

Αριθμητικές προσομοιώσεις νεφών σε γαλαξίες

Παπαχρήστου Μιχάλης

26 Ιουνίου 2017

Σε αυτή την εργασία θα προσπαθήσουμε να μελετήσουμε μέσω αριθμητικών εξομοιώσεων τη δυναμική ενός μοριακού νέφους (MC) μέσα στο διαγαλαξιακό μέσο (ISM). Για τις αριθμητικές εξομοιώσεις θα χρησιμοποιήσουμε τον κώδικα PLUTO ([mignone_pluto: 2007](#)) ώστε να μελετήσουμε μια όσο το δυνατόν ρεαλιστικότερη απεικόνιση ενός σφαιρικού μοριακού νέφους χτίζοντας την, βήμα βήμα μέσω διαφορετικών φυσικών διεργασιών (Radiative Cooling, Magnetic Fields, Gravity, etc)

1 Μοριακά Νέφη και διαγαλαξιακός χώρος

Στον μεσοαστρικό χώρο υπάρχει μια τεράστια ποσότητα ύλης υπό τη μορφή αερίου και σκόνης. Η ύλη αυτή, που μπορούμε να πούμε ότι είναι το πρωτόγενες καύσιμο στη διαδικασία αστρικής δημιουργίας των γαλαξιών, αποτελείται περίπου κατά 99% από αέριο και κατά 1% από σκόνη με τη συνολική της μάζα για το δικό μας γαλαξία να είναι της τάξης των $10^9 M_{\odot}$, ενώ η πυκνότητα της κυμαίνεται από 10^{-4} έως 10^6 cm^{-3} .

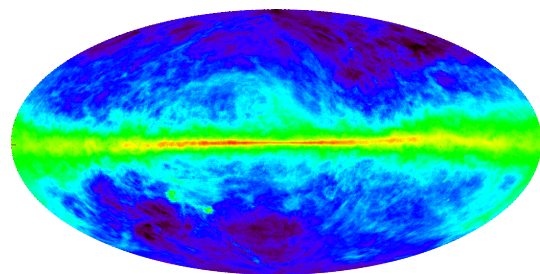
Μεσοαστρικό Αέριο Το Μεσοαστρικό Αέριο παρατηρείται σε νεφελώδη μορφή και αποτελείται κυρίως (περίπου το 90%) από υδρογόνο σε ατομική (H), ιονισμένη (HII) και μοριακή (H_2) κατάσταση. Δεύτερο σε αναλογία είναι το Ήλιο (He) (περίπου 9%) ενώ το υπόλοιπο 1% είναι βαρύτερα στοιχεία (C,O,Ne,Mg,Fe, κ.α.) και μόρια (CO,CS, κ.α.).

Μεσοαστρική Σκόνη Η Μεσοαστρική Σκόνη αποτελείται κυρίως από άνθρακα και πυρίτιο σε ενώσεις με Υδρογόνο, Οξυγόνο, Μαγνήσιο και Σίδηρο ενώ το μέγεθος των κόκκων της σκόνης κυμαίνεται από 0.01 μm έως 1 μm ακολουθώντας μια κατανομή δύναμης όπου τα μικρότερα μεγέθη είναι πληθύτερα από τα μεγαλύτερα. Η Μεσοαστρική Σκόνη παρατηρείται στις σπείρες του Γαλαξία μας (αλλά και σε άλλους γαλαξίες) με τη χαρακτηριστική μορφή τεράστιων σκοτεινών "δρόμων" λόγω της επισκότισης των όπισθεν αστέρων που προκύπτει από την απορρόφηση και σκέδαση του ορατού φωτός.

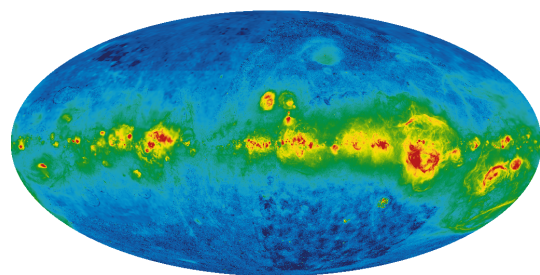
2 Φάσεις και χαρακτηριστικά της Μεσοαστρικής Ύλης

Η Μεσοαστρική Ύλη (ISM) απαντάται σε τρεις φάσεις με διαφορετικά φυσικά και χημικά χαρακτηριστικά: ¹ τη **ψυχρή**, με θερμοκρασίες κάτω των

¹Για τα χημικά χαρακτηριστικά αναφερόμαστε στη σύνθεση των μορίων και στην αναλογία των στοιχείων. Στα φυσικά χαρακτηριστικά αναφερόμαστε στη πυκνότητα και τη θερμοκρασία της Ύλης



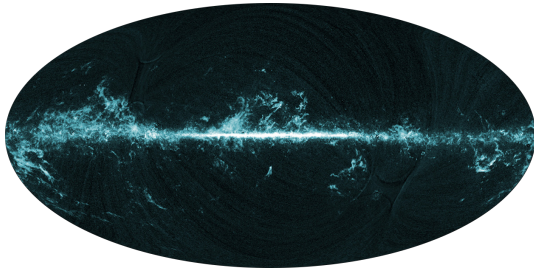
Σχήμα 1: Εκπομπή του HI στα 21.1 cm (Kalberla et al., 2005) Η εκπομπή της γραμμής 21.1 cm στα ραδιοκύματα που οφείλεται στη μετάπτωση αντιστροφής του spin του πρωτονίου και του ηλεκτρονίου στη βασική κατάσταση του ατόμου του Υδρογόνου. Η ενεργειακή διαφορά των καταστάσεων είναι $h\nu = 6 \times 10^{-6} \text{ eV}$, η οποία αντιστοιχεί σε μήκος κύματος 21 cm.



