ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
026000040001

27/94

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
Βιβλιοθήκη
ΦΥΣΙ

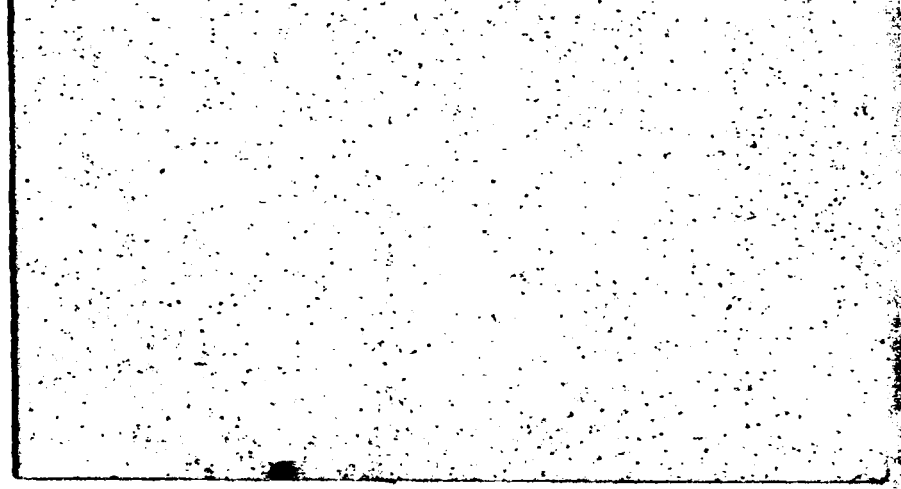
520
ΨΔΑ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΓΕΩΡΓΙΟΥ Ι. ΜΠΑΝΟΥ

Ομότιμου Καθηγητή της Αστρονομίας
του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

ΓΕΝΙΚΗ ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑ



ΙΩΑΝΝΙΝΑ 199

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ARCHIWUM AKADEMII GÓRNICZO-HUTNICZEJ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΠΡΩΤΗΣ ΕΚΔΟΣΗΣ
ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΔΕΥΤΕΡΗΣ ΕΚΔΟΣΗΣ
ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΤΡΙΤΗΣ ΕΚΔΟΣΗΣ
ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

ΜΕΡΟΣ ΠΡΩΤΟ

Γενική Εισαγωγή

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

1.1. Σκοπός και περιεχόμενο της Αστρονομίας 3
1.2. Κλάδοι της Αστρονομίας 4

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Μελέτη του Σύμπαντος

2.1. Αστρονομικά όργανα 9
2.2. Οπτικά τηλεσκόπια 10
2.3. Ραδιοτηλεσκόπια 24
2.4. Τηλεσκόπια ακτίνων Χ 31
2.5. Αναλύτες 32
2.6. Δέκτες 42
2.7. Όργανα μετρήσεως 53
2.8. Ποιότητα των αστρικών ειδώλων 55

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Δομή του Σύμπαντος

3.1. Περιεχόμενο του σύμπαντος 63
3.2. Περιεχόμενο του Γαλαξία μας 67
3.3. Πλανητικά συστήματα 72
3.4. Κλίμακα αποστάσεων 73

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Η Γη ως παρατηρητήριο

4.1. Η Ουράνια σφαίρα 75
4.2. Κίνηση της Γης 78
4.3. Συστήματα αστρονομικών συντεταγμένων 79
4.4. Περιστροφή της ουράνιας σφαίρας 87
4.5. Διορθώσεις θέσεων 88
4.6. Ετήσια κίνηση του Ηλίου-Εκλειπτική 92
4.7. Περί χρόνου 95

ΜΕΡΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟ

Το Ηλιακό σύστημα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

107

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ήλιος

2.1. Γενικά 109

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.2. Δομή του Ηλίου 110
2.3. Η ατμόσφαιρα του Ηλίου 114
2.4. Ταλαντώσεις της ηλιακής ατμόσφαιρας 124
2.5. Περιστροφή του Ηλίου 125
2.6. Μαγνητικό πεδίο του Ηλίου 126
2.7. Ηλιακή δραστηριότητα 126

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Πλανήτες

3.1. Γενικά 147
3.2. Φαινόμενη κίνηση και φάσεις των πλανητών 149
3.3. Πραγματική κίνηση και τροχιές των πλανητών 152
3.4. Προσδιορισμός διαφόρων φυσικών χαρακτηριστικών 158
3.5. Ερμής 159
3.6. Αφροδίτη 160
3.7. Σύστημα Γης - Σελήνης 161
3.8. Άρης 172
3.9. Δίας 174
3.10. Κρόνος 177
3.11. Ουρανός 178
3.12. Ποσειδώνας 179
3.13. Πλούτωνας 180

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Λοιπά μέλη

4.1. Δορυφόροι 181
4.2. Αστεροειδείς 182
4.3. Κομήτες 183
4.4. Μετέωρα και μετεωρίτες 188

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.5. Μεσοπλανητική ύλη 191

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Εκλείψεις 193

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

Προέλευση του ηλιακού συστήματος 197

ΜΕΡΟΣ ΤΡΙΤΟ

Ο Γαλαξίας μας

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

1.1. Μορφή και διαστάσεις του Γαλαξία 205

1.2. Μελέτη του Γαλαξία 207

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Αστέρες

2.1. Γενικά 209

2.2. Κινήσεις των αστέρων 212

2.3. Βασικά χαρακτηριστικά των αστέρων 213

2.4. Σχέσεις χαρακτηριστικών των αστέρων 240

2.5. Αποστάσεις των αστέρων 244

2.6. Κατανομή των αστέρων στο χώρο 247

2.7. Οι ατμόσφαιρες των αστέρων 250

2.8. Εσωτερική δομή των αστέρων 271

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.9. Εξέλιξη των αστέρων 278

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Μεταβλητοί και ιδιότυποι αστέρες

3.1. Γενικά 293
3.2. Ονοματολογία μεταβλητών - Κατάλογοι 294
3.3. Παλλόμενοι μεταβλητοί 295
3.4. Εκρηκτικοί μεταβλητοί 305
3.5. Ιδιότυποι αστέρες 314

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Διπλοί αστέρες και συστήματα αστέρων

4.1. Διπλοί αστέρες - Γενικά 327
4.2. Οφθαλμοσκοπικά διπλοί 329
4.3. Φασματοσκοπικά διπλοί 334
4.4. Φωτομετρικά διπλοί 339
4.5. Εξέλιξη κλειστών ζευγών 341
4.6. Αστρικές ομάδες 343
4.7. Αστρικά σμήνη 344

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Μεσοαστρική ύλη

5.1. Γενικά 353
5.2. Φωτεινά νεφελώματα 354
5.3. Σκοτεινά νεφελώματα 356
5.4. Διάσπαρτο αέριο 357
5.5. Διάσπαρτος κονιορτός 359

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

Μεσοαστρική ακτινοβολία

6.1. Γενικά 363
6.2. Συνεχής ακτινοβολία 364
6.3. Γραμμική ακτινοβολία 365
6.4. Διακριτές πηγές 367
6.5. Κοσμική ακτινοβολία 368

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

Κινηματική και δυναμική του Γαλαξία

7.1. Κινηματική του Γαλαξία 371
7.2. Δυναμική του Γαλαξία 382
7.3. Σπειροειδής μορφή του Γαλαξία 383

ΜΕΡΟΣ ΤΕΤΑΡΤΟ

Εξωγαλαξιακά σώματα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

1.1. Γενικά 393
1.2. Ονοματολογία, κατάλογοι και χάρτες Γαλαξιών 394

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ήρεμοι γαλαξίες

2.1. Μορφολογία - Ταξινόμηση 395
2.2. Φυσικά χαρακτηριστικά 399

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.3. Κινήσεις 404
2.4. Μάζες 407
2.5. Αποστάσεις 410
2.6. Ραδιοεκπομπή 412

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Ενεργοί γαλαξίες

3.1. Γενικά 415
3.2. Γαλαξίες Σέϋφερτ 416
3.3. Γαλαξίες τύπου N 416
3.4. Σώματα τύπου BL Lacertae 417
3.5. Ραδιογαλαξίες 417
3.6. Ημιαστέρες 420
3.7. Πηγή ενέργειας 425

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Διπλοί και πολλαπλοί γαλαξίες - Σμήνη και υπερσμήνη γαλαξιών

4.1. Διπλοί και πολλαπλοί γαλαξίες 427
4.2. Σμήνη γαλαξιών 429
4.3. Υπερσμήνη γαλαξιών 432
4.4. Η τοπική ομάδα 433
4.5. Σχηματισμός και εξέλιξη γαλαξιών 437

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Κοσμολογία

5.1. Γενικά 443
5.2. Μεσογαλαξιακή ύλη και ακτινοβολία 444
5.3. Μοντέλα του σύμπαντος 447

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

5.4. Νευτώνεια κοσμολογία 451
5.5. Σχετικιστική κοσμολογία 455
5.6. Κοσμολογία σταθερής καταστάσεως 478
5.7. Κοσμολογικές συμπτώσεις 479
5.8. Σύγκριση με τις παρατηρήσεις 480
5.9. Δημιουργία, εξέλιξη και μέλλον του σύμπαντος 486

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΠΡΩΤΗΣ ΕΚΔΟΣΗΣ

Η Αστρονομία είναι μία επιστήμη που ανήκει βασικά στην περιοχή της καθαρής έρευνας και που σε όλες τις φάσεις του πολιτισμού είχε πρωτεύοντα ρόλο. Στην αρχαιότητα αποτέλεσε τη βάση για την ανάπτυξη πολλών κλάδων της Επιστήμης και ιδιαίτερα των Μαθηματικών. Αλλά και στο ξεκίνημα των επιστημών από το δέκατο έκτο αιώνα και ύστερα, μετά το σκοτεινό μεσαίωνα, από το δικό της φως ήταν η πρώτη ακτίνα που διέσχισε τα σκοτάδια του νού (Κοπέρνικος, Γαλιλαίος, Κέπλερ, Νεύτωνας, κλπ.).

Αυτό οφείλεται ίσως στο γεγονός, ότι η Αστρονομία συνδέεται στενά με τις ιδιαίτερες φιλοσοφικές και μεταφυσικές ανησυχίες του ανθρώπου, αφού στον "ουρανό" στρέφεται σχεδόν πάντα ο άνθρωπος κάθε φορά που αναζητάει στήριγμα για το στοχασμό του. Δεν υπάρχει ασφαλώς άνθρωπος, που υψώνοντας το βλέμμα τη νύχτα στον ουρανό, δεν άφησε τη σκέψη του να πλανηθεί μέσα στο χάος της απεραντοσύνης του... και δε συγκλονίστηκε στη σκέψη, πως ίσως κάπου αλλού, σε κάποιο άλλο βράχο που ταξιδεύει μέσα στο σύμπαν, υπάρχουν λογικά όντα που έχουν παράλληλη πορεία, την ίδια μοίρα με μας.

Η πορεία της Αστρονομίας είναι τόσο μεγάλη, όσο και η πορεία του ανθρώπου πάνω στη Γη. Άρχισε με απλές παρατηρήσεις από ανθρώπους που ζητούσαν να ικανοποιήσουν την περιέργειά τους στην αρχή, να ρυθμίσουν τις καθημερινές τους ασχολίες μετά και να ερμηνεύσουν τον παλμό της ψυχής τους αργότερα. Ως επιστήμη ξεκίνησε πολύ απλά, σαν όλες τις επιστήμες, με προσδιορισμούς των θέσεων και των κινήσεων των ουρανίων σωμάτων. Έτσι έχουμε στην αρχή την ανάπτυξη της **Αστρονομίας Θέσεως** ή **Μαθηματικής Αστρονομίας**, που ουσιαστικά κυριαρχεί μέχρι τα τέλη του περασμένου αιώνα. Τότε αρχίζει βαθμιαία η είσοδος της Φυσικής και των φυσικών μεθόδων στην Αστρονομία, με τη φωτογραφία, τη φωτομετρία και τη φασματοσκοπία, για να γεννηθεί η **Αστροφυσική** ως κλάδος της Αστρονομίας. Η είσοδος όμως αυτή, με την πάροδο του χρόνου, γίνεται κατακλυσμική, σε τρόπο ώστε σήμερα η Αστροφυσική να έχει κυριαρχήσει εντελώς

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

και, κάτω από επιφανειακές διαφορές, να ταυτίζεται σχεδόν με την έννοια της Αστρονομίας. Ωστόσο, ο όρος χρησιμοποιείται ιδιαίτερα όταν γίνεται αναφορά στην έρευνα της φυσικής συστάσεως και των ιδιοτήτων των αστέρων και γενικά του σύμπαντος.

Από την άλλη μεριά, η Φυσική βρίσκει στο Σύμπαν, στο μακρόκοσμο, φυσικά εργαστήρια που δεν είναι δυνατό να δημιουργηθούν επάνω στη Γη και που τη βοηθούν να λύσει πολλά προβλήματα του μικρόκοσμου. Έτσι βρίσκει καταστάσεις αραιώσεως στο μεσοαστρικό χώρο ακρότατες, πιέσεις στο κέντρο των αστέρων φανταστικές, θερμοκρασίες εξαιρετικά χαμηλές και απίστευτα υψηλές, κλίμακες χρόνου και αποστάσεων ασύλληπτες.

Από τα παραπάνω βγαίνει εύκολα το συμπέρασμα, πως από ερευνητική άποψη η Αστρονομία είναι περισσότερο κοντά στα ενδιαφέροντα των Φυσικών. Σε ό,τι αφορά όμως τη διδασκαλία της στα λύκεια, με τα σημερινά δεδομένα, ενδιαφέρει ιδιαίτερα τους Μαθηματικούς.

Το βιβλίο αυτό γράφτηκε για τους φοιτητές που παρακολουθούν το μάθημα της Αστρονομίας· εξυπηρετεί όμως ευρύτερο σκοπό. Το βασικό πρόβλημα που με απασχόλησε ήταν η "στάθμη" που έπρεπε να κρατήσω κατά το γράψιμο, επειδή από το ένα μέρος το βιβλίο έπρεπε να καλύπτει μία πολύ εκτεταμένη περιοχή και από το άλλο μέρος δεν έπρεπε να είναι ογκώδες, γιατί ο χρόνος δεν επαρκεί τόσο για τη διδασκαλία όσο και για τη μελέτη. Έτσι κατέληξα στην απόφαση: α) να παραλείψω ορισμένες στοιχειώδεις γνώσεις που τις βρίσκει κανείς στα σχολικά βιβλία, β) να μην εμβαθύνω σε ορισμένα θέματα, αρκούμενος μόνο στην περιγραφή τους και γ) να αναπτύξω περισσότερο μερικά βασικά ζητήματα που καλύπτουν, έστω με μικρές παραλλαγές, μεγάλες περιοχές της Αστρονομίας.

Στην διάταξη της ύλης δεν ακολούθησα συνηθισμένες φόρμες. Βασικά ξεχώρισα την ύλη σε τρεις ενότητες, που αποτελούν τρία μέρη. Στο πρώτο μέρος αναφέρονται εισαγωγικά γενικά στοιχεία για το σύμπαν, τον τρόπο μελέτης του, τη δομή του, τη δημιουργία και την εξέλιξή του, καθώς και την παρουσία της ζωής μέσα σ' αυτό. Στο δεύτερο μέρος γίνεται η παρουσίαση του Γαλαξία μας, στην οποία περιλαμβάνονται οι αστέρες, τα συστήματα αστέρων, η μεσοαστρική ύλη και

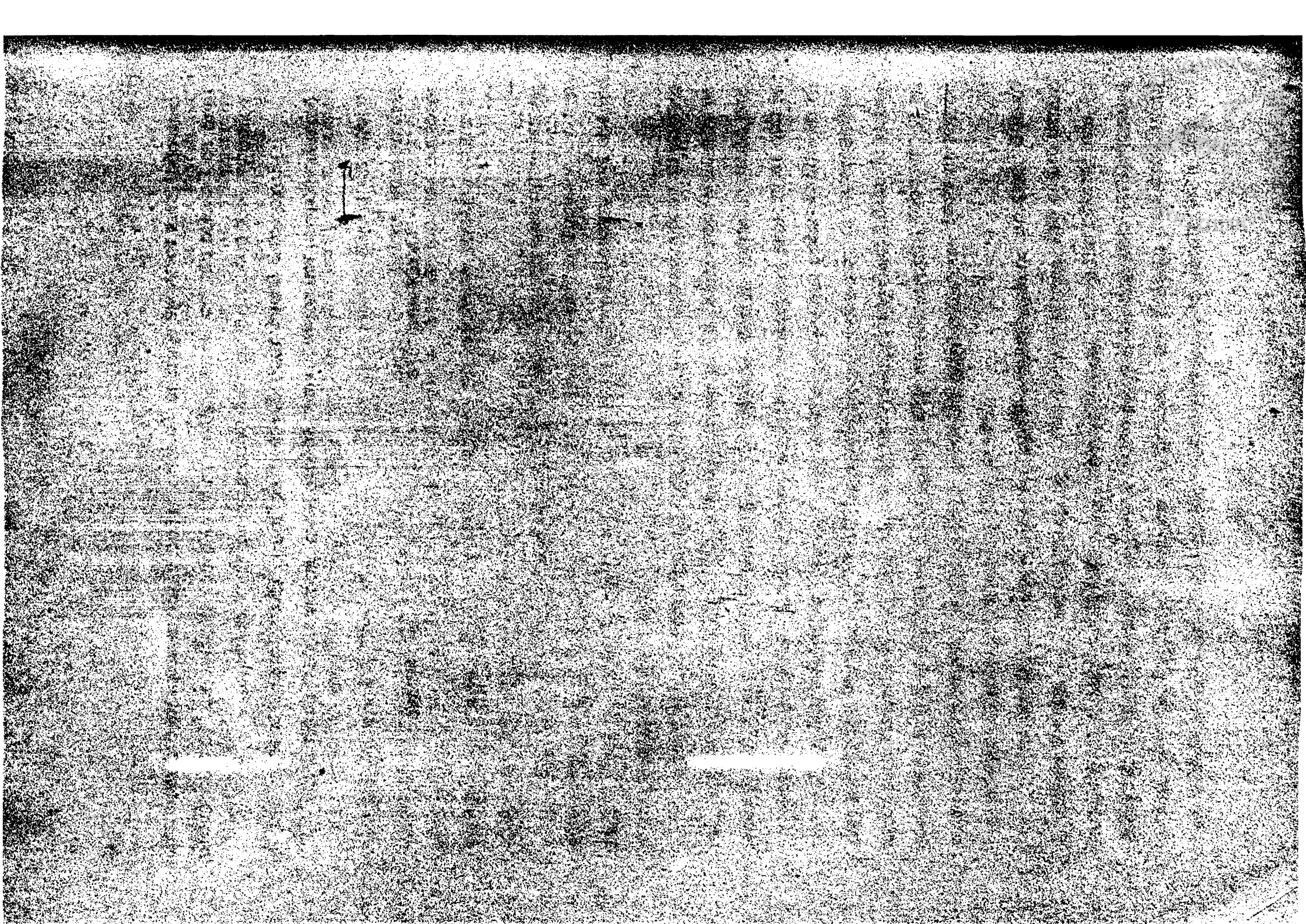
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακτινοβολία και το ηλιακό σύστημα. Το τρίτο, τέλος, μέρος αναφέρεται στο χώρο έξω από το Γαλαξία μας και περιλαμβάνει τους άλλους γαλαξίες και τα συστήματα γαλαξιών, τους ραδιογαλαξίες, τους ημιαστέρες και την κοσμολογία.

Ευχαριστώ θερμά τους συνεργάτες μου κ. Ελένη Δήμου-Δρόσου, για τη δακτυλογράφηση του κειμένου και κ. Χρήστο Νάκα, για την τεχνική βοήθειά του.

Οκτώβριος 1978 Γ. Μπάνος





ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΔΕΥΤΕΡΗΣ ΕΚΔΟΣΗΣ

Το βιβλίο αυτό εκδόθηκε ολοκληρωμένο για πρώτη φορά το 1978 με τον τίτλο "Αστρονομία-Αστροφυσική" και ανατυπώθηκε το 1980 και το 1982. Στη νέα τούτη έκδοση κρίθηκε σκόπιμο να προστεθεί στο Δεύτερο Μέρος ή παράγραφος 2.2, που είχε κυκλοφορήσει χωριστά υπό μορφή σημειώσεων. Εξάλλου αναμορφώθηκαν αρκετά κεφάλαια ώστε να συμπεριληφθούν νεώτερα ή συμπληρωματικά στοιχεία. Τέλος, προσαρμόστηκε το κείμενο στο μονοτονικό σύστημα που θεσπίστηκε στο μεταξύ με Νόμο. Η προσαρμογή έγινε με επιτυχία, κατά τη δακτυλογράφηση, από την κ. Ε. Δήμου-Δρόσου, την οποία ευχαριστώ ιδιαίτερα γι' αυτό. Την ευχαριστώ ακόμα, καθώς και τον κ. Κ. Τσέφο, για τη σχεδίαση των σχημάτων.

Απρίλιος 1985 Γ. Μπάνος

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

A

ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΤΡΙΤΗΣ ΕΚΔΟΣΗΣ

Η παρούσα έκδοση έγινε μετά την παραίτηση και αποχώρησή μου από το Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων στα τέλη του 1989, αφού κρίθηκε αναγκαία από το Τμήμα Φυσικής για την κάλυψη των διδακτικών αναγκών.

Η πείρα που είχα αποκτήσει από την δεκαπενταετή διδασκαλία στο Πανεπιστήμιο, αλλά και η αναμόρφωση του προγράμματος διδασκαλίας στους φοιτητές του Φυσικού και Μαθηματικού Τμήματος ως προς το περιεχόμενο και την έκταση, με οδήγησαν σε μία ριζική αναπροσαρμογή της περιεχόμενης ύλης καθώς και στην αφαίρεση ενός μέρους αυτής. Έτσι το βιβλίο με την αναδιάταξη της ύλης πήρε μία πιο γενική μορφή, ενώ παράλληλα έγινε ευρύτερο με την ανάπτυξη των δύο τελευταίων κεφαλαίων που αναφέρονται στα εξωγαλαξιακά σώματα και ιδιαίτερα στην Κοσμολογία, που φαίνεται να κεντρίζει περισσότερο το ενδιαφέρον των φοιτητών και που στο μεταξύ απέκτησε νέες διαστάσεις με την ανάπτυξη της Θεωρητικής Φυσικής.

Η δακτυλογράφηση έγινε και πάλι από την συνεργάτιδά μου όλα αυτά τα χρόνια κ. Ελένη Δήμου-Δρόσου, την οποία ευχαριστώ θερμά.

Ιούνιος 1993 Γ. Μπάνος

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Η ιστορία της Αστρονομίας μπορεί να χωριστεί σε τρεις περιόδους: α) στην αρχαία, που ξεκινάει από τα βάθη της ανθρώπινης ιστορίας και φτάνει μέχρι τον Κοπέρνικο (16^{ος} αι.), β) στην περίοδο της αναγεννήσεως, που επεκτείνεται μέχρι τα τέλη του 19^{ου} αιώνα και γ) στη νεώτερη, που συμπίπτει με την ανάπτυξη των άλλων επιστημών και της τεχνολογίας.

Αρχαία περίοδος

Η ανατολή και η δύση του Ηλίου, οι φάσεις της Σελήνης, η εναλλαγή των εποχών, η κίνηση των πλανητών στον έναστρο ουρανό, η εμφάνιση των κομητών και το συγκλονιστικό φαινόμενο των εκλείψεων, ήταν τα πρώτα κίνητρα για να αρχίσει ο άνθρωπος τη συστηματική παρακολούθηση των ουρανίων φαινομένων. Η προσπάθειά του για την ερμηνεία τους ήταν κάτι το "φυσικό", αφού κατά τον Αριστοτέλη "πάντες άνθρωποι του ειδέναι ορέγονται φύσει". Η χαρά εξάλλου από κάθε ανακάλυψη και η πνευματική ικανοποίηση από τη βαθειά και ακριβή γνώση των πραγμάτων τον παρακινούσαν να γνωρίσει τα φαινόμενα που εξελίσσονται πέρα από το άμεσο περιβάλλον του, για να φθάσει βαθμιαία στις σημερινές καταπληκτικές, όμως ακόμα περιορισμένες, γνώσεις του για τον Κόσμο.

Η πρώτη φάση αναπτύξεως της Αστρονομίας συνδέεται με την εξυπηρέτηση καθαρά πρακτικών αναγκών, όπως ήταν η ύπαρξη ημερολογίου, ο προσανατολισμός στην ξηρά και στη θάλασσα, και ά. Μέσα στο ίδιο πλαίσιο όμως θα πρέπει να τοποθετηθεί και μία άλλη όψη της Αστρονομίας της αρχαιότητας: η πίστη, που πήγαζε από μία ψυχική ανάγκη, ότι τα άστρα και ιδιαίτερα ο Ήλιος, η Σελήνη και οι πλανήτες, επηρεάζουν άμεσα τα γεγονότα πάνω στη Γη, όπως είναι οι πόλεμοι, οι επιδημίες, οι πλημμύρες, οι πείνες, ακόμα και το πεπρωμένο κάθε ανθρώπου. Έτσι αναπτύχθηκε η **Αστρολογία** και μαζί της οι αστρονομικές παρατηρήσεις, οι οποίες με την πάροδο των αιώνων και των χιλιετιών οδήγησαν σε μετρήσεις πολύ μεγάλης ακρίβειας, αλλά και σε μία πολύ προχωρημένη γνώση διαφόρων αστρονομικών

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

φαινομένων, χωρίς όμως να έχει γίνει καμία σχεδόν προσπάθεια επιστημονικής ερμηνείας.

Η **Αστροαρχαιολογία** βρίσκει πως τα πιο παλιά και πιο γνωστά μνημεία αστρονομικού ενδιαφέροντος, με ηλικία 5000 ετών περίπου, είναι οι πυραμίδες της Αιγύπτου και το Stonehenge στην Αγγλία, που εχουν αστρονομικό προσανατολισμό, δηλαδή τέτοιο ώστε να συνδέονται προς διάφορα αστρονομικά φαινόμενα. Από τον προσανατολισμό των πυραμίδων προς τον πολικό αστέρα της εποχής τους, αν και ο προσανατολισμός αυτός αμφισβητήθηκε πρόσφατα, προκύπτει πως οι Αιγύπτιοι γνώριζαν ορισμένες βασικές διευθύνσεις στο χώρο και κατά πάσα πιθανότητα τη σημασία του μεσημβρινού. Είναι γνωστό ακόμα πως παρακολουθούσαν τις κινήσεις του Ηλίου, της Σελήνης και των πλανητών, παρατηρούσαν τους αστέρες και ξεχώριζαν μερικούς αστερισμούς. Πιστεύεται ακόμα πως χρησιμοποιούσαν ημερολόγιο από το 4000 π.Χ.

Παράλληλα αναπτυσσόταν η Αστρονομία και σε άλλες περιοχές του κόσμου· σε μερικές μάλιστα πολύ πιο σημαντικά. Στην περιοχή του Ευφράτη ποταμού, ο Βαβυλωνιακός πολιτισμός, που ξεκίνησε το 3000 π.Χ., έδωσε στην Αστρονομία πάρα πολλά, ιδιαίτερα τους τελευταίους π.Χ. αιώνες με τους Χαλδαίους. Στην Ινδία επίσης από το 1500 π.Χ., καθώς και στην Κίνα από το 1400 π.Χ. περίπου, υπάρχουν αρκετά δείγματα αστρονομικών επιτευγμάτων, ενώ σε μυθολογικό επίπεδο οι γνώσεις αυτές ανάγονται στην 3η π.Χ. χιλιετία. Όλοι αυτοί οι πολιτισμοί είχαν δημιουργήσει διάφορα ημερολόγια, είχαν αναπτύξει τις παρατηρήσεις των ουρανίων σωμάτων, ξεχώριζαν και ονόμαζαν τους αστερισμούς. Παρατηρούσαν ακόμα τις εκλείψεις του Ηλίου και της Σελήνης, για τις οποίες υπάρχουν στοιχεία από το 2200 π.Χ.

Στην Αμερική πάλι, βέβαια πολύ αργότερα (~1000 μ.Χ.) τρεις πολιτισμοί - των Ίνκας, των Αζτέκων και των Μάγια - είχαν σημαντικά αστρονομικά επιτεύγματα. Το ημερολόγιο των Μάγια π.χ., αν και στηριζόταν σε πολύ πρωτόγονες μεθόδους παρατηρήσεως, ήταν σημαντικής ακρίβειας.

Η επιστημονική όμως ανάπτυξη της Αστρονομίας άρχίζει στην Ελλάδα από την εποχή του Θαλή, το 600 π.Χ. περίπου, και χαρακτηρίζεται από την προσπάθεια μιας σειράς αστρονόμων να διατυπώσουν νόμους για τα παρατηρούμενα αστρονομικά

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

φαινόμενα. Στην προσπάθειά τους αυτή ανάπτυξαν διάφορες υποθέσεις σχετικά με τη δομή του σύμπαντος, που οδήγησαν τελικά στις θέσεις του Αριστοτέλη, η μεγαλοφυία του οποίου όμως στην περίπτωση αυτή βάρυνε αρνητικά στην επιστημονική σκέψη επί πολλούς αιώνες. Βασικά υπήρξαν δύο απόψεις, δύο κοσμολογίες όπως θα έλεγε κανείς σήμερα: α) η ηλιοκεντρική του Αρίσταρχου, που θεωρούσε τον Ήλιο στο κέντρο του σύμπαντος και που αγνοήθηκε για πολλούς αιώνες, για να ξαναβγεί στην επιφάνεια 1700 χρόνια αργότερα από τον Κοπέρνικο και β) η γεωκεντρική, που οδήγησε στη θεωρία του Ίππαρχου και του Πτολεμαίου και που επικράτησε μέχρι το 17ο αιώνα.

Οι πιο σπουδαίοι Έλληνες αστρονόμοι υπήρξαν ο Ίππαρχος (2ος αι. π.Χ.), που θεωρείται και ο πατέρας της Αστρονομίας, και ο Πτολεμαίος που συνέχισε το έργο του 300 χρόνια αργότερα και που διατύπωσε το περίφημο **Πτολεμαϊκό Σύστημα** για την κίνηση των πλανητών, στο μοναδικό για την εποχή έργο του, τη Μεγάλη Μαθηματική Σύνταξη (Αλμαγέστη).

Μετά την πτώση του Ελληνικού και Ρωμαϊκού πολιτισμού, η Αστρονομία πέρασε στα χέρια των Αράβων, που μετάφρασαν την Αλμαγέστη και έκαναν διάφορες παρατηρήσεις για τη βελτίωση εκείνων του Πτολεμαίου. Από αυτούς πέρασε αργότερα, κατά τη διάρκεια των κατακτήσεών τους, στην Ευρώπη.

Περίοδος της αναγεννήσεως

Η αστρονομική επανάσταση άρχισε τον 16ο αιώνα στην Ευρώπη με τον Κοπέρνικο, που "έβγαλε" τη Γη από το κέντρο του ηλιακού συστήματος, το τότε δηλαδή θεωρούμενο σύμπαν, και τοποθέτησε τον Ήλιο· διατήρησε όμως τα άλλα στοιχεία του Πτολεμαϊκού συστήματος. Η σχετική θεωρία του αναπτύχθηκε στο έργο του De Revolutionibus Orbium Coelestium (περί της περιστροφής των ουρανίων σφαιρών), που δημοσιεύθηκε μετά το θάνατό του (1543). Η θεωρία του αυτή, γνωστή ως **Κοπερνίκειο Σύστημα**, έγινε σιγά-σιγά δεκτή από ολόκληρο τον κόσμο. Πρέπει πάντως να τονιστεί πως η ιδέα του ηλιοκεντρικού συστήματος οφείλεται στον Αρίσταρχο (3ος αι. π.Χ.), ο δε Κοπέρνικος, που είχε μελετήσει τα έργα των αρχαίων Ελλήνων αστρονόμων, γνώριζε την ιδέα αυτή του Αρίσταρχου.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Από απόψεως παρατηρήσεων ο Κοπέρνικος δεν έκανε σχεδόν τίποτα. Εκείνος που προήγαγε επιστημονικά την παρατήρηση ήταν ο Δανός αστρονόμος Τύχων Μπραέ. Η ακρίβεια των μετρήσεων που πέτυχε ο Μπραέ ξεπεράστηκε μόνο με την εφεύρεση του τηλεσκοπίου.

Με την κατασκευή του πρώτου τηλεσκοπίου στις αρχές του 17^{ου} αιώνα, ο Γαλιλαίος έγινε ο πιο αποτελεσματικός παρατηρητής. Η ανακάλυψη των τεσσάρων πιο μεγάλων δορυφόρων του Δία, έδωσε την εικόνα του ηλιακού μας συστήματος σε μικρογραφία, επιβεβαιώνοντας την ηλιοκεντρική θεωρία. Η παρατήρηση εξάλλου των φάσεων της Αφροδίτης ήταν ένα θανάσιμο πλήγμα για το Πτολεμαϊκό μοντέλο σχετικά με την κίνηση των πλανητών.

Οι εμπειρικοί νόμοι του Κέπλερ με τις ελλειπτικές τροχιές των πλανητών, που στηρίχθηκαν πάρα πολύ στις παρατηρήσεις του Μπραέ, και η μεγαλοφυία του Νεύτωνα με το νόμο της παγκόσμιας έλξεως, ήλθαν τελικά να δώσουν τη σωστή βάση για την ερμηνεία των κινήσεων των πλανητών και των άλλων μελών του ηλιακού συστήματος και για την ανάπτυξη γενικά της Ουράνιας Μηχανικής. Λίγο αργότερα ο Herschel τοποθετούσε τον Ήλιο στη σωστή του θέση, θεωρώντας τον ως έναν από τους πολλούς αστέρες που είναι διεσπαρμένοι μέσα στο χώρο.

Νεώτερη περίοδος

Από τα τέλη του περασμένου αιώνα, η Αστρονομία γνώρισε μία νέα άνθηση. Κατά τη διάρκεια του 18^{ου} και του 19^{ου} αιώνα, οι παρατηρήσεις με το τηλεσκόπιο ήταν σχεδόν αποκλειστικά αφιερωμένες στους πλανήτες και στα άλλα μέλη του ηλιακού συστήματος. Οι αστέρες ήταν πολύ μακρυά για να ασχοληθεί κανείς μαζί τους, ενώ δεν ήταν τίποτα γνωστό σχετικά με ορισμένα νεφελώδη σώματα που σήμερα ονομάζονται γαλαξίες. Εδώ και έναν περίπου αιώνα όμως, με την ανάπτυξη των τεχνικών μέσων και την κατασκευή μεγάλων τηλεσκοπίων, έγιναν οι πρώτες μετρήσεις των αποστάσεων των αστέρων και διαπιστώθηκε πως οι γαλαξίες δεν είναι παρά τεράστιες συγκεντρώσεις αστέρων.

Παράλληλα, η τοποθέτηση στο τηλεσκόπιο φωτογραφικών μηχανών, φασματογράφων, φωτομέτρων και άλλων οργάνων της Φυσικής, εγκαινίαζε τη μελέτη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

της ακτινοβολίας των ουρανίων σωμάτων, τη φυσική δηλαδή και χημική τους ανάλυση. Έτσι γεννήθηκε η Αστροφυσική, που οδήγησε στην κατανόηση της δομής και της εξελίξεως των αστέρων, για να κυριαρχήσει τελικά σε όλους τους κλάδους της Αστρονομίας.

Η Θεωρία της Σχετικότητας από το άλλο μέρος, έδωσε νέα μορφή και νέες διαστάσεις στη μελέτη του σύμπαντος, βάζοντας τη σφραγίδα της στην Κοσμολογία, μετά τη μέτρηση των αποστάσεων των γαλαξιών και τη διαπίστωση της διαστολής του σύμπαντος.

Η ανάπτυξη τέλος της Ραδιοαστρονομίας μετά το δεύτερο παγκόσμιο πόλεμο και η τοποθέτηση τηλεσκοπίων σε τροχιά γύρω από τη Γη, ύστερα από την πρόοδο της διαστημικής τεχνικής, αποτελούν τα τελευταία βήματα στην πρόοδο της Αστρονομίας που βρίσκεται σήμερα με τις ανακαλύψεις της στην πρωτοπορεία της Επιστήμης.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΜΕΡΟΣ ΠΡΩΤΟ

Γενική Εισαγωγή

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

1.1. Σκοπός και περιεχόμενο της Αστρονομίας

Αστρονομία είναι η επιστήμη που ασχολείται με τη μελέτη του σύμπαντος. Οι αστρονόμοι, μελετώντας την κατανομή της ύλης και της ενέργειας στο σύμπαν, προσπαθούν να κατανοήσουν τη φύση του, την προέλευσή του και την εξέλιξή του.

Το πιο σημαντικό κίνητρο για τη μελέτη αυτή είναι η περιέργεια, η δίψα για γνώση. Από πρακτική πλευρά το σπουδαιότερο όφελος ήταν, μέχρι πρόσφατα, ο καθορισμός της πορείας στη θάλασσα και στον αέρα. Τα μέσα εξάλλου που χρησιμοποιούν βασικά οι αστρονόμοι είναι οι γνώσεις και οι τεχνικές των φυσικών, που διαφέρουν από αντικείμενο σε αντικείμενο. Από την άποψη αυτή, η Αστρονομία θα μπορούσε να θεωρηθεί σαν εφαρμοσμένη επιστήμη, όπως π.χ. η Μετεωρολογία ή η Φυσικοχημεία, γεγονός που θα την τοποθετούσε σε κάπως κατώτερη θέση σε σχέση με τις βασικές επιστήμες. Με την κατάκτηση όμως του διαστήματος ανοίχτηκαν ευρύτατες προοπτικές· η πρόγνωση ακόμα ορισμένων φαινομένων, η χρήση των κοσμικών εργαστηρίων για μελέτες, αλλά και η εκμετάλλευση της ηλιακής ενέργειας έδωσαν στην Αστρονομία νέες διαστάσεις και μία ξεχωριστή θέση ανάμεσα στις επιστήμες.

Από το άλλο μέρος είναι φανερό, πως τα όρια μεταξύ Φυσικής και Αστρονομίας όσο πάνε γίνονται πιο συγκεχυμένα, καθώς οι αλληλεπιδράσεις των δύο επιστημών γίνονται πιο έντονες. Η Αστρονομία σήμερα, εκτός από τις νέες γνώσεις που προσφέρει στους φυσικούς, θέτει νέα προβλήματα σ' αυτούς, με αποτέλεσμα χιλιάδες φυσικοί να ασχολούνται με αστρονομικά θέματα. Αντίστροφα, οι αστρονόμοι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

είναι αναγκασμένοι να αποκτήσουν πολλές γνώσεις Φυσικής πριν καταπιαστούν με τα αστρονομικά θέματα. Έτσι ο εναγκαλισμός Φυσικής και Αστρονομίας γίνεται κάθε μέρα πιο αναγκαίος και πιο θερμός, προς όφελος και των δύο επιστημών.

