

7. ΠΕΡΙΟΧΕΣ ΙΟΝΙΣΜΕΝΟΥ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ

7.1 Εισαγωγή

Όπως είναι γνωστό ο Γαλαξίας, όπως και οι άλλοι γαλαξίες, αποτελείται από αστέρες, σκόνη και αέριο. Η μελέτη των αστερών είναι ριζωμένη στα βαθύτερα υποστρώματα της ιστορίας του ανθρώπου. Αντίθετα η ύπαρξη της σκόνης και των αερίων έγινε αντιληπτή σχετικά πρόσφατα. Η ύπαρξη σκόνης δημιουργεί τις σκοτεινές περιοχές που παρατηρούνται στο Γαλαξία είτε υπό μορφή εκτεταμένων ζωνών απορρόφησης, είτε υπό μορφή περιορισμένων (σκοτεινών) νεφελωμάτων. Το αέριο που περιέχει ο Γαλαξίας αποτελείται κυρίως από υδρογόνο, δεν πρέπει όμως να παραβλέψουμε την ύπαρξη σημαντικών ποσοτήτων και άλλων χημικών στοιχείων και μοριακών ενώσεων. Η κατανομή του αερίου είναι όμοια με την κατανομή των αστερών του Γαλαξία, δηλαδή είναι συγκεντρωμένο πλησίον του επιπέδου συμμετρίας του Γαλαξία και κυρίως στις σπείρες του.

Η δομή και η σύσταση του Γαλαξία μελετάται με τη βοήθεια του ουδέτερου υδρογόνου με το οποίο θα ασχοληθούμε εκτενώς στο επόμενο κεφάλαιο. Ιδιαίτερα έντονη είναι η παρουσία νεφών αερίου σε περιοχές όπου δημιουργούνται νέοι αστέρες. Στις περιοχές αυτές η θερμοκρασία του αερίου είναι πολύ υψηλή, με αποτέλεσμα το αέριο να είναι μερικώς ή ακόμα και πλήρως ιονισμένο. Η υψηλή θερμοκρασία οφείλεται συνήθως σε θερμούς αστέρες της περιοχής, οι οποίοι θερμαίνουν, φωτίζουν και ιονίζουν τη γύρω περιοχή. Τα ιονισμένα αυτά νέφη ονομάζονται **νέφη εκπομπής** (emission nebulae ή emission clouds) –λόγω της υψηλής

θερμοκρασίας το γραμμικό φάσμα τους είναι φάσμα εκπομπής – σε αντιδιαστολή προς τα ψυχρά νέφη τα οποία ονομάζονται **νέφη απορρόφησης** (absorption nebulae ή absorption clouds) – με φάσμα απορρόφησης–.

Τα νέφη εκπομπής μπορούν να ταξινομηθούν σε τρεις κυρίως κατηγορίες: (α) **διάχυτα λαμπρά νέφη** (bright diffuse nebulae), (β) **υπολείμματα υπερκαινοφανών** (supernova remnants) και (γ) **πλανητικά νεφελώματα** (planetary nebulae). Στο Κεφάλαιο 6 ασχοληθήκαμε με τη δημιουργία των *υπολειμμάτων υπερκαινοφανών* (κρουστικά μέτωπα κατά την καταστροφική κατάρρευση αστέρων). Τα *πλανητικά νεφελώματα* είναι το αποτέλεσμα της διαστολής που



Σχήμα 7.1 Το νέφος του Ωρίωνα (M42) είναι μια από τις πλέον χαρακτηριστικές περιοχές ιονισμένου υδρογόνου. Η διάμετρός του είναι 40 έτη φωτός και βρίσκεται σε απόσταση περίπου 1500 ετών φωτός. Το νέφος ιονίζεται από τα 4 λαμπρά και θερμά αστέρια (το Τραπεζίο του Ωρίωνα), που βρίσκονται στο κέντρο του. Η σύνθετη αυτή φωτογραφία έχει παρθεί με το διαστημικό τηλεσκόπιο Hubble στις φασματικές γραμμές του θείου (S – ερυθρό χρώμα), υδρογόνου (H – πράσινο) και οξυγόνου (O – κυανό).

υφίσταται η ατμόσφαιρα των αστέρων κατά τα τελευταία στάδια της εξέλιξής τους. Τέλος τα *διάχυτα λαμπρά νέφη* αποτελούν τις κοιτίδες νέων αστέρων, συνδέονται δηλαδή με τη γένεση αστέρων και όχι με το θάνατο αυτών. Όταν το υδρογόνο στα *διάχυτα λαμπρά νέφη* είναι πλήρως ιονι-

σμένο, τότε αυτά ονομάζονται **περιοχές ιονισμένου υδρογόνου** (HII regions). Χαρακτηριστική περιοχή ιονισμένου υδρογόνου είναι το γνωστό Νέφος του Ωρίωνα (Σχήμα 7.1).

Ανάλογα με τη θερμοκρασία των αστέρων που θερμαίνουν τα νέφη εκπομπής το αέριό τους μπορεί να είναι πλήρως, μερικώς ή μη ιονισμένο. Φωτόνια μήκους κύματος μικρότερου από $1102 \text{ \AA}$ ιονίζουν (απλά) το στοιχείο άνθρακα. Η ενέργεια που απαιτείται για τον (πλήρη βέβαια) ιονισμό του υδρογόνου αντιστοιχεί σε φωτόνια μήκους κύματος $912 \text{ \AA}$, ενώ το στοιχείο ήλιο ιονίζεται από φωτόνια με ακόμα μικρότερο μήκος κύματος, $504 \text{ \AA}$. Ας σημειωθεί ότι όλα τα παραπάνω μήκη κύματος εμπίπτουν στην περιοχή του υπεριώδους φωτός. Ο βαθμός ιονισμού ενός στοιχείου υποδηλώνεται με Λατινική αριθμηση. Έτσι το ουδέτερο υδρογόνο αναγράφεται ως HI, το ιονισμένο υδρογόνο ως HII, το ουδέτερο ήλιο ως HeI, το απλά

ιονισμένο ήλιο ως HeII, το διπλά ιονισμένο ήλιο ως HeIII και ο σίδηρος που έχει χάσει 14 ηλεκτρόνια ως FeXV.

7.2 Ακτινοβολία συνεχούς φάσματος

Η φυσική ακτινοβολία των ραδιοπηγών χωρίζεται σε δύο βασικές κατηγορίες: *ακτινοβολία γραμμικού φάσματος* και *ακτινοβολία συνεχούς φάσματος*. Η ακτινοβολία γραμμικού φάσματος συνδέεται με μεταβολές της ενέργειας που συμβαίνουν είτε σε επίπεδο ατόμων (π.χ. γραμμές Balmer, γραμμές επανασύνδεσης, υπέρλεπτη υφή, κτλ.) είτε σε επίπεδο μορίων ή ριζών (π.χ. OH⁻, NH₃, CO, κτλ.). Μια σύντομη μελέτη της ακτινοβολίας αυτής γίνεται στο Κεφάλαιο 9.