Σχήμα 2: Εκπομπή H α από συνδυασμό τριών διαφορετικών παρατηρήσεων (WHAM - VTSS - SHASSA) [finkbeiner_2003](#) Η εκπομπή H α (656.28 nm) προέρχεται από την επανασύνδεση ιονισμένων ατόμων υδρογόνου κοντά σε θερμούς αστέρες O και B (HII Regions).

Πίνακας 1: Χαρακτηριστικά της μεσοαστρικής ύλης

Κατηγορία	Θερμοκρασία (K)	Πυκνότητα (cm^{-3})
Μοριακά Νέφη	10-50	$>10^3$
Ψυχρά Νέφη HI	100	30
Θερμό HI	10^3	0.1
Θερμό HII	10^4	10^{-2}
Περιοχές HII	10^4	>100
Υπέρθερμο Ιονι- σμένο αέριο	10^6 έως 10^7	10^{-3}



Σχήμα 3: Εκπομπή CO όπως τη χαρτογράφησε το Planck. [planck_2014](#)

Το H_2 είναι ένα πλήρως συμμετρικό μόριο επομένως δεν έχει μόνιμη διπολική ροπή. Αυτό έχει σαν συνέπεια η διέγερση του να είναι σε θερμοκρασίες τις τάξεις των 500 K. Άρα για τις τυπικές θερμοκρασίες των μοριακών νεφών 10–50 K είναι αδύνατον να το παρατηρήσουμε άμεσα.

Ο εναλλακτικός τρόπος παρατήρησης του H_2 είναι εμμέσως μέσω της εκπομπής διαφορετικών μορίων που είναι πιο "ευαίσθητα" στις χαμηλές θερμοκρασίες, όπως του CO που είναι το δεύτερο σε αναλογία μόριο στο Σύμπαν και έχει μόνιμη διπολική ροπή (άρα έχουμε περιστροφικές ενεργειακές μεταβάσεις) πράγμα που επιτρέπει να εκπέμπει σημαντικά στο ραδιοφωνικό φάσμα..

Η χαμηλότερη μετάβαση αντιστοιχεί σε θερμοκρασία 5.5 K και αποδίδει ένα ραδιοφωνικό φωνόνιο στα 2.6 mm.

100 K, πυκνότητα 30 έως 50 cm^{-3} και ποσοστό ιονισμού κάτω του 0.1%, που αποτελείται από μοριακό και ατομικό αέριο Υδρογόνου και σκόνη, τη **θερμή**, με θερμοκρασίες της τάξης των 10^3 έως 10^4 K, πυκνότητες 0.3 cm^{-3} , που αποτελείται από ατομικό και ιονισμένο αέριο Υδρογόνο (ποσοστό ιονισμού 2-20%) και την **υπέρθερμη** που οφείλεται σε κρουστικά κύματα εκρήξεων υπερνοβα και αστρικών ανέμων με θερμοκρασίες τάξης 10^6 K και πυκνότητες μικρότερες των 0.01 cm^{-3} .

3 Μοριακά Νέφη

Τα Μοριακά Νέφη είναι περιοχές όπου ψυχρή μεσοαστρική ύλη έχει πυκνότητες ικανοποιητικά μεγαλύτερες από τη μέση πυκνότητα του μεσοαστρικού υλικού έτσι η ιδιοβαρύτητα του νέφους να παίζει σημαντικό ρόλο στη δυναμική του. Καθώς το μοριακό νέφος καταρρέει, κατακρημνίζεται σε όλο και πιο συμπυκνωμένες δομές έως ότου η πυκνότητα και η μάζα σε μια τέτοια περιοχή είναι αρκετή ώστε να γεννηθούν νέοι αστέρες.

Όπως φαίνεται και από το όνομα τους, τα Μοριακά Νέφη αποτελούνται κυρίως από μοριακό Υδρογόνο H_2 . Στο γαλαξία μας πάνω από το 80% του μοριακού Υδρογόνου βρίσκεται σε μοριακά νέφη καταναμεμένα πάνω στις σπείρες του δίσκου αλλά κυρίως σε ένα δακτύλιο ακτίνας 3 με 5 kpc από το κέντρο του γαλαξία [rathborne_2009](#) Από παρατηρήσεις στο CO τα μοριακά νέφη δείχνουν να έχουν μάζες που κυμαίνονται από 10^3 έως $10^6 M_\odot$ με μια κατανομή νόμου δύναμης -1.6 . [stahlern_2004](#)

Για να δημιουργηθεί το Μοριακό Υδρογόνο καταλυτικό ρόλο παίζει η μεσοαστρική σκόνη. Όταν δύο άτομα Υδρογόνου ενώνονται και δημιουργούν ένα μόριο H_2 αυτό κερδίζει ενέργεια η οποία όμως δεν μπορεί να αποδοθεί στο περιβάλλον με αποτέλεσμα το μόριο να διασπάται. Παρολαυτά αν η διαδικασία αυτή γίνει πάνω σε έναν κόκκο σκόνης, τότε αυτός λειτουργεί καταλυτικά απορροφώντας το πλεόνασμα ενέργειας και το μόριο παραμένει σταθερό. Έτσι το ουδέτερο Υδρογόνο λειτουργεί σαν καύσιμο που τροφοδοτεί τις πυκνότερες περιοχές του μοριακού Υδρογόνου.