1.2. Κλάδοι της Αστρονομίας

Η Αστρονομία θεωρούμενη γενικά ως προς τον εφαρμοζόμενο τρόπο μελέτης, είναι δυνατό να χωριστεί σε τρεις τύπους: στην **παρατηρησιακή,** που χρησιμοποιεί ως βασικά όργανα τα κάθε είδους τηλεσκόπια, στην **πειραματική,** που στηρίζεται στις διαστημικές συσκευές, και στη **θεωρητική,** που δεν χρησιμοποιεί όργανα εκτός από ηλεκτρονικούς υπολογιστές.

Στην πραγματικότητα, ανεξάρτητα από τον τρόπο μελέτης, η μόνη πηγή πληροφοριών που διαθέτουμε για τη μελέτη του σύμπαντος, είναι οι κάθε είδους ακτινοβολίες που εκπέμπουν τα διάφορα ουράνια σώματα και που φτάνουν στη Γη ύστερα από ταξίδι χιλιάδων, εκατομμυρίων και δισεκατομμυρίων ετών, φέρνοντας πολύτιμες πληροφορίες τόσο για τις πηγές όπου γεννήθηκαν, όσο και για το μεσοαστρικό χώρο που διέσχισαν.

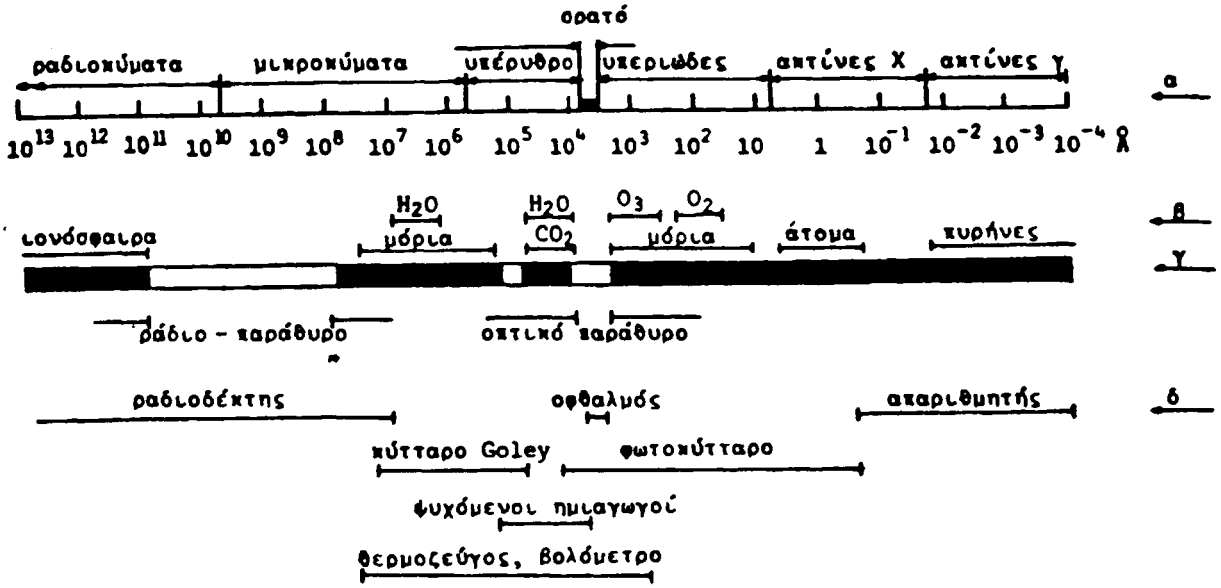
Ευτυχώς για την προστασία της ζωής πάνω στη Γη, δυστυχώς όμως για τη μελέτη του σύμπαντος, η γήινη ατμόσφαιρα δεν επιτρέπει το πέρασμα του μεγαλύτερου μέρους των ακτινοβολιών αυτών του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος· υπάρχουν μόνο ορισμένα "παράθυρα" γι' αυτό. Το πιο σημαντικό από τα παράθυρα αυτά, και το μοναδικό που διαθέταμε μέχρι τελευταία, είναι το οπτικό, χάρη στο οποίο βλέπουμε τον ουρανό. Με άλλα λόγια, η γήινη ατμόσφαιρα είναι διαφανής στις ακτινοβολίες μιας ορισμένης περιοχής του φάσματος (σχ.1.1) που προσβάλλουν το μάτι και τη φωτογραφική πλάκα. Έτσι αναπτύχθηκε πρώτα η Οπτική Αστρονομία, που στηρίχθηκε στην οπτική παρατήρηση με γυμνό μάτι ή με τηλεσκόπιο.

Μόλις πρόσφατα, στο δεύτερο παγκόσμιο πόλεμο, ανακαλύφθηκε ένα δεύτερο "παράθυρο" στην ατμόσφαιρα, στην περιοχή των μικροκυμάτων και των ραδιοκυμάτων. Έτσι ξεκινώντας από το ραντάρ, οι τεχνικοί ανάπτυξαν πολύ γρήγορα γιγαντιαία ραδιοτηλεσκόπια, χάρη στα οποία γεννήθηκε και αναπτύχθηκε η

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Ραδιοαστρονομία, που έφερε πραγματική επανάσταση στις γνώσεις μας για το σύμπαν.

Ακόμα πιο πρόσφατα, με την ανάπτυξη των πυραύλων, έγινε δυνατή η εκτέλεση παρατηρήσεων έξω από τη γήινη ατμόσφαιρα, με αποτέλεσμα την ανακάλυψη εκπομπής ακτινοβολίας από διάφορα ουράνια σώματα στις περιοχές του άπω υπεριώδους, των ακτίνων Χ και των ακτίνων γ του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Έτσι άρχισε η ανάπτυξη νέων κλάδων, όπως είναι η **Αστρονομία του Υπεριώδους**, η **Αστρονομία των Ακτίνων Χ** και η **Αστρονομία των Ακτίνων γ**. Εξάλλου, η εφεύρεση του βολομέτρου γερμανίου επιχρισμένου με γάλλιο, το 1961, καθώς και η ανάπτυξη φωτοαγωγών ευαίσθητων στα μεγάλα μήκη κύματος άνοιξαν στους αστρονόμους ένα νέο "παράθυρο" της ατμόσφαιρας, στην περιοχή του



Σχήμα 1.1: Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα. Δίνονται οι περιοχές του και το μήκος κύματος σε Å (α), τα διάφορα μόρια και λοιπά μέσα που προκαλούν απορρόφηση της ακτινοβολίας (β), τα διάφορα "παράθυρα" (γ), και οι δέκτες που είναι ευαίσθητοι στις διάφορες περιοχές του φάσματος (δ)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

υπερύθρου. Έτσι δημιουργήθηκε η **Αστρονομία του Υπερύθρου**, ύστερα από τη διαπίστωση ότι μία μεγάλη ποικιλία ουρανίων σωμάτων εκπέμπουν μεγάλα ποσά ενέργειας σ' αυτή την περιοχή του φάσματος.

Δεν πρέπει ασφαλώς να παραλείψει κανείς την **Αστρονομία των Κοσμικών Ακτίνων**. Η κοσμική ακτινοβολία είναι βασικά σωματιδιακή και ανακαλύφθηκε εδώ και 70 χρόνια περίπου. Όμως, μόνο στα τελευταία 35 χρόνια συνέβαλε σοβαρά στην αστροφυσική έρευνα και τούτο γιατί χρειάστηκε πολύς χρόνος για να διαπιστωθεί η φύση της. Βέβαια, στη μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας συμμετέχουν, εκτός από τους αστρονόμους, πάρα πολλοί καθαροί φυσικοί, γεγονός που αποτελεί καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, γενικό φαινόμενο στη σύγχρονη αστρονομική έρευνα.

Εκτός από τους παραπάνω διαχωρισμούς, γίνεται και ένας άλλος ακόμα, με βάση το περιεχόμενο της μελέτης, για τον οποίο όμως υπάρχουν διάφορες παραλλαγές - ίσως και κάποια σύγχυση ή ασάφεια - στη βιβλιογραφία. Κατά τη γνώμη του γράφοντος, ένας τέτοιος διαχωρισμός μπορεί να περιλαμβάνει τρεις βασικούς κλάδους: την **Αστρική Μηχανική**, την **Αστροφυσική** και την **Πρακτική Αστρονομία**. Η Αστρική Μηχανική δεν είναι στην ουσία παρά η Αστρική Δυναμική ή συνηθέστερα η **Δυναμική Αστρονομία**, αφού η αστρική στατική είναι ανύπαρκτη και η αστρική κινηματική είναι ουσιαστικά μέρος της πρώτης.

Η Δυναμική Αστρονομία μελετάει βασικά τις θέσεις και τις κινήσεις των ουρανίων σωμάτων και περιλαμβάνει: α) τη **Σφαιρική Αστρονομία**, που ασχολείται με τις θέσεις, τις αποστάσεις και τις διαστάσεις των ουρανίων σωμάτων, β) τη **Δυναμική του Ηλιακού Συστήματος**, που είναι περισσότερο γνωστή ως **Ουράνια Μηχανική** και που ασχολείται με τις κινήσεις των μελών του ηλιακού συστήματος, γ) τη **Δυναμική των Αστέρων**, που εξετάζει τις κινήσεις των αστέρων και των αστρικών συστημάτων και δ) τη **Δυναμική των Γαλαξιών**, που μελετάει τις κινήσεις των γαλαξιών.

Ο δεύτερος κλάδος, η Αστροφυσική, ασχολείται με τη μελέτη της φυσικοχημικής καταστάσεως και των φυσικών διεργασιών που συντελούνται στο ηλιακό σύστημα και στο μεσοπλανητικό χώρο, στους αστέρες και στο μεσοαστρικό χώρο, στους γαλαξίες και στο μεσογαλαξιακό χώρο, στα λοιπά ουράνια σώματα και

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

γενικά στο σύμπαν. Στην Αστροφυσική περιλαμβάνονται η **Αστροφυσική Υψηλών Ενεργειών**, η **Σχετικιστική Αστροφυσική**, η **Πυρηνική Αστροφυσική**, η **Ηλιακή Φυσική**, η **Φυσική Πλάσματος** κ.ά. καθώς και η **Κοσμολογία**, που έχει ως αντικείμενο μελέτης τη φύση και τη μορφή του σύμπαντος, το πως πήρε τη μορφή αυτή, καθώς και τον τρόπο που θα τελευτήσει.

Ο τρίτος κλάδος, η Πρακτική Αστρονομία, έχει ως περιεχόμενο τη μελέτη, κατασκευή και χρήση των οργάνων που χρησιμοποιούνται στην Αστρονομία, καθώς και τις μεθόδους παρατηρήσεων και επεξεργασίας αυτών. Το μέρος αυτής εξάλλου που αναφέρεται ιδιαίτερα στον προσδιορισμό των θέσεων και των κινήσεων των αστέρων, καθώς και στη μέτρηση των αποστάσεων αυτών, αποτελεί την **Αστρομετρία**.

Στο βιβλίο αυτό, που είναι ένα βιβλίο Γενικής Αστρονομίας, δεν τηρήθηκε κανένα από τα παραπάνω διαχωριστικά σχήματα, αλλά προτιμήθηκε η επιλογή των πιο βασικών θεμάτων και η παρουσίασή τους μέσα σε ένα γενικό πλαίσιο, όπως εμφανίζονται στον πίνακα περιεχομένων.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

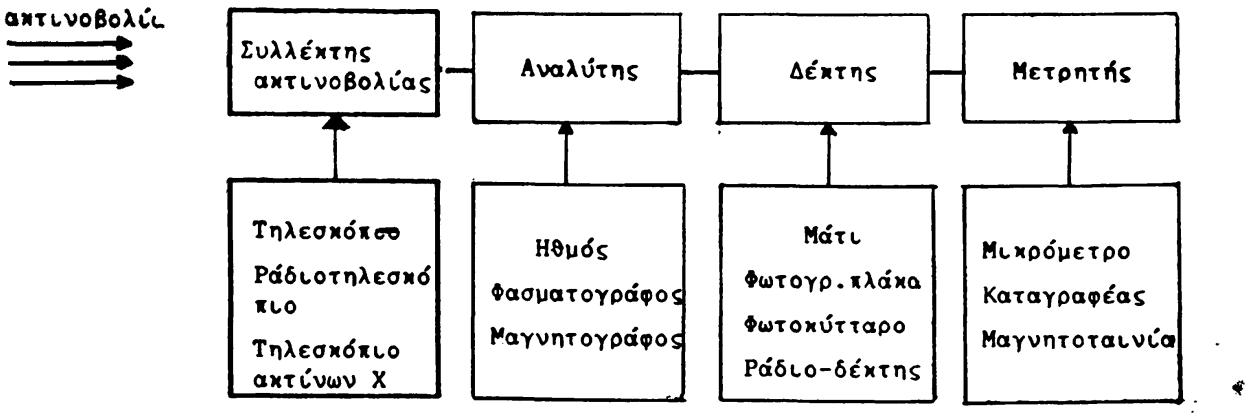


ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Μελέτη του Σύμπαντος

2.1. Αστρονομικά όργανα

Το βασικό όργανο σε κάθε είδους αστρονομική παρατήρηση είναι ένας συλλέκτης ακτινοβολίας. Προκειμένου για το οπτικό παράθυρο του φάσματος χρησιμοποιούμε ένα συλλέκτη φωτός, ένα **οπτικό τηλεσκόπιο**, για το παράθυρο της περιοχής των ραδιοκυμάτων* ένα **ραδιοτηλεσκόπιο** κ.ο.κ.. Για την ανάλυση και μελέτη, εξάλλου, του ειδώλου του ουρανίου σώματος που παρατηρούμε, χρησιμοποιούνται διάφορα βοηθητικά όργανα, που μπορούμε να τα χωρίσουμε σε τρεις κατηγορίες: α) στους **αναλύτες**, όπως είναι οι ηθμοί, οι φασματογράφοι, οι



Σχήμα 2.0: Διάταξη οργάνων για την εκτέλεση αστρονομικών παρατηρήσεων

* Από εδώ και πέρα η έννοια ραδιοκύματα θα περιλαμβάνει και τα μικροκύματα

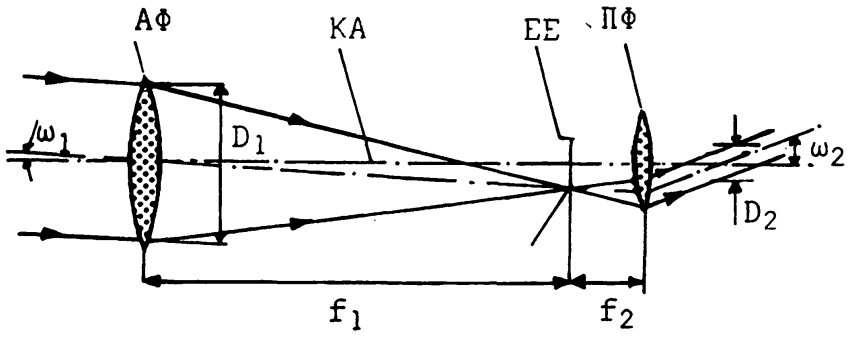
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πολωτές, β) στους **δέκτες**, όπως είναι ο οφθαλμός, η φωτογραφική πλάκα, το φωτοκύτταρο, ο δέκτης ραδιοκυμάτων και γ) στα **όργανα μετρήσεως**, όπως είναι τα μικρόμετρα, οι μετρητικές μηχανές, τα φωτόμετρα. Έτσι μία πλήρης διάταξη για την εκτέλεση παρατηρήσεων έχει τη μορφή του σχήματος 2.0.

2.2. Οπτικά τηλεσκόπια

2.2.1. Βασικές έννοιες

Τα οπτικά τηλεσκόπια διακρίνονται σε **διοπτρικά** και **κατοπτρικά**. Στα διοπτρικά, ως συλλέκτη φωτός χρησιμοποιούμε ένα φακό, που καλείται **αντικειμενικός**, ή συνηθέστερα ένα σύστημα φακών (αντικειμενικό σύστημα), ενώ στα κατοπτρικά χρησιμοποιούμε ένα κοίλο σφαιρικό κάτοπτρο. Και στις δύο περιπτώσεις το **είδωλο** του ουρανίου σώματος σχηματίζεται στο **εστιακό επίπεδο** (σχ.2.1) και μπορούμε είτε να το εξετάσουμε με ένα μεγεθυντικό φακό, που καλείται **προσοφθάλμιος**, είτε να το φωτογραφήσουμε, είτε να το φωτομετρήσουμε με κατάλληλο φωτόμετρο.



Σχήμα 2.1: Η πορεία των ακτίνων σε ένα απλό διοπτρικό τηλεσκόπιο. ΑΦ=αντικειμενικός φακός, ΚΑ=κύριος άξονας, ΕΕ=εστιακό επίπεδο, ΠΦ=προσοφθάλμιος φακός, D_1=κόρη εισόδου, D_2=κόρη εξόδου, f_1 και f_2 εστιακές αποστάσεις ΑΦ και ΠΦ

Στο σχήμα 2.1 δίνεται η πορεία των ακτίνων στον πιο απλό τύπο διοπτρικού τηλεσκοπίου. Η φωτεινή δέσμη, αποτελούμενη από παράλληλες ακτίνες, περνάει από τον αντικειμενικό φακό, που έχει διάμετρο ή **άνοιγμα** D_1 και **εστιακή απόσταση**

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

f_1, σχηματίζοντας με τον **κύριο άξονα** τη γωνία ω_1. Η δέσμη αυτή προέρχεται από έναν αστέρα που βρίσκεται στο όριο του οπτικού πεδίου, που έχει γωνιώδη διάμετρο $2\omega_1$. Το είδωλο του αστέρα σχηματίζεται στο εστιακό επίπεδο του αντικειμενικού φακού, που είναι και εστιακό επίπεδο του προσοφθάλμιου φακού, εστιακής αποστάσεως f_2. Στη συνέχεια η φωτεινή δέσμη αποκλίνει και περνώντας από τον προσοφθάλμιο φακό βγαίνει παράλληλη, σχηματίζοντας με τον οπτικό άξονα τη γωνία ω_2. Η κυκλική διατομή της δέσμης στην είσοδο του τηλεσκοπίου συμπίπτει με την **κόρη εισόδου** που μετριέται από τη διάμετρο D_1, η δε διατομή της στην έξοδο μετά τον προσοφθάλμιο, στο σημείο που κόβει τον οπτικό άξονα, ορίζει την **κόρη εξόδου** ή κύκλο του Ramsden που μετριέται από τη διάμετρό της D_2. Η κόρη εξόδου δεν είναι παρά το είδωλο του αντικειμενικού φακού που σχηματίζει ο προσοφθάλμιος.

Όταν ο προσοφθάλμιος φακός είναι συγκλίνων (**τηλεσκόπιο του Κέπλερ**), τότε βρίσκεται μετά το εστιακό επίπεδο του αντικειμενικού, όπως στο σχήμα 2.1. Στην περίπτωση αυτή το είδωλο είναι **πραγματικό** (και αντεστραμμένο) και συνεπώς μπορεί να χρησιμοποιήσει κανείς ένα μικρόμετρο για να κάνει μετρήσεις. Όταν όμως ο προσοφθάλμιος είναι αποκλίνων (**διόπτρα του Γαλιλαίου**), τότε βρίσκεται πριν από το εστιακό επίπεδο του αντικειμενικού, το είδωλο είναι **φανταστικό** (και ορθό) και δεν είναι δυνατό να γίνουν μετρήσεις. Το πλεονέκτημα όμως σ' αυτόν τον τύπο είναι ότι δεν παρουσιάζει χρωματική αποπλάνηση (βλ. § 2.2.3).

2.2.2. Χαρακτηριστικά τηλεσκοπίου

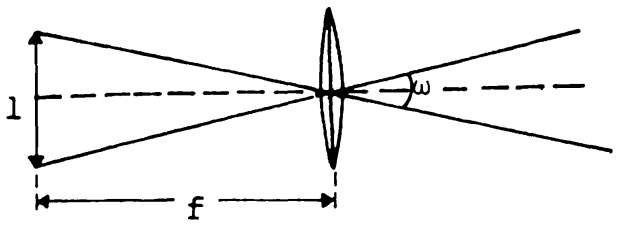
Τα κύρια χαρακτηριστικά ενός τηλεσκοπίου είναι τα ακόλουθα:

(α) η **μεγέθυνση** m: Εξαρτάται από τα στοιχεία κατασκευής του αντικειμενικού φακού και του προσοφθάλμιου και είναι $m = \frac{f_1}{f_2} = \frac{D_1}{D_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}$ (σχ.2.1). Επειδή η διάμετρος της κόρης του οφθαλμού όταν προσαρμόζεται στο σκοτάδι είναι 6 mm, η μεγέθυνση $m_K = \frac{D_1(mm)}{6}$ καλείται "**κανονική**".

(β) ο **εστιακός λόγος** $\frac{f_1}{D_1}$: Γράφεται συνήθως $\frac{f}{q}$, όπου $q = \frac{f}{D}$. Π.χ. εάν D = 40 cm και f = 5 m θα γράψουμε $\frac{f}{12.5}$.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

γ) **η κλίμακα ειδώλου:** Καθορίζει το πόσα δευτερόλεπτα τόξου στον ουρανό αντιστοιχούν σε 1 mm πάνω στο εστιακό επίπεδο ή στη φωτογραφική πλάκα. Εάν ω είναι η γωνιώδης διάμετρος (σχ. 2.2) ενός αντικειμένου σε άπειρη απόσταση, τότε εφω ≈ ω = 1/f. Για ω = 1rad = 206265" είναι l = f cm, οπότε 1 mm στη φωτ. πλάκα = $\frac{20626.5}{f(cm)}$ δευτ. τόξου στον ουρανό.



Σχήμα 2.2: Καθορισμός κλίμακας ειδώλου: ω=γωνία σε δευτ. τόξου, l=μήκος ειδώλου στο εστιακό επίπεδο, f=εστιακή απόσταση αντικειμενικού φακού

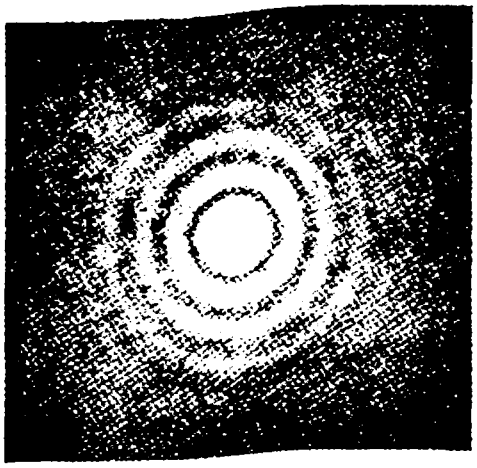
δ) **η λαμπρότητα ειδώλου:** Εξαρτάται από τη διάμετρο του φακού ή του κατόπτρου και την εστιακή απόσταση αυτού. Έτσι για μία φωτεινή πηγή εκτεταμένη (ήλιος, σελήνη, κομήτες κλπ.) η φωτεινή ένταση στην εστία είναι $I \propto (D/f)^2$, εξαρτάται δηλαδή από τον εστιακό λόγο. Προκειμένου για σημειακές φωτεινές πηγές (αστέρες) είναι: α) $I \propto D^2$, αν το είδωλο είναι ένα "σημείο" σε σύγκριση με το δέκτη, δηλ. μικρότερο από τον κόκκο της φωτογραφικής πλάκας ή τη φωτοκάθοδο, β) $I \propto \frac{D^2}{(f/D)^2}$ αν το είδωλο δεν είναι "σημείο" και γ) $I \propto (D/f)^2$ αν το άνοιγμα D είναι μεγάλο και η διαταραχή του ειδώλου εξαιτίας της ατμόσφαιρας μεγάλη.

ε) η **διαχωριστική** ή **διακριτική ικανότητα:** Το είδωλο ενός αστέρα δεν είναι, καθώς θα περίμενε κανείς, ένα φωτεινό σημείο, αλλά παρουσιάζεται με τη μορφή ενός δίσκου φωτεινού, που περιβάλλεται από ένα σύστημα από δακτύλιους (κροσσούς συμβολής) εναλλάξ σκοτεινούς και φωτεινούς, των οποίων η ένταση ελαττώνεται με την απόσταση από το κέντρο του δίσκου (σχ. 2.3).

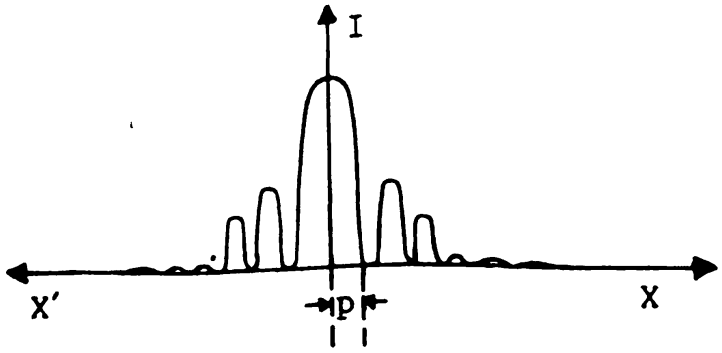
Η εικόνα αυτή του ειδώλου, που μπορούμε να παρατηρήσουμε εύκολα μέ έναν προσοφθάλμιο φακό ή και να φωτογραφήσουμε, καλείται **εικόνα του Airy** και οφείλεται στην παράθλαση του φωτός του αστέρα από το δακτύλιο που συγκρατεί τον αντικειμενικό φακό. Για να μπορεί ένα τηλεσκόπιο να ξεχωρίζει δύο αστέρες που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

(α)



(β)



Σχήμα 2.3: Μορφή μη παραμορφωμένου ειδώλου (εικόνα Airy) στην εστία τηλεσκοπίου (α) και κατανομή της φωτεινής εντάσεως σ' αυτό (β)

βρίσκονται πολύ κοντά ο ένας στον άλλο, πρέπει οι δύο κεντρικοί δίσκοι των εικόνων Airy των ειδώλων των δύο αστέρων να ξεχωρίζουν καθαρά. Προς τούτο πρέπει το κεντρικό μέγιστο στην κατανομή της εντάσεως του ενός ειδώλου να συμπίπτει με το πρώτο ελάχιστο του άλλου. Αυτό σημαίνει πως η ελάχιστη απόσταση p, σε δευτερόλεπτα τόξου, που διαχωρίζει το τηλεσκόπιο (**διαχωριστική** ή **διακριτική ικανότητα**) είναι ίση με την ακτίνα d_0 του παραθλαστικού δίσκου που δίνεται από τη σχέση $p=d_0=1.22\,\lambda/D$, όπου λ είναι το μήκος κύματος της θεωρούμενης ακτινοβολίας.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Για κίτρινο φως (λ=5500 Å) π.χ. θα είναι: $\rho = \frac{14''}{D(cm)}$. Για πρακτικούς όμως λόγους χρησιμοποιείται συνήθως η σχέση $\rho = \frac{12''}{D(cm)}$. Η διαχωριστική ικανότητα του ανθρώπινου οφθαλμού είναι 60", οπότε μία γωνία πρέπει να μεγεθυνθεί τουλάχιστο μέχρι το μέγεθος αυτό δ=60" για να είναι παρατηρήσιμη. Έτσι η **ωφέλιμη μεγέθυνση** m_ω που απαιτείται για την πλήρη εκμετάλλευση της διαχωριστικής ικανότητας του τηλεσκοπίου βρίσκεται από τη σχέση: $\delta = m_\omega \rho \Rightarrow m_\omega = \frac{\delta}{\rho} = \frac{60''}{12''/D} =$ 5D (cm).

2.2.3. Αποπλανήσεις τηλεσκοπικών ειδώλων

Τα διάφορα οπτικά συστήματα παρουσιάζουν ορισμένα σφάλματα, είτε από τη φύση τους είτε από την κατασκευή τους, με αποτέλεσμα το είδωλο ενός ουρανίου σώματος να παρουσιάζει διάφορες εκτροπές από τη θεωρητική του μορφή, που τις ονομάζουμε αποπλανήσεις. Αυτές είναι οι ακόλουθες:

α) η **χρωματική αποπλάνηση:** Παρουσιάζεται στα διοπτρικά τηλεσκόπια και οφείλεται στο ότι η εστιακή απόσταση του φακού εξαρτάται από το δείκτη διαθλάσεως του υλικού κατασκευής, το οποίο πάλι έχει διαφορετικό δείκτη διαθλάσεως για τα διάφορα μήκη κύματος του οπτικού φάσματος, με αποτέλεσμα να έχουμε διαφορετική εστιακή απόσταση στα διάφορα μήκη κύματος [f=f(λ)], αλλά και διαφορετική διάμετρο ειδώλου (σχ. 2.4α). Η χρωματική αποπλάνηση είναι δυνατό να διορθωθεί αν χρησιμοποιήσουμε σύνθετο φακό, αποτελούμενο από δύο απλούς φακούς, ένα κυρτό κι ένα κοίλο, κατασκευασμένους από γυαλί με διαφορετικό δείκτη διαθλάσεως (στεφανύαλο και πυριτύαλο), που έχουμε διαλέξει κατάλληλα, σε τρόπο ώστε οι αποπλανήσεις τους να αναιρούνται αμοιβαία (αχρωματικοί φακοί) σε ορισμένη περιοχή του φάσματος, όπου $\frac{df}{d\lambda} = 0$. Ανάλογα με τη θέση της περιοχής αυτής στο φάσμα, έχουμε φακούς φωτογραφικά, οφθαλμοσκοπικά, κλπ. διορθωμένους.

β) οι **γεωμετρικές αποπλανήσεις:** Είναι πέντε: η σφαιρική, το κόμα, ο αστιγματισμός, η καμπυλότητα του πεδίου και η παραμόρφωση. Εάν ρ είναι η απόσταση του σημείου προσπτώσεως μιας ακτίνας από το οπτικό κέντρο του

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αντικειμενικού φακού ή του κατόπτρου ενός τηλεσκοπίου και θ η γωνία που σχηματίζει η φωτεινή δέσμη με τον κύριο άξονά του, οι παραπάνω αποπλανήσεις εξαρτώνται αντίστοιχα από τις ποσότητες ρ^3, $\rho^2\theta$, $\rho\theta^2$, $\rho\theta^2$ και θ^3.

β_1) **σφαιρική αποπλάνηση:** Εξαρτάται από το ρ^3. Είναι η μόνη αποπλάνηση που παρατηρείται σε φωτεινή δέσμη παράλληλη προς τον κύριο άξονα (θ=0). Οφείλεται στο ότι οι περιοχές ενός φακού ή κατόπτρου που είναι κοντά στην περίμετρό του (ρ μεγάλο) έχουν μικρότερη εστιακή απόσταση από ό,τι οι κεντρικές. Έτσι, οι ακτίνες μιας φωτεινής δέσμης δεν συγκεντρώνονται στο ίδιο σημείο (σχ.2.4β_1). Η αποπλάνηση αυτή είναι δυνατό να διορθωθεί στα μεν διοπτρικά τηλεσκόπια μέ ένα σύνθετο φακό (απλανητικό), στα δε κατοπτρικά με το να δίνεται στο κάτοπτρο σχήμα παραβολοειδούς, οπότε όλες οι ακτίνες που πέφτουν παράλληλα προς τον κύριο άξονά του συγκεντρώνονται στην ίδια εστία.

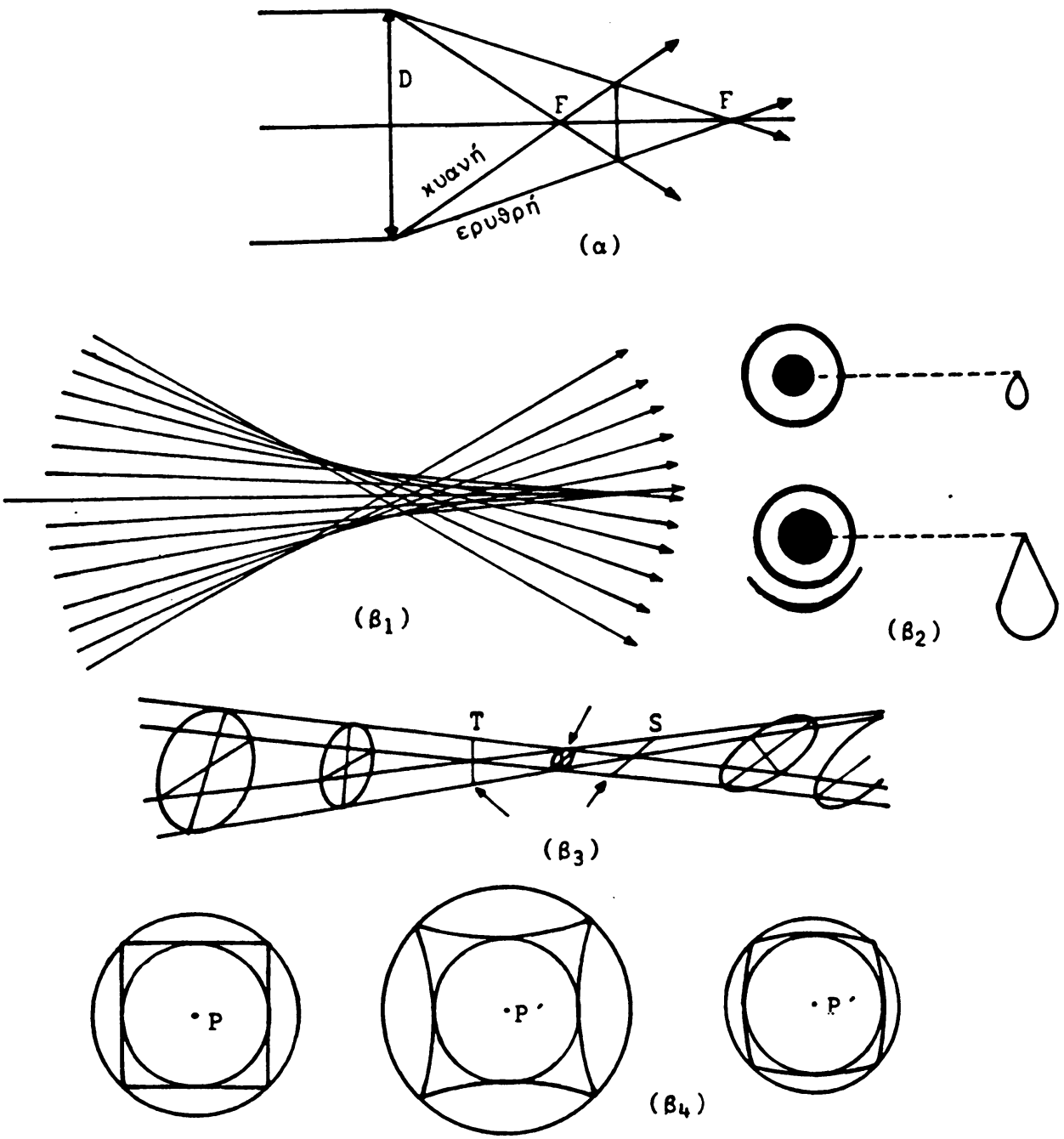
β_2) **κόμα:** Εξαρτάται από το $\rho^2\theta$, παρουσιάζεται δηλαδή όταν η φωτεινή δέσμη δεν είναι παράλληλη προς τον κύριο άξονα ($\theta\neq0$) και επιπλέον ο αστέρας βρίσκεται στο άκρο του πεδίου, δηλαδή σε μεγάλη απόσταση από το κέντρο του φακού ή του κατόπτρου (ρ μεγάλο). Τότε το είδωλο του αστέρα δεν είναι σημειακό, αλλά παρουσιάζει μία μικρή ουρά (κόμη) όπως οι κομήτες (σχ. 2.4β_2). Η διόρθωση γίνεται με ένα διπλό φακό.

β_3) **αστιγματισμός:** Εξαρτάται από το $\rho\theta^2$. Όταν η φωτεινή δέσμη προσπίπτει στον αντικειμενικό φακό με μεγάλη γωνία θ (τηλεσκόπιο με μεγάλο άνοιγμα), τότε η διατομή της δέσμης από το επίπεδο του φακού και έπειτα δεν είναι κύκλος, αλλά έλλειψη, της οποίας η πλάτυνση αυξάνει με την απόσταση από τον αντικειμενικό. Σε ένα σημείο η έλλειψη γίνεται ευθεία γραμμή, μετά ξανά έλλειψη και στη συνέχεια κύκλος (ελάχιστης αποπλανήσεως), έλλειψη, ευθεία, έλλειψη και τείνει βαθμιαία σε κύκλο (σχ. 2.4.β_3). Οι δύο ευθείες γραμμές, που είναι ορθογώνιες, καλούνται εστιακές γραμμές. Για τη διόρθωση του αστιγματισμού πρέπει να συμπέσουν οι δύο ευθείες, οπότε η ακτίνα του κύκλου ελάχιστης αποπλανήσεως μηδενίζεται. Αυτό μπορούμε να το επιτύχουμε μέ ένα σύστημα από τρεις ή περισσότερους φακούς.

β_4) **καμπυλότητα του πεδίου:** Εξαρτάται από το $\rho\theta^2$. Οι παραπάνω εστιακές γραμμές είναι στην πραγματικότητα κωνικές τομές. Ο γεωμετρικός τόπος τους

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

δηλαδή για διάφορες γωνίες προσπτώσεως είναι επιφάνειες εκ περιστροφής και όχι επίπεδα, το ίδιο δε συμβαίνει με τον κύκλο ελάχιστης αποπλανήσεως. Η σχετική διόρθωση γίνεται ταυτόχρονα με τη διόρθωση του αστιγματισμού.



Σχήμα 2.4: Αποπλανήσεις τηλεσκοπικών ειδώλων: χρωματική (α), σφαιρική (β_1), κόμα (β_2), αστιγματισμός (β_3) και παραμόρφωση (β_4)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

β_5) **παραμόρφωση:** Εξαρτάται από το θ^3. Παρουσιάζεται όταν η γωνία θ είναι μεγάλη και είναι είτε θετική (σχ. 2.4β_4) είτε αρνητική. Οφείλεται στο ότι δεν υπάρχει ομοιοθεσία μεταξύ ενός εκτεταμένου οπτικού πεδίου και του ειδώλου του στο εστιακό επίπεδο του τηλεσκοπίου, γιατί η απόσταση του ειδώλου, στο εστιακό επίπεδο, από την κυρία εστία εξαρτάται από τη γωνία θ. Συνήθως δεν διορθώνεται στα συνηθισμένα τηλεσκόπια γιατί είναι αμελητέα.