Όσον αφορά στην ακτινοβολία συνεχούς φάσματος, υπάρχουν τρεις βασικοί μηχανισμοί εκπομπής: (α) *θερμική εκπομπή μέλανος σώματος*, (β) *μη θερμική εκπομπή* (π.χ. ακτινοβολία σύγχροτρον) και (γ) *θερμική εκπομπή ιονισμένου αερίου*.

7.2.1 Θερμική εκπομπή μέλανος σώματος

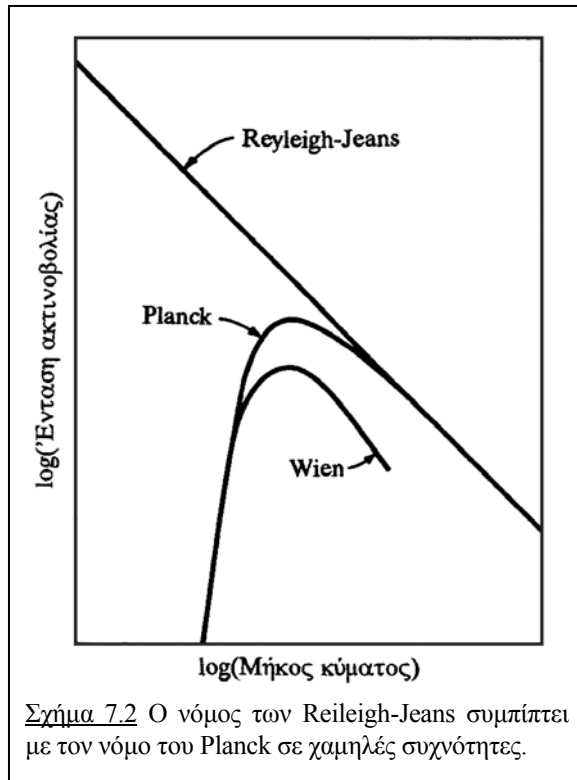
Η θερμική εκπομπή μέλανος σώματος εκφράζεται από το **νόμο του Planck**

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (7.1)$$

Σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος, βέβαια, η ενέργεια $h\nu$ είναι πολύ μικρότερη από την ενέργεια kT ($h\nu \ll kT$) και επομένως η ποσότητα $(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)$ αναπτύσσεται κατά Taylor: $e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 = 1 + \frac{h\nu}{kT} - 1 = \frac{h\nu}{kT}$, και η σχέση (7.1) γράφεται

$$B_\nu(T) = \frac{2k\nu^2}{c^2} T \quad \text{ή} \quad B_\lambda(T) = \frac{2k}{\lambda^2} T \quad (7.2)$$

που είναι ο γνωστός **νόμος ακτινοβολίας των Reyleigh-Jeans**. Παρόλο που ο νόμος αυτός



και μας δίνει το **νόμο ακτινοβολίας του Wien**:

αποτελεί ειδική περίπτωση του νόμου του Planck, δεν εξαρτάται από τις κβαντικές ιδιότητες εκπομπής μέλανος σώματος (δεν περιέχει το h). Είχε διατυπωθεί μάλιστα πολύ πριν από το νόμο του Planck. Η αδυναμία του όμως να εξηγήσει τη μη γραμμική εξάρτηση της εκπεμπομένης ενέργειας από τη θερμοκρασία σε μικρά μήκη κύματος, ανάγκασε τον Planck να δεχθεί ότι η ακτινοβολία μέλανος σώματος είναι κβαντισμένη, πράγμα που τελικά οδήγησε στην επέκταση της κλασικής Φυσικής στην κβαντική Φυσική.

Τέλος, όταν η συχνότητα είναι πολύ μεγάλη ($h\nu \gg kT$) η σχέση (7.1) απλοποιείται

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-h\nu/kT} \quad (7.3)$$

Στο Σχήμα 7.2 φαίνονται παραστατικά οι αποκλίσεις των νόμων των ReyleighJeans και Wien από το νόμο του Planck.

Αν αντί της έντασης ακτινοβολίας, B , χρησιμοποιήσουμε την *πυκνότητα ροής*, S_ν , (σχέση 2.10), και εφόσον θεωρήσουμε ότι η θερμοκρασία (και επομένως και η ένταση ακτινοβολίας) είναι σταθερή σε ολόκληρη την πηγή –η οποία έχειγωνιώδη διάμετρο Ω_s – τότε οι παραπάνω νόμοι γράφονται

$$S_\nu(T) = \frac{2h\nu^3\Omega_s}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7.4)$$

$$S_\nu(T) = \frac{2\nu^2 k \Omega_s}{c^2} T \quad \text{ή} \quad S_\lambda(T) = \frac{2k\Omega_s}{\lambda^2} T \quad (7.5)$$

$$S_\nu(T) = \frac{2h\nu^3\Omega_s}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (7.6)$$

Χαρακτηριστικό παράδειγμα εκπομπής μέλανος σώματος σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος αποτελεί η Σελήνη και οι πλανήτες (Σχήμα 1.4).

7.2.2 Μη θερμική ακτινοβολία – Ακτινοβολία σύγχροτρον

Ο φυσικός μηχανισμός με τον οποίο σχετικιστικά ηλεκτρόνια εκπέμπουν ενέργεια όταν επιταχύνονται εντός μαγνητικού πεδίου μελετήθηκε στις αρχές της δεκαετίας του 1950, όταν κατασκευάστηκαν οι πρώτοι επιταχυντές *σύγχροτρον* (π.χ. Brookhaven, CERN). Έκτοτε η ακτινοβολία αυτή ονομάζεται **ακτινοβολία σύγχροτρον** (synchrotron radiation).