Ένα τυπικό μοριακό νέφος επιβιώνει για 3×10^7 yrs πριν καταστραφεί από τους βίαιους αστρικούς ανέμους των αστέρων τύπου O και B που έχουν δημιουργηθεί στο εσωτερικό του. Κατά τη διάρκεια της ζωής του το νέφος αποδίδει τελικά ένα 3% της μάζας του σε αστέρες. Έτσι για παράδειγμα αν θεωρήσουμε μια τιμή της συνολικής μάζας του μοριακού H_2 στο Γαλαξιακό δίσκο $2 \times 10^9 M_\odot$ βρίσκουμε ότι ο ρυθμός δημιουργίας αστέρων (SFR) για το Γαλαξία μας είναι περίπου $2 M_\odot$ ανά έτος.

Πίνακας 2: Χαρακτηριστικά και διαφορετικοί τύποι Μοριακών Νεφών

Κατηγορία	Μέση ακτίνα (pc)	Θερμοκρασία (K)	Πυκνότητα H_2 (cm^{-3})	Μάζα (M_\odot)
Γιγαντιαίο Μοριακό Νέφος	20	15	100	10^5
Μοριακό Νέφος	5	10	300	10^4
clump	2	10	10^3	10^3
Πυρήνας Νεφους	0.08	10	10^5	10

4 Ενεργειακή ισορροπία

Η κινητική θερμοκρασία ² της Μεσοαστρικής Ύλης κυμαίνεται σε ένα εύρος τιμών 6 τάξεων μεγέθους όπως παρατηρούμε και από τον πίνακα 1. Για να περιγράψουμε και να μοντελοποιήσουμε την ενεργειακή ισορροπία στη Μεσοαστρική Ύλη και άρα να εξηγήσουμε και τις παρατηρούμενες θερμοκρασίες θα πρέπει να υπολογίσουμε τις διαδικασίες θέρμανσης και ψύξης.

Ο πιο γενικός διαχωρισμός των μηχανισμών θέρμανσης και ψύξης αφορά τις διαδικασίες που έχουν να κάνουν με θέρμανση λόγω φώτο-ιονισμού και διαδικασίες ψύξης λόγω διέγερσης από αλληλεπίδραση μεταξύ σωματιδίων. Παρακάτω θα παρουσιαστεί μια διαισθητική εικόνα των διαδικασιών αυτών.

- **Φώτο-ιονισμός ουδέτερων ατόμων**

Ένα φωτόνιο προσπίπτει σε ένα ουδέτερο άτομο επάγοντας τον ιονισμό του. Έχουμε λοιπόν ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο με ενέργεια E το οποίο μέσω συγκρούσεων με άλλα ουδέτερα σωματίδια του αερίου μεταφέρει ενέργεια στο αέριο, θερμαίνοντας το. Ωστόσο, λόγω επανασύνδεσης (recombination) η αποδιδόμενη ενέργεια είναι μικρότερη από την αρχική ενέργεια του ηλεκτρονίου.

- **Αλληλεπιδράσεις μεταξύ σωματιδίων**

Ελεύθερα σωματίδια αλληλεπιδρούν μέσω κρούσεων επάγοντας μεταβάσεις σε διεγερμένες ενεργειακές στάθμες. Κατά τις συνεπακόλουθες μεταβάσεις στην βασική κατάσταση εκπέμπονται φωτόνια, τα οποία εφόσον διαφύγουν από την περιοχή αντιστοιχούν σε απώλεια ενέργειας. Ακολουθεί μια αυστηρότερη περιγραφή των παραπάνω διεργασιών.

4.1 Θερμοδυναμική περιγραφή

Ξεκινάμε από τον πρώτο νόμο τις θερμοδυναμικής:

$$dE = \bar{d}Q - dW \quad (4.1.1)$$

Όπου dE η μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας, $\bar{d}Q$ η θερμότητα που απορρόφησε το σύστημα και dW το έργο που έγινε από το σύστημα.

Για ιδανικά αέρια, η εσωτερική ενέργεια εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία και η καταστατική εξίσωση γράφεται ως: $p = nk_bT$, όπου k_b η σταθερά του Boltzmann και n η αριθμητική πυκνότητα του αερίου. Ακολουθώντας, χρησιμοποιώντας το ότι η εσωτερική ενέργεια μονατομικού ιδανικού αερίου είναι $E = \frac{3}{2}NkT$ η απορροφούμενη θερμότητα ανά μονάδα όγκου είναι:

$$\frac{dQ}{V} = nd \left(\frac{3}{2}kT \right) - kTdn \quad (4.1.2)$$

Στη γενικότητα, οι διαδικασίες θέρμανσης και ψύξης εξαρτώνται από τον χρόνο και η ολική ενέργεια ανά μονάδα όγκου ανά μονάδα χρόνου ισούται με:

$$\Delta = n \frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2}kT \right) - kT \frac{dn}{dt} \quad (4.1.3)$$

²Το ψυχρό μεσοαστρικό αέριο λόγω της γενικά χαμηλής του πυκνότητας δεν βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία. Επομένως όταν μιλάμε για θερμοκρασία αναφερόμαστε στη κινητική του θερμοκρασία. **spitzer_1998**

Στην σχέση 4.1.3 αγνοήσαμε τη θερμική αγωγιμότητα η οποία δεν παίζει ιδιαίτερο ρόλο στις τυπικές θερμοκρασίες του μεσοαστρικού υλικού $T < 2 \cdot 10^4 K$. Γενικά θα έπρεπε να προσθέσουμε στο αριστερό μέλος την ποσότητα $\nabla \cdot (K \nabla T)$ όπου K η θερμική αγωγιμότητα. Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι σε περιοχές υψηλών θερμοκρασιών, η παρουσία μαγνητικών πεδίων επηρεάζει επιπλέον την θερμική αγωγιμότητα.