2.2.4. Τύποι τηλεσκοπίων

α) **Διοπτρικά τηλεσκόπια** (σχ.2.5α): Είναι συνήθως αχρωματικά με αντικειμενικό σύστημα από δύο φακούς, έχουν μικρό οπτικό πεδίο και εστιακό λόγο μεταξύ f/12 και f/20. Διακρίνονται σε **οφθαλμοσκοπικά** και **φωτογραφικά.** Τα πρώτα είναι αχρωματικά στην περιοχή των 5600 Å, ενώ τα δεύτερα στην περιοχή των 4300 Å. Χρησιμοποιούνται βασικά γι' αστρομετρικές παρατηρήσεις. Μία άλλη κατηγορία είναι οι **αστρογράφοι**, που έχουν μεγάλο οπτικό πεδίο, πάνω από 5^o, μικρό εστιακό λόγο, μεταξύ f/4 και f/7, το δε αντικειμενικό τους σύστημα αποτελείται από τρεις ή τέσσερεις φακούς. Χρησιμοποιούνται για τη φωτογράφιση αστρικών πεδίων και τη σύνταξη καταλόγων και χαρτών αστέρων.

Πρέπει να σημειωθεί ότι σήμερα δεν κατασκευάζονται πλέον μεγάλα διοπτρικά τηλεσκόπια - το μεγαλύτερο που υπάρχει έχει διάμετρο 102 cm - γιατί από τη μία μεριά απαιτούνται πολύ μεγάλα τηλεσκόπια για την παρατήρηση αμυδρών αστέρων, και τεχνικά αυτό είναι εξαιρετικά δύσκολο αν όχι ακατόρθωτο προκειμένου για διοπτρικά τηλεσκόπια, και από την άλλη μεριά τα κατοπτρικά παρουσιάζουν βασικά πλεονεκτήματα τόσο κατασκευαστικά και οικονομικά, όσο και επιστημονικά (βλ. πιο κάτω).

β) **Κατοπτρικά τηλεσκόπια:** Υπάρχουν διάφοροι τύποι κατοπτρικών τηλεσκοπίων που φαίνονται στο σχήμα 2.5 (β ως ε) και που δεν παρουσιάζουν χρωματική και σφαιρική αποπλάνηση. Σε όλους τους τύπους υπάρχει το **πρωτεύον κάτοπτρο** (ο συλλέκτης του φωτός) παραβολοειδούς σχήματος και το **δευτερεύον κάτοπτρο**, που διαφέρει από τον ένα τύπο στον άλλο, ενώ στο Νευτώνειο δεν υπάρχει καθόλου.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

β_1) **Τηλεσκόπιο Newton:** Σ' αυτό, ένα διαγώνιο επίπεδο κάτοπτρο κεκλιμένο κατά 45° ως προς τον κύριο άξονα κατευθύνει τη φωτεινή δέσμη έξω από το σωλήνα του τηλεσκοπίου πλευρικά, όπου τοποθετείται ο προσοφθάλμιος φακός (σχ. 2.5β). Κατασκευάζεται συνήθως σε μικρά μεγέθη και είναι διαδεδομένο πολύ στους ερασιτέχνες.

β_2) **Τηλεσκόπιο Cassegrain:** Το δευτερεύον κάτοπτρο σ' αυτό είναι κυρτό, υπερβολοειδές, και είναι τοποθετημένο πριν από την εστία του πρωτεύοντος, η δε φωτεινή δέσμη βγαίνει από μία οπή στο κέντρο του πρωτεύοντος. Είναι πολύ διαδεδομένο τηλεσκόπιο, γιατί δεν είναι ογκώδες και μπορεί κανείς εύκολα να μεγαλώσει τη μεγέθυνση του δευτερεύοντος ειδώλου αλλάζοντας το δευτερεύον κάτοπτρο. Ο εστιακός λόγος κυμαίνεται μεταξύ f/10 και f/20. Του τύπου αυτού είναι και το τηλεσκόπιο του εργαστηρίου Αστρονομίας του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων (σχ. 2.5γ).

Με την προσθήκη ενός επιπέδου κατόπτρου είναι δυνατό να βγει η φωτεινή δέσμη πλευρικά, οπότε λέμε ότι η παρατήρηση γίνεται στην **εστία Nasmyth**:

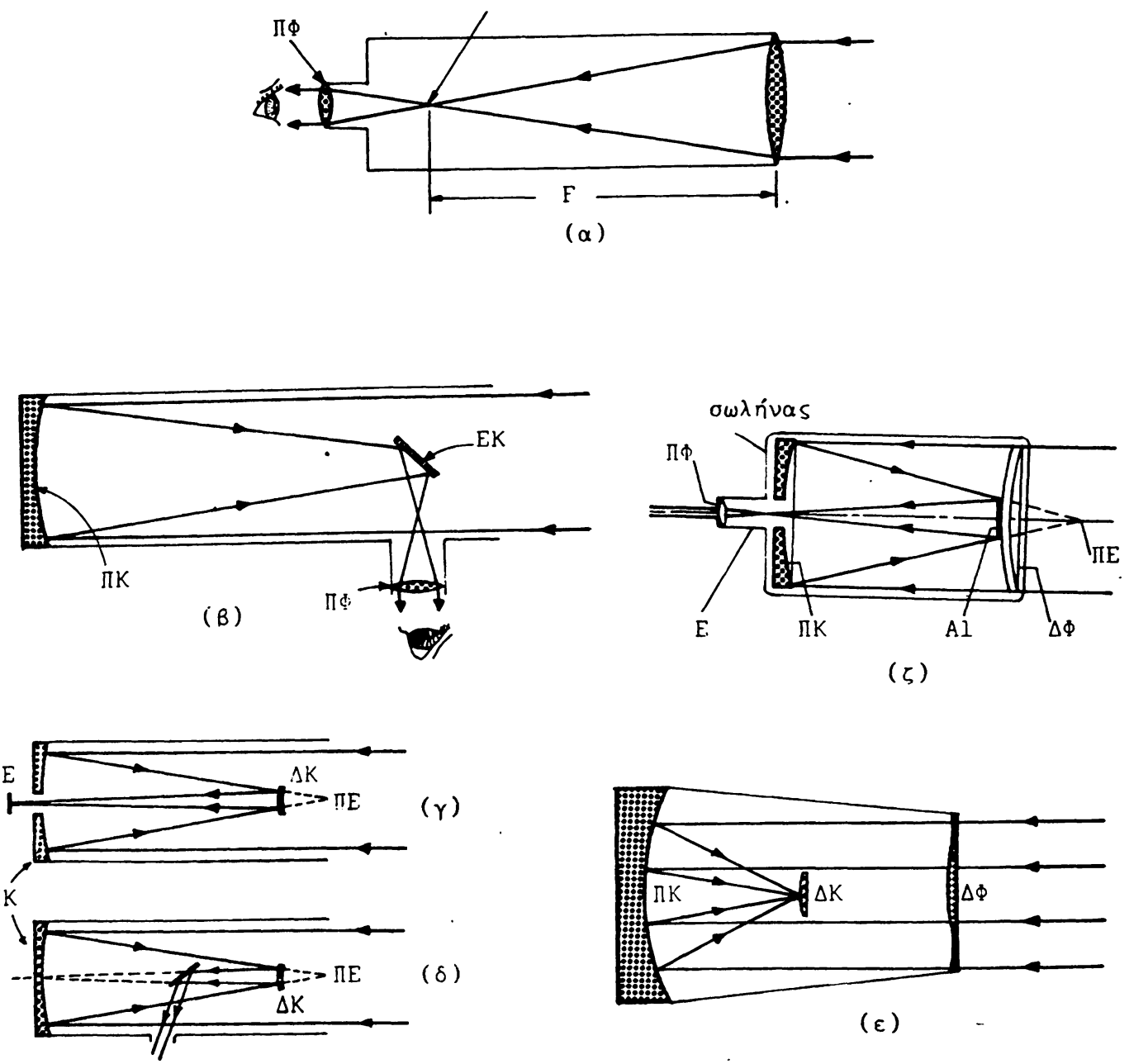
β_3) **Αγκωνωτό τηλεσκόπιο (Coudé):** Στο τηλεσκόπιο αυτό, που είναι βασικά τύπου Cassegrain, η φωτεινή δέσμη, μετά την ανάκλασή της από το δευτερεύον κάτοπτρο, εκτρέπεται με τη βοήθεια δύο επιπέδων κατόπτρων παίρνοντας τη διεύθυνση του πολικού άξονα, για να καταλήξει μέσα σε ένα σταθερό θάλαμο παρατηρήσεως, όπου τοποθετείται συνήθως μεγάλος σταθερός φασματογράφος. Τα μεγάλα τηλεσκόπια είναι συνήθως του τύπου αυτού. Επίσης το τηλεσκόπιο των 1.2 m του Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών, που είναι εγκατεστημένο στον αστρονομικό Σταθμό Κρυονερίου, στην Κορινθία, είναι του ίδιου τύπου. Οι εστιακοί λόγοι είναι μεταξύ f/30 και f/40 (σχ. 2.5.δ).

Μερικές παραλλαγές του κλασικού τύπου Cassegrain αποτελούν τα τηλεσκόπια με συστήματα Dall-Kirkham, Ritchey-Chretien και Gregory.

β_4) **Τηλεσκόπιο Schmidt**: Με το τηλεσκόπιο αυτό πετυχαίνεται μεγάλο οπτικό πεδίο χωρίς αποπλανήσεις και μικρή εστιακή απόσταση. Αυτό γίνεται με το

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

συνδυασμό φακών και κατόπτρων. Συχνά αναφέρεται ως φωτογραφικός θάλαμος Schmidt (σχ. 2.5ε).



Σχήμα 2.5: Τύποι τηλεσκοπίων: α) διοπτρικό, β) κατοπτρικό (Newton), γ) κατοπτρικό (Cassegrain), δ) Coudé, ε) Schmidt, ζ) Maksutov. ΠΕ=πρωτεύον είδωλο ή πρωτεύουσα εστία, ΕΚ=επίπεδο κάτοπτρο, Ε=εστία, ΠΚ=πρωτεύον κάτοπτρο, ΠΦ=προσοφθάλμιος φακός, ΔΚ=δευτερεύον κάτοπτρο, ΔΦ=διορθωτικός φακός

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

β5) **Τηλεσκόπιο Maksutov:** Πρόκειται για τηλεσκόπιο υψηλής στάθμης, απαλλαγμένο από σφαιρική αποπλάνηση, κόμα και αστιγματισμό. Παρά την τελειότητά του δεν μπορεί να ανταγωνισθεί τα μεγάλα όργανα, επειδή το μέγεθός του είναι περιορισμένο για πρακτικούς λόγους (σχ. 2.5ζ).

γ) **Πολυκατοπτρικά τηλεσκόπια:** Τα όργανα αύτά αποτελούνται από ένα μωσαϊκό ανεξαρτήτων κατόπτρων μικρού μεγέθους, συνδυασμένων και συνδεδεμένων κατάλληλα ώστε να συγκεντρώνουν το φως και να εστιάζουν το προς παρατήρηση σώμα στο ίδιο σημείο. Έτσι π.χ. μία διάταξη σαν αυτή του σχήματος 2.34δ αποτελείται από έξη όμοια κάτοπτρα διαμέτρου 1.8 m και είναι ισοδύναμη από απόψεως αποδόσεως με ένα συνηθισμένο κατοπτρικό τηλεσκόπιο διαμέτρου 4.5 m.

Ένα τέτοιο πολυκατοπτρικό τηλεσκόπιο εκτός του ότι στοιχίζει λιγότερο, το ένα τρίτο περίπου της τιμής του ισοδύναμου μεγάλου τηλεσκοπίου, κατασκευάζεται και ευκολότερα και σε μικρότερο χρονικό διάστημα. Γι' αυτό τελευταία η τεχνολογία στρέφεται όλο και περισσότερο προς την κατασκευή τέτοιων τηλεσκοπίων διαφόρων σχεδιασμών.

2.2.5. Προσοφθάλμιοι φακοί

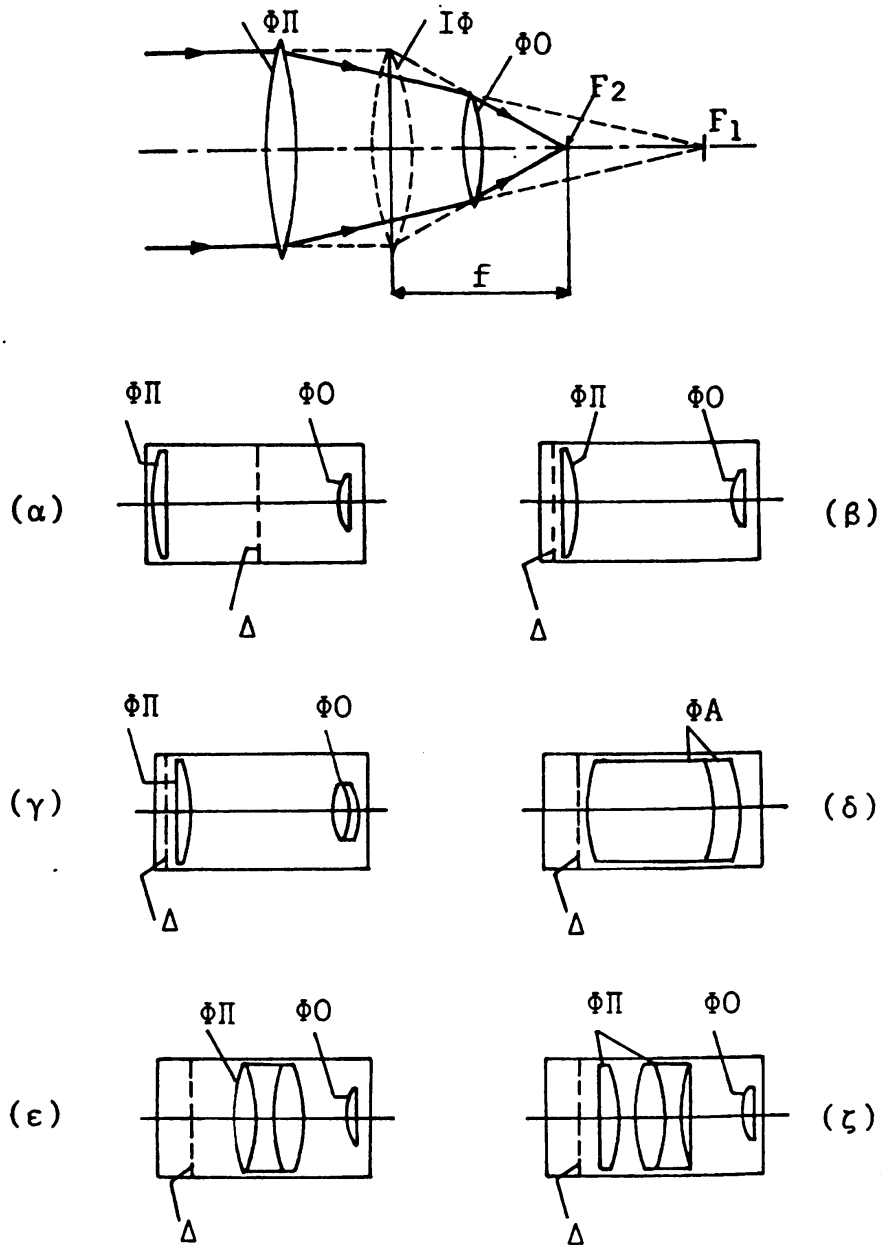
Οι περισσότεροι προσοφθάλμιοι φακοί (απλούστερα προσοφθάλμια) είναι σύνθετοι, αποτελούμενοι από δύο τουλάχιστον απλούς φακούς: το **φακό πεδίου** και το **φακό οφθαλμού** (σχ. 2.6). Το **ισοδύναμο εστιακό μήκος** ενός τέτοιου σύνθετου φακού είναι: $F = f_1 \times f_2 / (f_1+f_2-d)$, όπου f_1 και f_2 οι εστιακές αποστάσεις των φακών πεδίου και οφθαλμού αντίστοιχα και d η απόσταση τους

Υπάρχουν παραπάνω από εξήντα είδη προσοφθαλμίων, τα σπουδαιότερα όμως είναι τα ακόλουθα:

α) **τύπου Huygens:** Είναι περισσότερο συνηθισμένο, αποτελούμενο από δύο επιπεδόκυρτους φακούς (σχ. 2.6α), με ένα διάφραγμα ανάμεσά τους. Τα πλεονεκτήματά του είναι η απλότητα και το σχετικά ευρύ οπτικό πεδίο. Ακόμα, το ότι δεν παρουσιάζει παραμόρφωση και εσωτερικές ανακλάσεις. Δεν είναι κατάλληλο για

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μετρήσεις. Χρησιμοποιείται πολύ σε διοπτρικά τηλεσκόπια και σε κατοπτρικά τύπου Cassegrain.



Σχήμα 2.6: Διάφοροι τύποι προσοφθάλμιων: α) Huygens, β) Ramsden, γ) Kellner, δ) στερεό, ε) ορθοσκοπικό, ζ) ευρυγώνιο, ΦΠ = φακός πεδίου, ΦΟ = φακός οφθαλμού, Δ = διάφραγμα, ΙΦ = ισοδύναμος φακός

(β) **τύπου Ramsden:** Είναι ακόμα πιο απλό από το προηγούμενο, αποτελούμενο επίσης από 2 επιπεδόκυρτους φακούς, χωρίς όμως διάφραγμα ανάμεσά τους, και με τις κυρτές επιφάνειες αντικρυστά (σχ. 2.6β). Έχει κι αυτό ευρύ πεδίο. Πάσχει από

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πλευρικές ανακλάσεις λόγω ελλείψεως του διαφράγματος, αλλά έχει μικρότερη σφαιρική αποπλάνηση. Παρουσιάζει χρωματικό σφάλμα, ιδιαίτερα στην περιφέρεια.

γ) **τύπου Kellner:** Είναι στην πραγματικότητα ένα προσοφθάλμιο Ramsden, στο οποίο ο φακός οφθαλμού έχει αντικατασταθεί από ένα διπλό αχρωματικό φακό (σχ. 2.6γ). Έτσι οι χρωματικές δυσκολίες του προηγούμενου ελαττώνονται εξαιρετικά. Με λίγη προσοχή στην κατασκευή, η σφαιρική αποπλάνηση γίνεται ακόμα πιο μικρή. Για μικρές μεγεθύνσεις είναι εξαίρετο.

δ) **στερεό:** Υπάρχουν πολλοί τύποι. Οι δύο κυριώτεροι είναι του Tolles και του Hostings. Το πρώτο είναι ένα μοναδικό κομμάτι γυαλιού προσαρμοσμένο σαν παχύς φακός, ενώ το δεύτερο έχει κολλημένο στο πρώτο κομμάτι ένα δεύτερο, με αποτέλεσμα να είναι χρωματικά καλύτερο (σχ. 2.6δ). Τα προσοφθάλμια αυτού του τύπου έχουν σαν βασικό πλεονέκτημα τη μικρή απώλεια φωτός, γιατί έχουν λιγότερες ανακλαστικές επιφάνειες.

ε) **ορθοσκοπικό:** Υπάρχουν αρκετοί τύποι. Βασικά περιλαμβάνουν έναν απλό φακό οφθαλμού και ένα σύνθετο πεδίου (τριπλό στο σχήμα 2.6ε). Έχουν τη μεγαλύτερη συγκέντρωση πλεονεκτημάτων και το φαινόμενο πεδίο τους φθάνει μέχρι 50^{o}.

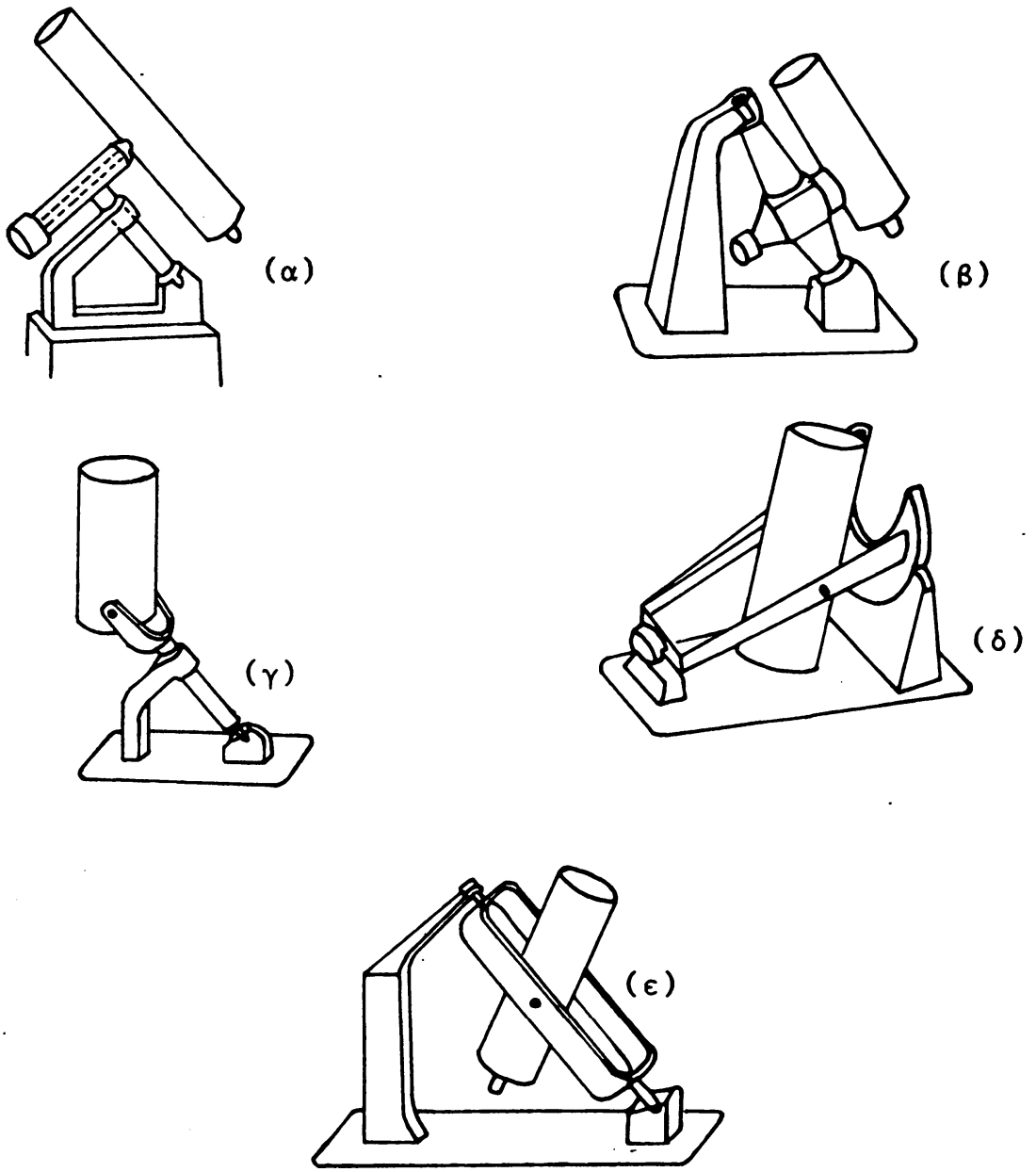
στ) **ευρυγώνιο:** Αντιπροσωπεύει το σύγχρονο τύπο προσοφθαλμίου. Στην οικογένεια αυτού του τύπου χρησιμοποιούνται πέντε και έξη φακοί, με τους οποίους πετυχαίνεται φαινόμενο πεδίο πολύ ευρύ. Δύο τέτοια γνωστά προσοφθάλμια είναι των Erfle και Bertole με πεδίο 68^{o} και 70^{o} αντίστοιχα. Είναι ενδεδειγμένα για παρατηρήσεις κομητών, καθώς και για τη σάρωση αστρικών πεδίων. Σχεδιάζονται σε τρόπο ώστε να παρουσιάζουν την πιο μεγάλη απόδοση όταν χρησιμοποιούνται σε σύγχρονα τηλεσκόπια μικρού εστιακού λόγου (σχ. 2.6ζ).

2.2.6. Στήριξη τηλεσκοπίων

Κάθε τηλεσκόπιο έχει ένα σύστημα στηρίξεως που του εξασφαλίζει από τη μία μεριά ελεύθερη κίνηση προς κάθε σημείο του ουρανού και από την άλλη μεριά τη συνεχή παρακολούθηση με μεγάλη ακρίβεια (οδήγηση) του ουρανίου σώματος που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

παρατηρούμε, σε τρόπο ώστε να βρίσκεται αυτό συνεχώς στο ίδιο σημείο του δέκτη μας, είτε φωτογραφική πλάκα είναι αυτός, είτε οποιοδήποτε άλλο όργανο.



Σχήμα 2.7: Μερικοί τύποι ισημερινής στηρίξεως τηλεσκοπίου: α) γερμανικός, β) αγγλικός, γ) διχαλωτός, δ) πεταλοειδής και ε) τροποποιημένος πεταλοειδής

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Βασικά, σε κάθε στήριξη υπάρχουν δύο άξονες περιστροφής, που έχουν διαφορετικές διευθύνσεις στους διάφορους τύπους. Οι κυριώτερες στηρίξεις είναι οι ακόλουθες:

α) **Αλταζιμουθιακή:** Στη στήριξη αυτή, ο ένας άξονας είναι κατακόρυφος και ο άλλος οριζόντιος. Ο τρόπος στηρίξεως αυτός παρουσιάζει δυσκολίες για μία καλή οδήγηση, γιατί απαιτείται περιστροφή γύρω από δύο άξονες. Χρησιμοποιείται μόνο σε βαρειά τηλεσκόπια, όπως το τηλεσκόπιο των 6 m του Καυκάσου, τα πολυκατοπτρικά τηλεσκόπια και τα Ραδιοτηλεσκόπια, καθώς και σε ειδικές περιπτώσεις.

β) **Ισημερινή:** Είναι ο πιο συνηθισμένος τύπος. Στη στήριξη αυτή ο ένας άξονας περιστροφής είναι παράλληλος προς τον πολικό και ο άλλος κάθετος στον πρώτο. Για την οδήγηση απαιτείται περιστροφή γύρω από ένα μόνο άξονα. Υπάρχουν διάφοροι τύποι ισημερινής στηρίξεως, που φαίνονται στο σχήμα 2.7 και είναι οι ακόλουθοι:

β_1) **ασύμμετρη:** Στη στήριξη αυτή χρησιμοποιείται αντίβαρο για την ισορρόπηση του τηλεσκοπίου και διακρίνουμε το **γερμανικό**, τον **κεκλιμένο** και τον **αγγλικό** τύπο, στους οποίους η στήριξη γίνεται αντίστοιχα σε ένα κατακόρυφο στύλο, σέ ένα κεκλιμένο στύλο και σε δύο στύλους.

β_2) **συμμετρική:** Στη στήριξη αυτή δεν χρησιμοποιείται αντίβαρο για την ισορρόπηση του τηλεσκοπίου. Διακρίνουμε το **διχαλωτό,** τον **πεταλοειδή** και τον **τροποποιημένο πεταλοειδή** (ή διπλού πετάλου) τύπο.

2.3. Ραδιοτηλεσκόπια

2.3.1. Βασικές έννοιες

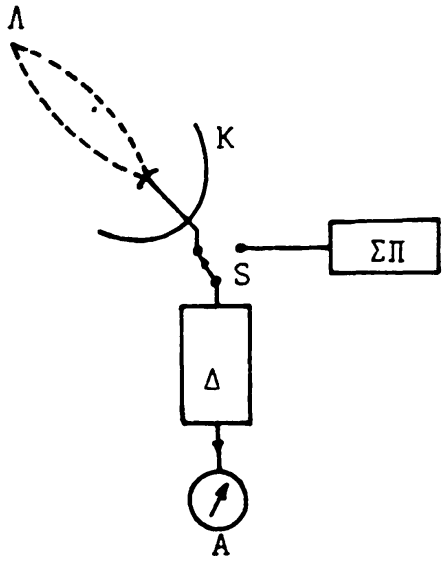
Το βασικό όργανο για την παρατήρηση των ουρανίων σωμάτων μέσα από το ραδιοηλεκτρικό παράθυρο της ατμόσφαιρας είναι ένα **ραδιόμετρο.** Στην πιο απλή μορφή του έχει τη διάταξη που φαίνεται στο σχήμα 2.8, αποτελούμενο από δύο κύρια μέρη: την κατευθυνόμενη **κεραία**, που μετατρέπει την προσπίπτουσα ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία σε διαφορά δυναμικού (**σήμα**) και το **δέκτη**, που ενισχύει το

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

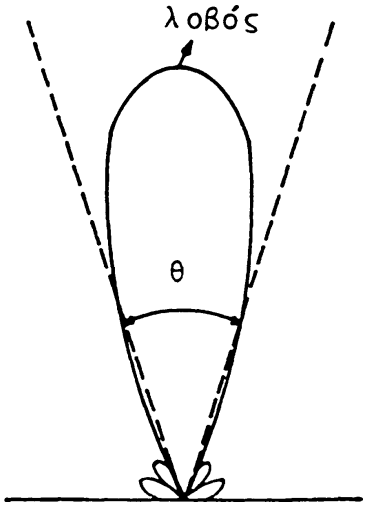
σήμα και το γράφει, στην έξοδο, σε έναν **αναγραφέα** (recorder). Σ' αυτόν γράφεται επίσης, σε ορισμένα χρονικά διαστήματα, το σήμα μιας σταθερής πηγής, για τη **βαθμονομία** του οργάνου. Επειδή συνήθως η κεραία αποτελείται από έναν παραβολικό μεταλλικό συλλέκτη ακτινοβολίας (σαν παραβολικό κάτοπτρο), που έχει στην εστία του ένα απλό δίπολο, και μοιάζει έτσι με κατοπτρικό τηλεσκόπιο, το όργανο ονομάστηκε **ραδιοτηλεσκόπιο**, ο όρος δε αυτός χρησιμοποιείται και στην περίπτωση που η κεραία έχει διαφορετική μορφή.

2.3.2. Χαρακτηριστικά κεραίας

Η κεραία χρησιμεύει για τη συγκέντρωση της ακτινοβολίας και καθορίζει την κατευθυντικότητα του ραδιοτηλεσκοπίου. Τα βασικά χαρακτηριστικά της είναι:



Σχήμα 2.8: Σχηματικό διάγραμμα απλής παραβολοειδούς κεραίας: Λ=λοβός, Κ=κεραία, ΣΠ=σταθερή πηγή συγκρίσεως, S=διακόπτης, Δ=δέκτης, Α=αναγραφέας



Σχήμα 2.9: Διάγραμμα ακτινοβολίας κεραίας: Θ=εύρος δέσμης

α) Το **διάγραμμα ακτινοβολίας:** Η κεραία διαθέτει σχεδόν πάντα έναν άξονα συμμετρίας, μία δε οποιαδήποτε διεύθυνση σε σχέση με τον άξονα αυτό είναι δυνατό να

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

καθοριστεί με δύο γωνίες θ και φ. Όταν μία πηγή ακτινοβολεί μία πυκνότητα ισχύος (ισχύ ανά μονάδα επιφάνειας) ίση με τη μονάδα ($1W/m^2$) κατά τη διεύθυνση (θ,φ), η κεραία αποδίδει ισχύ P(θ,φ) ανά μονάδα στερεάς γωνίας, που είναι συνάρτηση των θ και φ. Η συνάρτηση αυτή παριστάνει μία επιφάνεια που είναι το **πολικό διάγραμμα** της κεραίας ή **διάγραμμα ακτινοβολίας** αυτής, και μας δίνει τη διεύθυνση, σε σχέση με τον άξονα της κεραίας, στην οποία έχουμε καλύτερη λήψη. Με άλλα λόγια είναι ένα διάγραμμα ευαισθησίας στη λήψη. Η διεύθυνση για την οποία λαμβάνουμε τη μέγιστη ισχύ καλείται **κύριος άξονας** της κεραίας και συμπίπτει σχεδόν πάντα με τον άξονα συμμετρίας της. Για την παράσταση του διαγράμματος ακτινοβολίας θεωρούμε συνήθως μία τομή αυτού που περνάει από τον κύριο άξονα (κύρια τομή). Μία τέτοια τομή φαίνεται στο σχήμα 2.9. Σ' αυτό παρατηρούμε έναν **κύριο λοβό**, που χρησι-μοποιείται για τη λήψη, καθώς και μερικούς δευτερεύοντες, που πρέπει να είναι όσο το δυνατό μικρότεροι για την αποφυγή παρασίτων.

β) Το **εύρος δέσμης:** Είναι η γωνία θ μέσα στην οποία γίνεται η λήψη από την κεραία και που σχηματίζεται από τις διευθύνσεις που ορίζονται από τα σημεία του λοβού όπου η ισχύς είναι ίση με το μισό της μέγιστης τιμής της (βλ. σχ. 2.9). Αυτή καθορίζει και τη **διαχωριστική** ή **διακριτική ικανότητα** του ραδιοτηλεσκοπίου, δηλαδή την ικανότητα της κεραίας να ξεχωρίζει δύο σήματα διαφορετικών διευθύνσεων, είναι δε $\theta = \frac{\lambda}{D}$, όπου D το άνοιγμα του τηλεσκοπίου και λ το μήκος κύματος της ακτινοβολίας στο οποίο γίνεται η παρατήρηση. Στην πραγματικότητα η ακτινοβολία συγκεντρώνεται μέσα σε μία στερεά γωνία $\Omega = \frac{\lambda^2}{A}$, που καλείται **ενεργός στερεά γωνία** της δέσμης. Στη σχέση αυτή, A είναι η ενεργός επιφάνεια της κεραίας (βλ. παρακάτω).

γ) Η **ενεργός επιφάνεια:** Είναι το μέρος της επιφάνειας του μετώπου κύματος από το οποίο η κεραία συγκεντρώνει την ισχύ και είναι μικρότερη από την πραγματική επιφάνεια της κεραίας (μεταξύ 0.5 και 0.9 της πραγματικής). Αυτή δίνεται από τη σχέση $P=SA(\theta,\varphi)\Delta f$, όπου P είναι η ισχύς που αποδίδει η κεραία στη ζώνη συχνοτήτων Δf και S η προσπίπτουσα ροή ακτινοβολίας, ανά μονάδα επιφάνειας, από τη διεύθυνση (θ,φ).



δ) Η **απολαβή:** Είναι ο λόγος G(θ,φ) της πυκνότητας ροής κατά τη διεύθυνση (θ,φ) προς την πυκνότητα ροής κατά την ίδια διεύθυνση όταν η λήψη της κεραίας είναι η ίδια για κάθε διεύθυνση. Εύκολα συνάγεται ότι $G = \frac{4\pi}{\Omega} \Rightarrow G = \frac{4\pi A}{\lambda^2}$.

ε) Η **θερμοκρασία:** Αυτή ορίζεται από τη σχέση $T = \frac{P}{k\Delta f}$, όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann.

2.3.3. Τύποι κεραίας

Μερικοί από τους χρησιμοποιούμενους τύπους κεραίας είναι οι ακόλουθοι (σχ. 2.10):

α) Ένα απλό **δίπολο** μήκους λ/2. Είναι ο πιο απλός τύπος κεραίας και χρησιμοποιείται πιο συχνά ως βασικό στοιχείο σε πολύπλοκες κεραίες. Τα ηλεκτρόνια σ' αυτήν διεγείρονται σε περιοδική ταλάντωση από τις ηλεκτρικές δυνάμεις του προσπίπτοντος κύματος, με αποτέλεσμα τη δημιουργία επαγωγικού ρεύματος. Η απολαβή είναι μέγιστη για διεύθυνση κάθετη στον άξονα του διπόλου.

β) Η **κεραία Yagi:** Είναι η συνηθισμένη κεραία τηλεοράσεως, δηλαδή ένα δίπολο πλαισιωμένο από μερικές ράβδους μπροστά και από έναν ανακλαστήρα πίσω, που παρουσιάζει έτσι πολύ μεγάλη κατευθυντικότητα. Είναι ενδεδειγμένη στις χαμηλές συχνότητες.

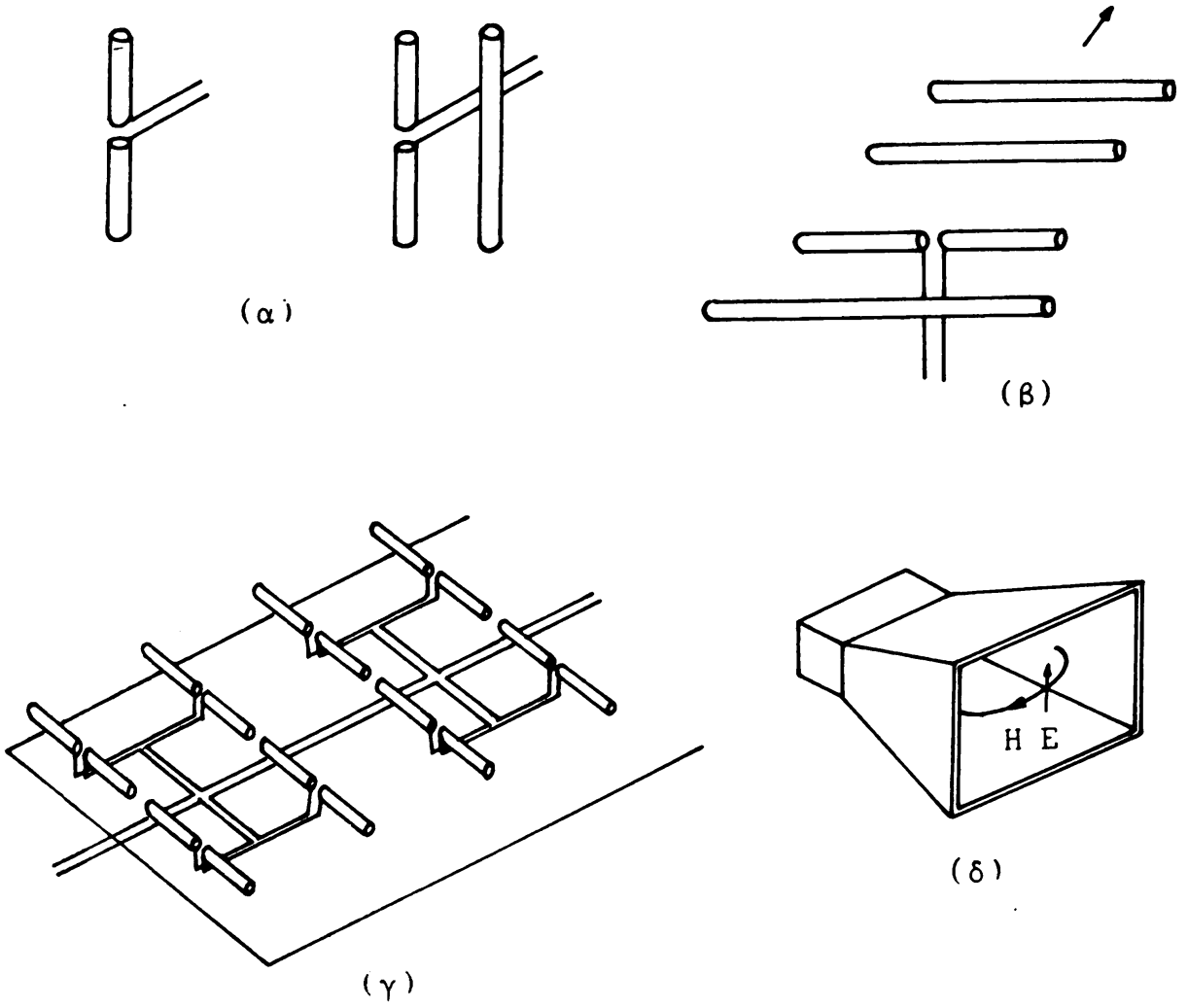
γ) Η **παράταξη διπόλων:** Αποτελείται από μερικά δίπολα λ/2 τοποθετημένα σε ορθογώνια (ή άλλη) διάταξη, κατά στήλες και σειρές, μπροστά από έναν επίπεδο ανακλαστήρα.