Ένα ηλεκτρόνιο που κινείται εντός μαγνητικού πεδίου εντάσεως $\mathbf{B}$ με ταχύτητα $\mathbf{v}$ υφίσταται δύναμη Lorentz, $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, η οποία το αναγκάζει να κινηθεί καθέτως προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, εκπέμποντας ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Στο πεδίο αναφοράς του το ηλεκτρόνιο ακτινοβολεί ισοτροπικά με γυροσυχνότητα (gyrofrequency), ω_e , η οποία ονομάζεται **ακτινοβολία κύκλοτρον** (cyclotron radiation) και δίνεται από τη σχέση:

$$\omega_e = 2\pi\nu_e = \frac{eB_\perp}{mc} \quad (7.7)$$

όπου $B_\perp$ είναι η συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου κάθετη προς την ταχύτητα του ηλεκτρονίου. Εάν η ένταση του μαγνητικού πεδίου εκφράζεται σε Gauss και η συχνότητα ν_e σε MHz, τότε η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$\nu_e = 2.80 B_\perp \text{ [MHz]} \quad (7.8)$$

Όταν η ταχύτητα, v , του ηλεκτρονίου είναι σχετικιστική, τότε η κίνηση γίνεται ελικοειδής γύρω από τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές και η συχνότητα εκπομπής εξαρτάται από το **συντελεστή Lorentz** (Lorentz factor), γ

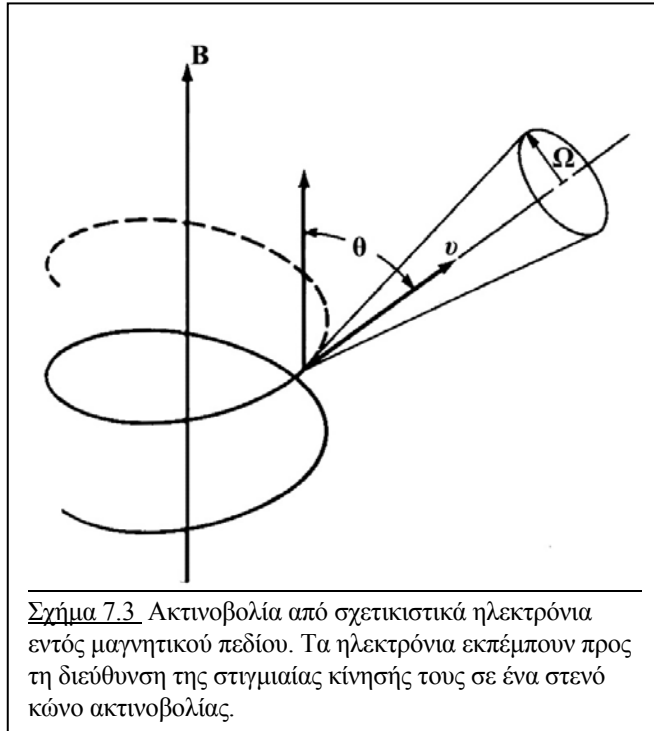
$$\gamma^{-1} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (7.9)$$

σύμφωνα με τη σχέση

$$\nu_\gamma = \frac{\nu_e}{\gamma} = \frac{eB_\perp}{2\pi mc} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (7.10)$$

Η συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου, $B_{\perp}$, που υπεισέρχεται στη σχέση (7.10) εξαρτάται από τη **γωνία κλίσης** (pitch angle), θ , που σχηματίζεται από τη στιγμιαία διεύθυνση του ηλεκτρονίου και τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου (Σχήμα 7.3)

$$B_{\perp} = B \sin \theta \quad (7.11)$$



Η ακτινοβολία εκπέμπεται κατά τη διεύθυνση κίνησης του ηλεκτρονίου, σε μία στενή δέσμη ημίσειας γωνίας Ω (βλ. Σχήμα 7.3), η οποία εξαρτάται από το συντελεστή Lorentz, γ

$$\Omega = 1/\gamma \quad (7.12)$$

Είναι προφανές ότι ένας παρατηρητής θα βλέπει την ακτινοβολία, μόνο όταν βρίσκεται στη στιγμιαία διεύθυνση του ηλεκτρονίου. Επομένως θα βλέπει περιοδικούς παλμούς με περίοδο ίση προς την περίοδο περιφοράς του ηλεκτρονίου και συχνότητα ν'_{γ} , μετατοπισμένη κατά Doppler, και όλες

τις αρμονικές της

$$\nu'_{\gamma} = \frac{\nu_{\gamma}}{\sin^2 \theta} = \frac{\nu_e}{\gamma \sin^2 \theta} \quad (7.13)$$

Όταν το γ είναι μεγάλο ($\gamma \gg 1$) οι αρμονικές είναι πολύ κοντά η μια με την άλλη, και το φάσμα της ακτινοβολίας είναι ουσιαστικά συνεχές. Η ισχύς που εκπέμπεται από το ηλεκτρόνιο προς όλες τις διευθύνσεις υπολογίζεται (με λεπτομερείς υπολογισμούς) ότι είναι

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B_{\perp}}{mc^2} \frac{\nu}{\nu_c} \int_0^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi \quad (7.14)$$

όπου $K_{5/3}(\xi)$ είναι μία τροποποιημένη συνάρτηση Bessel και η κρίσιμη συχνότητα ν_c , του μεγίστου της ακτινοβολίας (σε MHz) δίνεται από τη σχέση

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_e = \frac{3e}{4\pi mc} B_{\perp} \gamma^2 = 4.21 B_{\perp} \gamma^2 \text{ [MHz]} \quad (7.15)$$

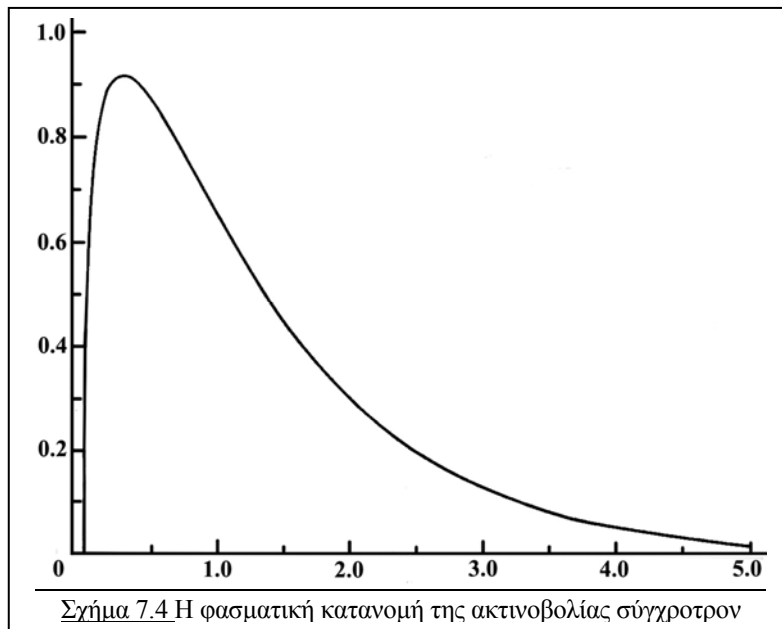
όπου η ένταση του μαγνητικού πεδίου δίνεται σε Gauss. Η κανονικοποιημένη γραφική παράσταση της σχέσης (7.14) παρουσιάζεται στο Σχήμα (7.4).