Έστω τώρα ότι η θερμότητα ανά μονάδα όγκου και χρόνου που προστίθεται στο αέριο από την αλληλεπίδραση των σωματιδίων ξ, n είναι $\Gamma_{\xi\eta}$ και όμοια, η συνεισφορά των αλληλεπιδράσεων αυτών στην ψύξη είναι $\Lambda_{\xi\eta}$. Ορίζουμε τις συναρτήσεις ψύξης (cooling function) και θέρμανσης (heating function) ως:

$$\Lambda = \sum_{\xi\eta} \Lambda_{\xi\eta} \quad (4.1.4)$$

$$\Gamma = \sum_{\xi\eta} \Gamma_{\xi\eta} \quad (4.1.5)$$

Συνεπώς έχουμε ότι:

$$\Delta = \Gamma - \Lambda \quad (4.1.6)$$

Μπορούμε να δούμε ότι αν η αριθμητική πυκνότητα και η θερμοκρασία δεν μεταβάλλονται με τον χρόνο ισχύει ότι

$$\Delta = 0 \Rightarrow \Gamma = \Lambda \quad (4.1.7)$$

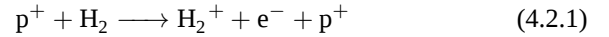
Με βάση τη τελευταία σχέση μπορούμε να ορίσουμε τη *θερμοκρασία ισορροπίας*. Για τον ορισμό της τελευταίας χρειάζεται να γνωρίζουμε όλους τους μηχανισμούς θέρμανσης και ψύξης του αερίου. Στο υπόλοιπο κείμενο θα θεωρήσουμε ότι το αέριο βρίσκεται στη θερμοκρασία σταθερής κατάστασης εκτός και αν αναφέρεται κάτι διαφορετικό. Εν συνεχεία θα παρουσιάσουμε τις συναρτήσεις ψύξης/θέρμανσης για διάφορες φυσικές διαδικασίες.

4.2 Μηχανισμοί Θέρμανσης

4.2.1 Κοσμική ακτινοβολία

Ένας πολύ σημαντικός μηχανισμός θέρμανσης της μεοαστρικής ύλης και κατα συνέπεια και των μοριακών νεφών είναι η κοσμική ακτινοβολία. Η κοσμική ακτινοβολία αποτελείται επί το πλείστον από σχετικιστικά πρωτόνια μαζί με λιγότερα βαρύτερα στοιχεία ή ηλεκτρόνια. Η ενεργειακή κατανομή των κοσμικών αυτών σωματιδίων κυμαίνεται από ενέργειες των 10 έως 10^{14} MeV με κατανομή νόμου δύναμης $\Phi_{\text{CR}}(E) \sim E^{-2.7}$ (για τη ροή) (βλέπε και σχήμα 4).

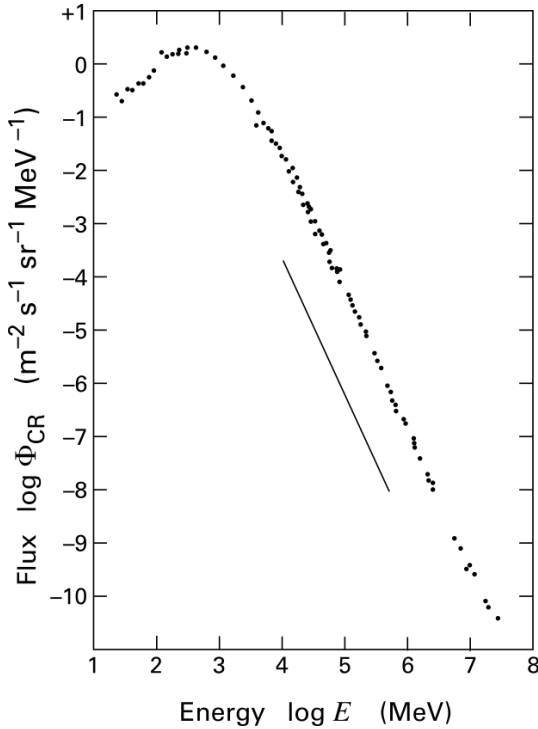
Κατά την αλληλεπίδραση ενός πρωτονίου της κοσμικής ακτινοβολίας με το μοριακό υδρογόνο ενός μοριακού νέφους είτε το H_2 θα διεγερθεί και θα διασπαστεί σε δύο Υδρογόνα είτε θα έχουμε απευθείας ιονισμό. Ξεκινώντας από τον ιονισμό έχουμε την αντίδραση:



Καθώς το ηλεκτρόνιο που διαφεύγει αλληλεπιδρά με τα γειτονικά μοριακά υδρογόνα θερμαίνει το αέριο με ρυθμό

$$\Gamma_{\text{CR}}(\text{H}_2) = \zeta(\text{H}_2) n_{\text{H}_2} \Delta E(\text{H}_2) \quad (4.2.2)$$