δ) Η **χοανοειδής:** Χρησιμοποιείται μόνο στις υψηλές συχνότητες και συχνά σε συνδυασμό με έναν παραβολικό ανακλαστήρα, οπότε τοποθετείται στην εστία του.

ε) Η **παραβολική:** Αποτελείται από ένα μεταλλικό πλέγμα σε σχήμα παραβολοειδούς, στην εστία του οποίου τοποθετείται ένα δίπολο ή μία άλλη απλή διάταξη. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε μεγάλη περιοχή συχνοτήτων, αρκεί να τοποθετηθεί στην εστία της η κατάλληλη στοιχειώδης κεραία (σχ. 2.8 και 2.34β)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Για τη στήριξη των ραδιοτηλεσκοπίων χρησιμοποιείται βασικά το αλταζιμουθιακό σύστημα, επειδή είναι βαρειά όργανα και το σύστημα αυτό πιο ανθεκτικό.



Σχήμα 2.10: Τύποι κεραίας: α) δίπολο, β) Yagi, γ) παράταξη διπόλων, δ) χοανοειδής

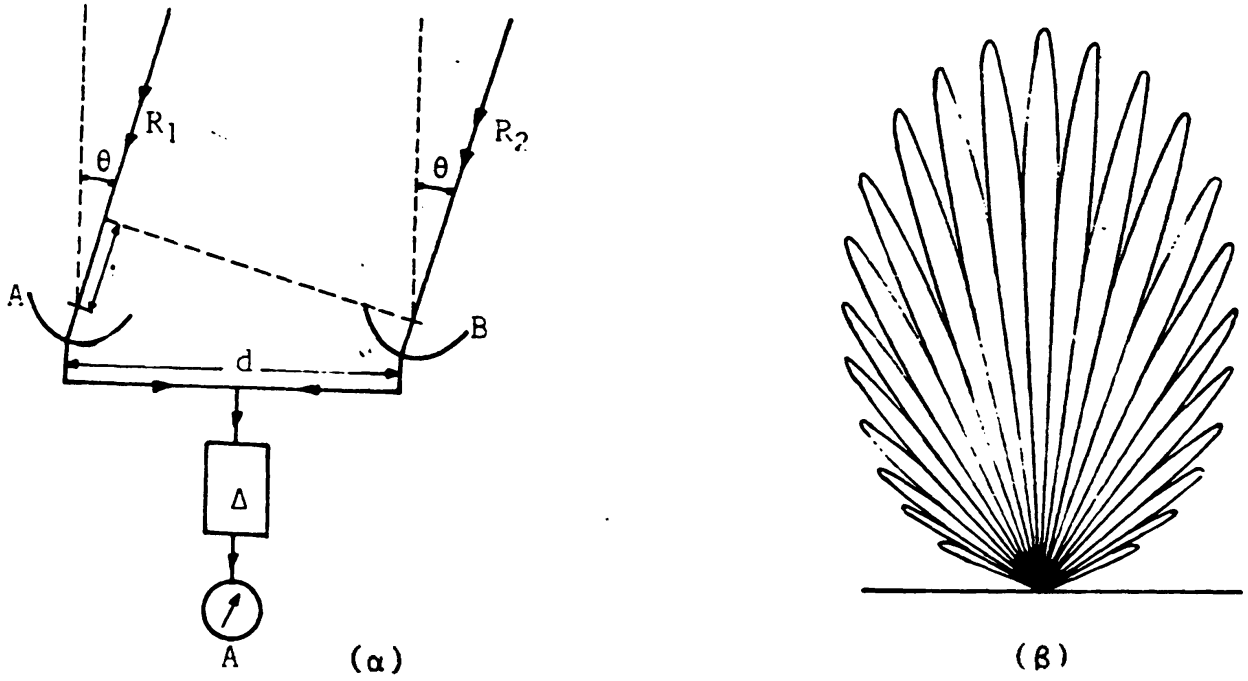
2.3.4. Ραδιοσυμβολόμετρα

Καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, η διαχωριστική ικανότητα ενός ραδιοτηλεσκοπίου δίνεται από τη σχέση $\theta = \frac{\lambda}{D}$. Από τη σχέση αυτή προκύπτει πως για την επίτευξη ικανοποιητικής διαχωριστικής ικανότητας απαιτούνται ραδιοτηλεσκόπια με τεράστιες κεραίες. Για να επιτύχουμε π.χ. θ=1' σε μήκος κύματος λ=1 m, όση δηλαδή είναι η διαχωριστική ικανότητα του οφθαλμού στο φως (~5000 Å), απαιτείται ένα άνοιγμα D ≈ 3 km που είναι πραγματικά φανταστικό.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Είναι όμως δυνατό να επιτύχουμε εξαιρετικά στενή δέσμη, κι έτσι μεγάλη διαχωριστική ικανότητα, με τη χρησιμοποίηση ραδιοσυμβολόμετρου. Αντί δηλαδή να έχουμε μία κεραία ανοίγματος D, θέτουμε στη σειρά πολλές κεραίες συνδεδεμένες ηλεκτρικά που το συνολικό τους μήκος ισούται με D.

Το απλούστερο ραδιοσυμβολόμετρο αποτελείται από δύο κεραίες (σχ. 2.11α), του οποίου το διάγραμμα ακτινοβολίας φαίνεται στο σχήμα 2.11β.



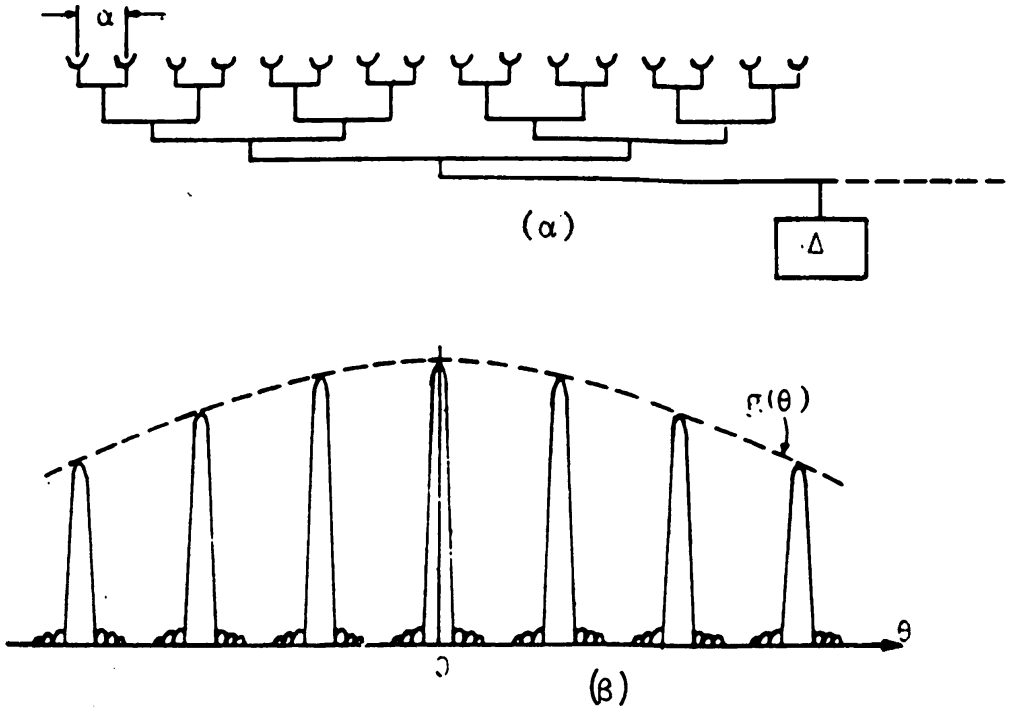
Σχήμα 2.11: α) Αρχή ραδιοσυμβολόμετρου με δύο "στοιχεία", β) διάγραμμα ακτινοβολίας του

Αν χρησιμοποιήσουμε ένα πολλαπλό ραδιοσυμβολόμετρο, σαν αυτό του Σίδνεϋ από 32 κεραίες διαμέτρου 2 m, τότε το διάγραμμα ακτινοβολίας του θα έχει τη μορφή του σχήματος 2.12.

Σε ορισμένα ραδιοσυμβολόμετρα η διάταξη των κεραιών μπορεί να είναι σε ευθεία γραμμή, ή σε δύο κάθετες σειρές σε σχήμα σταυρού, ή και να έχει άλλες

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μορφές. Σέ άλλα πάλι οι κεραίες μπορούν να μετακινούνται πάνω σε σιδηροτροχιές.



Σχήμα 2.12: α) σχηματικό διάγραμμα ραδιοσυμβολόμετρου με 32 στοιχεία (στο σχήμα δίνεται το μισό), β) το διάγραμμα ακτινοβολίας του

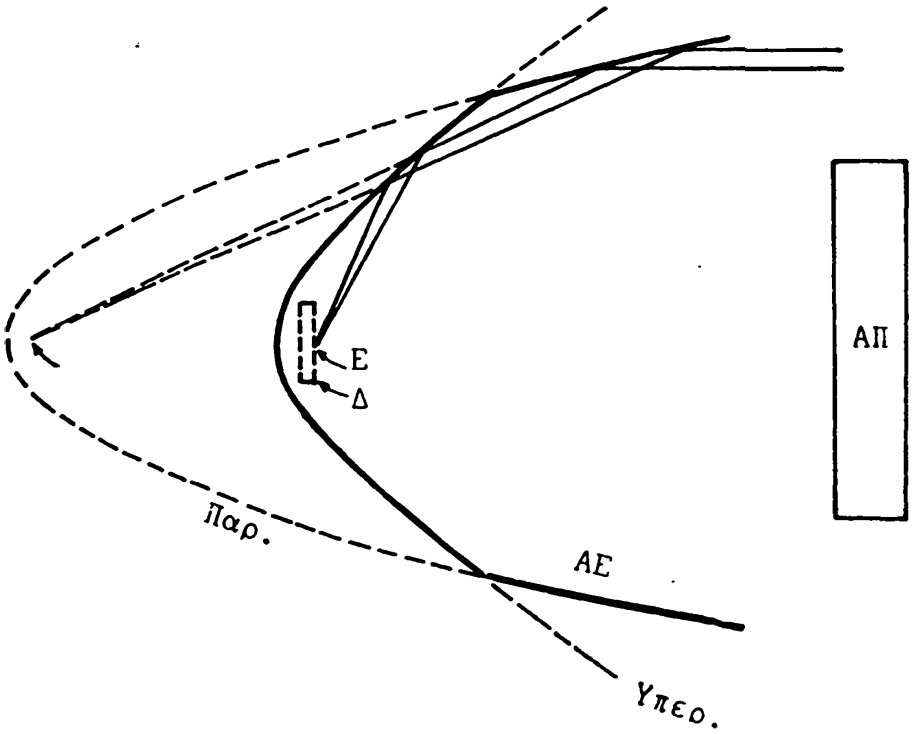
Με την τεχνική των συνηθισμένων ραδιοσυμβολομέτρων η διαχωριστική ικανότητα που πετυχαίνεται είναι μικρότερη από 1". Για την αύξηση ακόμα παραπάνω της διαχωριστικής ικανότητας οι ραδιοαστρονόμοι σκέφτηκαν να χρησιμοποιήσουν ως βάση των κεραιών τους ολόκληρη τη Γη, τοποθετώντας δύο ραδιοτηλεσκόπια σε τεράστιες αποστάσεις μεταξύ τους, π.χ. ένα στην Ευρώπη κι ένα στους αντίποδες. Η ροή καταγράφεται σε μαγνητοταινίες κι αργότερα οι μετρήσεις συσχετίζονται με ηλεκτρονικούς υπολογιστές. Έτσι ξεκίνησε η ανάπτυξη της διηπειρωτικής

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ραδιοαστρονομίας, με την οποία η διαχωριστική ικανότητα έφτασε να γίνει μικρότερη του 0".001, δηλαδή πολύ μικρότερη από εκείνη των οπτικών οργάνων. Γι' αυτό η Ραδιοαστρονομία άρχισε να χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό των θέσεων των αστέρων, υποκαθιστώντας την κλασική Αστρονομία.

2.4. Τηλεσκόπια ακτίνων Χ

Τηλεσκόπια για την παρατήρηση των ουρανίων σωμάτων στην περιοχή των ακτίνων Χ του φάσματος, από πυραύλους και διαστημικά εργαστήρια, αναπτύχθηκαν σχετικά πρόσφατα. Πρωτύτερα η παρατήρηση γινόταν απ' ευθείας με δέκτες, δηλαδή με απαριθμητές και φωτοηλεκτρικές διατάξεις τοποθετημένες σε διαστημικές συσκευές.



Σχήμα 2.13: Τηλεσκόπιο ακτίνων Χ. Ε=εστία, Δ=δέκτης, ΑΕ=ανακλαστική επιφάνεια, ΑΠ=απαριθμητής προστασίας, Παρ.=παραβολοειδές, Υπερ.=υπερβολοειδές

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Τα τηλεσκόπια αυτά στηρίζονται στο γεγονός ότι οι ακτίνες Χ έχουν μεγάλο συντελεστή ανακλάσεως όταν προσπίπτουν σε μία ανακλαστική επιφάνεια με μεγάλη γωνία προσπτώσεως, σχεδόν εφαπτομενικά προς την επιφάνεια.

Στο σχήμα 2.13 φαίνεται ένα τηλεσκόπιο ακτίνων Χ, σχήματος παραβολο-υπερβολοειδούς. Οι ακτίνες, μετά διαδοχική ανάκλαση στο παραβολοειδές και στο υπερβολοειδές κάτοπτρο, συγκεντρώνονται στην εστία Ε. Το οπτικό σύστημα βρίσκεται στο εσωτερικό ενός κυλίνδρου, η δε δέσμη των ακτίνων είναι παράλληλη προς τον άξονα του κυλίνδρου. Με το τηλεσκόπιο αυτό είναι δυνατό να επιτύχει κανείς μία διαχωριστική ικανότητα μερικών δευτερολέπτων τόξου σε ένα οπτικό πεδίο μερικών λεπτών τόξου.

Επειδή η συλλεκτική επιφάνεια είναι μικρό κλάσμα της ανακλαστικής και επειδή η εστιακή απόσταση είναι μεγάλη, το όργανο είναι αρκετά βαρύ για μία διαστημική συσκευή, μέ αποτέλεσμα να μην κατασκευάζονται μεγάλα μεγέθη. Το άνοιγμά τους είναι της τάξεως των 10-20 cm, η δε εστιακή τους απόσταση της τάξεως των 50-200 cm.

2.5. Αναλύτες

Οι αναλύτες φωτός είναι διατάξεις που μας επιτρέπουν να αναλύσουμε το σύνθετο φως σε διάφορες συνιστώσες, με βάση είτε το φάσμα είτε την κατάσταση πολώσεως, κλπ. Ανάλογα με το σκοπό για τον οποίο χρησιμοποιούνται, οι αναλύτες χωρίζονται στις παρακάτω κατηγορίες:

2.5.1. Ηθμοί

Χρησιμοποιούνται για την απομόνωση μιας καθορισμένης ζώνης του φάσματος. Διακρίνουμε: α) τους **ουδέτερους,** που είναι απλές σκοτεινές ζελατίνες και που δεν αποκόπτουν τις προσπίπτουσες ακτινοβολίες, αλλά τους μειώνουν μόνο την ένταση, β) τους **συνήθεις έγχρωμους** ηθμούς, που είναι απλές έγχρωμες ζελατίνες και είναι **ευρείας ζώνης διελεύσεως**, επιτρέπουν δηλαδή τη διέλευση μιας μεγάλης περιοχής του φάσματος (100-300 Å), γ) τους **ηθμούς συμβολής**, που στηρίζονται στην αρχή της συμβολής και είναι **στενής ζώνης διελεύσεως** (μέχρι

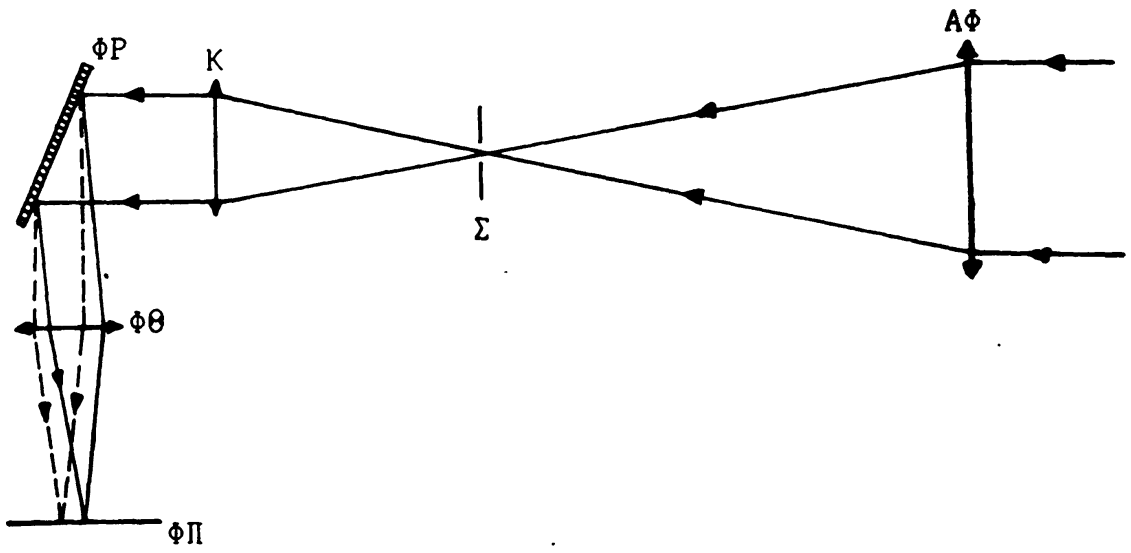
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

10 Å)· σ' ορισμένο τύπο είναι δυνατό η ζώνη διελεύσεως να μετατοπίζεται σε μία καθορισμένη περιοχή του φάσματος, δ) τους **πολωτικούς ηθμούς συμβολής** (τύπου Lyot), που στηρίζονται στην πόλωση του φωτός, την ανάλυσή του από τους διπλοθλαστικούς κρυστάλλους και τη συμβολή του. Με τους ηθμούς αυτούς είναι δυνατό να επιτύχουμε ζώνη διελεύσεως πάρα πολύ μικρή, τάξεως μεγέθους μερικών δεκάτων του Å. Χρησιμοποιούνται στην παρατήρηση της ηλιακής χρωμόσφαιρας.

Για τα ραδιοκύματα χρησιμοποιούνται επίσης ηθμοί, αλλά η παρουσίασή τους αποτελεί αντικείμενο ειδικού βιβλίου Ραδιοαστρονομίας.

2.5.2. Φασματογράφοι

Είναι όργανα που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση του λευκού φωτός - γενικότερα μιας δέσμης ακτινοβολίας - στο φάσμα του και για τη μελέτη του φάσματος. Διακρίνουμε τους **φασματογράφους με σχισμή** και τους **φασματογράφους χωρίς σχισμή.**



Σχήμα 2.14: Σχηματική διάταξη φασματογράφου: ΑΦ=αντικειμενικός φακός, Σ=σχισμή, Κ=κατευθυντήρας, ΦΡ=φράγμα (οπτικό), ΦΘ=φακός θαλάμου (φωτογραφικού), ΦΠ=φωτογραφική πλάκα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η διάταξη ενός φασματογράφου με σχισμή φαίνεται στο σχήμα 2.14. Στην εστία ενός αντικειμενικού φακού τοποθετείται μία λεπτή **σχισμή,** πάνω στην οποία σχηματίζεται το είδωλο του αστέρα. Στη συνέχεια η φωτεινή δέσμη, αφού γίνει παράλληλη με τη βοήθεια ενός φακού, του **κατευθυντήρα**, πέφτει πάνω σε ένα **οπτικό πρίσμα,** ή σε ένα **οπτικό φράγμα** (βλ. παρακάτω) και αναλύεται, ύστερα δε με το φακό του **φωτογραφικού θαλάμου** εστιάζεται πάνω στη φωτογραφική πλάκα δίνοντας το φάσμα του αστέρα. Με κατάλληλη διάταξη είναι δυνατό να φωτογραφίσουμε, πάνω στην ίδια πλάκα, ένα **φάσμα συγκρίσεως,** το φάσμα δηλαδή μιας γνωστής πηγής ακτινοβολίας, π.χ. μιας λυχνίας ηλεκτρικής εκκενώσεως ή ενός ηλεκτρικού τόξου, που μας επιτρέπει να χαράξουμε την καμπύλη βαθμονομίας του οργάνου σε κάθε περίπτωση.

Στους φασματογράφους χωρίς σχισμή, το οπτικό πρίσμα ή φράγμα τοποθετείται μπροστά από τον αντικειμενικό φακό (**αντικειμενικό πρίσμα ή φράγμα**), έτσι δε είναι δυνατό να λάβουμε ταυτόχρονα τα φάσματα πολλών αστέρων. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται για ειδικές μελέτες και με ειδικά τηλεσκόπια, όπως τύπου Schmidt, που δίνουν εστιασμένα είδωλα για ευρύ οπτικό πεδίο. Επιπλέον, τα τηλεσκόπια αυτά έχουν μικρό άνοιγμα, γιατί τα οπτικά πρίσματα και φράγματα είναι περιορισμένων διαστάσεων.

Τα κύρια χαρακτηριστικά ενός φασματογράφου με σχισμή είναι τα ακόλουθα:

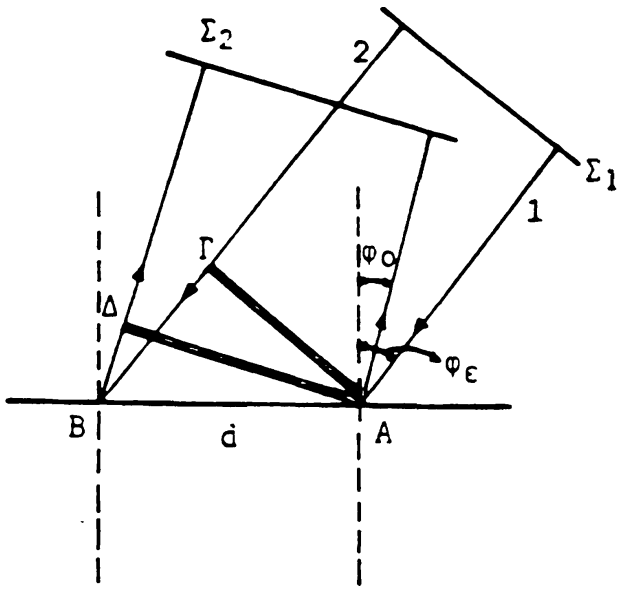
1) Το **σύστημα διασκεδασμού:** Είναι το οπτικό σύστημα που διαχωρίζει τις ακτινοβολίες διαφορετικού μήκους κύματος και που μπορεί να είναι α) ένα απλό πρίσμα, β) μία σειρά πρίσματα και γ) ένα φράγμα.

Στο πρίσμα, η ανάλυση του φωτός στηρίζεται στο ότι η εκτροπή E είναι συνάρτηση του μήκους κύματος λ, επειδή E=f(n) και n=φ(λ), βρίσκεται δε εύκολα ότι $\frac{dE}{d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^3}$. Ο λόγος $\frac{dE}{d\lambda}$ καλείται **γωνιώδης διασκεδασμός**.

Στο φράγμα, το οποίο είναι ένα σύστημα από όμοιους παράλληλους και ισαπέχοντες αύλακες χαραγμένους πάνω σε μια μεταλλική πλάκα, η ανάλυση του φωτός είναι αποτέλεσμα φαινομένων συμβολής. Έτσι, σε ένα ανακλαστικό φράγμα (σχ.2.15) οι ακτίνες 1 και 2 μιας φωτεινής δέσμης παρουσιάζουν μία διαφορά πορείας

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$\alpha=(B\Gamma)+(B\Delta)=d(\eta\mu\varphi_\varepsilon+\eta\mu\varphi_o)$, όπου d είναι η σταθερά του φράγματος, δηλαδή η απόσταση μεταξύ δύο αυλάκων, φ_ε η γωνία εισόδου (προσπτώσεως) και φ_o η γωνία εξόδου της φωτεινής δέσμης. Για να έχουμε ενίσχυση της φωτεινής εντάσεως πρέπει να είναι $\alpha=K\lambda$ ($K=0, \pm1, \pm2,...$), οπότε $d(\eta\mu\varphi_\varepsilon+\eta\mu\varphi_o)=K\lambda$. Η σχέση αυτή σημαίνει ότι για μία ορισμένη γωνία εισόδου φ_ε και για μία τιμή της παραμέτρου K θα έχουμε μία σειρά από γωνίες εξόδου φ_o που εξαρτώνται από το μήκος κύματος λ, δηλαδή ένα φάσμα. Από την άλλη μεριά, για τις διάφορες τιμές του K θα έχουμε μία σειρά από φάσματα που χαρακτηρίζονται σαν φάσματα μηδενικής τάξεως, πρώτης τάξεως κλπ. (σχ. 2.16). Ο ολικός αριθμός των φασμάτων αυτών είναι $\frac{2d}{\lambda}$.

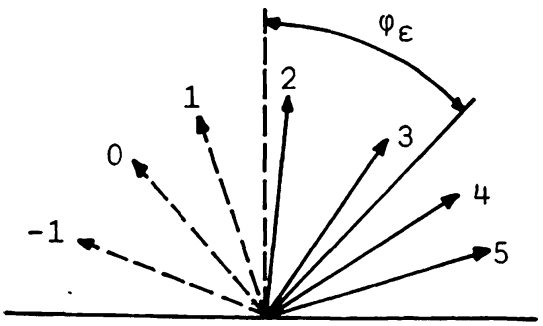


Σχήμα 2.15: Ανάκλαση σε οπτικό φράγμα με σταθερά d. Σ_1= επιφάνεια προσπίπτοντος κύματος, Σ_2 = επιφάνεια ανακλωμένου κύματος

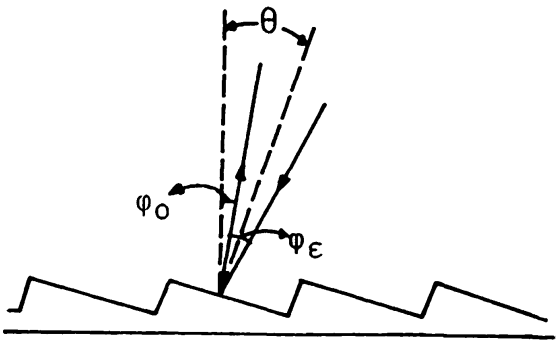
Στην πραγματικότητα, τα διαφορετικής τάξεως φάσματα δεν ξεχωρίζουν το ένα από το άλλο, αλλά υπάρχει μία αλληλεπικάλυψή τους. Αυτό δικαιολογείται από την παραπάνω σχέση από την οποία προκύπτει ότι $K_1\lambda_1=K_2\lambda_2=...$, δηλαδή το μήκος κύματος λ_1 του φάσματος πρώτης τάξεως συμπίπτει με ένα μήκος κύματος λ_2 του φάσματος δευτέρας τάξεως κ.ο.κ. Π.χ. το $\lambda=6000$ Å της δευτέρας τάξεως συμπίπτει με το $\lambda=4000$ Å της τρίτης τάξεως.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Εδώ πρέπει να σημειωθεί ακόμα, ότι στα πρώτα φράγματα υπήρχε μεγάλη διασπορά του φωτός μετά του λ. Για να επιτύχουμε σήμερα μεγάλη συγκέντρωση του φωτός, και έτσι να παρατηρούμε πιο αμυδρούς αστέρες, δίνουμε στις πλευρές των αυλάκων του φράγματος διαφορετικές κλίσεις (σχ. 2.17) και εργαζόμαστε με γωνίες προσπτώσεως γειτονικές της γωνίας θ που σχηματίζουν η κάθετος στο φράγμα με την κάθετο στην ανακλώσα πλευρά του αύλακος. Όταν $\varphi_\varepsilon + \varphi_o \sim 2\theta$, η συγκέντρωση του φωτός είναι πολύ μεγάλη. Επίσης για μία ορισμένη περιοχή του φάσματος υπάρχει μία τάξη Κ πιο ευνοϊκή. Έτσι φθάνουμε να έχουμε μία συγκέντρωση φωτός σημαντική, δηλαδή μία φωτεινή ένταση ίση με το 70% της προσπίπτουσας.



Σχήμα 2.16: Διευθύνσεις των φασμάτων τάξεως 0,1,2,... κλπ. από ένα οπτικό φράγμα



Σχήμα 2.17: Οπτικό φράγμα με τοιχώματα αυλάκων διαφορετικής κλίσεως

2) **Αναλυτική ικανότητα R**: Δίνεται από τη σχέση $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, όπου Δλ είναι η μικρότερη διαφορά μήκους κύματος λ που μπορούμε να ξεχωρίσουμε (**διαχωριστική η διακριτική ικανότητα**). Ο υπολογισμός δίνει α) στην περίπτωση ενός πρίσματος: $R = (l_2 - l_1)\frac{dn}{d\lambda}\frac{1}{1.22}$ όπου l_1 και l_2 είναι τα μήκη της βάσεως και της κορυφής του πρίσματος αντίστοιχα, β) στην περίπτωση μιας σειράς πρισμάτων π.χ. τριών πρισμάτων: $R = \sum_{i=1}^{3}(l_2 - l_1)\frac{dn}{d\lambda}\frac{1}{1.22}$ και γ) στην περίπτωση φράγματος: R=KN, όπου N ο ολικός αριθμός αυλάκων του φράγματος και Κ η τάξη του φάσματος.



Η παραπάνω αναλυτική ικανότητα είναι καθαρά θεωρητική, γιατί στην πράξη υπάρχουν διάφοροι παράγοντες που επιδρούν, όπως το εύρος της σχισμής του φασματογράφου και οι ατέλειες των οπτικών μερών και του φράγματος, με αποτέλεσμα να μην μπορούμε να φθάσουμε τις θεωρητικές τιμές.

3) Η **διασκεδαστική ικανότητα:** Ορίζεται από τη σχέση $\frac{dl}{d\lambda}$, όπου το l παριστάνει απόσταση πάνω στη φωτογραφική πλάκα κατά τη διεύθυνση διασκεδασμού και λ το μήκος κύματος. Γενικά είναι $\frac{dl}{d\lambda} = f\,\frac{d\varphi_o}{d\lambda}$, στο φράγμα δε γίνεται: $\frac{dl}{d\lambda} = f\,\frac{K}{d\sigma\upsilon\nu\varphi_o}$. Η διασκεδαστική ικανότητα εκφράζεται συνήθως σε Å/mm. Π.χ. εάν f=1 m, d=1.66 μ, K=2, $\sigma\upsilon\nu\varphi_o$=0.9, τότε $\frac{dl}{d\lambda} = 1.4\cdot10^6$ mm/Å ή 7 Å/mm.

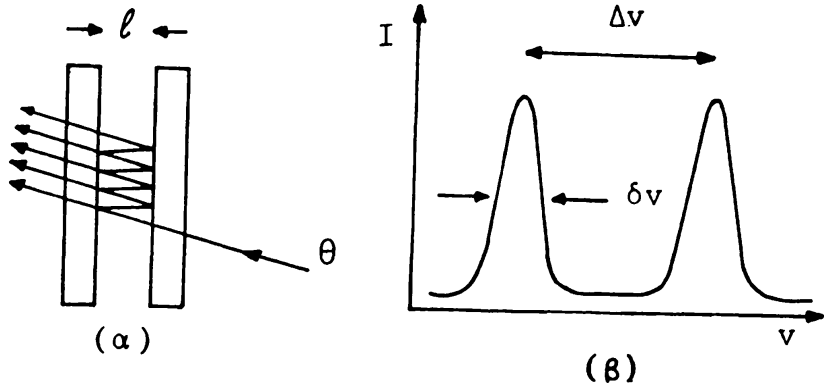
4) Η **φωτεινότητα** ή **ταχύτητα:** Είναι ο λόγος της ενέργειας ανά μονάδα επιφάνειας του φάσματος, προς την ενέργεια ανά άνγκστρεμ, που λαμβάνεται από μία κόρη εισόδου (αντικειμενικού φακού) διαμέτρου ίσης με τη μονάδα, και δίνεται από τη σχέση $V = \frac{D^2K}{W}$, όπου W είναι το ύψος του φάσματος.

2.5.3. Συμβολόμετρα

Είναι όργανα που έχουν πολλές εφαρμογές στην Αστρονομία. Το πιο χρησιμοποιημένο είναι το συμβολόμετρο Fabry-Perot (σχ. 2.18α). Αυτό αποτελείται από ένα ζευγάρι ημιδιαφανείς πλάκες πολύ επίπεδες (η λείανση των επιφανειών τους έχει γίνει με ακρίβεια λ/50, ενώ στα κάτοπτρα είναι συνήθως λ/10-λ/20), που έχουν επιχρισθεί με υλικό μεγάλου συντελεστή ανακλάσεως (π.χ. άργυρο) και που είναι παράλληλες, με τις ανακλαστικές επιφάνειες αντικρυστά. Η προσπίπτουσα δέσμη - υπό γωνία θ - υφίσταται πολλαπλή ανάκλαση στις δύο λείες επιφάνειες (30 ανακλάσεις περίπου), οπότε οι δέσμες μεταξύ των πλακών συμβάλλουν, η δε εξερχόμενη δέσμη παρουσιάζει μέγιστο εντάσεως εάν $2\mu l\sigma\upsilon\nu\theta = K\lambda \Rightarrow \nu = \frac{K}{2\mu l\sigma\upsilon\nu\theta}$, όπου μ είναι ο συντελεστής διαθλάσεως του μεταξύ των δύο πλακών αερίου, l η απόσταση των δύο πλακών (**μl=οπτική απόσταση**), K ακέραιος αριθμός και ν η συχνότητα του μέγιστου εντάσεως. Η μεταξύ δύο μεγίστων εντάσεων απόσταση Δν (σχ. 2.18β), είναι $\Delta\nu = \frac{1}{2\mu l\sigma\upsilon\nu\theta}$. Η διαχωριστική ικανότητα δν, εξάλλου, εξαρτάται από το πόσο λείες

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

είναι οι ανακλαστικές επιφάνειες και από το υλικό που έχουν επιχρισθεί. Η λεπτότητα $\frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$ ενός τέτοιου καλού οργάνου είναι της τάξεως του 30.



Σχήμα 2.18: Αρχή συμβολόμετρου Fabry-Perot

Για ορισμένη τιμή του μήκους κύματος λ (μονοχρωματική δέσμη) και της οπτικής αποστάσεως, το μέγιστο της εντάσεως είναι συνάρτηση της γωνίας θ, οπότε μεταβάλλοντάς την πετυχαίνουμε την εμφάνιση κροσσών συμβολής. Από το εύρος εξάλλου και τη μετατόπιση των κροσσών μιας γραμμής εκπομπής είναι δυνατό, κατά την φωτογράφιση π.χ. ενός νεφελώματος (βλ. παρακάτω), να προσδιορίσουμε τις θερμοκρασίες και τις κινήσεις των αερίων μέσα στο νεφέλωμα.

Από την άλλη πλευρά, είναι δυνατό να χρησιμοποιήσουμε το όργανο αυτό σαν ένα **σαρωτή** (Scanner), σε μία περιορισμένη περιοχή ενός φάσματος που περιέχει μεμονωμένες γραμμές εκπομπής, πετυχαίνοντας μεγάλη διαχωριστική ικανότητα. Προς το σκοπό αυτό αρκεί να κρατάμε σταθερή τη γωνία θ και να μεταβάλλουμε την οπτική απόσταση μl, είτε μεταβάλλοντας το l π.χ πιεζοηλεκτρικά, είτε μεταβάλλοντας το μ με μεταβολή της πιέσεως του αερίου μεταξύ των πλακών.

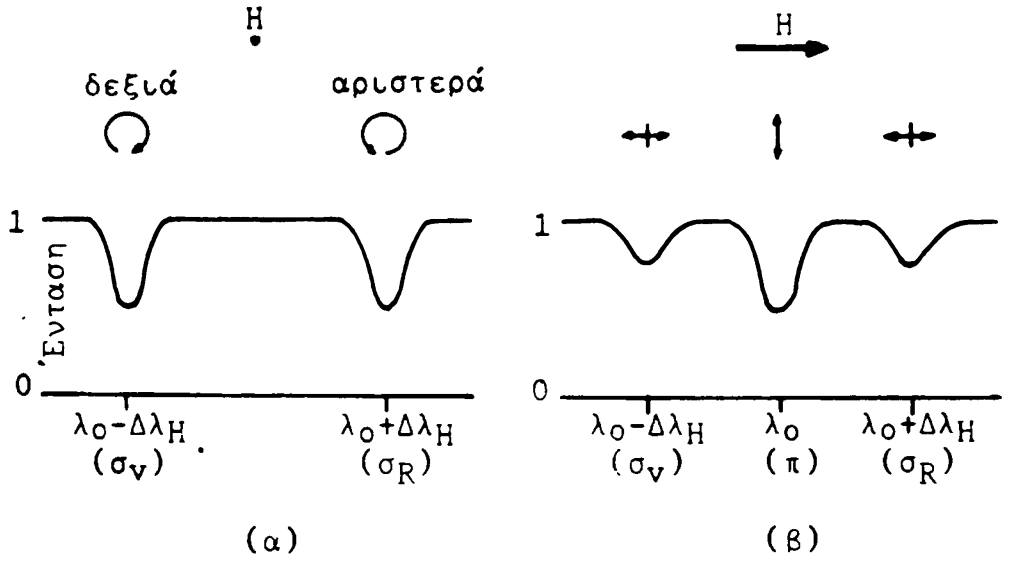
2.5.4. Μαγνητογράφοι

Οι μαγνητογράφοι είναι όργανα με τα οποία μετράμε την ένταση μαγνητικών πεδίων του Ηλίου και των αστέρων. Για τη μέτρηση χρησιμοποιούνται διάφορες τεχνικές, όλες όμως βασίζονται στο φαινόμενο Zeeman (αντίστροφο). Κατ' αυτό, όταν μία φωτεινή δέσμη περνάει μέσα από ένα αέριο που δίνει φάσμα απορροφήσεως

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

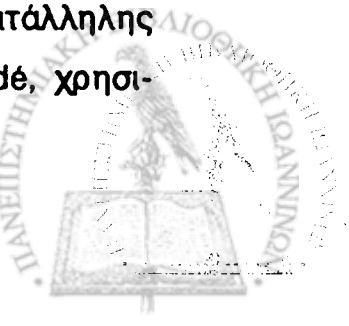
και που βρίσκεται μέσα σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο εντάσεως Η, κάθε φασματική γραμμή απορροφήσεως, μήκους κύματος λ_o, αναλύεται σε δύο ή τρεις συνιστώσες ανάλογα με τη διεύθυνση του πεδίου σχετικά με τον παρατηρητή. Η συνιστώσα που αντιστοιχεί στο μήκος κύματος λ_o καλείται συνιστώσα π, ενώ οι δύο άλλες, που αντιστοιχούν σε μήκη κύματος $\lambda_o \pm \Delta\lambda_H$ καλούνται συνιστώσες σ. Η μετατόπιση $\Delta\lambda_H$ δίνεται από τη σχέση $\Delta\lambda_H = 4.67 \cdot 10^{-5}\ g H \lambda_o^2$, όπου g είναι ο παράγοντας Landé.