Για ακτινοβολία σε ραδιοφωνικές συχνότητες γύρω στο 1 GHz και τυπικές τιμές του μαγνητικού πεδίου που παρατηρείται στο μεσοαστρικό χώρο (της τάξεως των 10^{-5} έως 10^{-6} Gauss), ο συντελεστής Lorentz υπολογίζεται από την εξίσωση (7.15) ότι είναι $\gamma \sim 10^3 - 10^5$. Στο μεσοαστρικό, επομένως χώρο υπάρχουν σχετικιστικά ηλεκτρόνια μεγάλης ενέργειας.

Η ακτίνα της ελικοειδούς τροχιάς των σχετικιστικών ηλεκτρονίων, R , δίνεται από τη σχέση

$$R = \frac{\gamma m c^2 \sin \theta}{e B_{\perp}} \quad (7.16)$$

από την οποία υπολογίζεται ότι για $B_{\perp} = 3 \mu\text{Gauss}$ (3×10^{-6} Gauss) η ακτίνα R είναι αρκετά μεγάλη, της τάξης των 10^{14} cm, δηλαδή περίπου 7 A.U. (αστρονομικές μονάδες).



Σχήμα 7.4 Η φασματική κατανομή της ακτινοβολίας σύγχροτρον

Στην πράξη για να υπολογίσουμε την κατανομή της ακτινοβολίας που παίρνουμε από μία περιοχή που εκπέμπει με ακτινοβολία σύγχροτρον (π.χ. από ένα υπόλειμμα υπερκαινοφανούς) δεχόμαστε ότι το μαγνητικό πεδίο είναι ομογενές και ότι η ακτινοβολία προέρχεται από σωματίδια που εκπέμπουν υπό την αυτή γωνία κλίσης, θ . Επί πλέον

πρέπει να λάβουμε υπόψη (α) τις διαστάσεις, D , της περιοχής που ακτινοβολεί και (β) την κατανομή της ενέργειας των ηλεκτρονίων $N(E)dE$. Υπό αυτές τις συνθήκες, η γενικευμένη σχέση (7.14) γράφεται

$$I(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B_{\perp} D}{4\pi m c^2} \int_0^{\infty} N(E) \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi dE \quad (7.17)$$

Όπως αναφέρθηκε στην §6.4 η κατανομή της ενέργειας των ηλεκτρονίων σε πολλά αστρονομικά αντικείμενα (γαλαξίες, υπολείμματα υπερκαινοφανών, κτλ) είναι εκθετική, $N(E) \sim E^{-1} - E^{-3}$. Ας θεωρήσουμε ότι στη γενικευμένη περίπτωση δίνεται από τη σχέση

$$N(E)dE = N_0 E^p dE \quad \text{για } E_1 < E < E_2 \quad (7.18)$$

Τότε η σχέση (7.1) γράφεται

$$I(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 D}{8\pi m c^2} \left(\frac{3e}{4\pi m^3 c^5} \right)^{\frac{P-1}{2}} N_0 B_{\perp}^{\frac{P+1}{2}} \nu^{\frac{P-1}{2}} a(P) \quad (7.19)$$

όπου η συνάρτηση $a(P)$ έχει υπολογιστεί από τους Ginzburg και Syrovatskii (1965) και δίνεται στον Πίνακα 7.1

Πίνακας 7.1 Η συνάρτηση $a(P)$

P	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0
$a(P)$	0.283	0.147	0.103	0.0852	0.0742	0.0725	0.0922

Η σχέση (7.19) γράφεται

$$I(\nu) = 1.35 \times 10^{-22} \left(6.26 \times 10^{18} \right)^{\frac{P-1}{2}} N_0 D B_{\perp}^{\frac{P+1}{2}} \nu^{\frac{P-1}{2}} a(P) \quad [\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1} \text{Hz}^{-1}] \quad (7.20)$$

και αποδεικνύει ότι αν εντός μιας περιοχής με μαγνητικό πεδίο υπάρχουν σχετικιστικά ηλεκτρόνια με εκθετική κατανομή ενέργειας (με εκθέτη P), τότε το φάσμα της ακτινοβολίας σύγχροτρον που εκπέμπεται είναι και αυτό εκθετικό (με εκθέτη α), όπου

$$P = 1 - 2\alpha \quad (7.21)$$

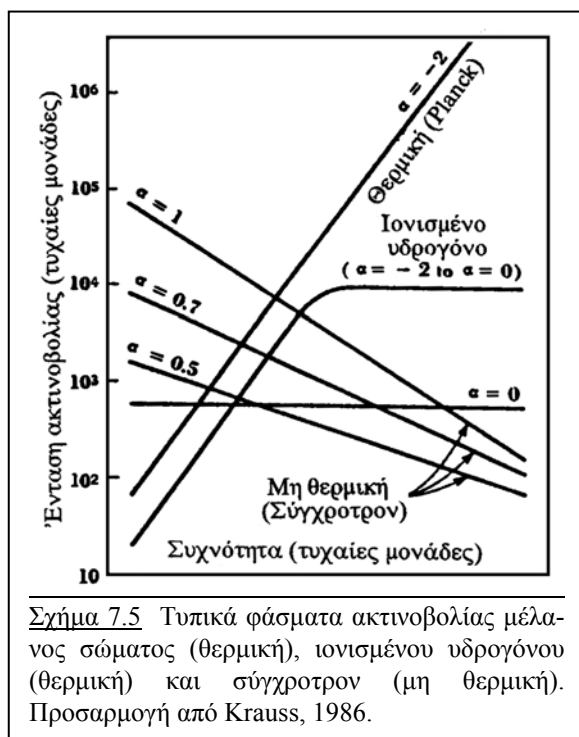
Για τα περισσότερα αστρονομικά αντικείμενα η τιμή του α κυμαίνεται μεταξύ 0 και 2 (βλέπε Σχήμα 1.4 και εξίσωση 6.1).