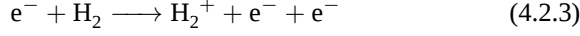
όπου $\zeta(\text{H}_2)$ είναι ο ρυθμός ιονισμού ενός μορίου H_2 , n_{H_2} η αριθμητική πυκνότητα του μοριακού υδρογόνου και $\Delta E(\text{H}_2)$ η θερμική ενέργεια που προσδίδεται στο αέριο σε κάθε ιονισμό. Η ενέργεια αυτή εξαρτάται από την ενέργεια του κοσμικού πρωτονίου. Πρωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη του 1 GeV



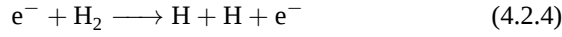
Σχήμα 4

διεγείρουν το πυρήνα με αποτέλεσμα την εκπομπή ακτίνων γ και δεν εναποθέτουν ενέργεια στο αέριο. Παίρνοντας μια τυπική για το πρωτόνιο τιμή των 10 MeV η ενέργεια που αποδίδεται στο ηλεκτρόνιο είναι 30 eV.

Το ηλεκτρόνιο τώρα μπορεί είτε να ιονίσει περαιτέρω το μοριακό αέριο μέσω της

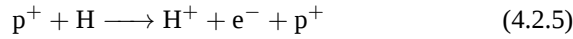


η οποία δεν προσδίδει θέρμανση αλλά εμπλουτίζει το χώρο με περισσότερα ενεργητικά ηλεκτρόνια ή να θερμάνει τελικά το αέριο μέσω της διάσπασης του μορίου



Κάνοντας το λεπτομερή υπολογισμό μέσω του δικτύου όλων τα πιθανών σεναρίων βρίσκουμε ότι η ενεργειακή ενέργεια ανά ιονισμό είναι $\Delta E(H_2) = 7 \text{ eV}$. Η τιμή αυτή δεν εξαρτάται σημαντικά από την ενέργεια του κοσμικού πρωτονίου, ενδεικτικά η τιμή του $\Delta E(H_2)$ για ενέργειες πρωτονίων 1 έως 100 MeV κυμαίνεται αντίστοιχα στα 6.3 έως 7.6 eV.

Στη περίπτωση της αλληλεπίδρασης της κοσμικής ακτινοβολίας με ουδέτερο Υδρογόνο ο ιονισμός πραγματοποιείται μέσω της:



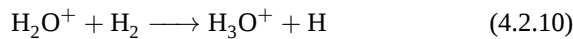
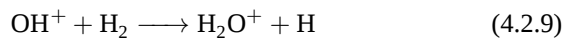
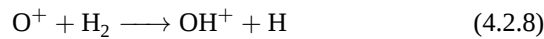
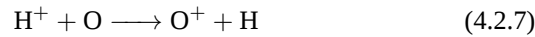
όπου το ηλεκτρόνιο τώρα δραπετεύει με ενέργεια στα 35 eV συνεισφέροντας με ρυθμό θέρμανσης αντίστοιχα με πριν

$$\Gamma_{\text{CR}}(H) = \zeta(H) n_H \Delta E(H) \quad (4.2.6)$$

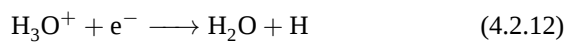
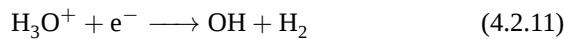
Η ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι όμως αρκετά υψηλή ώστε για να θερμάνει το αέριο, με αποτέλεσμα τα διεγερμένα ή ιονισμένα άτομα να ακτινοβολούν το πλεόνασμα. Τελικά η θέρμανση θα ξεκινήσει όταν το ηλεκτρόνιο αποχτήσει ενέργεια κάτω από 10.2 eV η οποία αντιστοιχεί στη πρώτη διεγερμένη στάθμη του υδρογόνου ($n = 2$). Έπειτα από αριθμητικούς υπολογισμούς η ενέργεια ανά ιονισμό $\Delta E(H)$ υπολογίζεται στα 6 eV.

Ο υπολογισμός των ρυθμών ιονισμού $\zeta(H_2)$, $\zeta(H)$ μπορεί να εκτιμηθεί μέσω παρατηρήσεων. Καθώς το ιονισμένο από τις κοσμικές ακτίνες υδρογόνο αντιδρά με γειτονικά μόρια ξεκινά μια αλληλουχία αντιδράσεων που έχουν σαν αποτέλεσμα όλο και πιο πολύπλοκες ενώσεις. Έτσι παρατηρώντας τις αναλογίες αυτών των ενώσεων μπορούμε να κάνουμε μια εκτίμηση για το ρυθμό ιονισμού.

Αν πάρουμε για παράδειγμα την αλληλεπίδραση του ιονισμένου υδρογόνου με το οξυγόνο έχουμε την ακόλουθη αλληλουχία αντιδράσεων



Το H_3O^+ δεν μπορεί να δεχτεί παραπάνω υδρογόνα άρα κατά την επανασύνδεση έχει δύο πιθανά αποτελέσματα



με τη πρώτη αντίδραση να είναι πιο πιθανή με πιθανότητα από εργαστηριακές μετρήσεις να είναι $p = 0.75$. Στη στατική κατάσταση όπου ο ρυθμός δημιουργίας OH $p\zeta(\text{HI})n_{\text{HI}}$ είναι ίδιος με το ρυθμό καταστροφής του $\frac{n_{\text{OH}}}{\tau_{\text{photo}}}$ με τ_{photo} να είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος φωτοδιάσπασης από τα υπεριώδη φωτόνια με τυπική τιμή στα διάχυτα νέφη 2×10^{10} s.