Όταν το μαγνητικό πεδίο έχει διεύθυνση προς τον παρατηρητή (επίμηκες) εμφανίζονται μόνο οι δύο συνιστώσες σ, οι δε αντίστοιχες φωτεινές κυμάνσεις είναι κυκλικά πολωμένες κατ' αντίθετες φορές (σχ. 2.19). Όταν το πεδίο έχει διεύθυνση κάθετη προς τη γραμμή παρατηρήσεως (εγκάρσιο), εμφανίζονται και οι τρεις συνιστώσες, οι δε αντίστοιχες φωτεινές κυμάνσεις είναι ευθύγραμμα πολωμένες. Η συνιστώσα π είναι πολωμένη κάθετα προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, οι δε συνιστώσες σ είναι μερικά πολωμένες παράλληλα προς τη διεύθυνση του πεδίου.

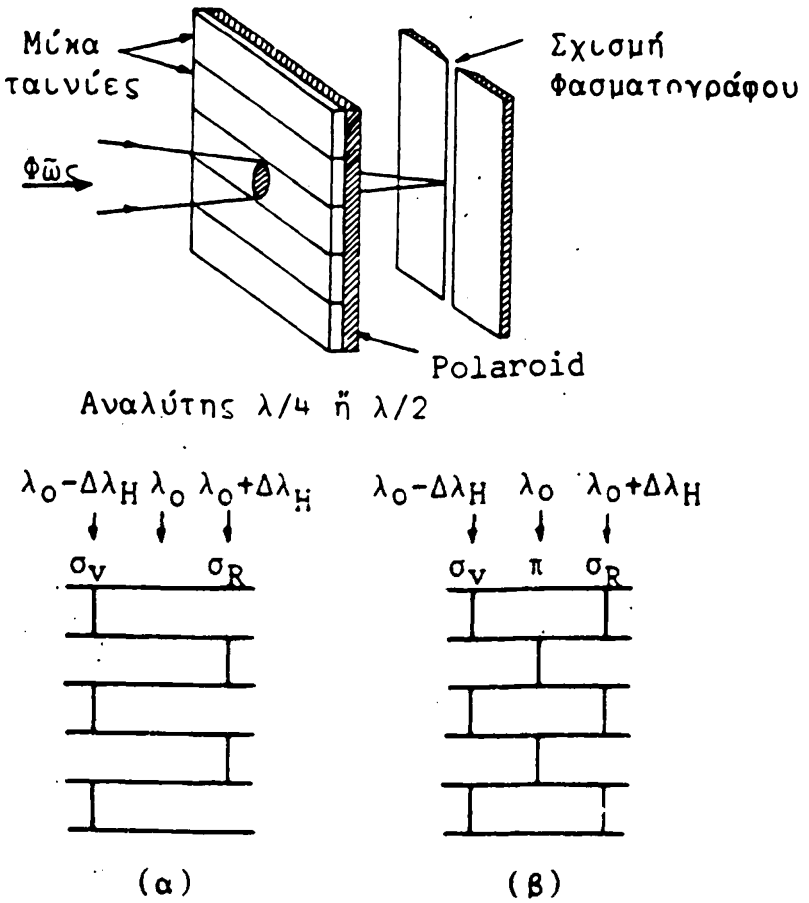


Σχήμα 2.19: α) Επίμηκες μαγνητικό πεδίο με φορά προς τον παρατηρητή: παρουσιάζονται μόνο οι δύο συνιστώσες σ, που είναι κυκλικά πολωμένες κατ' αντίθετες φορές. β) Εγκάρσιο μαγνητικό πεδίο: παρουσιάζονται και οι τρεις συνιστώσες, π και σ, από τις οποίες η π είναι ευθύγραμμα πολωμένη, κάθετα προς το πεδίο και οι σ μερικά πολωμένες, παράλληλα προς το πεδίο.

Ο πιο απλός τρόπος για να μετρήσουμε την ένταση ενός μαγνητικού πεδίου είναι να μετρήσουμε την απόσταση που χωρίζει τις συνιστώσες σ μιας κατάλληλης φασματικής γραμμής, δηλαδή μιας γραμμής με μεγάλο παράγοντα Landé, χρησι-



μοποιώντας ένα φασματογράφο μεγάλης αναλυτικής ικανότητας. Όταν το μαγνητικό πεδίο είναι ασθενές, τότε δεν έχουμε ανάλυση της γραμμής αλλά μόνο πλάτυνση αυτής.



Σχήμα 2.20: α) Στην περίπτωση επιμήκους μαγνητικού πεδίου γίνεται απόσβεση εναλλάξ των δύο συνιστωσών σ μιας γραμμής απορροφήσεως μέ ένα πλακίδιο λ/4. β) Στην περίπτωση εγκάρσιου μαγνητικού πεδίου γίνεται απόσβεση εναλλάξ των δύο συνιστωσών σ και της συνιστώσας π με ένα πλακίδιο λ/2

Η κλασική μέθοδος συνίσταται στο να θέσει κανείς μπροστά από τη σχισμή του φασματογράφου (σχ. 2.20) έναν αναλύτη πολωμένου φωτός (πλακίδιο λ/4 ή λ/2) κι ένα γραμμικό πολωτή (Polaroid). Ο αναλύτης λ/4 χρησιμοποιείται όταν το πεδίο είναι επίμηκες, δηλαδή για τη μέτρηση πεδίων κατά τη διεύθυνση παρατηρήσεως, ενώ ο αναλύτης λ/2 όταν το πεδίο είναι εγκάρσιο. Στην πρώτη περίπτωση, οπότε έχουμε τις δύο συνιστώσες σ της τριπλής γραμμής Zeeman, κάθε τμήμα του αναλύτη αποκόπτει

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

εναλλάξ μία από τις συνιστώσες. Στη δεύτερη περίπτωση οι δύο συνιστώσες σ αποκόπτονται μαζί και εναλλάξ με τη συνιστώσα π (βλ.σχ. 2.20). Έτσι, φωτογραφίζοντας το φάσμα και μετρώντας κατάλληλα την απόσταση των συνιστωσών σ, βρίσκουμε την ένταση του πεδίου. Σήμερα για τις μετρήσεις χρησιμοποοιούνται φωτοηλεκτρικές διατάξεις.

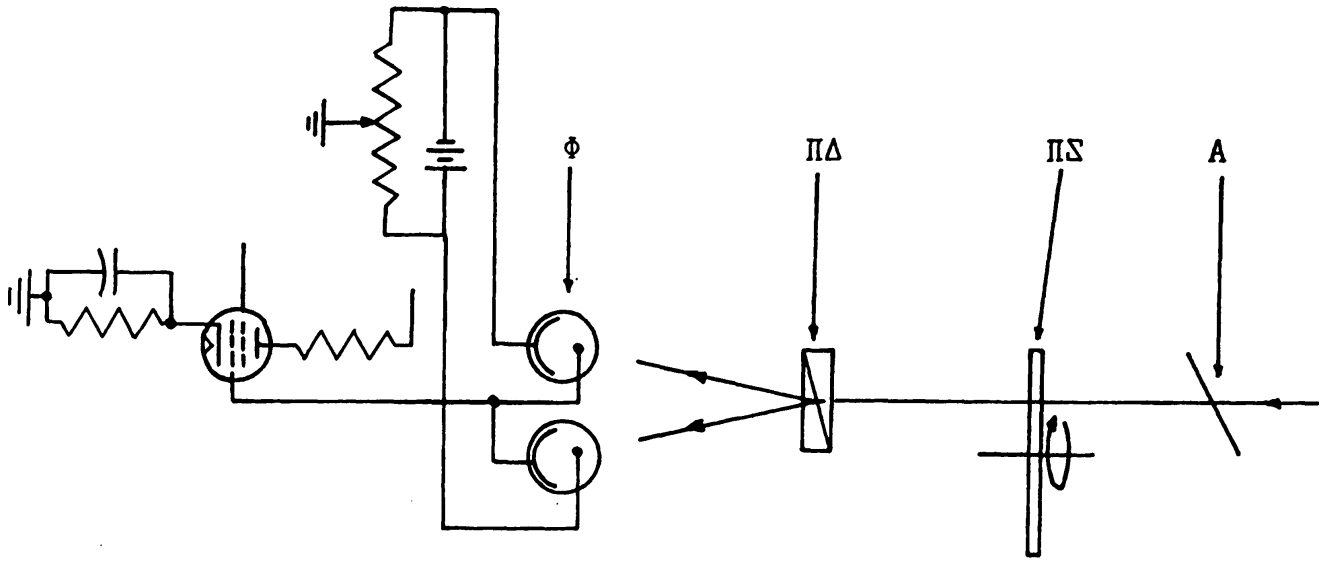
2.5.5. Πολωσίμετρα

Τα πολωσίμετρα είναι όργανα με τα οποία μετράμε σε μία δέσμη ακτινοβολίας, το ποσοστό της πολωμένης ακτινοβολίας. Όπως είναι γνωστό, ο **βαθμός πολώσεως P** μιας ακτινοβολίας μερικά πολωμένης δίνεται από τη σχέση: $P = \frac{I_{μεγ.}-I_{ελαχ.}}{I_{μεγ.}+I_{ελαχ.}}$, όπου $I_{μεγ.}$ είναι η ένταση ακτινοβολίας στο επίπεδο κραδασμών (επίπεδο μαγνητικής εντάσεως) και $I_{ελαχ.}$ η ένταση ακτινοβολίας κάθετα προς το επίπεδο κραδασμών (επίπεδο ηλεκτρικής εντάσεως). Προκειμένου για πόλωση φωτός αστέρων, ο βαθμός πολώσεως δίνεται σε αστρικά μεγέθη από τη σχέση: $P_{μεγεθ.} = 2.5 \frac{I_{μεγ.}}{I_{ελαχ.}}$.

Τα πρώτα πολωσίμετρα μετρούσαν το βαθμό πολώσεως οφθαλμοσκοπικά. Τα σημερινά είναι φωτογραφικά και φωτοηλεκτρικά. Στο σχήμα 2.21 δίνεται η αρχή του φωτοηλεκτρικού πολωσίμετρου Lyot-Dollfus: σε μία γυάλινη κυκλική πλάκα είναι προσαρμοσμένα δύο πλακίδια λ/2 με τέτοιο προσανατολισμό, ώστε το επίπεδο κραδασμών να στρέφεται κατά 90° όταν περνάμε από το ένα στο άλλο. Το σύστημα αυτό περιστρέφεται μέ ένα κινητήρα (ν=20 c/s), σε τρόπο ώστε η φωτεινή δέσμη που εξετάζουμε, μετά από τη διεύλευσή της από έναν αντισταθμιστή, να περνάει διαδοχικά από τα δύο πλακίδια. Έτσι το επίπεδο πολώσεως στρέφεται κατά 90° σε κάθε μισή στροφή. Στη συνέχεια υπάρχει ένα διπλοθλαστικό πρίσμα που αναλύει το φως σε δύο συνιστώσες πολωμένες κατά ορθή γωνία, οι οποίες φθάνουν σε δύο φωτοκύτταρα. Το μη πολωμένο μέρος της δέσμης φωτίζει τα δύο φωτοκύτταρα ταυτόχρονα, ενώ τα πολωμένα μέρη του φωτός φθάνοντας στα φωτοκύτταρα διαμορφώνουν το ρεύμα με αντίθετες φάσεις. Η διαφορά στην έξοδο ενισχύεται και ανορθώνεται. Το συνεχές ρεύμα που λαμβάνεται κατ' αυτό τον τρόπο είναι ανάλογο προς το ποσοστό πολωμένου φωτός της δέσμης. Στην περίπτωση ενός αστέρα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

γίνονται δύο μετρήσεις με διαφορετικές γωνίες κλίσεως και προσανατολισμού του αντισταθμιστή και στη συνέχεια βρίσκεται ο βαθμός πολώσεως με παρεμβολή.



Σχήμα 2.21: Αρχή πολωσίμετρου τύπου Lyot-Dollfus: Α=αντισταθμιστής, ΖΠ=ζεύγος πλακιδίων λ/2, ΔΠ=διπλοθλαστικό πρίσμα (Wollaston), Φ=φωτοκύτταρο

2.6. Δέκτες

Καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, όλες οι πληροφορίες που συγκεντρώνονται για τα διάφορα ουράνια σώματα έρχονται από αυτά μέσω ηλεκτρομαγνητικής και σωματιδιακής ακτινοβολίας. Έτσι πρέπει να διαθέτουμε όργανα για τη μέτρηση φωτονίων, δηλαδή δέκτες ακτινοβολίας και μάλιστα πολύ ευαίσθητους, που θα τοποθετηθούν στην εστία των τηλεσκοπίων για την εκτέλεση των μετρήσεων. Οι κυριώτεροι από τους χρησιμοποιούμενους δέκτες είναι οι εξής:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.6.1. Οφθαλμός

Μέχρι και το 1850 περίπου, ο μοναδικός δέκτης που διέθεταν οι αστρονόμοι ήταν το μάτι τους. Μέσα στον οφθαλμό υπάρχουν δύο ειδών "φωτοστοιχεία" ευαίσθητα στις ακτινοβολίες: τα **κωνία** και τα **ραβδία**. Τα κωνία είναι κύτταρα ευαίσθητα στα χρώματα, παρουσιάζουν δηλαδή εκλεκτική απορρόφηση στα διάφορα μήκη κύματος του φάσματος, ενώ δεν παρουσιάζουν ευαισθησία στην ένταση του φωτός. Αντίθετα, τα ραβδία είναι ευαίσθητα στο αμυδρό φως και σχεδόν καθόλου ευαίσθητα στα χρώματα, με αποτέλεσμα να βλέπουμε τη νύχτα όλα τα αντικείμενα γκρίζα. Το μέγιστο της ευαισθησίας για μεν τα ραβδία παρουσιάζεται στα 5600 Å, για δε τα κωνία στα 5100 Å. Τα κωνία εξάλλου βρίσκονται στο κέντρο του αμφιβληστροειδή χιτώνα, ενώ τα ραβδία γύρω από αυτόν. Έτσι τα πολύ αμυδρά αντικείμενα είναι καλύτερα ορατά τη νύχτα με "λοξοκύτταγμα". Επίσης από τα ραβδία ρυθμίζεται το άνοιγμα της κόρης του οφθαλμού. Πρέπει ακόμα να τονιστεί πως το **κατώφλι ευαισθησίας** του οφθαλμού, με μία απορρόφηση 60 φωτονίων /0.15 sec (**χρόνος ολοκληρώσεως** του οφθαλμού) στα 5000 Å, είναι πολύ σημαντικό.

2.6.2. Φωτογραφική πλάκα

Η φωτογραφική πλάκα ήταν ο πρώτος δέκτης που χρησιμοποιήθηκε ύστερα από τον οφθαλμό. Αποτελείται από μία γυάλινη ή από ζελατίνα πλάκα που έχει καλυφθεί με ένα στρώμα AgBr (**φωτοπαθής ουσία**). Η επίδραση του φωτός πάνω σ' αυτή έχει σαν αποτέλεσμα το φωτοχημικό διαχωρισμό του Ag και του Br. Με την **εμφάνιση** της εικόνας γίνεται "ενίσχυση" του διαχωρισμού αυτού κατά 100 φορές περίπου, ενώ στη συνέχεια με τη **σταθεροποίηση** της εικόνας γίνεται αποχωρισμός του Br καθώς και του AgBr που δεν προσβλήθηκε από το φως. Έτσι η φωτογραφική πλάκα εμφανίζεται σκοτεινή στα σημεία που προσβλήθηκε από το φως, ο δε βαθμός σκοτεινότητας ή αμαυρώσεως των διαφόρων περιοχών της αποτελεί μέτρο για την ένταση της ακτινοβολίας που τον προκάλεσε. Μετρώντας λοιπόν το βαθμό αυτό αμαυρώσεως με ένα φωτόμετρο, είναι δυνατό να έχουμε τις πληροφορίες που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΑ
5

επιθυμούμε. Πριν απ' όλα όμως χρειάζεται να γίνει η βαθμονομία της φωτογραφικής πλάκας.

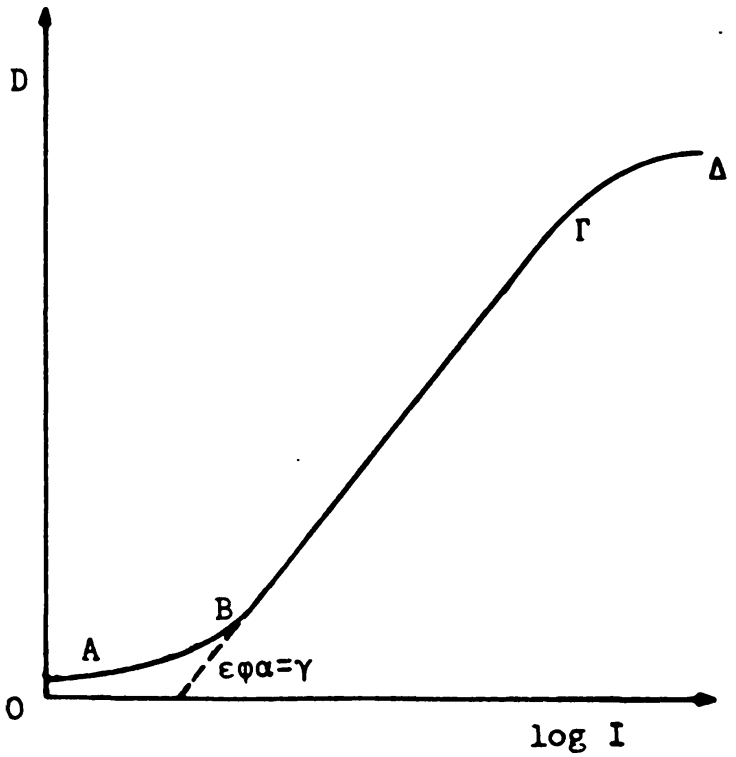
Για την κατανόηση του τρόπου εργασίας είναι απαραίτητο να δοθούν διάφοροι ορισμοί και τα κύρια χαρακτηριστικά της όλης εργασίας. Καλούμε **διαφάνεια** ή διαπερατότητα T μιας φωτογραφικής πλάκας (και γενικότερα ενός μέσου) σε μία περιοχή αυτής, το λόγο της εντάσεως I του διερχόμενου μέσα από αυτήν φωτός προς την ένταση I_o του προσπίπτοντος, δηλαδή $T=\frac{I}{I_o}$. Το αντίστροφο της διαφάνειας καλείται **αδιαφάνεια**: $\frac{1}{T}=\frac{I_o}{I}=A$, ο δε δεκαδικός λογάριθμος της αδιαφάνειας **οπτική πυκνότητα**: $\log A=\log\frac{I_o}{I}=D$.

Η οπτική πυκνότητα μιας διάφανης γυάλινης πλάκας είναι μηδέν, ενώ μιας πλάκας εντελώς αμαυρωμένης είναι άπειρη. Η οπτική πυκνότητα λοιπόν είναι ένα μέτρο του φωτός που περνάει μέσα από μία περιοχή της φωτογραφικής πλάκας, που είναι το είδωλο μιας περιοχής ενός ουράνιου σώματος. Από την άλλη μεριά, κάτω από κανονικές συνθήκες εμφανίσεως της φωτογραφικής πλάκας, η οπτική πυκνότητα είναι συνάρτηση της εντάσεως I του φωτός που προκάλεσε την αμαύρωση και του χρόνου εκθέσεως t. Συγκεκριμένα είναι συνάρτηση του μεγέθους $\log(It)=E$, που καλείται **έκθεση** και που παριστάνει το συνολικό ποσό φωτεινής ενέργειας που προσέβαλε τη φωτοπαθή ουσία της πλάκας.

Εάν παραστήσουμε γραφικά τη συνάρτηση $D = \varphi(\log I)$, λαμβάνουμε την καμπύλη του σχήματος 2.22, που καλείται **χαρακτηριστική καμπύλη ή καμπύλη αμαυρώσεως** της φωτογραφικής πλάκας ή της φωτοπαθούς ουσίας. Αυτή αποτελείται βασικά από τρία μέρη, που δίνουν την απόκριση της πλάκας στις διάφορες φωτεινές εντάσεις (για t=σταθ.). Έτσι το τμήμα AB είναι η περιοχή υπεκθέσεως, το τμήμα ΓΔ υπερεκθέσεως και το τμήμα BΓ η περιοχή κανονικής εκθέσεως. Η τελευταία αυτή ευθύγραμμη περιοχή είναι η πιο ενδιαφέρουσα για τις φωτογραφικές παρατηρήσεις, η δε κλίση της $\gamma=\frac{dD}{d\log I}$ χαρακτηρίζει την **αντίθεση** (contrast) της φωτογραφικής πλάκας και εξαρτάται τόσο από τη φωτοπαθή ουσία και το χρόνο εκθέσεως, όσο και από τις συνθήκες εμφανίσεως.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Για την εκτέλεση οποιασδήποτε φωτογραφικής φωτομετρικής εργασίας χρειάζεται να γίνει ο προσδιορισμός της χαρακτηριστικής καμπύλης της φωτογραφικής πλάκας. Προς το σκοπό αυτό χρησιμοποιείται μία πρότυπη φωτομετρική κλίμακα που αποτελείται από γνωστές βαθμίδες διαφορετικής αμαυρώσεως και συνεπώς διαφορετικής οπτικής πυκνότητας. Η φωτομετρική διερεύνηση, εξάλλου, της φωτογραφικής πλάκας γίνεται με μία φωτεινή δέσμη που δημιουργούμε σχηματίζοντας το είδωλο μιας φωτεινής πηγής σταθερής εντάσεως πάνω στην πλάκα, η δε μέτρηση, στη συνέχεια, της εντάσεως της εξερχόμενης δέσμης γίνεται με διάφορα αυτογραφικά όργανα. Η όλη διάταξη αποτελεί ένα **φωτόμετρο** (βλ. § 2.8).

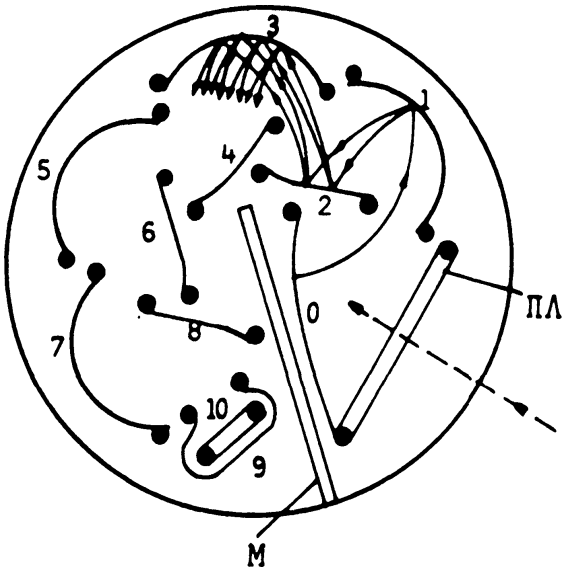


Σχήμα 2.22: Χαρακτηριστική καμπύλη φωτογραφικής πλάκας. Η κλίση γ του ευθυγράμμου μέρους της ορίζει την "αντίθεση" (contrast) της πλάκας (φωτοπαθούς ουσίας)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.6.3 Φωτοηλεκτρικός δέκτης

Η αρχή λειτουργίας του στηρίζεται στο **φωτοηλεκτρικό φαινόμενο,** κατά το οποίο όταν μία δέσμη φωτονίων προσπέσει σε κατάλληλη κάθοδο μιας λυχνίας κενού, τότε ελευθερώνονται από την κάθοδο ηλεκτρόνια των οποίων ο αριθμός, και επομένως η ροή, υπό την επίδραση της εφαρμοζόμενης διαφοράς δυναμικού, είναι ανάλογη προς την ένταση της φωτεινής δέσμης. Μετρώντας συνεπώς το ρεύμα των φωτοηλεκτρονίων έχουμε ένα μέτρο της εντάσεως της φωτεινής δέσμης. Η απόδοση φωτοηλεκτρονίων, όταν τα φωτόνια είναι της οπτικής και υπεριώδους περιοχής του φάσματος, είναι δυνατό, με μία κάθοδο από K_2CsSb, να ανέλθει σε 30%. Επειδή στις αστρονομικές εφαρμογές το φωτοηλεκτρικό ρεύμα είναι πολύ μικρό (10^4 ηλεκτρόνια/sec δίνουν $1.6 \cdot 10^{-15}$ A), είναι ανάγκη να ενισχυθεί, πράγμα που πετυχαίνουμε με τη χρήση ενός **φωτοπολλαπλασιαστή.**



Σχήμα 2.23: Λυχνία 1P21. ΠΛ=πλέγμα, Φ=φωτοκάθοδος, 10=άνοδος, 1 μέχρι 9=δύνοδοι M=μίκα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Στο φωτοπολλαπλασιαστή τα ελευθερωνόμενα από την κάθοδο φωτοηλεκτρόνια κατευθύνονται πάνω σε κατάλληλους στόχους, τις **δυνόδους**, που έχουν την ιδιότητα όταν βομβαρδίζονται με ηλεκτρόνια, να εκπέμπουν πολύ περισσότερα ηλεκτρόνια από εκείνα που δέχονται. Έτσι είναι δυνατό τα δευτερογενή ηλεκτρόνια από μία δύνοδο να προσπέσουν σε μία άλλη δύνοδο κ.ο.κ., με αποτέλεσμα να έχουμε μία σημαντική ενίσχυση του φωτοηλεκτρικού ρεύματος. Εάν ο λόγος πολλαπλασιασμού σε κάθε δύνοδο είναι λ και ο αριθμός των δυνόδων n, η τελική ενίσχυση M θα είναι $M=\lambda^n$.

Ο πιο γνωστός τύπος φωτοπολλαπλασιαστή είναι η λυχνία 1P21 της RCA, που έχει 9 δυνόδους και με την οποία πετυχαίνουμε $M=10^6$ (λ=4.6) (σχ. 2.23).

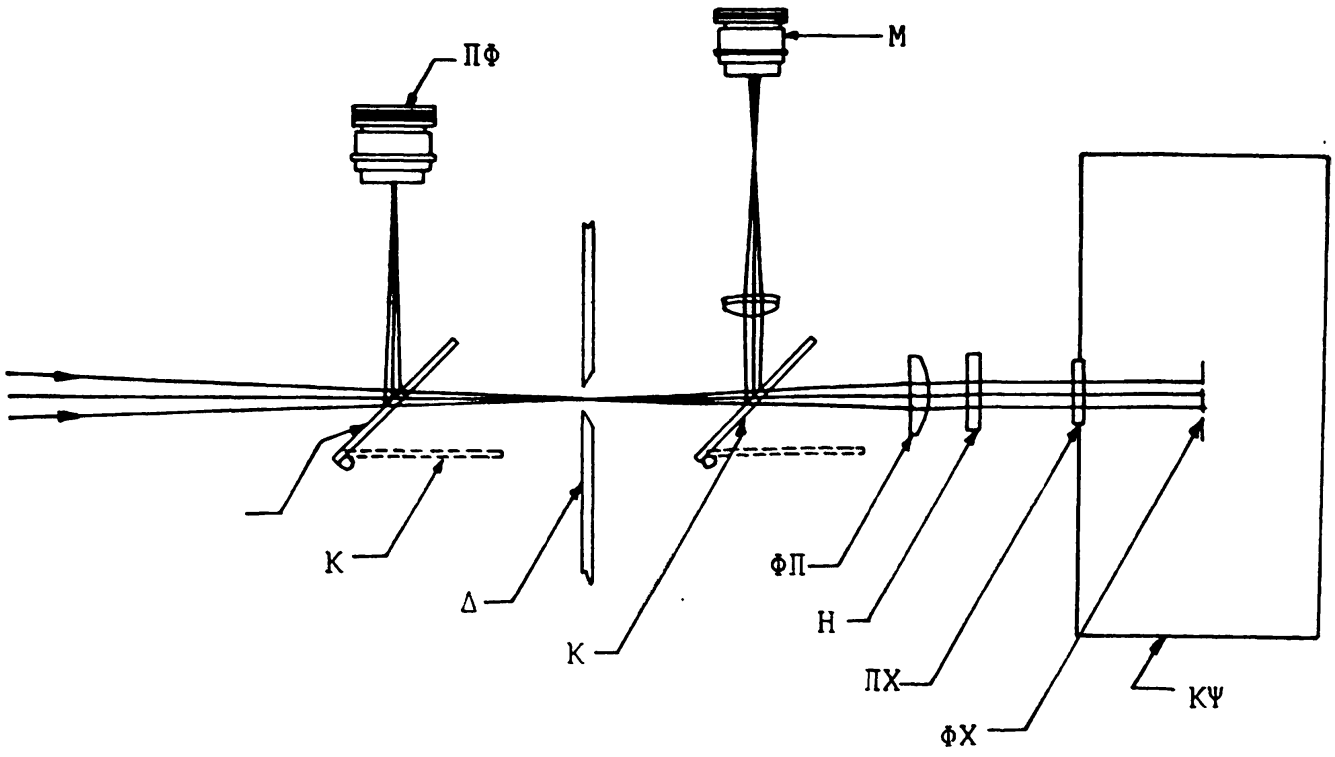
Το ρεύμα σκότους, που οφείλεται σε θερμοϊονική εκπομπή από τη φωτοκάθοδο, καθώς και σε εσωτερικές αστάθειες, προσθέτει κάποιο θόρυβο στο σήμα εξόδου, που μπορεί όμως να ελαττωθεί αν ψύξουμε την κάθοδο π.χ. με ξηρό πάγο.

Ακόμα και μετά την ενίσχυσή του με τις δυνόδους, το φωτοηλεκτρικό ρεύμα εξακολουθεί να είναι μικρό και πρέπει να ενισχυθεί πριν μετρηθεί. Αυτό γίνεται συνήθως με τους εξής τρόπους: α) μέ έναν **ενισχυτή συνεχούς ρεύματος**, που μετράει την πτώση τάσεως κατά μήκος μιας μεγάλης αντιστάσεως (10^6-10^{10} Ω) μέσα από την οποία περνάει το ρεύμα εξόδου, β) μέ έναν **ολοκληρωτή ρεύματος**, δηλαδή μία διάταξη που μετράει το χρόνο που χρειάζεται το φωτοηλεκτρικό ρεύμα για να φορτίσει ένα πυκνωτή, γ) με έναν **απαριθμητή παλμών**, μία διάταξη που μετράει τους παλμούς ρεύματος που οφείλονται σε κάθε ξεχωριστό φωτόνιο που πέφτει στην κάθοδο. Η αναγραφή εξάλλου του ρεύματος μπορεί να γίνει είτε πάνω σε χαρτοταινία, είτε σε μαγνητοταινία κλπ.

Ο παραπάνω φωτοηλεκτρικός δέκτης παρουσιάζει πολλά πλεονεκτήματα σε σχέση με τη φωτογραφική πλάκα, όπως μεγαλύτερη ευαισθησία και μεγαλύτερη ακρίβεια. Έχει όμως το σοβαρό μειονέκτημα να καταγράφει σε κάθε παρατήρηση έναν μόνο αστέρα.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Τα βασικά μέρη σε κάθε διάταξη με τέτοιο δέκτη (σχ. 2.24) είναι τα εξής: α) το προσοφθάλμιο με το οποίο αναζητούμε και βρίσκουμε τον αστέρα που θέλουμε να παρατηρήσουμε και στη συνέχεια οδηγούμε το τηλεσκόπιο, β) ένα διάφραγμα στο εστιακό επίπεδο με μία ή περισσότερες οπές όπου οδηγούμε το είδωλο του αστέρα ή του ουρανίου σώματος που παρατηρούμε, γ) ένα προσοφθάλμιο για την παρατήρηση του διαφράγματος, δ) ένας φακός πεδίου για την παραλληλία της δέσμης, ε) διάφοροι ηθμοί, στ) μία κατάλληλη διάταξη με σύστημα ενισχύσεως για τη μέτρηση του ρεύματος εξόδου και ζ) μία συσκευή ψύξεως της καθόδου.



Σχήμα 2.24: Σχηματικό διάγραμμα φωτοηλεκτρικού φωτόμετρου: ΠΦ=προσοφθάλμιο, Κ=κάτοπτρο, Δ=διάφραγμα, ΦΠ=φακός πεδίου, Η=ηθμός, ΠΧ=παράθυρο χαλαζία, ΦΚ=φωτοκάθοδος, ΚΨ=κιβώτιο ψύξεως, Μ=μικροσκόπιο

2.6.4. Εικονολήπτης (image tube)

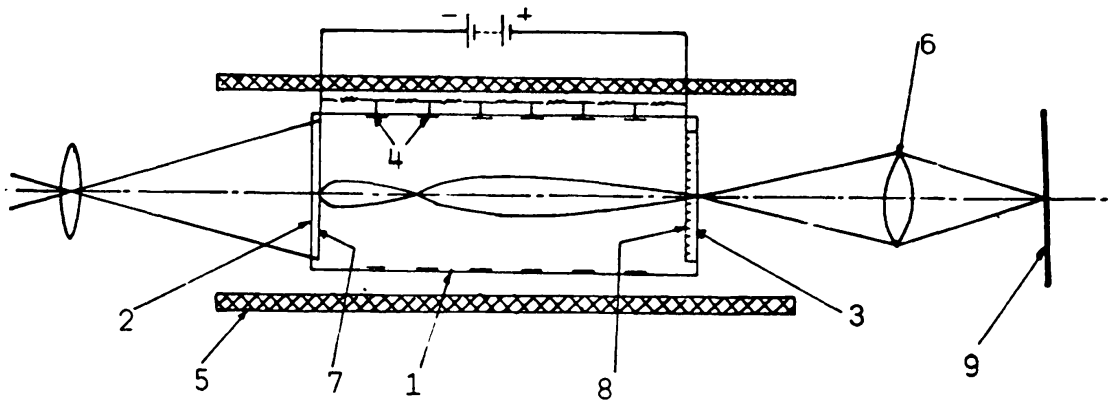
Η διάταξη αυτή είναι αποτέλεσμα της προσπάθειας να συνδυασθούν τα πλεονεκτήματα της φωτογραφικής πλάκας με εκείνα της φωτοκαθόδου. Στη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

φωτογραφική πλάκα, καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, υπάρχει η δυνατότητα της ταυτόχρονης παρατηρήσεως πολλών αστέρων η ενός εκτεταμένου φάσματος. Από την άλλη μεριά σε μία φωτοηλεκτρική διάταξη έχουμε μεγάλη φωτοηλεκτρική απόδοση (μεγάλη παραγωγή φωτοηλεκτρονίων), γραμμικότητα στη μέτρηση, καθώς και δυνατότητα ηλεκτρονικής αναγραφής.

Οι εικονολήπτες που είναι όλοι στη βάση τους λυχνίες υψηλού κενού, διακρίνονται σε τρεις κατηγορίες:

α) **ηλεκτρονογραφικές λυχνίες:** Σ' αυτές, τα φωτοηλεκτρόνια επιταχύνονται με μία υψηλή διαφορά δυναμικού και εστιάζονται πάνω σε μία ευπαθή στα ηλεκτρόνια φωτογραφική πλάκα. Στο σχήμα 2.25 δίνεται η αρχή μιας απλής τέτοιας διατάξεως.



Σχήμα 2.25: Ηλεκτρονογραφική λυχνία: 1 = λυχνία κενού, 2-3 = παράθυρα, 4 = ηλεκτρόδια επιταχύνσεως, 5 = σωληνοειδές, 6 = φακός, 7 = φωτοκάθοδος, 8 = φωτογραφική πλάκα, 9 = φωτογραφική πλάκα (περίπτωση εικονοενισχυτή)

Σ' αυτή, η λυχνία υψηλού κενού 1 έχει στα άκρα της δύο επίπεδα γυάλινα παράθυρα 2 και 3. Στην εσωτερική επιφάνεια του υπ' αριθμ. 2 υπάρχει μία διαφανής φωτοκάθοδος 7, πάνω στην οποία εστιάζεται το είδωλο μέ ένα οπτικό σύστημα. Τα ελευθερωνόμενα φωτοηλεκτρόνια επιταχύνονται συνεχώς με ένα αξονικό ηλεκτρικό πεδίο, που δημιουργείται με τη βοήθεια μιας εξωτερικής πηγής μέσω των ηλεκτροδίων 4, και στη συνέχεια εστιάζονται σε μία επιφάνεια 8 με ένα αξονικό μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται με το σωληνοειδές 5. Έτσι, θέτοντας στο επίπεδο 8 μία κατάλληλη φωτογραφική πλάκα, είναι δυνατό, κι εφόσον τα ηλεκτρόνια

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

επιταχυνθούν αρκετά, π.χ. μέχρι ενέργειας ~20 eV, να λάβουμε το είδωλο του ουράνιου σώματος.

β) **εικονοενισχυτές (image intensifiers)**. Στις διατάξεις αυτές, το ηλεκτρονικό είδωλο σχηματίζεται πάνω σε μία επιφάνεια επιχρισμένη με φωσφόρο, που διεγείρεται από τα ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός έντονα φωτεινού ειδώλου που φωτογραφίζεται ή σαρώνεται με μία τηλεοπτική μηχανή. Στο παραπάνω σχήμα 2.25, η επιφάνεια 8 είναι τώρα επιχρισμένη με φωσφόρο, το δε φως που εκπέμπεται μετά τη διέγερση από τα ηλεκτρόνια εστιάζεται με το φακό 6 δίνοντας το είδωλο πάνω στη φωτογραφική πλάκα 9. Πρέπει να σημειωθεί πως αυτή η ενίσχυση του ειδώλου είναι δυνατό να επαναληφθεί αρκετές φορές (καταρράκτης) πριν γίνει η φωτογράφιση, μέ αποτέλεσμα τη μεγάλη ενίσχυση του φωτός του παρατηρούμενου αστέρα.