7.2.3 Θερμική εκπομπή ιονισμένου αερίου

Η **θερμική εκπομπή ιονισμένου αερίου** οφείλεται σε μεταπτώσεις από ελεύθερη σε ελεύθερη κατάσταση των ηλεκτρονίων του αερίου (*ακτινοβολία πέδησης* – Bremsstrahlung). Στις *περιοχές ιονισμένου υδρογόνου* (HII regions) τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται λόγω δυνάμεων Coulomb από τους θετικά φορτισμένους πυρήνες υδρογόνου (πρωτόνια) και εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που εμπίπτει στη ραδιοφωνική περιοχή. Η τυπική διάρκεια, t , αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίου – πρωτονίου υπό τις συνθήκες που επικρατούν σε ένα νέφος ιονισμένου υδρογόνου (θερμοκρασίας $T \sim 10\,000$ K) είναι πολύ μικρή συγκρινόμενη με την περίοδο της ταλάντωσης της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ($\sim \lambda/c$)

$$t = \frac{r}{\sqrt{kT/m_e}} = \sqrt{m_e} e^2 (kT)^{-3/2} \quad (7.22)$$

όπου r είναι η ελάχιστη απόσταση αλληλεπίδρασης. Το ηλεκτρόνιο δηλαδή ακτινοβολεί



υφιστάμενο μια εξαιρετικά απότομη επιτάχυνση. Επομένως η ακτινοβολία που εκπέμπει κατανέμεται περίπου ισόποσα σε μεγάλο τμήμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Με άλλα λόγια ο μετασχηματισμός Fourier της χρονοσειράς που μας δίνει την ένταση ακτινοβολίας του ηλεκτρονίου (η οποία μπορεί να προσομοιωθεί από μια συνάρτηση δ) δίνει μια σταθερή κατανομή συχνοτήτων. Αυτό σημαίνει πως το φάσμα εκπομπής μιας περιοχής ιονισμένου υδρογόνου είναι σταθερό και ανεξάρτητο από τη συχνότητα και επομένως το διακρίνουμε εύκολα τόσο από το φάσμα μέλανος σώματος,

όσο και από το φάσμα μη θερμικής ακτινοβολίας (Σχήμα 7.5).

Αξίζει να σημειωθεί ότι αν η απόσταση αλληλεπίδρασης, r , είναι πολύ μικρή, τότε οι δυνάμεις Coulomb είναι ισχυρές, η επιτάχυνση των ηλεκτρονίων πολύ μεγάλη και η ακτινοβολία εμπίπτει στην περιοχή των ακτίνων X. Εκπομπή σε ραδιοφωνικά μήκη κύματος συμβαίνει όταν η απόσταση αλληλεπίδρασης είναι σχετικά μεγάλη, πράγμα που στατιστικά έχει πολύ μεγαλύτερες πιθανότητες να συμβεί σε μια περιοχή ιονισμένου υδρογόνου. Σε γενικές γραμμές, ο συντελεστής εκπομπής (βλέπε και επόμενη παράγραφο) υπολογίζεται αν ολοκληρώσουμε την εκπομπή που παράγεται κατά τις αλληλοεπιδράσεις όλων των σωματιδίων, των οποίων η ταχύτητα κατανέμεται κατά Maxwell.

Η ένταση ακτινοβολίας ενός διαφανούς ή ημιδιαφανούς μέσου (όπως είναι π.χ. ένα νέφος ιονισμένου υδρογόνου) εξαρτάται από τη συνάρτηση πηγής του (τρίτος νόμος φασματοσκοπίας του Kirchhoff)

$$B_i(\nu) = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \quad (7.23)$$

όπου j_ν είναι ο (μονοχρωματικός) συντελεστής εκπομπής του μέσου και κ_ν ο συντελεστής απορρόφησής του (βλ. Βάρβογλη, Σειραδάκη, 1995, σελ. 103-105). Εξαρτάται επίσης από το οπτικό βάθος του, $\tau(\nu)$. Σύμφωνα με τον τρίτο νόμο της φασματοσκοπίας του Kirchhoff, όταν το

μέσο βρίσκεται σε τοπική θερμοδυναμική ισορροπία η συνάρτηση πηγής ισούται με την ένταση ακτινοβολίας μέλανος σώματος (Planck). Για ραδιοφωνικά μήκη κύματος ισχύει βέβαια η προσέγγιση των Reyleigh-Jeans. Η συνολική ακτινοβολία δίνεται από τη σχέση

$$B_\nu = B_i(\nu) (1 - e^{\tau(\nu)}) \quad (7.24)$$

Από το νόμο των Reyleigh-Jeans (σχέση 7.2) είναι προφανές ότι, σε ραδιοφωνικά κύματα τα μεγέθη B (ένταση ακτινοβολίας) και T (θερμοκρασία) συνδέονται μεταξύ τους γραμμικά. Επομένως η σχέση (7.24) μπορεί να γραφεί

$$T_\nu = T_i(\nu) (1 - e^{\tau(\nu)}) \quad (7.25)$$

όπου $T_i(\nu)$ είναι η *εσωτερική* (πραγματική) *θερμοκρασία* του μέσου. Η τυπική τιμή της θερμοκρασίας αυτής στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου είναι 10000 K.

Το οπτικό βάθος, $\tau(\nu)$ ενός μέσου είναι μια πολύ σημαντική ποσότητα, η γνώση της οποίας μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την πυκνότητα του μέσου, όπως θα δούμε αμέσως παρακάτω.

7.3 Οπτικό βάθος και μέτρο εκπομπής

Εξ ορισμού, το οπτικό βάθος, $\tau(\nu)$, συνδέεται με το συντελεστή απορρόφησης, κ_ν ενός μέσου με τη σχέση

$$\tau(\nu) = \int \kappa_\nu dl \quad (7.26)$$

όπου l είναι το πάχος του μέσου. Γνωρίζουμε ότι όταν $0 < \tau_\nu < 1$, τότε το μέσο είναι διαφανές, ενώ όταν $\tau_\nu > 1$, τότε είναι αδιαφανές. Για μεταπτώσεις από ελεύθερη σε ελεύθερη κατάσταση ο συντελεστής απορρόφησης υπολογίζεται με τη βοήθεια της κβαντικής Φυσικής

$$\kappa_\nu = \frac{N_e N_i}{\nu^2} \frac{8 Z^2 e^6}{3 \sqrt{3} m^3 c} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{m^{3/2}}{(kT_i)^{3/2}} \langle g \rangle \quad (7.27)$$

όπου N_e και N_i είναι η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων και των ιόντων, ν η συχνότητα εκπομπής, Z ο ατομικός αριθμός, e και m το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου, c η ταχύτητα του φωτός, k η σταθερή του Boltzmann, T_i η κινητική θερμοκρασία του αερίου και $\langle g \rangle$ ο συντελεστής Gaunt. Ο συντελεστής αυτός δίνεται από τη σχέση

$$\langle g \rangle = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[\left(\frac{2kT_i}{\delta m} \right)^{3/2} \frac{m}{\pi \delta Z e^2 \nu} \right] \quad (7.28)$$

όπου δ είναι η σταθερή του Euler ($\delta = e^{0.577}$). Για χαμηλές (ραδιοφωνικές) συχνότητες και θερμοκρασίες (10000 K) ο Shklovski (1960) υπολόγισε το συντελεστή απορρόφησης του ιονισμένου υδρογόνου

$$\kappa_\nu = 9.8 \times 10^{-13} N^2 T_i^{-3/2} \nu^{-2} [19.8 + \ln(T_i^{3/2} \nu^{-1})] \quad (7.29)$$