Άρα αντικαθιστώντας τη παρατηρησιακή τιμή της σχετικής αναλογίας του OH (μέσω γραμμών απορρόφησης στο υπεριώδες) $\frac{n_{\text{OH}}}{n_{\text{H}}} = 2 \times 10^{-7}$ βρίσκουμε

$$\zeta(\text{HI}) = \frac{n_{\text{OH}}}{n_{\text{H}}} (p\tau_{\text{photo}})^{-1} = 2 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1} \quad (4.2.13)$$

Για τον ιονισμό του μοριακού υδρογόνου θεωρητικοί υπολογισμοί δίνουν ότι η πιθανότητα ιονισμού είναι 1.6 φορές σε σχέση με το ατομικό υδρογόνο. Περνώντας υπόψιν και τις διορθώσεις από τους δευτερεύον ιονισμούς έχουμε τελικά:

$$\zeta(\text{H}_2) = 3 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1} \quad (4.2.14)$$

Άρα τελικά οι ρυθμοί θέρμανσης θα είναι

$$\Gamma_{\text{CR}}(\text{HI}) = 1.6 \times 10^{-25} \left(\frac{n_{\text{HI}}}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (4.2.15)$$

$$\Gamma_{\text{CR}}(\text{H}_2) = 3.2 \times 10^{-25} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (4.2.16)$$

4.2.2 Διάχυτη ακτινοβολία

Ένας δεύτερος μηχανισμός θέρμανσης του μεσοαστρικού αερίου είναι η διάχυτη ακτινοβολία. Όπως βλέπουμε κι από το σχήμα 5 με τη μέση ένταση της αστρικής ακτινοβολίας για τη γειτονιά του Ηλίου.

Τα πρώτα από τα τρία μέγιστα που παρατηρούμε αντιστοιχεί στο κοσμικό υπόβαθρο (11.3 Hz) με μια κατανομή μέλανος σώματος που αντιστοιχεί στους 2.74 K απόηχο της μεγάλης έκρηξης. Τα φωτόνια του κοσμικού υποβάθρου θερμαίνουν τα μοριακά νέφη διεγείροντας τις χαμηλότερες περιστροφικές ενεργειακές στάθμες του CO.

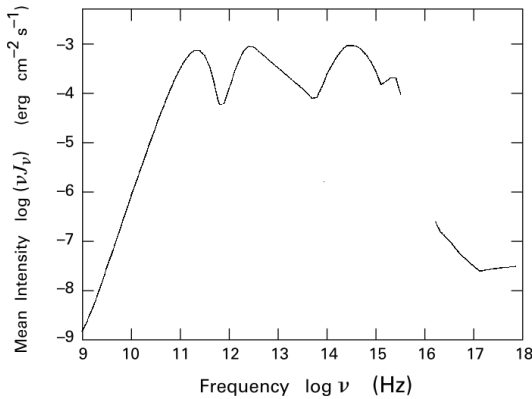
Το επόμενο μέγιστο (12.4 Hz) προέρχεται από την εκπομπή των κόκκων σκόνης στο βαθύ υπέρυθρο καθώς αυτοί θερμαίνονται από την αστρική ακτινοβολία. Αν και με το μηχανισμό αυτό θα ασχοληθούμε ξανά στη συνέχεια, η συγκεκριμένη ακτινοβολία δεν προσφέρει θέρμανση στα μοριακά νέφη καθώς δεν αλληλεπιδρά μαζί τους.

Το τελευταίο μέγιστο (14.5 Hz) στο οπτικό μέρος του φάσματος αντιστοιχεί στην ακτινοβολία από τους αστέρες. Αν προσεγγίσουμε την ακτινοβολία αυτή με μια κατανομή μέλος σώματος βρίσκουμε μια ενεργό θερμοκρασία $\bar{T} = 5400 \text{ K}$ η οποία αντιστοιχεί σε ένα αστέρα φασματικού τύπου G3 με παράμετρο μείωσης $A = \Omega/4\pi = 10^{-13}$, όπου Ω η στερεά γωνία που θα καταλαμβάνει ο "αστερας" αυτός στον ουρανό.

Στη συνέχεια έχουμε ένα μικρότερο μέγιστο (15.3 Hz) στο υπεριώδες που αντιστοιχεί στους πολύ θερμούς αστέρες και μπορεί αντίστοιχα να προσεγγιστεί από ένα μέλαν σώμα θερμοκρασίας $\bar{T} = 3.4 \times 10^4 \text{ K}$ και παράμετρο μείωσης $\Omega/4\pi = 10^{-17}$.

Η ακτινοβολία στις μεγαλύτερες συχνότητες σχετίζεται με εκπομπή του υπέρθερμου αερίου με θερμοκρασίες της τάξης των 10^6 K που όπως είπαμε και προηγουμένως θερμαίνεται από κρουστικά κύματα εκρήξεων supernovae και βίαιους αστρικών ανέμους.