γ) **γεννήτριες σημάτων**: Οι διατάξεις αυτές παράγουν ένα ηλεκτρικό σήμα που αντιστοιχεί σε μία δισδιάστατη σάρωση της καθόδου, αποτελούν δηλαδή μία παραλλαγή μιας τηλεοπτικής μηχανής λήψεως. Επειδή το φως των αστέρων είναι αμυδρό, χρησιμοποιείται σ' αυτές ένας στόχος αποθηκεύσεως της ενέργειας των φωτοηλεκτρονίων. Υπάρχουν διάφοροι τύποι, όπως η λυχνία **ορθικόν,** η λυχνία **βίντικον** κλπ.

2.6.5. Ηλεκτρονικός δέκτης

Ο δέκτης αυτός, γνωστός ως **CCD** (charge-coupled device) αποτελεί σχετικά πρόσφατη τεχνολογική εξέλιξη και οι επιδόσεις του ξεπερνούν κατά πολύ εκείνες των φωτογραφικών πλακών, αφού μπορεί και χρησιμοποιεί για την αναπαραγωγή μιας εικόνας το 70% των φωτονίων που φτάνουν στην επιφάνειά του, ενώ στην περίπτωση των φωτογραφικών πλακών το ποσοστό αυτό είναι μικρότερο του 5%. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να ανιχνεύονται αμυδρότερα και συνεπώς πιο απομακρυσμένα ουράνια σώματα. Το κύριο μειονέκτημά του είναι οι μικρές του διαστάσεις.

Πρόκειται για μία διάταξη που στηρίζεται στους ημιαγωγούς πυριτίου και αποτελείται από ένα μωσαϊκό ορθογώνιων στοιχείων εικόνας (pixels) διαταγμένων σε σειρές και στήλες που παίζουν το ρόλο των κόκκων αργύρου της φωτογραφικής

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πλάκας. Καθώς το είδωλο ενός ουρανίου σώματος εστιάζεται στη διάταξη, από κάθε στοιχείο παράγεται μία δέσμη ηλεκτρονίων που συγκεντρώνεται με ένα ηλεκτρικό πεδίο σε ένα θετικό ηλεκτρόδιο. Στη συνέχεια το σύνολο των ηλεκτρονίων από κάθε δέσμη οδηγείται ομαδικά σε ένα ενισχυτή και από εκεί με ένα μετατροπέα A/D (αναλογικό σε ψηφιακό) το φορτίο κάθε δέσμης μεταφράζεται σε ένα δυαδικό αριθμό αναγνώσιμο από ένα υπολογιστή. Έτσι η εικόνα του σώματος καταγράφεται στη μνήμη του υπολογιστή ως ένα σύνολο ψηφιακών αριθμών με τελικό αποτέλεσμα την ανασύνθεσή της και την εμφάνιση του σώματος στην οθόνη του υπολογιστή.

2.6.6. Ραδιοδέκτης

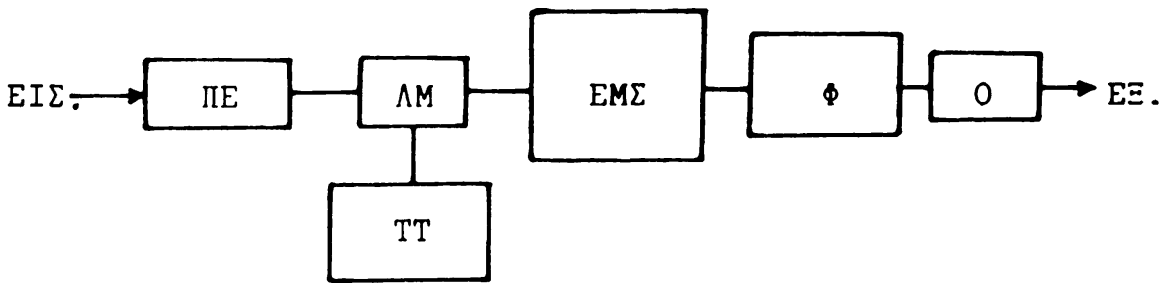
Ο ρόλος του ραδιοδέκτη είναι να μετατρέπει μία ηλεκτρική ταλάντωση υψηλής συχνότητας (σήμα) που εφαρμόζεται στην είσοδό του, σε μία διαφορά δυναμικού στην έξοδό του, με ορισμένα πλεονεκτήματα.

Τα ραδιοκύματα που προέρχονται από όλα τα ουράνια σώματα δημιουργούν ένα συνεχή θόρυβο. Τούτο σημαίνει πως το πλάτος και η φάση του παρατηρούμενου κύματος μεταβάλλεται συνεχώς κατά τρόπο ακανόνιστο. Ανάλογος θόρυβος παράγεται μέσα στους δέκτες, οφειλόμενος στη θερμική κίνηση των ηλεκτρονίων μέσα στους αγωγούς και στις λυχνίες. Το αποτέλεσμα είναι η ύπαρξη ενός συνεχούς θορύβου, του **θορύβου βάθους** κι αυτός ο θόρυβος ακριβώς θέτει ένα όριο στην ευαισθησία κάθε ραδιοτηλεσκοπίου. Εκείνο το οποίο μετράει ένας δέκτης είναι στην πραγματικότητα μία μικρή αύξηση αυτού του θορύβου, που οφείλεται στην διέλευση μιας ραδιοπηγής μέσα από το λοβό της κεραίας. Το σήμα που οφείλεται στην ραδιοπηγή, τις περισσότερες φορές, δεν είναι παρά το χιλιοστό ή το δεκάκις χιλιοστό του θορύβου βάθους. Πρέπει να σημειωθεί πως η πυκνότητα ροής μιας ραδιοπηγής είναι μία ποσότητα εξαιρετικά μικρή, της τάξεως των 10^{-26} W/m^2/Hz. Έτσι οι ραδιοαστρονόμοι ενδιαφέρονται πάρα πολύ να έχουν δέκτες με πολύ χαμηλό θόρυβο, πράγμα που πετυχαίνουν χρησιμοποιώντας ενισχυτές παραμετρικούς και μέιζερς. Πραγματικά, με τις διατάξεις αυτές πετυχαίνουν να κατεβάσουν το θόρυβο κατά 100 φορές και περισσότερο, γεγονός που επιτρέπει μία ευαισθησία 100 φορές μεγαλύτερη, δηλαδή την ανίχνευση πηγών 100 φορές πιο ασθενών και κατά συνέπεια

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

10 φορές πιο απομακρυσμένων, μέ άλλα λόγια τη μελέτη ενός χώρου 1000 φορές πιο μεγάλου.

Η διάταξη ενός ραδιοαστρονομικού δέκτη είναι η ίδια με εκείνη ενός **ετερόδυνου** δέκτη της ραδιοφωνίας (σχ. 2.26). Αποτελείται: α) από τον προενισχυτή, που ενισχύει το σήμα στην αρχική του συχνότητα και που μπορεί να μην υπάρχει σε ορισμένες περιπτώσεις, β) από τον τοπικό ταλαντωτή, που δίνει ένα ισχυρό σήμα το οποίο συνδυαζόμενο στη λυχνία μίξεως με το σήμα που έρχεται από τον προενισχυτή πετυχαίνει τον υποβιβασμό της συχνότητας, γ) τον ενισχυτή μέσης συχνότητας, δ) το φωρατή και ε) τον ολοκληρωτή. Η έξοδος του δέκτη οδηγείται τελικά σε έναν αναγραφέα. Για τον έλεγχο εξάλλου της στάθμης του θορύβου, συγκρίνεται αυτός, με κατάλληλη τεχνική, προς το θόρυβο που παρέχει μία σταθερή πηγή αναφοράς, που παίρνει τη θέση της κεραίας στην είσοδο του δέκτη μερικές εκατοντάδες φορές το δευτερόλεπτο.



Σχήμα 2.26: Σχηματική διάταξη ενισχυτή: ΠΕ = προενισχυτής, ΛΜ = λυχνία μίξεως, ΤΤ = τοπικός ταλαντωτής, ΕΜΣ = ενισχυτής μέσης συχνότητας, Φ = φωρατής, Ο = ολοκληρωτής

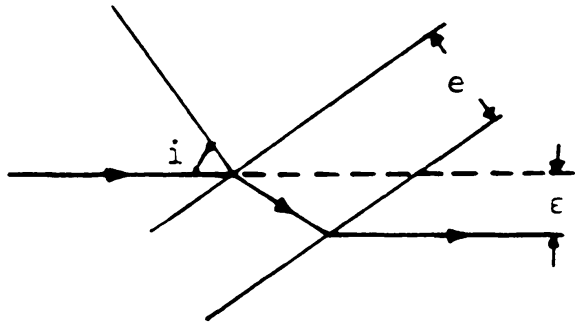
2.6.7. Δέκτης ακτίνων Χ

Οι δέκτες ακτίνων Χ που χρησιμοποιήθηκαν αρχικά, ήταν τελειοποιημένες μορφές των διατάξεων που χρησιμοποιούσαν στο εργαστήριο για τη μελέτη των ακτίνων Χ. Οι πρώτοι δέκτες ήταν **απαριθμητές Γκάιγκερ**. Σήμερα χρησιμοποιούνται βασικά στις μεν χαμηλές ενέργειες (μέχρι 20 KeV) **αναλογικοί απαριθμητές** και **φωτοηλεκτρικοί δέκτες**, στις δε υψηλές ενέργειες **σπινθηριστές**.

2.7. Όργανα μετρήσεως

Στην Αστρονομία εκτός από τα συνηθισμένα όργανα μετρήσεως χρησιμοποιούνται ειδικής κατασκευής όργανα, για τη μέτρηση π.χ. α) θέσεων αστέρων, είτε απ' ευθείας στο τηλεσκόπιο, είτε των ειδώλων τους σε φωτογραφικές πλάκες, β) φασμάτων κι άλλων φυσικών χαρακτηριστικών των αστέρων, αποτυπωμένων πάνω σε φωτογραφικές πλάκες και φίλμς.

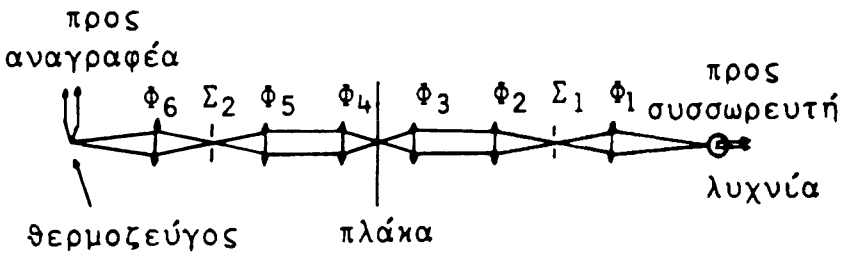
Στην πρώτη κατηγορία ανήκουν διάφορα **μικρόμετρα** και **μετρητικές μηχανές**, ενώ στη δεύτερη κατηγορία διάφορα **φωτόμετρα** αυτογραφικά ή μη. Σαν παράδειγμα θα περιγράψουμε το μικρόμετρο διπλού ειδώλου κι ένα μικροφωτόμετρο τύπου Kipp-Zönnen.



Σχήμα 2.27: Αρχή του μικρομέτρου διπλού ειδώλου τύπου Lyot

Το **μικρότερο διπλού ειδώλου**, τύπου Lyot, είναι ένα απλό όργανο που χρησιμοποιείται στις μετρήσεις διπλών αστέρων (βλ.πιο κάτω). Αποτελείται από μία πλάκα ισλανδικής κρυστάλλου με παράλληλες έδρες, κομμένη παράλληλα προς τον οπτικό άξονα του κρυστάλλου και στρεφόμενη γύρω από άξονα κάθετο αφ' ενός στον άξονα του κρυστάλλου και αφ' ετέρου στον άξονα του τηλεσκοπίου. Για μία γωνία κλίσεως i (σε ακτίνια) της πλάκας σχετικά με τη διεύθυνση της φωτεινής ακτίνας, η τελευταία μετατοπίζεται κατά μία ποσότητα $\varepsilon = e\, i\, (1-\frac{1}{n})$ (σχ.2.27), όπου e είναι το πάχος της πλάκας και n ο δείκτης διαθλάσεως. Επειδή ο κρύσταλλος είναι διπλοθλαστικός, έχουμε δύο ακτίνες στην έξοδο, την τακτική και την έκτακτη, με δείκτες διαθλάσεως n_o και n_e αντίστοιχα, οι οποίες χωρίζονται από μία απόσταση

$\varepsilon_o - \varepsilon_e = e\, i\, \frac{n_o - n_e}{n_o n_e}$, ανάλογη δηλαδή προς τη γωνία i. Έτσι, για τους αστέρες Α και Β ενός ζεύγους θα έχουμε αντίστοιχα τα είδωλα A_o, B_o και A_e, B_e. Μεταβάλλοντας τη γωνία κλίσεως i και στρέφοντας την πλάκα γύρω από τον άξονα του οργάνου είναι δυνατό να απομακρύνουμε κατά βούληση τα είδωλα A_o και A_e και να μεταβάλλουμε τη διεύθυνση A_oA_e. Έτσι μπορούμε να ευθυγραμμίσουμε τα τέσσερα είδωλα και να επιτύχουμε να ισαπέχουν, οπότε τα σχετικά αναγνώσματα του οργάνου που είναι κατάλληλα βαθμονομημένο, μας δίνουν την απόσταση ρ των δύο αστέρων του ζεύγους και τη γωνία θέσεως της γραμμής που τους ενώνει σε σχέση προς μία διεύθυνση αναφοράς.



Σχήμα 2.28: Αρχή λειτουργίας του μικροφωτομέτρου Kipp-Zönnen

Το **μικροφωτόμετρο Kipp-Zönnen** χρησιμοποιείται στη φωτογραφική φωτομετρία. Στο παρακάτω σχήμα 2.28 δίνεται η αρχή λειτουργίας του. Μία λυχνία λευκού φωτός, που τροφοδοτείται από συσσωρευτή, δίνει φως σταθερής εντάσεως, που ελέγχεται συνεχώς κατά τη διάρκεια της εργασίας με τη βοήθεια αμπερομέτρου. Ένα τμήμα του νήματος της λυχνίας εστιάζεται πάνω στη σχισμή Σ_1, που έχει ρυθμιζόμενες διαστάσεις, με την παρεμβολή του φακού Φ_1. Η σχισμή Σ_1 χρησιμεύει σαν φωτεινή σημειακή πηγή και δίνει πάνω στην πλάκα, με τη βοήθεια των φακών Φ_2 και Φ_3 είδωλο μορφής φωτεινής κηλίδας που χρησιμεύει για τη φωτομετρική διερεύνηση της οπτικής πυκνότητας των διαφόρων περιοχών του ειδώλου πάνω στη φωτογραφική πλάκα. Για το σκοπό αυτό η πλάκα είναι τοποθετημένη πάνω σε πλαίσιο στο οποίο δίνεται μεταβατική κίνηση ρυθμιζόμενης ταχύτητας, με τη βοήθεια ηλεκτρικού κινητήρα. Επιπλέον, το πλαίσιο είναι δυνατό να κινείται με κοχλίες κατά

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

διεύθυνση κάθετη προς τη μεταβατική κίνηση και να περιστρέφεται κατά μετρούμενη γωνία. Στη συνέχεια η φωτεινή δέσμη οδηγείται με τη βοήθεια των φακών Φ_4, Φ_5 και Φ_6 σε ένα θερμοστοιχείο ή φωτοκύτταρο, αφού περάσει από τη σχισμή Σ_2, του οποίου το ρεύμα διαβιβάζεται σε έναν αναγραφέα. Κατ' αυτόν τον τρόπο οι μεταβολές της εντάσεως της φωτεινής δέσμης, κατά τη σάρωση περιοχών της φωτογραφικής πλάκας διαφορετικής οπτικής πυκνότητας, ανάγονται σε μεταβολές αποκλίσεως της γραφίδας του αναγραφέα.

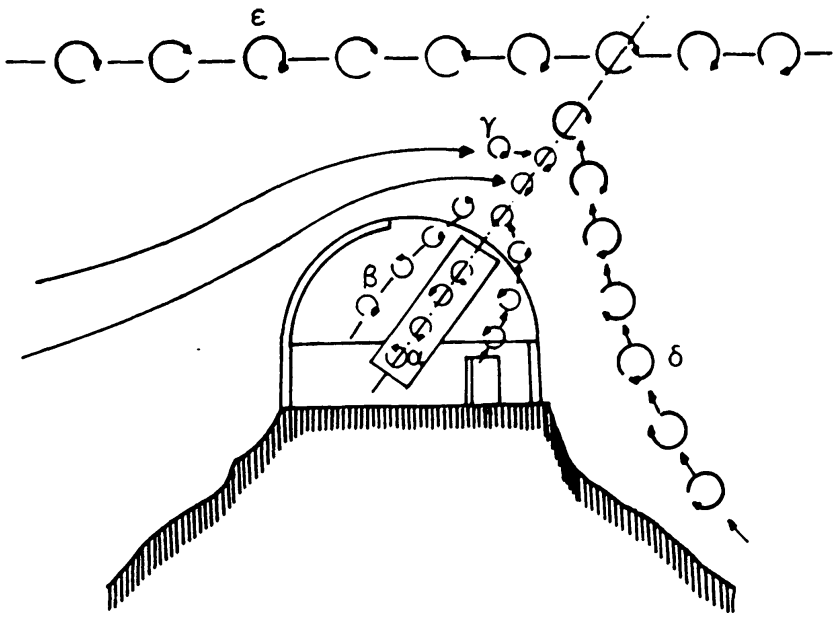
Τα πιο σύγχρονα φωτόμετρα έχουν τη δυνατότητα να μετατρέπουν απευθείας την οπτική πυκνότητα σε ένταση, ακόμη δε να οδηγούν στην έξοδο σε έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή που δίνει απευθείας τις καμπύλες εντάσεως.

2.8. Ποιότητα των αστρικών ειδώλων

2.8.1. Γενικά

Το μεγάλο πρόβλημα σε κάθε αστρονομική παρατήρηση είναι η **ποιότητα των ειδώλων**, η επίτευξη δηλαδή ειδώλων που ν' ανταποκρίνονται στις απαιτήσεις του σχετικού ερευνητικού προβλήματος. Η ποιότητα αυτή έχει δύο συνιστώσες: η μία συνδέεται με το περιβάλλον και την ατμοσφαιρική κατάσταση στην περιοχή του οργάνου παρατηρήσεων, η δε άλλη προς το ίδιο το όργανο, τόσο από κατασκευαστική άποψη όσο και από πλευράς εγκαταστάσεως και σταθερότητάς του. Έτσι εκτός από την καλή κατασκευή ενός τηλεσκοπίου είναι φυσικό να ενδιαφερόμαστε και για την εγκατάστασή του σε μία τοποθεσία όπου η επίδραση της ατμόσφαιρας και γενικά του περιβάλλοντος θα έχουν τις ελάχιστες δυνατές επιδράσεις στις παρατηρήσεις, όπου δηλαδή οι συνθήκες θα επιτρέπουν να έχουμε ικανοποιητικά είδωλα όσο το δυνατό συχνότερα μέσα σε μία χρονική μονάδα. Μία άριστη λύση θα ήταν ασφαλώς η τοποθέτηση οργάνων έξω από την ατμόσφαιρα, είτε σε διαστημικά εργαστήρια είτε στη Σελήνη, πράγμα που έγινε κιόλας σε περιορισμένη έκταση και που θα είναι ασφαλώς η οριστική λύση του μέλλοντος. Προς το παρόν όμως η λύση αυτή δεν είναι δυνατό να εφαρμοσθεί για ένα ευρύ πρόγραμμα παρατηρήσεων, για λόγους κυρίως οικονομικούς.





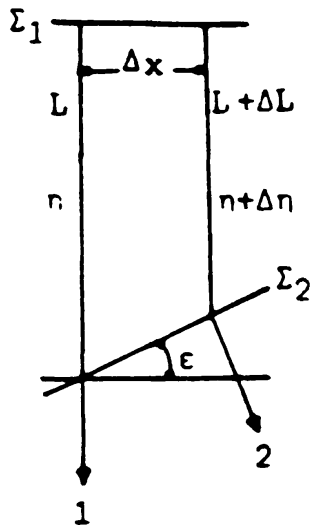
Σχήμα 2.29: Προέλευση των διαφόρων επιδράσεων πάνω στην ποιότητα των αστρικών ειδώλων: α) σωλήνας του τηλεσκοπίου, β) θυρίδα και εσωτερικό θόλου, γ) θόλος, δ) ορογραφικές και ε) ελεύθερη ατμόσφαιρα

Οι επιδράσεις στην ποιότητα των αστρικών ειδώλων είναι δυνατό να ταξινομηθούν, ανάλογα με την προέλευσή τους, σε πέντε κατηγορίες: α) σε προερχόμενες από το σωλήνα του τηλεσκοπίου ως συνέπεια μεταβολών στη θερμοδυναμική κατάσταση του αέρα μέσα στο σωλήνα, β) σε προερχόμενες από τη θυρίδα του θόλου του τηλεσκοπίου, σαν αποτέλεσμα ανταλλαγών θερμού και ψυχρού αέρα μεταξύ του εσωτερικού και του εξωτερικού του θόλου, γ) σε προερχόμενες από το θόλο, λόγω δημιουργίας γύρω από αυτόν τυρβώδους ροής, δ) σε προερχόμενες από το ανάγλυφο του εδάφους και τα διάφορα εμπόδια στην περιοχή των παρατηρήσεων (ορογραφικές) και ε) σε προερχόμενες από την ίδια την ατμόσφαιρα. Όλες αυτές οι επιδράσεις, που φαίνονται παραστατικά στο σχήμα 2.29, εκδηλώνονται κατά ενιαίο τρόπο υπό μορφή ανομοιογενειών στην αέρια μάζα την οποία

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

διασχίζει μία φωτεινή δέσμη κατά τη διαδρομή της, από την είσοδό της στην ατμόσφαιρα μέχρι το εστιακό επίπεδο του τηλεσκοπίου, και οδηγούν στη δημιουργία των διαφόρων παραμορφώσεων που παρατηρούνται στο είδωλο ενός αστέρα.

2.8.2. Παράμετροι της ποιότητας ειδώλου



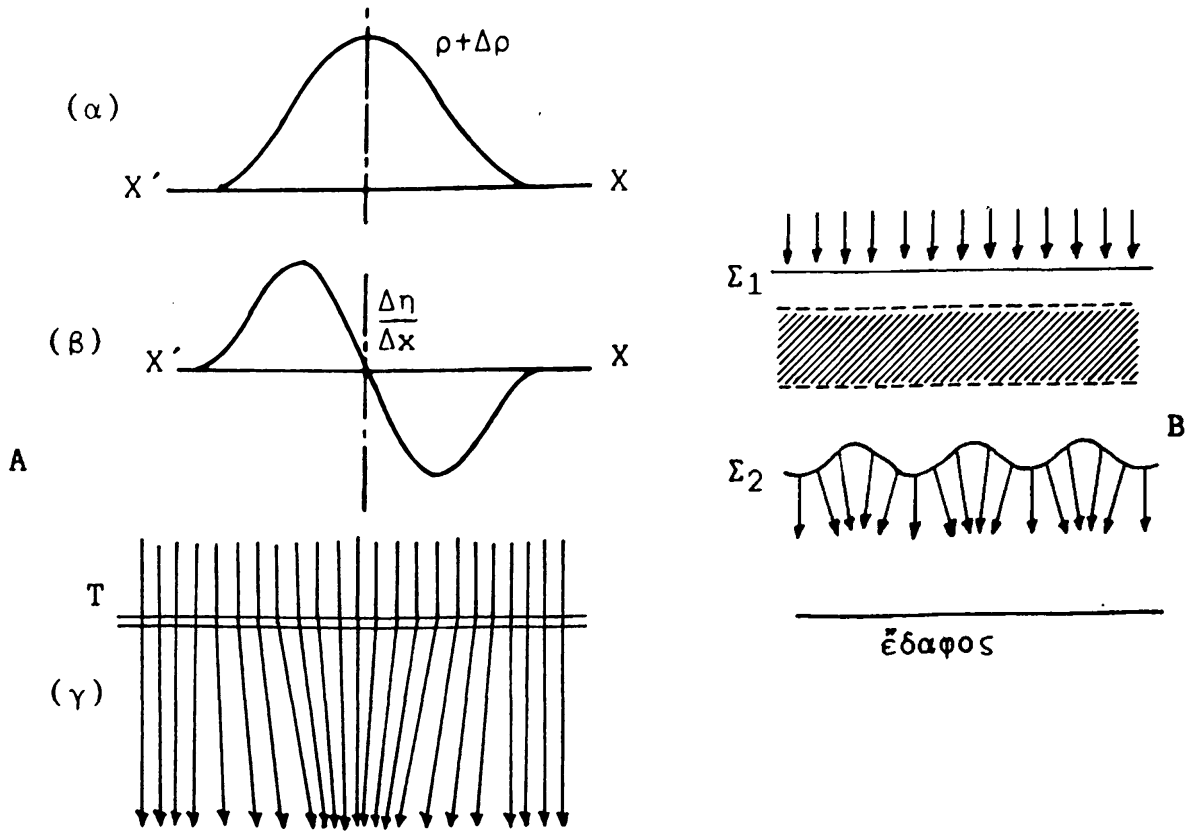
Σχήμα 2.30:

Όπως είναι γνωστό, όταν μεταβάλλεται η πυκνότητα ενός αερίου, μεταβάλλεται ο δείκτης διαθλάσεως αυτού n, σε τρόπο ώστε η διαφορά n-1 να είναι ανάλογη προς την πυκνότητα. Οι ακτίνες, εξάλλου, μιας φωτεινής δέσμης που προέρχεται από έναν αστέρα, πριν από την είσοδό τους στην ατμόσφαιρα είναι παράλληλες και κάθετες σε μία επιφάνεια κύματος επίπεδη. Εισερχόμενες όμως στην ατμόσφαιρα, διασχίζουν στρώματα αέρα των οποίων η πυκνότητα, κι επομένως ο δείκτης διαθλάσεως, μεταβάλλεται από το ένα σημείο στο άλλο κι από τη μία στιγμή στην άλλη, με αποτέλεσμα η επιφάνεια κύματος να μην είναι πλέον επίπεδη στη στάθμη του αντικειμενικού φακού του τηλεσκοπίου. Έτσι, μία ακτίνα (1) (σχ. 2.30) διασχίζει ένα πάχος L, δηλαδή μία οπτική απόσταση nL, ενώ μία ακτίνα (2) παράλληλη προς την (1) και απέχουσα απ' αυτήν απόσταση Δx, διασχίζει το πάχος L+ΔL, δηλαδή την οπτική απόσταση (n+Δn)(L+ΔL). Ο γεωμετρικός τόπος των σημείων που καθορίζουν σε μία δεδομένη χρονική στιγμή την ίδια οπτική απόσταση αποτελεί την επιφάνεια κύματος Σ_2, η οποία σχηματίζει με τη Σ_1 γωνία ε τέτοια ώστε: $\varepsilon \sim \varepsilon\varphi\varepsilon = \frac{\Delta L}{\Delta x} = -\frac{L}{n}\frac{\Delta n}{\Delta x}$ $= -L\frac{\Delta n}{\Delta x}$, (n~1). Η γωνία ε είναι επομένως ανάλογη προς το μήκος L της διαδρομής και προς τη μεταβολή του δείκτη διαθλάσεως, άρα και της πυκνότητας, κατά διεύθυνση κάθετη προς τη διεύθυνση παρατηρήσεως.

Ας υποθέσουμε τώρα ότι η δέσμη των παραλλήλων ακτίνων διασχίζει μία περιοχή όπου η πυκνότητα είναι τοπικά μεγαλύτερη από τη μέση πυκνότητα ρ κατά

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

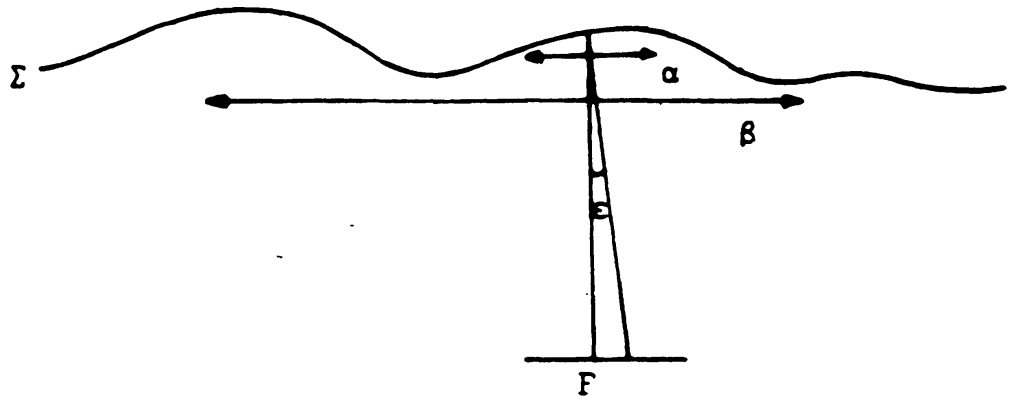
την ποσότητα Δρ και της οποίας η μεταβολή κατά μία διεύθυνση xx' φαίνεται στο σχήμα 2.31Α (καμπύλη α). Στην περίπτωση αυτή, η μεταβολή $\frac{\Delta n}{\Delta x}$ θα δίνεται από την καμπύλη (β), καθώς δε αναφέρθηκε παραπάνω η απόκλιση μιας ακτίνας θα είναι ανάλογη προς το $\frac{\Delta n}{\Delta x}$ Έτσι οι ακτίνες μιας παράλληλης δέσμης κατά τη δίοδό τους μέσα από το θεωρούμενο στρώμα αέρα θα πάρουν τέτοια διεύθυνση ώστε να συγκλίνουν σε ορισμένες περιοχές και να αποκλίνουν σε άλλες (καμπύλη γ). Γενικά θα έχουμε μία εικόνα της μορφής που φαίνεται στο σχήμα 2.31Β. Από γεωμετρική άποψη είναι σαν να παρεμβάλλεται σε ορισμένα σημεία της δέσμης ένας φακός συγκλίνων και σε άλλα μέρη ένας φακός αποκλίνων.



Σχήμα 2.31: Α) Η καμπύλη α παριστάνει μία υποθετική μεταβολή της πυκνότητας σε μία περιοχή της γήινης ατμόσφαιρας, η καμπύλη β την αντίστοιχη μεταβολή του δείκτη διαθλάσεως και το σχέδιο γ τη σχετική μεταβολή της διευθύνσεως των φωτεινών ακτίνων. Β) Μία επίπεδη επιφάνεια κύματος Σ_1, που αντιστοιχεί σε παράλληλη δέσμη, μετά τη διεύλευσή της από ένα στρώμα της ατμόσφαιρας παίρνει τη μορφή Σ_2, ενώ οι ακτίνες συγκλίνουν στα κυρτά μέρη και αποκλίνουν στα κοίλα μέρη αυτής

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Στην πραγματικότητα, βέβαια, δεν θα έχουμε μία επιφάνεια κύματος με τομή περιοδική καμπύλη, αλλά μία επιφάνεια με τυχαία μορφή, που θα εξαρτάται από τη μεταβολή του δείκτη διαθλάσεως κατά διεύθυνση κάθετη προς τη διεύθυνση παρατηρήσεως.



Σχήμα 2.32: Τμήματα μιας επιφάνειας κύματος μπροστά σε αντικειμενικούς φακούς μικρού ανοίγματος (α) και μεγάλου ανοίγματος (β)

Η επιφάνεια κύματος λοιπόν μεταβάλλεται με το χρόνο, λόγω της μεταβολής $\frac{\Delta n}{\Delta x}$, παραμένουσα όμοια ή καλύτερα μετατοπίζεται παραμένουσα όμοια. Έτσι, αν θεωρήσουμε έναν αντικειμενικό φακό μικρής διαμέτρου α, π.χ. 10 cm (σχ. 2.32), μπορούμε να δεχθούμε πως το τμήμα της επιφάνειας κύματος μπροστά σ' αυτόν είναι επίπεδο, συμπίπτον με το μέσο επίπεδο, και ότι θα παραμένει συνέχεια επίπεδο, με τη διαφορά πως θα παίρνει όλες τις δυνατές κλίσεις καθώς η επιφάνεια κύματος θα μετατοπίζεται συνέχεια μπροστά από τον αντικειμενικό φακό, πράγμα που αντιστοιχεί σε μία ταλάντωση του μέσου επιπέδου. Έτσι το είδωλο θα μετατοπίζεται στο εστιακό επίπεδο κατά ακανόνιστο τρόπο γύρω από μία μέση θέση, η οποία καθορίζει τη διεύθυνση της δέσμης. Το φαινόμενο αυτό καλείται **διαταραχή** του ειδώλου. Όταν παρατηρούμε τη Σελήνη ή τον Ήλιο, το φαινόμενο αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να χάνουμε τις λεπτομέρειες στο είδωλο, που δε φαίνεται έτσι καθαρά.

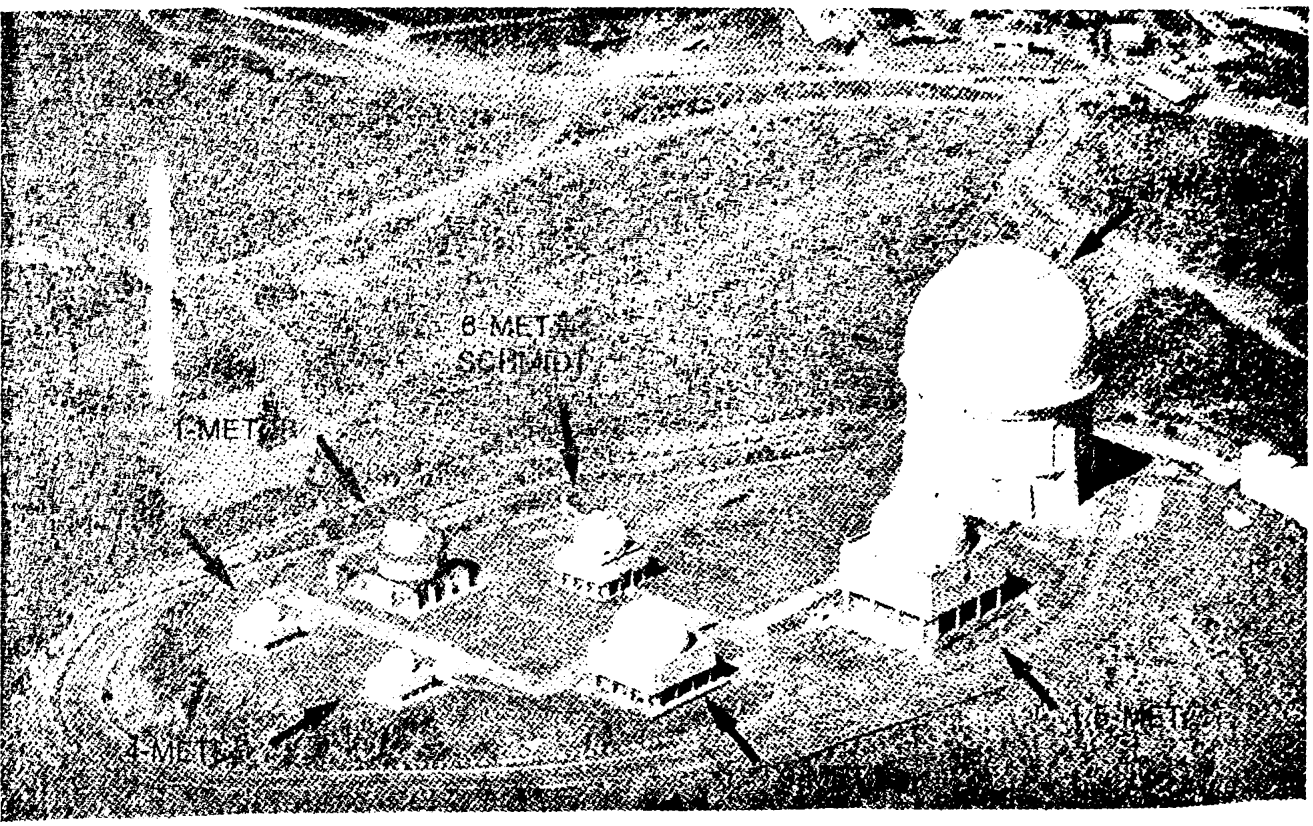
Όταν το άνοιγμα του τηλεσκοπίου είναι μεγάλο π.χ. 1 m (βλ.σχ. 2.32), τότε τα φαινόμενα δεν είναι απλά και οδηγούν σε διάφορες παραμορφώσεις του ειδώλου που παίρνει έτσι πολύπλοκες μορφές.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Από το σχήμα 2.31 εξάλλου, προκύπτει ότι σε ορισμένες περιοχές της επιφάνειας κύματος έχουμε σύγκλιση των ακτίνων, άρα συγκέντρωση ενέργειας (κυρτό μέρος της επιφάνειας κύματος) και σε άλλα απόκλιση ακτίνων, άρα διασπορά της ενέργειας (κοίλο μέρος της επιφάνειας κύματος). Έτσι ανάλογα με το μέρος της επιφάνειας κύματος που βρίσκεται μπροστά στον αντικειμενικό φακό, μεταβάλλεται η φαινόμενη λαμπρότητα του αστέρα, το δε φαινόμενο καλείται **σπινθηρισμός**. Τούτο είναι ορατό και με γυμνό μάτι, που παίζει το ρόλο του αντικειμενικού φακού, και είναι γνωστό σ' αυτή την περίπτωση με την ονομασία **στίλβη**.

2.8.3. Επιλογή θέσεως παρατηρήσεων

Από τα παραπάνω βγαίνει το συμπέρασμα πως οι συνθήκες για την εκτέλεση ικανοποιητικών παρατηρήσεων εξαρτώνται πάρα πολύ από τη γενική κατάσταση της



Σχήμα 2.33: Άποψη Αστεροσκοπείου από ψηλά

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ατμόσφαιρας στην περιοχή όπου γίνονται οι παρατηρήσεις, δηλαδή από την τοποθεσία εγκαταστάσεως του τηλεσκοπίου. Γι αυτό σήμερα προκειμένου να εγκατασταθεί ένα τηλεσκόπιο γίνεται επιλογή της τοποθεσίας, ύστερα από δοκιμαστικές συγκριτικές παρατηρήσεις με ειδικά όργανα, τόσο μετεωρολογικά όσο και αστρονομικά, σε διάφορες τοποθεσίες. Οι παρατηρήσεις αυτές έχουν σαν σκοπό τον προσδιορισμό της νεφώσεως, του ανέμου, της υγρασίας, της θερμοκρασίας και ιδιαίτερα της σταθερότητας της θερμοκρασίας κατά τη διάρκεια της νύχτας. Επιπλέον, εξετάζεται η διαφάνεια της ατμόσφαιρας και άλλοι παράγοντες. Βασικά πάντως επιδιώκεται η εγκατάσταση μακριά από κατοικημένες περιοχές, για την αποφυγή των φώτων της πόλεως, καθώς και σε υψηλές τοποθεσίες, όπου ένα μεγάλο ποσοστό των ατμοσφαιρικών διαταραχών αποφεύγεται. Βέβαια το πράγμα δεν είναι απλό, γιατί, εκτός από τα επιστημονικά πλεονεκτήματα, μία τοποθεσία πρέπει να εξασφαλίζει και ορισμένες άλλες προϋποθέσεις, το ίδιο απαραίτητες για τη λειτουργία ενός σταθμού παρατηρήσεων, όπως είναι η ύπαρξη δρόμου και τηλεπικοινωνίας, η μεταφορά ηλεκτρικής ενέργειας, η συντήρηση, ο εφοδιασμός κλπ.