όπου N είναι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Ο εντός των αγκύλων όρος είναι λογαριθμικός και δεν μεταβάλλεται έντονα. Θέτοντας $T_i = 10\,000$ K και $\nu = 1000$ MHz, η σχέση (7.29) γράφεται

$$\kappa_\nu = 2.6 \times 10^{-11} N^2 T_i^{-3/2} \nu^{-2} \quad (7.30)$$

και εξακολουθεί να ισχύει στη γενικευμένη περίπτωση. Επομένως η σχέση (7.25) γράφεται

$$\tau(\nu) = 2.6 \times 10^{-11} T_i^{-3/2} \nu^{-2} \int N^2 dl \quad (7.31)$$

Το ολοκλήρωμα

$$EM = \int N^2 dl \quad (7.32)$$

ονομάζεται **μέτρο εκπομπής** (emission measure) της ιονισμένης περιοχής και συνήθως εκφράζεται σε ηλεκτρόνια/cm³ για την πυκνότητα N και pc για την απόσταση l , οι μονάδες του δηλαδή είναι cm⁶pc. Το μέτρο εκπομπής μπορεί να θεωρηθεί ως μια σταθερή ποσότητα που χαρακτηρίζει μονοσήμαντα την περιοχή του ιονισμένου υδρογόνου. Αν λάβουμε υπόψη αυτές τις μετατροπές και επί πλέον θέσουμε $T_i = 10\,000$ K και εκφράσουμε το ν σε MHz (αντί για Hz), τότε η σχέση (7.31) απλοποιείται

$$\tau(\nu) = 0.4 \nu^{-2} \times EM \quad (7.33)$$

Άσκηση 7.1. Για περιοχή ιονισμένου υδρογόνου δείξτε ότι όταν $\tau(\nu) \gg 1$, τότε, η πυκνότητα ροής $S(\nu) \sim \nu^2$ ενώ όταν $\tau(\nu) \ll 1$, τότε $S(\nu) = \text{σταθ.}$

Λύση. (α) Όταν $\tau(\nu) \gg 1$, η σχέση 7.25 δίνει $T = T_i$ και η σχέση (7.5) γράφεται

$$S_\nu = \frac{2k\Omega_s T_i}{c^2} \nu^2 \quad \text{δηλαδή} \quad S_\nu \sim \nu^2$$

(β) Όταν $\tau(\nu) \ll 1$, τότε η σχέση (7.25) δίνει $T_\nu = T_i \tau(\nu)$ και χρησιμοποιώντας και τη σχέση (7.18), η σχέση (7.5) γράφεται

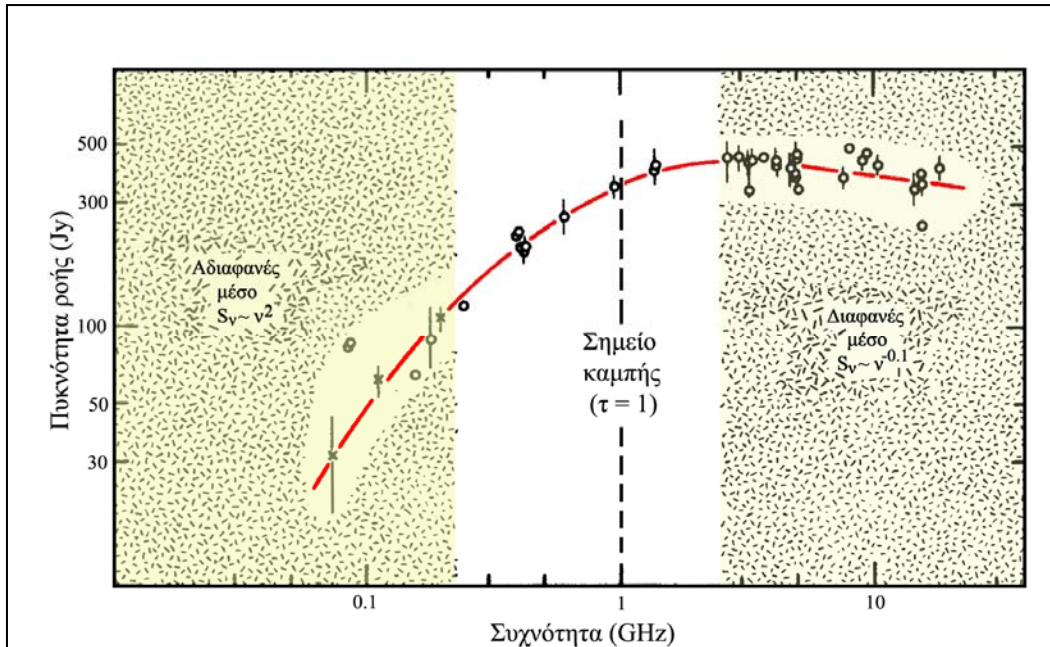
$$S_\nu = \frac{2k \cdot 0.4 T_i \Omega_s \nu^{-2} \nu^2}{c^2} EM = \frac{0.8k T_i \Omega_s}{c^2} EM = \text{σταθ.}$$

Δηλαδή η πυκνότητα ροής είναι ανεξάρτητη από τη συχνότητα.

Πιο ακριβείς υπολογισμοί (Lang, 1974) δίνουν μια κάπως διαφορετική εξάρτηση του οπτικού βάθους τόσο από τη θερμοκρασία, όσο και από τη συχνότητα

$$\tau(\nu) = A T_i^{-1.35} \nu^{-2.1} \int N^2 dl \quad (7.34)$$

όπου A είναι μια σταθερή.



Σχήμα 7.6. Παρατηρήσεις της πυκνότητας ροής του Νεφελώματος του Ωρίωνα σε διάφορες συχνότητες. Προφανώς ο φασματικός δείκτης του Νεφελώματος είναι +2 για χαμηλές συχνότητες ($\nu < 1$ GHz) και -0.1 για υψηλές συχνότητες ($\nu > 1$ GHz). Στο σημείο καμπής το οπτικό βάθος είναι $\tau_{1 \text{ GHz}} = 1$.