Παρακάτω θα επικεντρωθούμε στη θέρμανση από τη κοσμική ακτινοβολία και το διάχυτο πεδίο ακτινοβολίας και θα αποφύγουμε να μιλήσουμε για



Σχήμα 5

σιγουρα?

την επίδραση των ιδίων των αστερών που δημιουργούνται εντός των μοριακών νεφών. Ενδεικτικά, αν θεωρήσουμε ότι οι αστέρες αυτοί δεν συμπεριλαμβάνονται στο πεδίο ακτινοβολίας που αναφέρουμε παραπάνω επιδρούν μέσω της ακτινοβολίας στο υπεριώδες και τις ακτίνες X (δημιουργία των περιοχών HII).

Ιονισμός Άνθρακα Η ένταση στο υπεριώδες τμήμα της ακτινοβολίας είναι αρκετά χαμηλή στις ενέργειες πάνω από 13.6 eV ώστε ο ιονισμός του Υδρογόνου να είναι σημαντικός. Όμως μια σειρά από βαρύτερα στοιχεία έχουμε χαμηλότερες ενέργειες ιονισμού. Το πιο συχνό από αυτά είναι ο ατομικός άνθρακας (CI) με αριθμητική αναλογία $\frac{n_{CI}}{n_H} = 3 \times 10^{-4}$ και ενέργεια ιονισμού στα 11.2 eV. Ο μηχανισμός θέρμανσης είναι ανάλογος με προηγούμενως δίνοντας ένα ρυθμό θέρμανσης:

$$\Gamma_{IR}(CI) = \zeta(CI)n_C\Delta E(CI) \quad (4.2.17)$$

με $\zeta(CI)$ το ρυθμό ιονισμού και $\Delta E(CI)$ τη μέση ενέργεια του εξεγερμένου ηλεκτρονίου.

Ολοκληρώνοντας τη μέση ένταση ακτινοβολίας J_ν στις συχνότητες που μας ενδιαφέρουν και πολλαπλασιάζοντας με την ενεργό διατομή ιονισμού του CI βρίσκουμε

$$\zeta(CI) = 10^{-10} s^{-1} \quad \Delta E(CI) = 1 eV \quad (4.2.18)$$

άρα βρίσκουμε τελικά για το ρυθμό θέρμανσης, χρησιμοποιώντας και τη σχετική αναλογία του CI

$$\Gamma_{IR}(CI) = 6.41 \times 10^{-23} \left(\frac{n_H}{10^3 cm^{-3}} \right) \quad (erg cm^{-3} s^{-1}) \quad (4.2.19)$$

Διέγερση Μοριακού Υδρογόνου Ένα φωτόνιο ενέργειας 11.2 eV διεγείρει ένα μόριο H_2 . Το διεγερμένο μόριο είτε θα επανέρθει στη βασική κατάσταση μέσω της εκπομπής ακτινοβολίας στο υπέρυθρο και υπεριώδες είτε θα διασπαστεί εκπέμποντας ένα φωτόνιο ενέργειας $h\nu - \Delta E_{diss} - \epsilon$ όπου ϵ η κινητική ενέργεια που θα διαχυθεί στα γειτονικά άτομα. Η τιμή της ϵ κυμαίνεται στα περίπου 2 eV.

Επειδή όμως το μοριακό υδρογόνο δεν είναι εκτεθειμένο στο διαστρικό πεδίο ακτινοβολίας ο μηχανισμός αυτός δεν αποδίδει τελικά στη θέρμανση του νέφους.

Θέρμανση Κόκκων σκόνης Τα υπεριώδη φωτόνια επίσης μπορούν να διεγείρουν ηλεκτρόνια και από τους κόκκους σκόνης τα οποία στη συνέχεια θερμαίνουν το γειτονικό αέριο. Ένα φωτόνιο μπορεί να εισχωρήσει μέχρι μια απόσταση 100 Å εντός του κόκκου έως ότου αποδεσμεύσει ένα ηλεκτρόνιο. Από τα ηλεκτρόνια που θα αποδεσμευτούν μόνο ένα 10% θα φτάσει στην επιφάνεια και ένα ποσοστό από αυτά θα έχει την απαιτούμενη ενέργεια που χρειάζεται για να αποδεσμευτεί από την επιφάνεια του κόκκου που είναι περίπου 6 eV. Τελικά η ενέργεια του ελεύθερου ηλεκτρονίου είναι τη τάξης του 1 eV άρα μπορούμε να πούμε ότι ο συντελεστής ενεργειακής απόδοσης ϵ_{PE} είναι περίπου 0.01. Παρόλο τη μικρή ενεργειακή απόδοση η θέρμανση είναι σημαντική λόγω του μεγάλου μεγέθους των κόκκων. Έτσι μπορούμε να

εξαιρεση περιοχες HII

!!!

Αξίζει να σημειωθεί ότι η τιμή για το $\Gamma_{IR}(CI)$ είναι μέγιστη καθώς προϋποθέτει ότι όλη η ποσότητα του άνθρακα είναι σε ουδέτερη μορφή. Στη πράξη στις περιοχές όπου η θέρμανση είναι σημαντική, το ποσοστό ιονισμού του άνθρακα είναι μεγάλο άρα η τιμή για τη $\Gamma_{IR}(CI)$ θα είναι σαφώς μικρότερη

υπολογίσουμε το ρυθμό θέρμανσης:

$$\Gamma_{\text{PE}} = 4\pi n_d \sigma_d \epsilon_{\text{PE}} \int_{\text{FUV}} J_\nu d\nu \quad (4.2.20)$$

όπου ολοκληρώνουμε στις ενέργειες πάνω από 6 eV και ο παράγοντας 4π προέρχεται από τη παραδοχή ότι η ειδικής ένταση της ακτινοβολίας είναι ισοτροπική και οι κόκκοι έχουν σφαιρικό σχήμα.