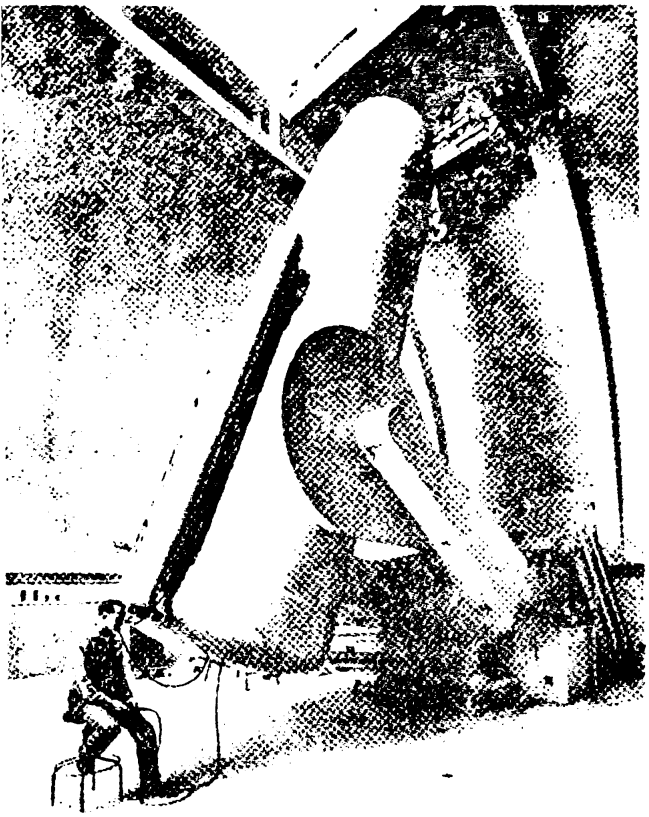
2.8.4. Τηλεσκόπιο στο διάστημα

Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, η τοποθέτηση οργάνων παρατηρήσεως έξω από τη γήινη ατμόσφαιρα θα αποτελούσε μεγάλη πρόοδο στη συγκέντρωση πληροφοριών, και ιδιαίτερα από μεγαλύτερες αποστάσεις, για την κατανόηση του σύμπαντος.

Προς το σκοπό αυτό, γύρω στα 1977, άρχισε μία προσπάθεια για την κατασκευή και τοποθέτηση σε τροχιά ενός κατοπτρικού τηλεσκοπίου διαμέτρου 2.4 m. Το τηλεσκόπιο αυτό, που ονομάστηκε διαστημικό τηλεσκόπιο Χάμπλ (Hubble) προς τιμήν του διάσημου αμερικανού αστρονόμου, τέθηκε τελικά σε τροχιά στις 25 Απριλίου 1990, εγκαινιάζοντας μία νέα εποχή, την διαστημική, στην αστρονομική παρατήρηση και κατ' επέκταση στις γνώσεις μας για το σύμπαν. Αν και ακόμα υπάρχουν τεχνικές δυσκολίες για την πλήρη αξιοποίησή του, οι πρώτες

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

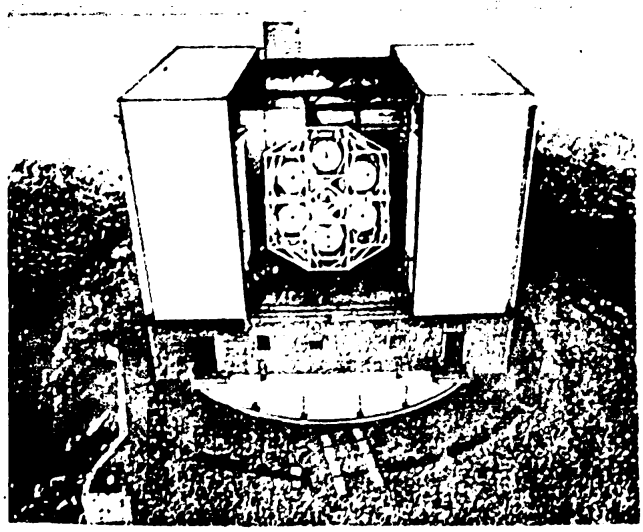
παρατηρήσεις καθώς και το πρόγραμμα που πρόκειται ν' ακολουθήσει προμηνύουν ότι το όλο εγχείρημα θα αποτελέσει σταθμό για την Αστρονομία.



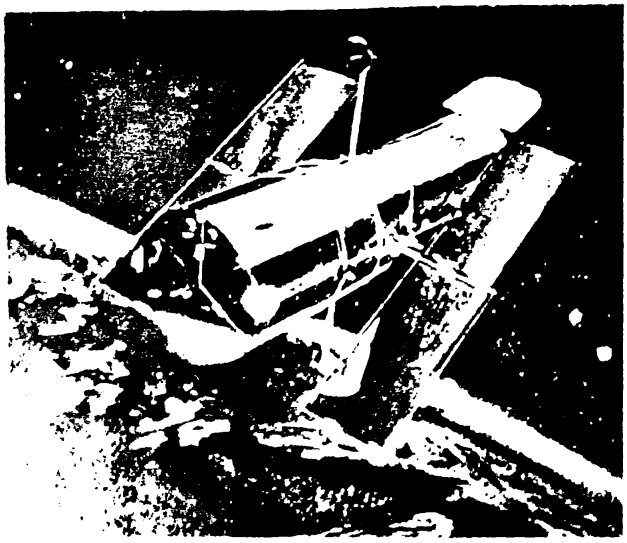
(α)



(β)



(γ)



(δ)

Σχήμα 2.34: (α) Οπτικό τηλεσκόπιο, (β) Ραδιοτηλεσκόπιο, (γ) Πολυκατοπτρικό τηλεσκόπιο, (δ) Το τηλεσκόπιο Hubble στο διάστημα

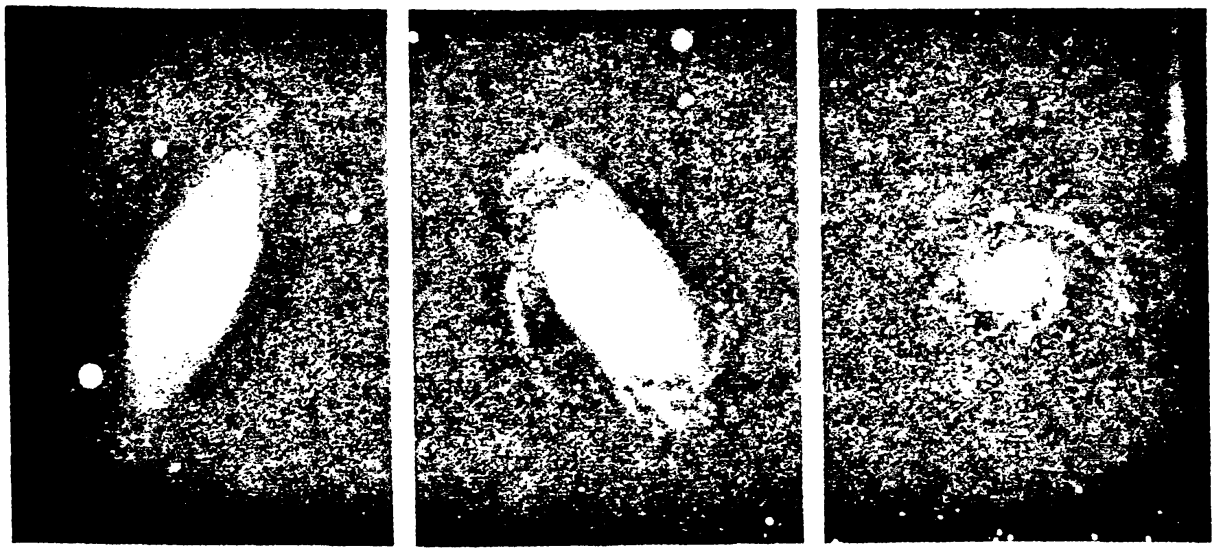
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Δομή του Σύμπαντος

3.1. Περιεχόμενο του σύμπαντος

Στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε τα σπουδαιότερα όργανα και τις βασικές φυσικές μεθόδους που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη του σύμπαντος. Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγραφεί το περιεχόμενο του σύμπαντος από απόψεως ύλης και ενέργειας, ενώ παράλληλα θα γίνει προσπάθεια για μία "ιεραρχική" παρουσίαση του "κόσμου" του.



Σχήμα 3.1: Γαλαξίες

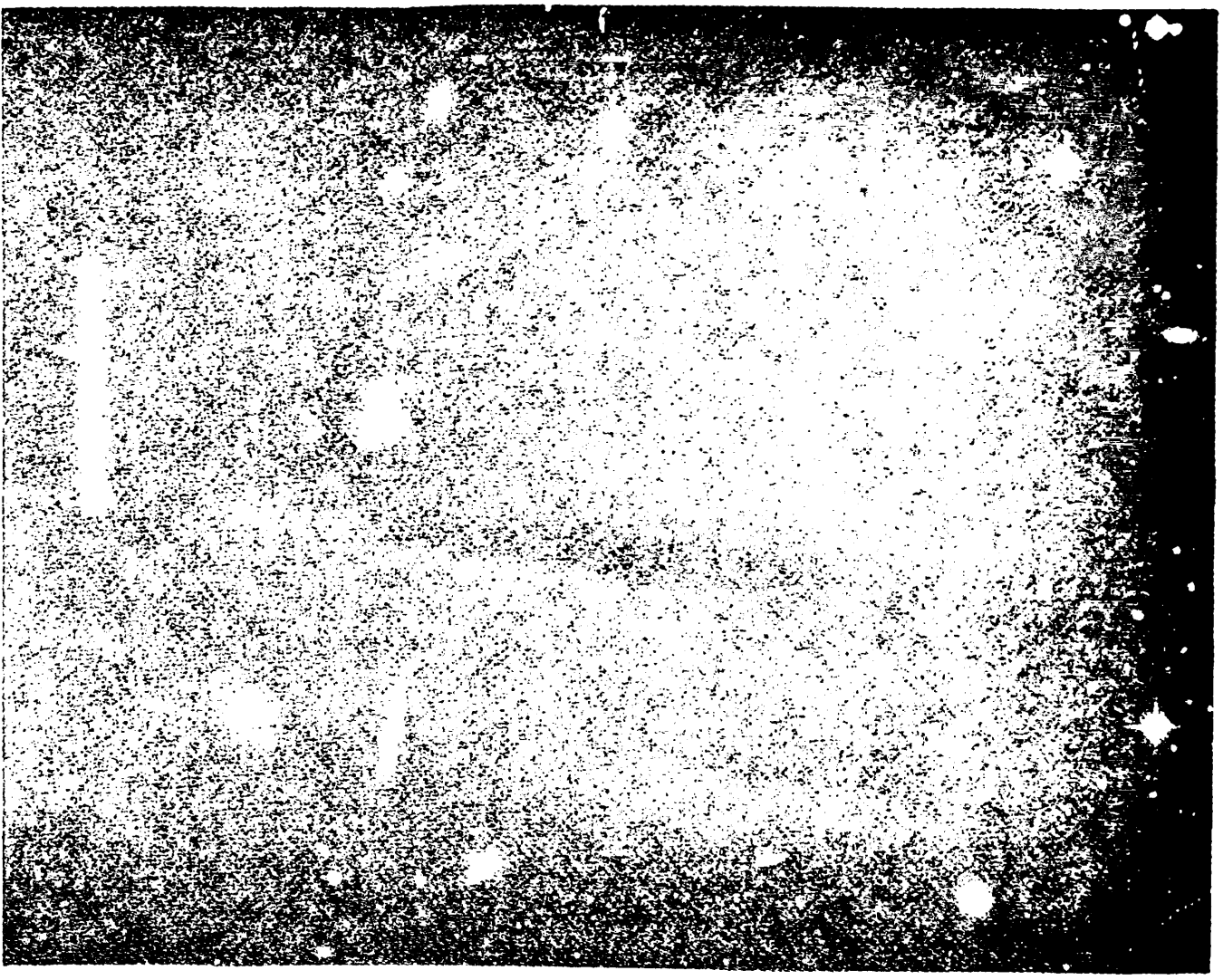
Με την έννοια **σύμπαν** εννοούμε τα πάντα που υπάρχουν και υπήρξαν μέσα στο χώρο και στο χρόνο. Οι κάθε είδους πληροφορίες που έχουμε συγκεντρώσει

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ι σήμερα για το σύμπαν, μας δίνουν μια εικόνα που σε μεγάλη κλίμακα
αμβάνει: α) τους γαλαξίες και τα γαλαξιακά συστήματα και β) τη μεσογαλαξιακή
αι ακτινοβολία.

Γαλαξίες

Είναι τεράστιες συγκεντρώσεις αστέρων, της τάξεως των $2 \cdot 10^{11}$ αστέρων,
υ και κονιορτού, που συγκρατούνται αμοιβαία με δυνάμεις βαρύτητας (σχ.3.1).
ις σημερινές δυνατότητες των τηλεσκοπίων υπολογίζεται ότι ο ολικός αριθμός
αλαξιών στο σύμπαν είναι της τάξεως του 10^{11}.



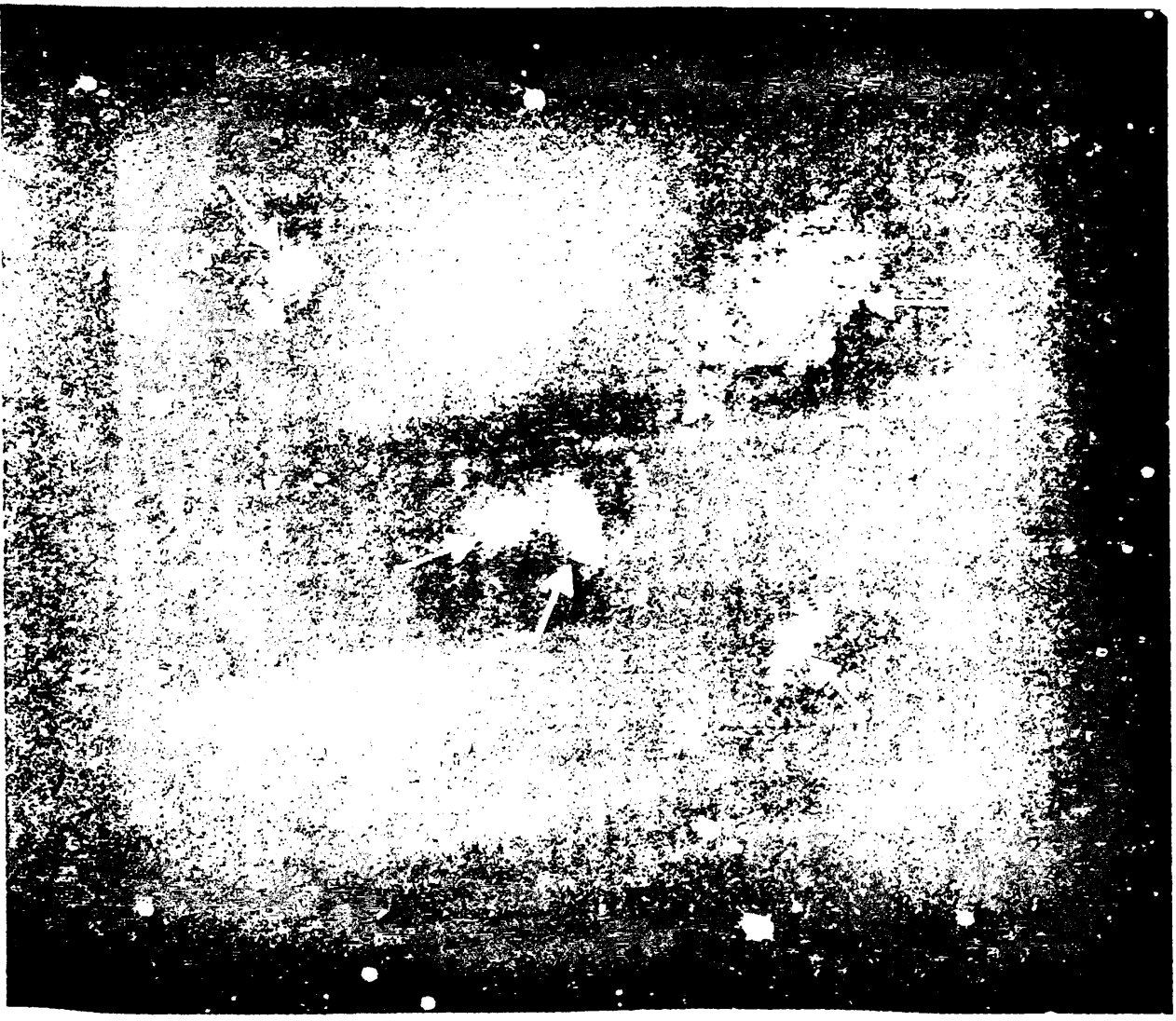
Σχήμα 3.2: Σμήνος γαλαξιών (διάχυτο)

Στην ιεραρχία του σύμπαντος την κύρια θέση κατέχουν τα **σμήνη γαλαξιών**,
ελούμενα από δεκάδες, εκατοντάδες ή και χιλιάδες γαλαξίες (σχ. 3.2), που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ονται με δυνάμεις βαρύτητας. Στατιστικές μελέτες έδειξαν πως η κατανομή των
ων των σμηνών δεν είναι τυχαία και ότι είναι δυνατό να θεωρηθούν τα σμήνη ως
περσμηνών. Φαίνεται πως το φαινόμενο δεν είναι στατιστικό αποτέλεσμα
ραγματικό φυσικό φαινόμενο, πως υπάρχει δηλαδή δυναμικός δεσμός μεταξύ
ηνών.

Τα σμήνη γαλαξιών χωρίζονται σε δύο κατηγορίες: τα **κανονικά** και τα
νιστα. Τα κανονικά σμήνη είναι γιγαντιαία συστήματα με σφαιρική συμμετρία
άλη συγκέντρωση γαλαξιών στο κέντρο, περιέχουν δε πολλές χιλιάδες μέλη.
ανόνιστα σμήνη, αντίθετα, δεν παρουσιάζουν σφαιρική συμμετρία, αλλά έχουν
νιστο σχήμα. Σ' αυτά περιλαμβάνονται: α) μικρές ομάδες γαλαξιών, β) χαλαρές
ντρώσεις μικροτέρων ομάδων με μερικά κέντρα συμπυκνώσεως και γ) αρκετά
α αλλά διάχυτα σμήνη.



Σχήμα 3.3: Ομάδα γαλαξιών (η πεντάδα του Στεφάνου)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Τρίτη στην ιεραρχία του σύμπαντος έρχεται η **ομάδα γαλαξιών** (σχ. 3.3) που δεν είναι και αυτή παρά ένα πολύ μικρό σμήνος και που αποτελείται από μερικούς γαλαξίες. Στην κατηγορία αυτή ανήκει και η **τοπική ομάδα**, μία ομάδα από 22 (τουλάχιστο) γαλαξίες στην οποία ανήκει και ο Γαλαξίας μας.

Στην συνέχεια έρχονται οι **διπλοί γαλαξίες**, συστήματα δηλαδή από δύο γαλαξίες που έχουν μεταξύ τους κάποια αλληλεπίδραση, και τελευταίοι οι **μεμονωμένοι γαλαξίες.**

3.1.2. Μεσογαλαξιακή ύλη και ακτινοβολία

Μεταξύ των γαλαξιών υπάρχει γενικά διάσπαρτη ύλη υπό μορφή αερίων και κονιορτού με μέση πυκνότητα της τάξεως των 10^{-30} gr/cm^3. Επίσης υπάρχουν αστέρες και σμήνη αστέρων, που είτε έχουν διαφύγει από τους γαλαξίες είτε δημιουργήθηκαν έξω από αυτούς. Επιπλέον, πολλοί γειτονικοί γαλαξίες συνδέονται μεταξύ τους με "γέφυρες" ύλης. Υπάρχουν τέλος ενδείξεις για την ύπαρξη αόρατης ύλης, της οποίας η μάζα υπερβαίνει τη συνολική μάζα όλων των ορατών γαλαξιών.

Στο μεσογαλαξιακό χώρο εκτός από ύλη υπάρχει έντονη ακτινοβολία τόσο σωματιδιακή (κοσμική ακτινοβολία), όσο και ηλεκτρομαγνητική.

Η κοσμική ακτινοβολία είναι υψηλής ενέργειας (10^{10} MeV) και ισότροπη, προέρχεται δε, σύμφωνα με ορισμένες απόψεις, από τους ραδιογαλαξίες ή τους ημιαστέρες, των οποίων τα μαγνητικά πεδία δεν είναι σε θέση να συγκρατήσουν τις κοσμικές ακτίνες με τέτοια ενέργεια.

Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ανήκει στην περιοχή των μικροκυμάτων του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, είναι ισότροπη και αντιστοιχεί σε μέλαν σώμα θερμοκρασίας 2.7 ^{o}K. Πιστεύεται πως η ακτινοβολία αυτή είναι υπόλειμμα της ακτινοβολίας ύστερα από την αρχική έκρηξη δημιουργίας και διαστολής του σύμπαντος (βλ. § 4.1).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

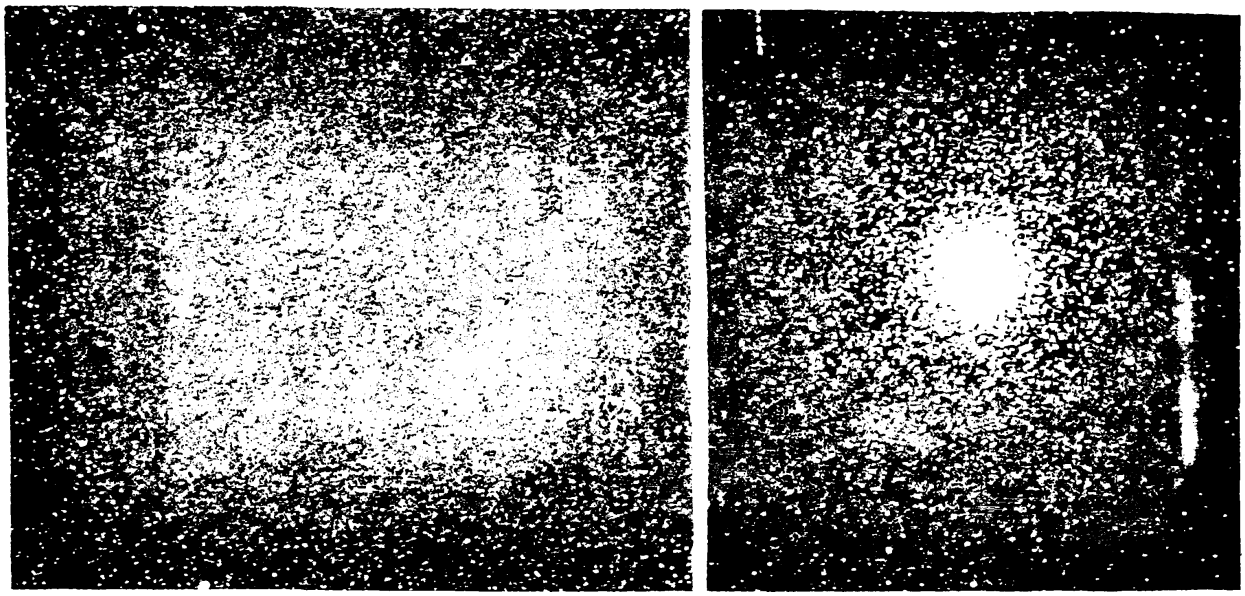
3.2. Περιεχόμενο του Γαλαξία μας

Ο Γαλαξίας μας αποτελείται βασικά από τριών ειδών φυσικά σώματα: α) τους αστέρες, β) τη μεσοαστρική ύλη και γ) τη μεσοαστρική ακτινοβολία.

3.2.1. Αστέρες

Οι αστέρες, όπως είναι γνωστό, είναι σώματα αυτόφωτα, σαν τον Ήλιο, με διαστάσεις, θερμοκρασίες και λοιπά φυσικά μεγέθη που διαφέρουν μεταξύ τους και που θα αναπτυχθούν λεπτομερειακά πιο κάτω.

Στην ιεραρχία του Γαλαξία μας την πρώτη θέση από απόψεως διαστάσεων κατέχουν οι **αστρικές ομάδες** ή **όμιλοι**, που είναι τεράστια συστήματα αστέρων με καθορισμένα χαρακτηριστικά και κοινή καταγωγή.



(A) (B)

Σχήμα 3.4: (A) Ανοικτό σμήνος αστέρων. (B) Σφαιρωτό σμήνος αστέρων

Στη συνέχεια έρχονται τα **αστρικά σμήνη**, σχετικά μικρά συστήματα αστέρων, που συνδέονται στενά μεταξύ τους με δυνάμεις βαρύτητας και διακρίνονται σε **ανοιχτά σμήνη** (σχ. 3.4A) και σε **σφαιρωτά σμήνη** (σχ. 3.4B). Τα ανοιχτά περιέχουν σχετικά λίγους αστέρες, το πολύ μερικές χιλιάδες, και παρουσιάζουν μικρή πυκνότητα αστέρων, ενώ τα σφαιρωτά αποτελούνται από πολλές χιλιάδες αστέρες και έχουν μεγάλη πυκνότητα αστέρων.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Πρέπει ακόμα να σημειωθεί πως οι αστέρες του Γαλαξία μας, ανάλογα με το χρόνο σχηματισμού τους, διαχωρίσθηκαν αρχικά σε δύο κατηγορίες που ονομάσθηκαν **αστρικοί πληθυσμοί**. Έτσι ο **πληθυσμός** I περιέλαβε τους αστέρες μικρής ηλικίας που σχηματίσθηκαν σχετικά πρόσφατά μέσα στους γαλαξίες, ενώ ο **πληθυσμός** II, τους αστέρες μεγάλης ηλικίας που σχηματίσθηκαν κατά την αρχική φάση δημιουργίας του σύμπαντος και των γαλαξιών. Σήμερα διακρίνουμε πέντε πληθυσμούς (βλ. τρίτο μέρος), στους οποίους κατατάσσονται όλα τα σώματα του Γαλαξία μας.

Μετά από τα σμήνη ακολουθούν οι **πολλαπλοί αστέρες** και στη συνέχεια οι **διπλοί αστέρες**. Οι πολλαπλοί αστέρες είναι συστήματα αστέρων με 3 έως μερικές δεκάδες μέλη. Οι διπλοί αστέρες είναι συστήματα από δύο αστέρες. Υπολογίζεται πως το 30% περίπου όλων των αστέρων είναι διπλοί και πολλαπλοί αστέρες.

Τελευταίοι έρχονται οι **μεμονωμένοι αστέρες**, που είναι οι πολυπληθέστεροι και στους οποίους ανήκει ο Ήλιος.

Ανεξάρτητα από την παραπάνω διάκρισή τους, οι αστέρες ταξινομούνται σε ορισμένες κατηγορίες με βάση ορισμένα φυσικά χαρακτηριστικά τους. Οι σπουδαιότερες από τις ταξινομήσεις αυτές, τις οποίες θεωρούμε σκόπιμο να αναφέρουμε εδώ, είναι οι εξής:

1) **Ταξινόμηση με βάση τη φωτεινότητα:** Σύμφωνα με αυτή, οι αστέρες διακρίνονται σε **υπεργίγαντες, λαμπρούς γίγαντες, γίγαντες, υπογίγαντες, νάνους** και **υπονάνους** (ο Ήλιος ανήκει στους νάνους).

2) **Ταξινόμηση με βάση το φάσμα:** Σύμφωνα με αυτή, οι αστέρες διακρίνονται σε φασματικούς τύπους, που χαρακτηρίζονται με τα γράμματα O,B,A,F,G,K,M, και τις δεκαδικές υποδιαιρέσεις τους. Λέμε π.χ. φασματικός τύπος G0, G1, ... G9 (ο Ήλιος ανήκει στον G2). Οι αστέρες που ανήκουν στους τύπους O και B καλούνται αστέρες **προγενέστερων** τύπων, αυτοί που ανήκουν στους τύπους A, F, G, αστέρες **ενδιάμεσων τύπων** και αυτοί που ανήκουν στους τύπους K, M αστέρες **μεταγενέστερων τύπων**.

3) **Ταξινόμηση με βάση τη σταθερότητα της φωτεινότητας:** Πολλοί αστέρες παρουσιάζουν ίδια μεταβολή της φωτεινότητάς τους και καλούνται **μεταβλητοί**

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

"Το δυπαν είναι το 1 και μια εισηγού απείρου γέννησε το 2"

αστέρες. Βασικά αυτοί διαιρούνται σε δύο κατηγορίες: α) τους **παλλόμενους μεταβλητούς**, των οποίων η ατμόσφαιρα διαστέλλεται και συστέλλεται περιοδικά και β) τους **εκρηκτικούς μεταβλητούς** που παρουσιάζουν απότομες μεταβολές.

Στον πίνακα 3.1 δίνονται οι διάφοροι τύποι αστέρων που ανήκουν στις δύο κατηγορίες.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1

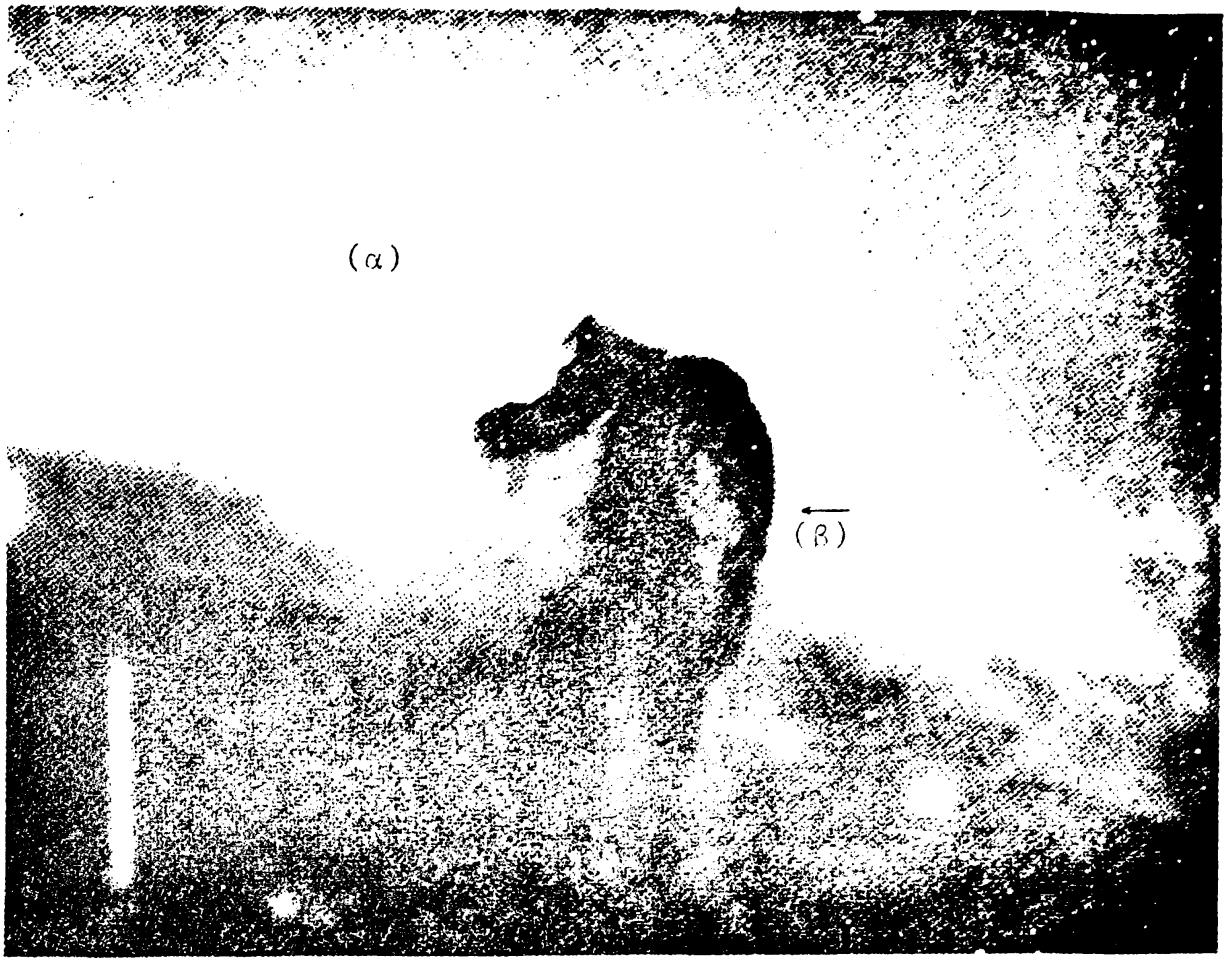
Παλλόμενοι μεταβλητοί	Εκρηκτικοί μεταβλητοί
Κηφείδες τύπου [δ Cephei, W Virginis] Τύπου RR Lyrae " δ Scuti " β Canis Majoris " Mira " RV Tauri Ημικανονικοί Μη κανονικοί (ανώμαλοι) [μακρο-περίοδοι] Τύπου α^2 Cannum Venaticorum (μαγνητικοί)	Νόβα Τύπου Νόβα [συμβιοτικοί, τύπου R Cygni] Σούπερ - Νόβα Τύπου U Geminorum ή SS Cygni " Z Camelopardalis " R Coronae Borealis Μη κανονικοί (ανώμαλοι) Τύπου UV Ceti (εκλάμψεων)

Ανεξάρτητα από τις παραπάνω ταξινομήσεις πρέπει να αναφερθεί μία ιδιαίτερη κατηγορία αστέρων του Γαλαξία μας, οι **ιδιότυποι αστέρες**. Σ' αυτούς περιλαμβάνονται: (α) τα **αντικείμενα Herbig Haro**, (β) οι αστέρες τύπου **Wolf-Rayet** (με διαστελλόμενα κελύφη), (γ) τα **πλανητικά νεφελώματα**, (δ) οι **λευκοί νάνοι**, (ε) οι **αστέρες νετρονίων**, (στ) οι **μελανές οπές**, (ζ) οι **ραδιοαστέρες** (η) οι **παλμίτες (pulsars)**, (θ) οι **πηγές ακτίνων X**. Οι ιδιότυποι αυτοί αστέρες θα εξετασθούν λεπτομερώς στο τρίτο μέρος του βιβλίου αυτού, που αναφέρεται στο Γαλαξία μας. Γενικά πρόκειται για κανονικούς αστέρες που βρίσκονται σε διάφορα στάδια εξελίξεως.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

3.2.2. Μεσοαστρική ύλη

Είναι διεσπαρμένη στο μεσοαστρικό χώρο και περιλαμβάνει: α) τα φωτεινά νεφελώματα, β) τα σκοτεινά νεφελώματα, γ) το διάσπαρτο αέριο και δ) το διάσπαρτο κονιορτό.



Σχήμα 3.5: Το νεφέλωμα του Ωρίωνα: (α) νεφέλωμα εκπομπής, β) σκοτεινό νεφέλωμα.

α) **Τα φωτεινά νεφελώματα** (σχ. 3.5α) διακρίνονται σε **νεφελώματα εκπομπής**, που είναι νέφη κυρίως HII (ιονισμένου υδρογόνου) διεγερμένου από το φως περιεχομένων σ' αυτά νεοσχηματισμένων αστέρων μεγάλης λαμπρότητας και σε **νεφελώματα ανακλάσεως**, που είναι νέφη αερίου και κονιορτού ορατά λόγω ανακλάσεως του φωτός κοντινών αστέρων (μικρής λαμπρότητας).

β) **τα σκοτεινά νεφελώματα** (σχ. 3.5β) είναι είτε νέφη κονιορτού, όπως τα ανακλάσεως, με τη διαφορά ότι δεν υπάρχουν κοντινοί αστέρες σ' αυτά για να τα φωτίσουν (ή υπάρχουν σε μη ευνοϊκή διεύθυνση). Τα πυκνότερα από αυτά καλούνται

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

και **μοριακά νέφη**, γιατί σ' αυτά ανακαλύφθηκαν με ραδιοτηλεσκόπια μόρια χημικών ενώσεων (π.χ. NH_3, NHCOH, CH_3OH, κλπ.), καθώς και χημικές ρίζες (π.χ. OH κ.ά.).

γ) Το **διάσπαρτο αέριο** είναι διανεμημένο κατά μήκος των σπειρών του Γαλαξία και διαφέρει από τα νεφελώματα εκπομπής μόνο στην πυκνότητα. Διακρίνουμε **περιοχές HI** (ουδέτερου υδρογόνου) και **περιοχές HII** (ιονισμένου υδρογόνου), αν και η διάκριση αυτή αμφισβητείται.

δ) Ο **διάσπαρτος κονιορτός** αποτελείται από κόκκους διαφόρων μεγεθών και είναι κατανεμημένος παντού, όπως το διάσπαρτο αέριο.



