Steene G. C., & Jacoby G. H., 2001, *A&A*, 373, 536.
- Wainscoat R. J., Freeman K. C., Hyland A. R., 1989, *ApJ*, 337,163
- Walker A. R., Terndrup D. M., 1991, *ApJ*, 378, 119
- Webster B. L., 1976, *MNRAS*, 174, 157
- Whitelock P., 1993, in Dejonghe H., Habing H. J., eds, *IAU Symp. 153, Galactic Bulges*. Dordrecht, Kluwer, p. 39
- Whitelock P., Menzies J., Feast M., Marang F., Carter B., Roberts G., Catchpole R., Chapman J., 1994, *MNRAS*, 267, 711
- Williams A. K., 2006, *ASPC Ser.*, vol 370, *Proc. Of the 15th European Workshop of White Dwarf*, astro-ph0610254
- Xilouris E. M., Kylafis N. D., Papamastorakis J., Paleologou E. V., Haerendel G., 1997, *A&A*, 325, 135.
- Xilouris E. M., Byun Y. I., Kylafis N. D., Paleologou E. V., Papamastorakis J., 1999, *A&A*, 344, 868.
- Young P. J., 1976, *AJ*, 81, 807
- Zhang C. Y., 1995, *ApJS*, 98, 659
- Zijlstra A. A. & Pottasch S. R., 1991, *A&A*, 243, 478.
- Γούδης Χ., 1989, *Αστροφυσική Ι – Βασικές Έννοιες Αστροφυσικής*, εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών

Γούδης Χ., 1990, Εφαρμοσμένη Οπτική, εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών

Γούδης Χ., 1991, Αστροφυσική ΙΙΙ – Αστέρες και Μεσοαστρική Ύλη, εκδόσεις Πανεπιστημίου Πατρών

Γούδης Χ., 2007, Δυναμικά Μεσοαστρικά Φαινόμενα.