Με βάση θεωρητικές και εμπειρικές εκτιμήσεις μπορούμε να υπολογίσουμε τη ποσότητα $\Sigma_d = n_d \sigma_d / n_H$ στα $1.5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ ενώ από παρατηρήσεις βρίσκουμε τη λεγόμενη "ροή Habing" $4\pi \int_{\text{FUV}} J_\nu d\nu$ στα $1.6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Άρα τελικά:

$$\Gamma_{\text{PE}} = 4.8 \times 10^{-23} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (4.2.21)$$

Το ποσοστό των ηλεκτρονίων που δεν καταφέρνουν να διαφύγουν ανεβάζουν τη θερμοκρασία του ίδιου του κόκκου T_d . Στο μηχανισμό αυτό συμμετέχουν και τα οπτικά φωτόνια, που λόγω της πολύ μεγαλύτερης ροής μπορούμε να θεωρήσουμε αμελητέα πια τη ροή στο υπεριώδες. Έτσι έχουμε για τη θέρμανση των κόκκων:

$$\Gamma_d = 4\pi n_d \sigma_d \int_{\text{VIS}} Q_{\text{abs}}(\nu) J_\nu d\nu \quad (4.2.22)$$

με $Q_{\nu, \text{abs}}$ να είναι ο συντελεστής απορρόφησης ο οποίος στο οπτικό είναι ανάλογος του ν . Αν θεωρήσουμε το πεδίο ακτινοβολίας J_ν σαν μέλαν σώμα θερμοκρασίας \bar{T} με μέγιστο στη συχνότητα ν_{max} θα έχουμε

$$\Gamma_d = 4\pi n_d \sigma_d A Q_{\nu_{\text{max}}} \int_0^\infty \left(\frac{\nu}{\nu_{\text{max}}} \right) \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/k_B \bar{T}}} d\nu \quad (4.2.23)$$

Αντικαθιστώντας όπως προηγουμένως και χρησιμοποιώντας για τη $Q_{\nu_{\text{max}}}$ τη τιμή 0.1 για $\nu_{\text{max}} = 3 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ βρίσκουμε:

$$\Gamma_d = 3.2 \times 10^{-21} \left(\frac{n_H}{10^3 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (4.2.24)$$

Η θέρμανση αυτή όπως έχουμε αναφέρει απευθύνεται μόνο στους κόκκους σκόνης και όχι γενικά στο αέριο. Οι κόκκοι σκόνης μπορούν να μεταφέρουν θερμότητα στο αέριο μόνο σε πολύ μεγάλες πυκνότητες όπου η θέρμανση είναι της μορφής

$$\Gamma_{d-g} = 10^{-33} n_e^2 T^{1/2} (T_d - T) \quad (\text{erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (4.2.25)$$

4.2.3 Άλλοι μηχανισμοί

Στη συνέχεια θα αναφέρουμε ενδεικτικά μη

4.3 Μηχανισμοί Ψύξης

4.3.1 Αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου - ιόντος

Οι πιο σημαντικοί μηχανισμοί ψύξης του μεσοαστρικού αερίου περιλαμβάνουν αλληλεπιδράσεις μεταξύ σωματιδίων (ηλεκτρονίων, ιόντων και ουδετέρων ατόμων) με διεγερμένες τις κοντινές στη βασική ενεργειακές στάθμες. Κατά τη κρούση το διεγερμένο άτομο τείνει να επιστρέψει στη βασική

του ενεργειακή στάθμη εκπέμποντας ακτινοβολία που μπορεί να δραπετεύσει από τη περιοχή ψύχοντας τελικά το αέριο.

Αν θεωρήσουμε μια αλληλεπίδραση μεταξύ ηλεκτρονίων (πυκνότητας n_e) και ιόντων. Αν n_{i1} είναι ο αριθμός των ιόντων του πληθυσμού i ενεργειακής στάθμης u ανά μονάδα όγκου. Τότε ο ρυθμός ψύξης θα δίνεται από τη σχέση

$$\Lambda_{ei} = n_e \sum_1 \sum_{u>1} E_{1u} (n_{iu} \gamma_{u1} - n_{i1} \gamma_{1u}) \quad (4.3.1)$$

όπου γ_{u1} ο ρυθμός κρούσεων για τη μετάβαση $u \rightarrow 1$.

Αν θεωρήσουμε ότι τα ιόντα εκκινούν από τη βασική στάθμη $1 = 1$ τότε

$$\Lambda_{ei} = n_e \sum_{u>1} E_{1u} (n_{iu} \gamma_{u1} - n_{i1} \gamma_{1u}) \quad (4.3.2)$$

Τα ιόντα με τη σημαντικότερη επιρροή στη ψύξη είναι τα CII, SiII, OI, FeII, NII, CI. Για παράδειγμα για τη μετάβαση $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ του CII έχουμε $= 0.0079 \text{ eV}$ που αντιστοιχεί σε μια θερμοκρασία 90 K. Άλλες σημαντικές μεταβάσεις είναι του SiII ($^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$) στους 400 K και OI ($^3P_2 \rightarrow ^3P_{10}$) στους 230 K