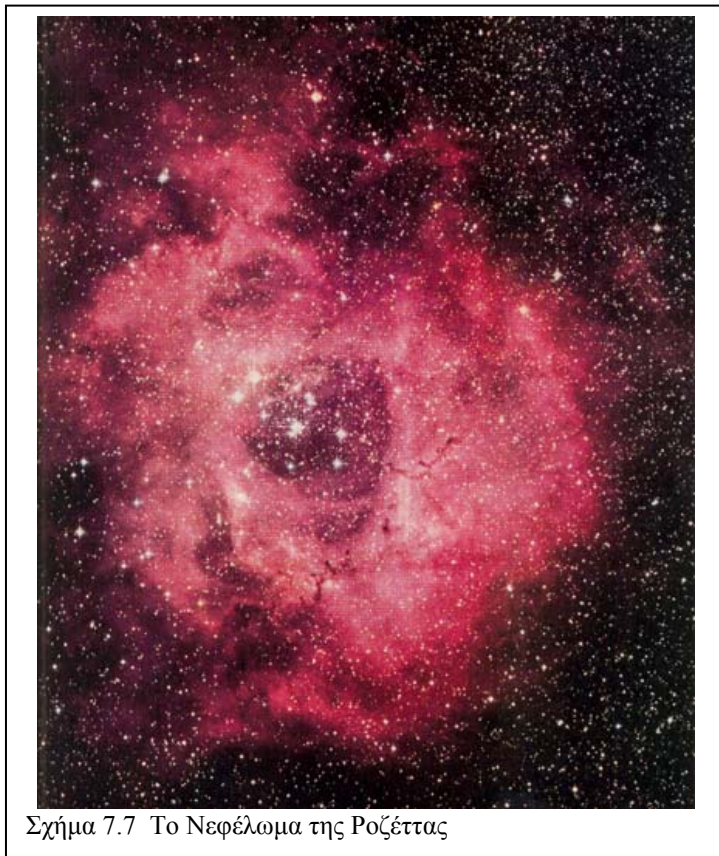
Όπως αποδεικνύεται στην Άσκηση 7.1 όταν το μέσο είναι αδιαφανές, τότε η πυκνότητα ροής είναι εκθετική συνάρτηση της συχνότητας ($S_\nu \sim \nu^{+2}$), ενώ όταν το μέσο είναι διαφανές,

τότε η πυκνότητα ροής είναι ανεξάρτητη της συχνότητας ($S_\nu = \text{σταθ.}$). Στην τελευταία αυτή περίπτωση η σχέση (7.25) απλοποιείται

$$T_\nu = T_i(\nu) \tau(\nu) \quad (7.35)$$

Είναι προφανές ότι αν γνωρίζουμε το οπτικό βάθος μιας περιοχής ιονισμένου υδρογόνου, τη θερμοκρασία της και τη συχνότητα, από τη σχέση (7.31) (ή τη σχέση 7.34) μπορούμε αμέσως να υπολογίσουμε το μέτρο εκπομπής, EM . Από το μέτρο εκπομπής και τις διαστάσεις της περιοχής (φυσική διάμετρο) μπορούμε να βρούμε τη μέση πυκνότητα των ηλεκτρονίων της (σχέση 7.33).

Από την Άσκηση 7.1 είναι προφανές ότι το οπτικό βάθος μιας περιοχής ιονισμένου υδρογόνου είναι περίπου 1, στη συχνότητα εκείνη όπου ο φασματικός δείκτης της παρουσιάζει ένα σημείο καμπής και από +2 γίνεται 0 (για τον ορισμό του φασματικού δείκτη, βλέπε



Σχήμα 7.7 Το Νεφέλωμα της Ροζέττας

Κεφάλαιο 4). Όπως φαίνεται στο Σχήμα 7.6, ένα τέτοιο σημείο καμπής υπάρχει στο Νεφέλωμα του Ωρίωνα σε συχνότητα ~ 1 GHz. Ανάλογα σημεία καμπής του φασματικού δείκτη έχουν βρεθεί για ένα μεγάλο αριθμό νεφελωμάτων, για τα οποία έτσι έχει καταστεί δυνατός ο υπολογισμός της πυκνότητάς τους (Πίνακας 7.III). Με απλές δηλαδή παρατηρήσεις, όπως αυτές που παρουσιάζονται στο Σχήμα 7.6, και με τη βοήθεια του τρίτου νόμου φασματοσκοπίας του Kirchhoff, μπορούμε να υπολο-

γίσουμε την πυκνότητα ενός ιονισμένου νέφους που βρίσκεται σε απόσταση μερικών χιλιάδων ετών φωτός!

Ας σημειωθεί ότι μέθοδοι, όπως αυτή που μόλις περιγράψαμε, παίζουν σημαντικό ρόλο στην κατά το δυνατόν καλύτερη κατανόηση του Σύμπαντος.

7.4 Σφαίρα Strömgren περιοχών ιονισμένου υδρογόνου

Όπως αναφέρθηκε στην αρχή αυτού του Κεφαλαίου η κύρια πηγή ιονισμού στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου είναι θερμοί αστέρες προγενέστερου φασματικού τύπου (τύπου O ή B). Χαρακτηριστικό παράδειγμα περιοχής ιονισμένου υδρογόνου είναι το **Νεφέλωμα της Ροζέττας** (Rozette Nebula) όπου οι θερμοί αστέρες στο κέντρο του διακρίνονται ευκρινώς (Σχήμα 7.7).

Οι θερμοί αστέρες, όπως αυτοί που ιονίζουν το Νεφέλωμα της Ροζέττας, ιονίζουν, προφανώς, μια περιορισμένη περιοχή γύρω τους. Στην περιοχή αυτή τα φωτόνια που εκπέμπουν οι αστέρες ιονίζουν τα άτομα του υδρογόνου τα δε ηλεκτρόνια και πρωτόνια που παράγονται επανασυνδέονται αυθορμήτως, έτσι ώστε ο συνολικός όγκος του ιονισμένου αερίου περιορίζεται σε ένα χώρο γύρω από τον αστέρα στην επιφάνεια του οποίου (χώρου) ο συνολικός ρυθμός επανασυνδέσεων είναι ίσος με το συνολικό ρυθμό ιονισμού. Αν θεωρήσουμε ότι ο χώρος αυτός είναι σφαιρικός με ακτίνα R_S , τότε η συνθήκη ισορροπίας ιονισμού - επανασυνδέσεων γράφεται

$$\frac{4}{3}\pi R_S^3 (x n)^2 \beta = S_* \quad (7.36)$$

όπου x είναι ο βαθμός ιονισμού (για πλήρη ιονισμό, $x = 1$), n είναι η αριθμητική πυκνότητα των πυρήνων υδρογόνου (πρωτόνια + ουδέτερα άτομα υδρογόνου). S_* (φωτόνια s^{-1}) είναι ο ρυθμός με τον οποίο ο αστέρας εκπέμπει φωτόνια ιονισμού (φωτόνια, δηλαδή με ενέργεια, E_B , μεγαλύτερη ή ίση προς την ενέργεια που απαιτείται για τον ιονισμό του αερίου - για το υδρογόνο $E_B = 13.6 \text{ eV}$).

Όταν έχουμε πλήρη ιονισμό, τότε προφανώς $n = N$ (πυκνότητα ηλεκτρονίων). β είναι ο συντελεστής επανασυνδέσεων, ο οποίος εξαρτάται από τη θερμοκρασία και δίνεται από τη σχέση

$$\beta(T_i) = 2 \times 10^{-16} T_i^{-3/4} \quad [m^3 s^{-1}] \quad (7.37)$$

Η ακτίνα R_S που ορίζεται με τη βοήθεια της σχέσης (7.36) ονομάζεται **ακτίνα Strömgren** και η αντίστοιχη σφαίρα που περιέχει το ιονισμένο αέριο, ονομάζεται **σφαίρα Strömgren**. (Strömgren sphere).

Η ακτίνα Strömgren των αστερων μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση

$$R_S = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{S_*}{N^2 \beta} \right)^{1/3} \quad (7.38)$$

αν γνωρίζουμε την πυκνότητα των ηλεκτρονίων, N , το συντελεστή επανασυνδέσεων, β και το ρυθμό παραγωγής φωτονίων, S_* . Η πυκνότητα N υπολογίζεται εύκολα από τη σχέση (7.32) αν γνωρίζουμε το μέτρο εκπομπής, είναι δε δυνατό να υπολογιστεί και με άλλες μεθόδους της Ραδιοαστρονομίας. Μια τυπική τιμή της για περιοχές ιονισμένου υδρογόνου είναι 100 ηλεκτρόνια/cm³. Ο συντελεστής β υπολογίζεται από τη σχέση (7.37) αν γνωρίζουμε τη θερμοκρασία T_i . Για $T_i = 10\,000$ K, $\beta = 2 \times 10^{13}$ cm³/s. Τέλος ο ρυθμός παραγωγής φωτονίων ιονισμού υπολογίζεται από τη σχέση του Planck (σχέση 7.1). Η ολοκλήρωση της σχέσης (7.1) γίνεται από τη συχνότητα $\nu_{\max} = E_B/h$ (για το υδρογόνο, $\nu_{\max} = 13.6 \text{ eV}/h = 912 \text{ \AA}$) έως ∞ .

Η πυκνότητα ροής των φωτονίων ιονισμού δίνεται από τη σχέση

$$F_* = \int_{\nu_{\max}}^{\infty} \int \frac{c B_\nu(T)}{h\nu} d\nu = \frac{2}{c^2} \int_{\nu_{\max}}^{\infty} \int \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (7.39)$$

Η σχέση (7.39) δίνει τον αριθμό των φωτονίων που εκπέμπονται από την επιφάνεια του αστέρα ανά δευτερόλεπτο. Αν η ακτίνα του αστέρα είναι R τότε ο ρυθμός παραγωγής φωτονίων με ενέργεια μεγαλύτερη από E_B δίνεται από τη σχέση

$$S_* = 4\pi R^2 F_* = \frac{8\pi R^2}{c^2} \int_{\nu_{\max}}^{\infty} \int \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (7.40)$$

Η πυκνότητα ροής S_* που υπολογίζεται από τη σχέση (7.40) είναι της τάξης των 10^{49} φωτονίων/s.

Πίνακας 7.ΠΙ Ακτίνα Strömgren για αστέρες διαφόρων φασματικών τύπων

Φασματικός τύπος	B1 V	B2 I	O9 V	O9 I	O5 I
Ακτίνα Strömgren [pc]	5	15	50	100	150

Θέτοντας στη σχέση (7.38) $S_* = 10^{49} \text{ s}^{-1}$, $\beta = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^3/\text{s}$ και $N = 10^2$ ηλεκτρόνια/cm³, βρίσκουμε ότι $R_S = 3.44 \text{ pc}$. Βλέπουμε, δηλαδή, ότι η μέση ακτίνα του χώρου ιονισμού των θερμών αστέρων είναι αρκετά μεγαλύτερη από την απόσταση του Ήλιου από τον κοντινότερο αστέρα, τον α Κενταύρου, που είναι μόνο 1.3 pc .

Πίνακας 7.III Παραδείγματα περιοχών ιονισμένου υδρογόνου

Όνομα	Πυκνότητα ροής (1.4 GHz) [Jy]	Διάμετρος [pc]	Από- σταση [kpc]	Μέτρο E- κπομπής [cm ⁻⁶ pc]	Πυκνότητα ηλεκτρονίων [cm ⁻³]
Omega Nebula	1000	5	2.2	3×10^6	5×10^2
N.America Nebula	550	54	1.2	4×10^3	10
Rozzete Nebula	260	37	1.4	3×10^3	9
Lagoon Nebula	260	3.5	1.2	4×10^5	2×10^2
M17 (NGC6618)		2.3	2.2	5×10^6	2×10^3
Orion Nebula (M42)	520	0.6	0.5	6×10^6	5×10^3
W3 (C)		0.07	3.1	3×10^7	2×10^4
W49A (B1)		0.9	13.8	1×10^7	3×10^3
W51		0.4	7.3	4×10^7	8×10^3
W75 (DR21)		0.08	3.0	5×10^7	4.3×10^4
NGC 7538 (B)		0.15	2.5	7×10^6	6×10^3

Στον Πίνακα 7.III δίνονται στοιχεία για μερικές γνωστές περιοχές ιονισμένου υδρογόνου. Οι πρώτες τέσσερις περιοχές είναι εκτεταμένες. Οι υπόλοιπες αποτελούν εξαιρετικά συμπαγείς και μικρής διαμέτρου πηγές, όπου η πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγάλη.

Βιβλιογραφία

- Βάρβογλη Χ., Σειραδάκη Ι.Χ. (1991): "Εισαγωγή στη Σύγχρονη Αστρονομία", ΑΠΘ, Θεσσαλονίκη.
- Burke B.F., Smith F.G. (1997): "An Introduction to Radio Astronomy", Cambridge University Press, UK
- Ginzburg V.L., Syrovatsky S.I. (1965), *Ann. Rev. Astron. & Astrophys.*, 3, 297.
- Gordon M.A. (1988): "HII Regions and radio Recombination Lines", in Galactic and extragalactic radio astronomy (eds. G.L. Verschuur and K.I. Kellermann), Springer Verlag.
- Kraus J.D. (1986): "Radio Astronomy", Cygnus-Quasar Books, Ohio.
- Lang K. (1974): "Astrophysical Formulae", Springer Verlag, Berlin.

Salter C.J., Brown R.L. (1988): "Galactic Nonthermal Continuum Emission", in Galactic and extragalactic radio astronomy (eds. G.L. Verschuur and K.I. Kellermann), Springer Verlag.

Shklovski I. S. (1960): "Cosmic Radio Waves" Harvard Univ. Press, Cambridge.

Terzian Y. (ed.) (1968): "Interstellar Ionized Hydrogen", Benjamin, California.