Σχήμα 3.6: Το ηλιακό μας σύστημα (σχηματική παράσταση)

3.2.3. Μεσοαστρική ακτινοβολία

Υπό την έννοια μεσοαστρική ακτινοβολία εννοούμε: α) τη συνεχή ραδιοεκπομπή του Γαλαξία, καθώς και την εκπομπή σε συγκεκριμένες φασματικές γραμμές

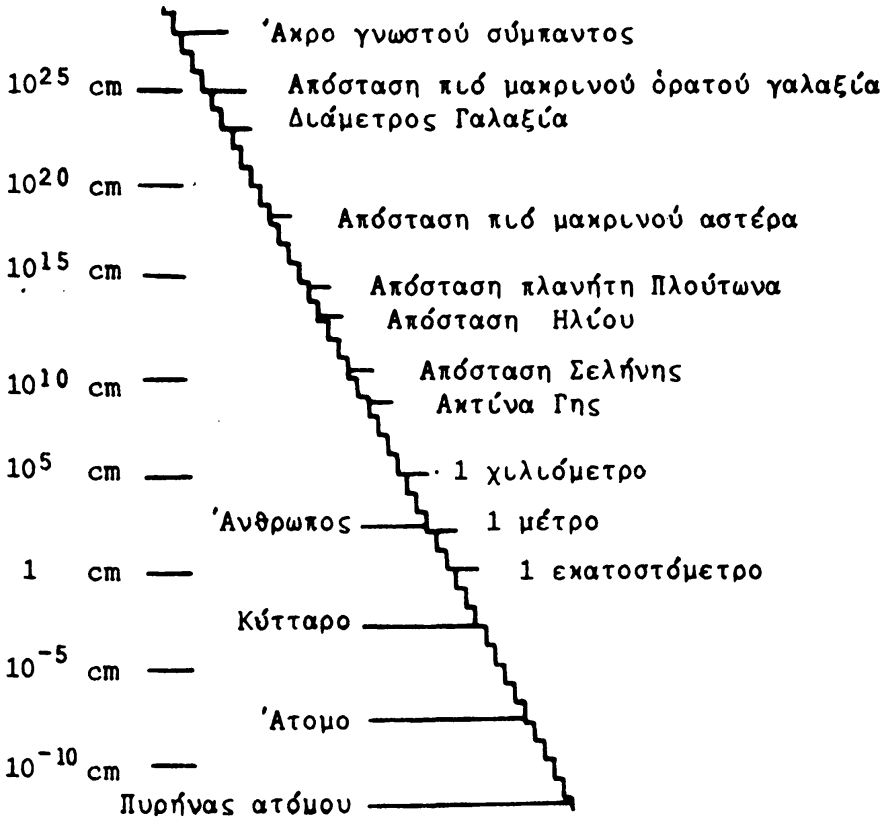
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

απορροφήσεως, όπως στη γραμμή των 21 cm (β) την πρωτογενή κοσμική ακτινοβολία, (γ) τη διάχυτη ακτινοβολία Χ και (δ) τη διάχυτη ακτινοβολία γ.

3.3. Πλανητικά συστήματα

Υπολογίζεται σήμερα πως το 1% περίπου των αστέρων περιβάλλεται από πλανητικά συστήματα. Αυτό σημαίνει πως 2 δισεκατομμύρια περίπου από τους αστέρες του Γαλαξία μας έχουν πλανητικό σύστημα όπως ο Ήλιος (σχ. 3.6).

Το πλανητικό σύστημα του Ηλίου, δηλαδή το **ηλιακό σύστημα**, έχει τα εξής μέλη: (α) τον **Ήλιο** (β) τους **πλανήτες**, (γ) τους **αστεροειδείς**, (δ) τους **δορυφόρους** των πλανητών, ανάμεσα στους οποίους είναι και η Σελήνη, (ε) τους **κομήτες**, (στ) τα **μετέωρα** και τους **μετεωρίτες** και (ζ) τη **μεσοπλανητική ύλη**.



Σχήμα 3.7: Χαρακτηριστικές διαστάσεις του σύμπαντος

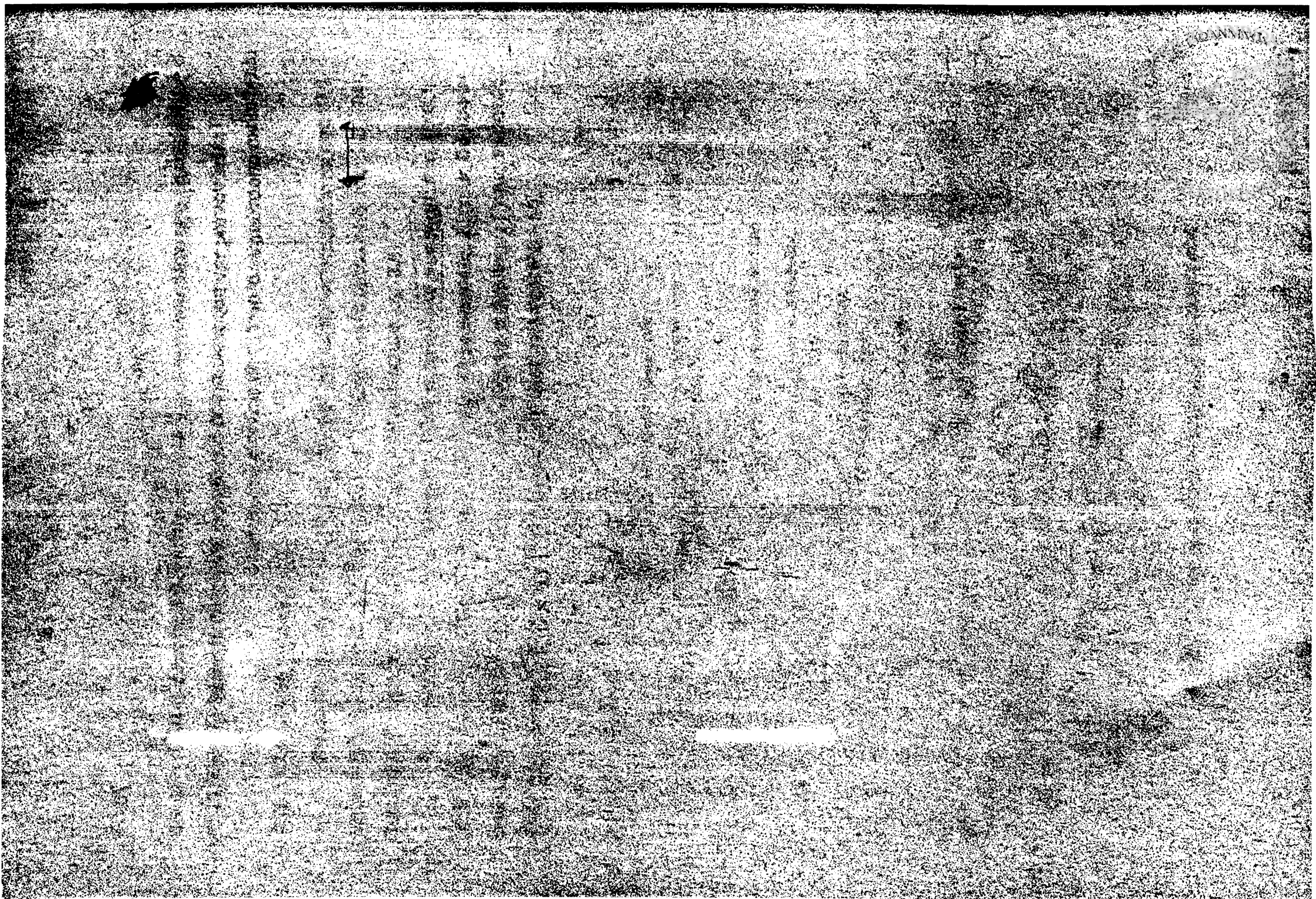
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

3.4. Κλίμακα αποστάσεων

Τελειώνοντας την παρουσίαση του σύμπαντος θεωρούμε σκόπιμο να δώσουμε μία κλίμακα αποστάσεων σ' αυτό, που φαίνεται στο σχήμα 3.7.

Σύμπαν
↓
Γαλαξίας
↓
Πλανητικό σύστημα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

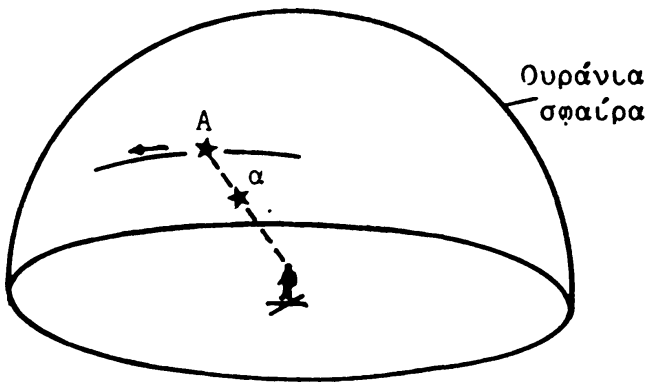


ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Η Γη ως παρατηρητήριο

4.1. Η ουράνια σφαίρα

Όσα γνωρίζουμε για το σύμπαν προέρχονται απο παρατηρήσεις που έγιναν από τη Γη και το άμεσο περιβάλλον της. Είναι λοιπόν απαραίτητο να γνωρίσουμε τη θέση της Γης μέσα στο χώρο, να δούμε τις θέσεις και τις κινήσεις των ουρανίων σωμάτων από τη θέση αυτή, καθώς και την εξήγηση μερικών πολύ γνωστών φαινομένων που συνδέονται με τις κινήσεις της Γης.



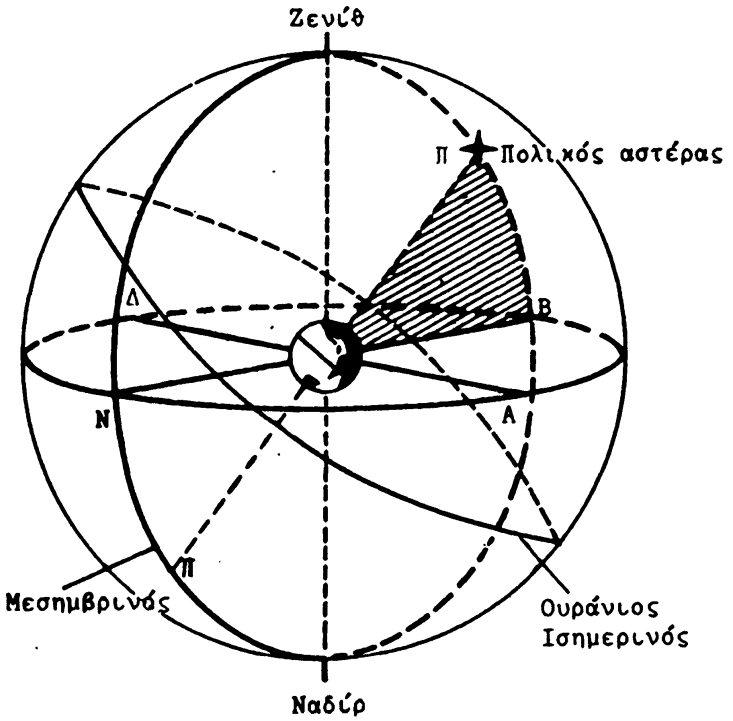
Σχήμα 4.1: Η ουράνια σφαίρα: ο αστέρας α προβάλλεται στο εσωτερικό της, στη θέση Α

Όταν παρατηρεί κανείς τη νύχτα τον έναστρο ουρανό από μία "ανοιχτή" τοποθεσία, έχει την εντύπωση πως βρίσκεται στο κέντρο μιας τεράστιας κοίλης σφαίρας, της οποίας βλέπει μόνο το ένα ημισφαίριο. Η εντύπωση αυτή είναι τόσο έντονη, ώστε οι πρόγονοί μας πίστεψαν ότι βρισκόμαστε πραγματικά στο κέντρο μιας τέτοιας σφαίρας, το κέντρο του κόσμου, η οποία στρέφεται μαζί με τα διάφορα ουράνια σώματα γύρω από την ακίνητη Γη. Σήμερα όλοι γνωρίζουμε πως ούτε η Γη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

είναι ακίνητη, ούτε και βρίσκεται στο κέντρο του κόσμου. Ωστόσο, η απατηλή αυτή εικόνα είναι πολύ χρήσιμη στους αστρονόμους, γιατί τους διευκολύνει στη μελέτη της θέσης και των κινήσεων των ουρανίων σωμάτων καθώς αυτά προβάλλονται στο εσωτερικό της κατά την παρατήρησή τους (σχ.4.1). Η φανταστική αυτή σφαίρα που έχει ακτίνα απροσδιόριστη ονομάζεται **ουράνια σφαίρα**.

Παρατηρώντας λοιπόν κανείς την ουράνια σφαίρα επί αρκετή ώρα σχηματίζει την εντύπωση ότι αυτή περιστρέφεται μαζί με όλα τα ουράνια σώματα από την Ανατολή προς τη Δύση. Πρόκειται όμως για μία φαινόμενη περιστροφή· στην πραγματικότητα εκείνη που περιστρέφεται αντίθετα, από τη Δύση προς την Ανατολή, είναι η Γη, εκτελώντας μία περιστροφή γύρω από τον άξονά της σε 24 ώρες. Ο άξονα περιστροφής της ουράνιας σφαίρας που καλείται **άξονας του κόσμου**, δεν είναι παρά η προέκταση του άξονα περιστροφής της Γης (σχ. 4.2).

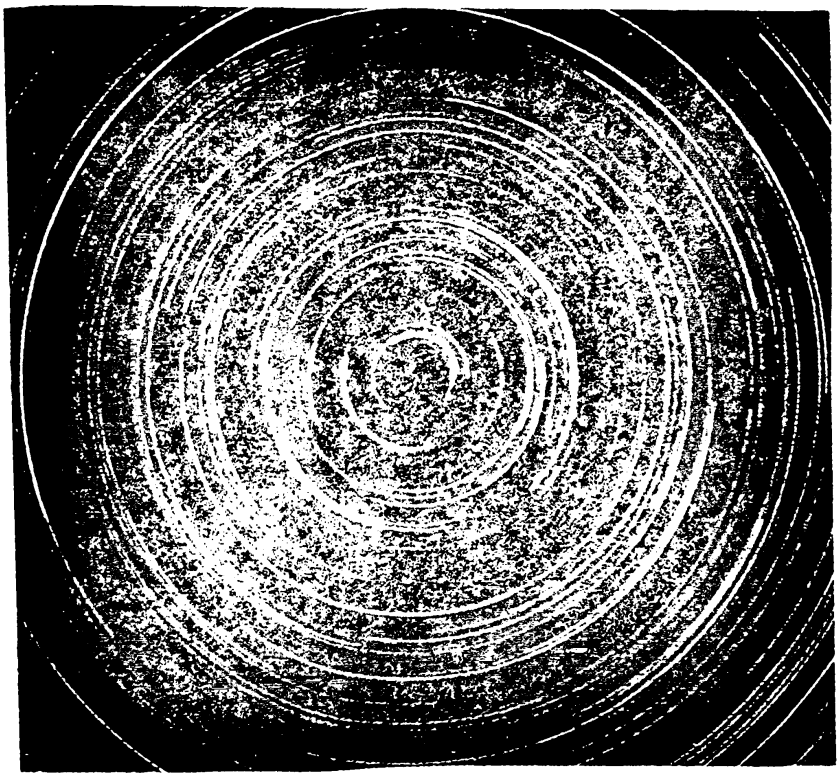


Σχήμα 4.2: Η προέκταση του άξονα της Γης ορίζει τον άξονα του κόσμου

Ο άξονας του κόσμου τέμνει την ουράνια σφαίρα στα σημεία Π και Π', που καλούνται αντίστοιχα **βόρειος πόλος** και **νότιος πόλος** αυτής. Ο μέγιστος κύκλος της ουράνιας σφαίρας που είναι κάθετος στον άξονα του κόσμου, καλείται

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ουράνιος ισημερινός. Κατά τη φαινόμενη λοιπόν περιστροφή της ουράνιας σφαίρας, που καλείται **ημερήσια κίνηση**, βλέπει κανείς τη Σελήνη και τους αστέρες να ανατέλουν και να δύουν, καθώς διαγράφουν τις κυκλικές τροχιές τους γύρω από τον άξονα του κόσμου παράλληλα προς τον ουράνιο ισημερινό (σχ. 4.3).

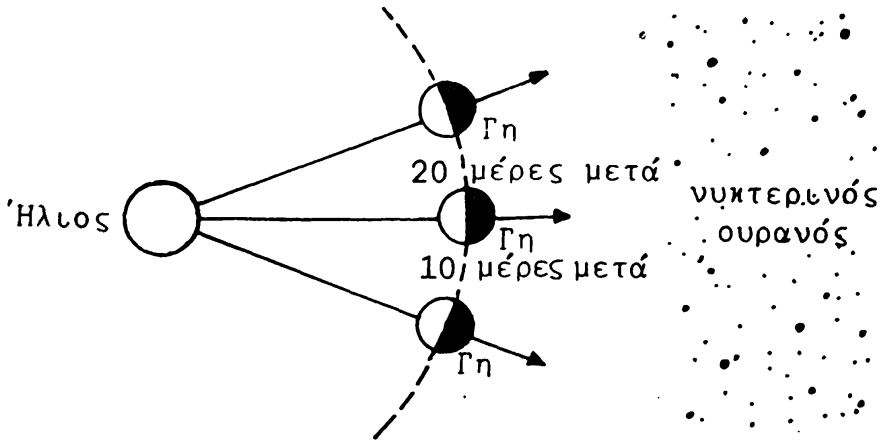


Σχήμα 4.3: Φαινόμενες τροχιές αστέρων γύρω από ένα πόλο του ουρανού

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

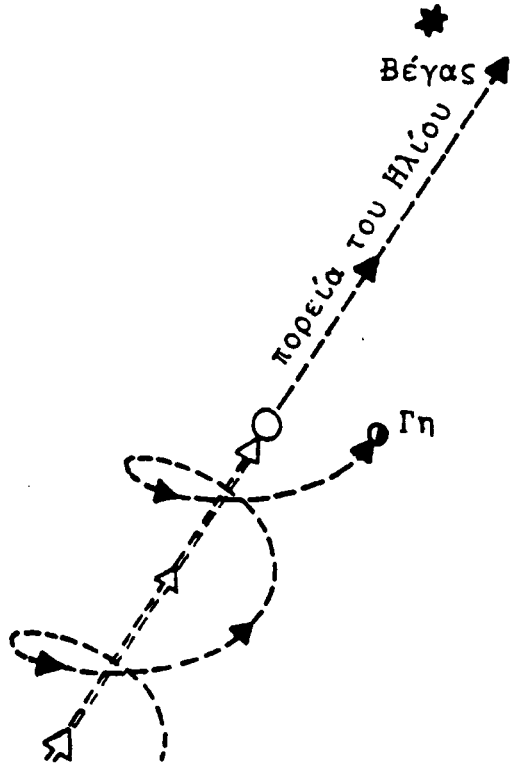
4.2. Κίνηση της Γης

Όταν παρατηρούμε τον ουρανό κάθε βράδυ, την ίδια όμως πάντα ώρα,



Σχήμα 4.4: Η όψη του ουρανού αλλάζει από νύχτα σε νύχτα λόγω της περιφοράς της Γης γύρω από τον Ήλιο

διαπιστώνουμε πως η όψη του αλλάζει κατά τη διάρκεια του έτους περιοδικά: άλλους σχηματισμούς αστέρων (αστερισμούς) βλέπουμε το χειμώνα και άλλους το καλοκαίρι.



Σχήμα 4.5: Η κίνηση του Ηλίου μέσα στο χώρο και η ελικοειδής κίνηση της Γης

Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στο ότι η Γη περιφέρεται γύρω από τον Ήλιο εκτελώντας μία πλήρη περιφορά σε 365.25 ημέρες περίπου (έτος). Έτσι καθώς η Γη κινείται στην τροχιά της από μέρα σε μέρα, ένας παρατηρητής βλέπει διαφορετικές περιοχές του ουρανού κάθε νύχτα (σχ. 4.4).

Εκτός από τις παραπάνω φαινόμενες κινήσεις, λόγω της ημερήσιας κίνησης, οι αστέρες έχουν και πραγματικές κινήσεις. Συγκεκριμένα οι αστέρες που βρίσκονται στη "γειτονιά" του ηλιακού μας συστήματος, όπως και

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ

οι αστέρες κάθε άλλης γειτονιάς, κινούνται ο ένας σε σχέση με τον άλλον, λόγω αμοιβαίων ελκτικών δυνάμεων. Η κίνηση αυτή θα μπορούσε να εξομοιωθεί με την κίνηση των μορίων ενός αερίου. Έτσι ο Ήλιος, και μαζί του ολόκληρο το ηλιακό σύστημα, κινείται σε σχέση με τους αστέρες της γειτονιάς του με ταχύτητα 19.5 km/s, προς μία κατεύθυνση που περνάει κοντά από τον αστέρα Βέγα (ένα λαμπρό αστέρα που φαίνεται το καλοκαίρι, κατά τις 10 μ.μ. περίπου, πάνω από το κεφάλι μας). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η τροχιά της Γης μέσα στο χώρο να είναι ελικοειδής (σχ.4.5). Πάντως η παραπάνω κίνηση δεν επηρεάζει αισθητά την όψη του ουρανού. Εξάλλου η Γη συμμετέχει και σε άλλες γενικότερες κινήσεις που θα αναφερθούν σε άλλο κεφάλαιο.

4.3. Συστήματα αστρονομικών συντεταγμένων

4.3.1. Γωνιώδης απόσταση

Στα διάφορα αστρονομικά προβλήματα, ως κέντρο της ουράνιας σφαίρας θεωρείται το μάτι του παρατηρητή, η δε ακτίνα της λαμβάνεται αυθαίρετα: π.χ. άπειρη. Η ευθεία που συνδέει το μάτι του παρατηρητή με έναν αστέρα καλείται **οπτική ακτίνα** του αστέρα, το δε σημείο τομής της με την ουράνια σφαίρα καθορίζει τη **φαινόμενη** θέση του αστέρα (σχ. 4.1 και 4.6). Η γωνία που σχηματίζουν οι οπτικές ακτίνες δύο αστέρων καλείται **γωνιώδης απόσταση** αυτών.

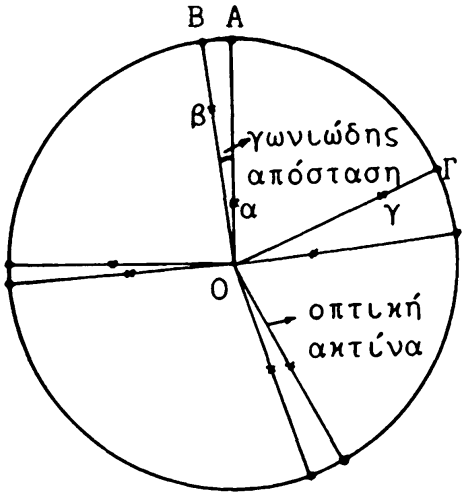
Η έννοια της ουράνιας σφαίρας μας επιτρέπει να καθορίσουμε εύκολα τη διεύθυνση ενός αστέρα (οπτικής ακτίνας) και των λοιπών ουρανίων σωμάτων μέσα στο χώρο, δηλαδή τη θέση τους και κατ' επέκταση τις κινήσεις τους, χρησιμοποιώντας ένα σύστημα δύο σφαιρικών συντεταγμένων φ και θ (σχ. 4.7). Προς τούτο χρειάζονται δύο επίπεδα αναφοράς, που ορίζουν πάνω στη σφαίρα δύο βασικούς κύκλους (μέγιστους), των οποίων η τομή ορίζει την αρχή μετρήσεως των τόξων.

Έτσι π.χ. στο σχήμα 4.7 η θέση του σημείου Α καθορίζεται από τις συντεταγμένες φ και θ που μετρώνται από τα τόξα ΒΓ και ΓΑ.

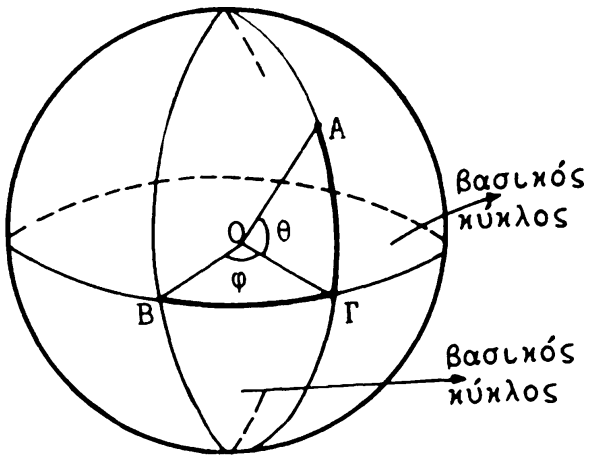
Ανάλογα με τους μέγιστους κύκλους που λαμβάνονται ως βασικοί, διακρίνουμε διάφορα συστήματα συντεταγμένων (βλ. παρακάτω). Η θέση εξάλλου του παρατη-

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ρητή, ανάλογα με το θεωρούμενο πρόβλημα, είναι δυνατό να λαμβάνεται είτε στην επιφάνεια της Γης, οπότε το σύστημα καλείται **τοποκεντρικό**, είτε στο κέντρο της Γης ή του Ηλίου ή της Σελήνης ή ενός πλανήτη, οπότε καλείται αντίστοιχα, **γεωκεντρικό, ηλιοκεντρικό, σεληνοκεντρικό, πλανητοκεντρικό**.



Σχήμα 4.6: Φαινόμενες θέσεις Α,Β,Γ των ουρανίων σωμάτων α,β,γ



Σχήμα 4.7: Σφαιρικές συντεταγμένες

Για τη μελέτη τέλος της αλλαγής της διευθύνσεως (θέσεως) των ουρανίων σωμάτων με το χρόνο, δηλαδή της κινήσεώς τους, απαιτείται η χρησιμοποίηση ενός συστήματος μετρήσεως του χρόνου. Ένα τέτοιο σύστημα μπορεί να βασίζεται είτε στην περιστροφή της Γης, είτε στη φαινόμενη κίνηση (περιφορά) του Ηλίου, είτε στις κινήσεις άλλων σωμάτων, όπως θα δούμε πιο κάτω.

Η επίλυση όμως βασικών αστρονομικών προβλημάτων θέσεως και κινήσεως των ουρανίων σωμάτων στηρίζεται στην επίλυση σφαιρικών τριγώνων. Γι' αυτό είναι απαραίτητο να δοθούν μερικές στοιχειώδεις έννοιες και τύποι της σφαιρικής τριγωνομετρίας.

4.3.2. Στοιχεία σφαιρικής τριγωνομετρίας

Σφαιρικό τρίγωνο καλείται το τρίγωνο που έχει πλευρές τόξα μέγιστων κύκλων (σχ. 4.8). **Πλευρές** του είναι τα τόξα ΑΒ, ΒΓ, ΓΑ και γωνίες του οι **σφαιρικές γωνίες** $\hat{A}$, $\hat{B}$, και $\hat{\Gamma}$. Το άθροισμα των γωνιών του είναι μεγαλύτερο των 180°, η δε διαφορά $\hat{A}+\hat{B}+\hat{\Gamma}-180^{\circ}=2S$ καλείται **σφαιρική υπεροχή**. Ένα σφαιρικό τρί-

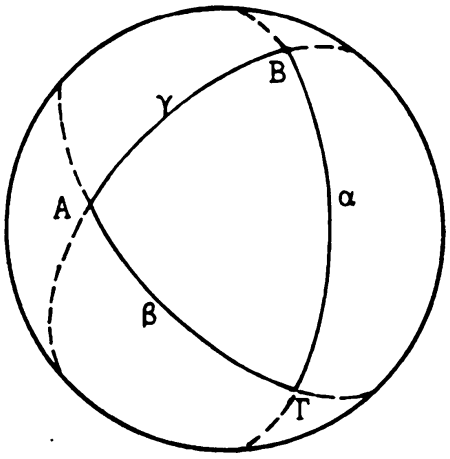
γωνο μπορεί να έχει μία, δύο ή και τρεις γωνίες ορθές, οπότε καλείται **ορθογώνιο**, **δισορθογώνιο** ή **τρισορθογώνιο** αντίστοιχα. Επίσης μπορεί να έχει μία, δύο ή τρεις πλευρές ορθές, οπότε καλείται **ορθόπλευρο**, **δισορθόπλευρο** ή **τρισορθόπλευρο**.

Η σφαιρική τριγωνομετρία ασχολείται με τις σχέσεις ανάμεσα στις πλευρές και στις γωνίες ενός σφαιρικού τριγώνου. Οι πιο σημαντικές από τις σχέσεις αυτές για την επίλυση ενός σφαιρικού τριγώνου είναι οι εξής:

1) Νόμος του συνημιτόνου: $\text{συν}\alpha = \text{συν}\beta\,\text{συν}\gamma + \text{ημ}\beta\,\text{ημ}\gamma\,\text{συν}A$

Μπορούμε να γράψουμε άλλους δύο τύπους με την κυκλική εναλλαγή:

$\alpha \to \beta \to \gamma$ και $A \to B \to \Gamma$.



Σχήμα 4.8: Σφαιρικό τρίγωνο

2) Νόμος του ημιτόνου: $\frac{\text{ημ}\alpha}{\text{ημ}A} = \frac{\text{ημ}\beta}{\text{ημ}B} = \frac{\text{ημ}\gamma}{\text{ημ}\Gamma}$

3) σχέση μεταξύ τριών πλευρών και δύο γωνιών ή τύπος των πέντε στοιχείων:

$\text{ημ}\alpha\,\text{συν}\beta = \text{ημ}\gamma\,\text{συν}\beta - \text{συν}\gamma\,\text{ημ}\beta\,\text{συν}A$

Μπορούμε να γράψουμε συνολικά έξη τύπους της μορφής αυτής.

4) σχέση μεταξύ τεσσάρων διαδοχικών στοιχείων ή τύπος των τεσσάρων στοιχείων: $\text{συν}\alpha\,\text{συν}\beta = \text{ημ}\alpha\,\text{σφ}\gamma - \text{ημ}B\,\text{σφ}\Gamma$

Μπορούμε και πάλι να γράψουμε έξη τύπους της μορφής αυτής.

4.3.3. Γήινες συντεταγμένες (Γεωγραφικές)

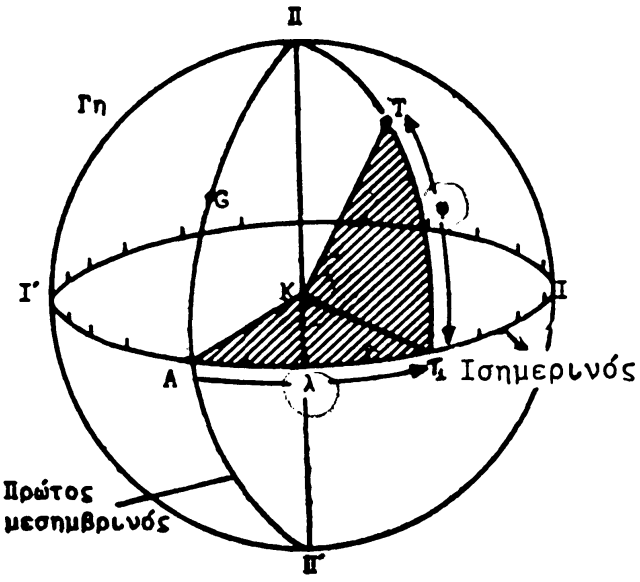
Η θέση ενός τόπου πάνω στη γήινη σφαίρα καθορίζεται από δύο σφαιρικές συντεταγμένες. Ως βασικοί κύκλοι λαμβάνονται ο **γήινος ισημερινός**, δηλαδή ο μέγιστος κύκλος που είναι κάθετος στον άξονα περιστροφής της Γης ΠΠ' και περνάει από το κέντρο της Γ (σχ. 4.9), και ο **πρώτος μεσημβρινός** αυτής, δηλαδή το ημικύκλιο που περνάει από τους πόλους της Π και Π' και το Αστεροσκοπείο του Greenwich. Συντεταγμένες ενός τόπου Τ είναι:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

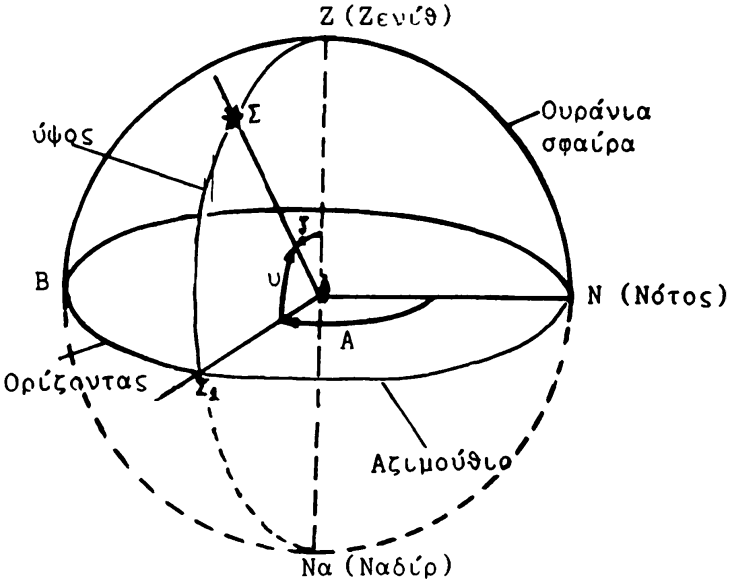
α) το **γεωγραφικό μήκος** λ, που μετριέται από το τόξο GT_1 πάνω στον ισημερινό, με αρχή το G, από 0^o ως 180^o ανατολικά (E) του Greenwish και απόν 0^o ως 180^o δυτικά (W) του Greenwish. Έτσι γράφουμε π.χ. $\lambda=45^o\ 30'$ E ή $\lambda=3^h\ 02^m$ E.

β) το **γεωγραφικό πλάτος** φ, που μετριέται από το τόξο T_1,T, με αρχή το T_1 (ισημερινός), θετικά προς το βόρειο πόλο Π (από 0^o ως 90^o) και αρνητικά προς το νότιο πόλο Π' (από 0^o ως -90^o).

Στην ουράνια σφαίρα το γεωγραφικό πλάτος ορίζεται από τη γωνία που σχηματίζει ο άξονας του κόσμου με τον ορίζοντα (βλ. σχ. 4.16).



Σχήμα 4.9: Γήινες συντεταγμένες



Σχήμα 4.10: Οριζόντιες συντεταγμένες

4.3.4. Οριζόντιες συντεταγμένες

Το σύστημα των οριζοντίων συντεταγμένων είναι το φυσικό σύστημα αστρονομικών παρατηρήσεων.

Η κατακόρυφος ενός τόπου (διεύθυνση του νήματος της στάθμης) τέμνει την ουράνια σφαίρα στα σημεία Ζ και Να (σχ. 4.10) που καλούνται αντίστοιχα **ζενίθ** και **ναδίρ**. Ο μέγιστος κύκλος που είναι κάθετος στη ΖΝα και περνάει από το κέντρο Ο καλείται **ορίζοντας** του τόπου. Το ημικύκλιο ΖΣΝα που περνάει από τον αστέρα Σ καλείται **κατακόρυφος** αυτού.

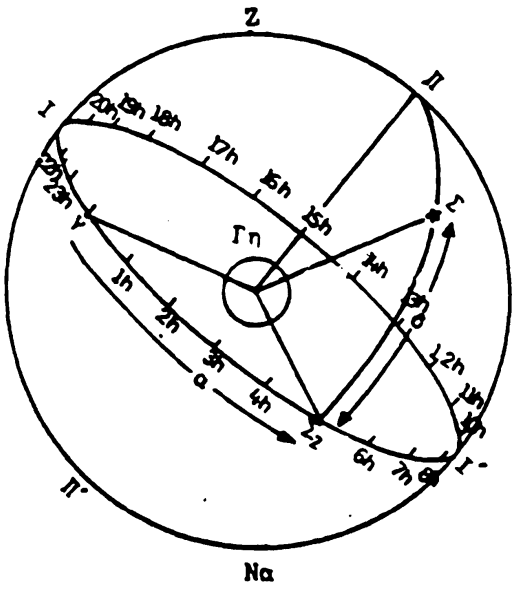
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Στο σύστημα οριζοντίων συντεταγμένων βασικοί κύκλοι είναι ο **ορίζοντας** $B\Sigma_1N$ και ο **κατακόρυφος του Νότου** ZNNα, συντεταγμένες δε ενός αστέρα Σ είναι το **ύψος υ** και το **αζιμούθιο Α**. Το ύψος μετριέται από το τόξο $\Sigma_1\Sigma$, με αρχή το Σ_1 (ορίζοντα), θετικά προς το ζενίθ (από 0^o ως 90^o) και αρνητικά προς το ναδίρ (από 0^o ως -90^o).

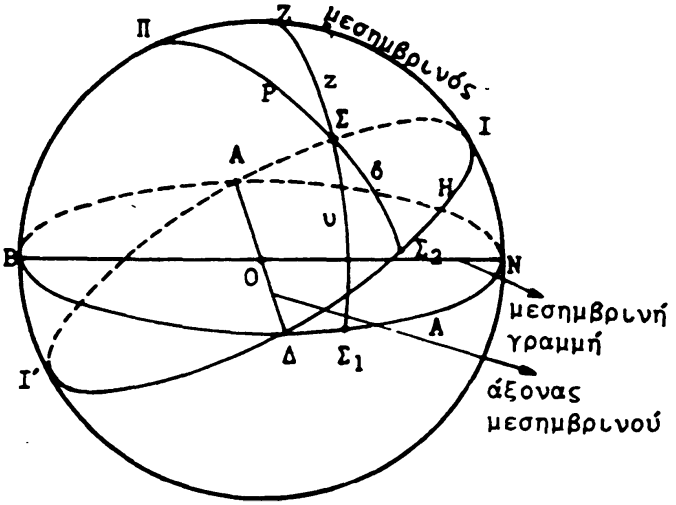
Το τόξο ZΣ ορίζει τη **ζενιθία απόσταση z** του αστέρα και μετριέται από το Z προς το Να, από 0^o ως 180^o. Το αζιμούθιο του αστέρα εξάλλου μετριέται από το τόξο $N\Sigma_1$, συνήθως με αρχή το νότο N και **ανάδρομη φορά** (προς δυσμάς), από 0^o ως 360^o. Στο νότιο ημισφαίριο μετριέται κατ' αντίθετη φορά (προς ανατολάς).

4.3.5. Ισημερινές συντεταγμένες

Το σύστημα αυτό χρησιμοποιείται στις παρατηρήσεις με το τηλεσκόπιο.



Σχήμα 4.11: Ισημερινές συντεταγμένες



Σχήμα 4.12: Σημεία του ορίζοντα

Ο άξονας περιστροφής της Γης τέμνει την ουράνια σφαίρα, όπως αναφέρθηκε, στα σημεία Π και Π' (σχ.4.11) που καλούνται αντίστοιχα **βόρειος πόλος** και **νότιος πόλος** αυτής. Έτσι ορίζεται ο **άξονας του κόσμου ΠΠ'**. Ο μέγιστος

κύκλος που είναι κάθετος στον ΠΠ' και περνάει από το κέντρο Ο είναι ο **ουράνιος ισημερινός**. Το ημικύκλιο ΠΣΠ' που περνάει από τον αστέρα Σ καλείται **ωριαίος** αυτού.

Στο σύστημα ισημερινών συντεταγμένων βασικοί κύκλοι είναι ο **ουράνιος ισημερινός** και ο **ωριαίος του νότου**, συντεταγμένες δε η **απόκλιση δ** και η **ωριαία γωνία Η**. Η απόκλιση μετριέται από το τόξο $\Sigma_2\Sigma$ με αρχή το Σ_2 (ουράνιο ισημερινό) θετικά προς το βόρειο πόλο Π (από 0^o ως 90^o) και αρνητικά προς το νότιο πόλο Π' (από 0^o ως -90^o). Το τόξο ΠΣ ορίζει την **πολική απόσταση Ρ** του αστέρα και μετριέται από το Π προς το Π', από 0^o ως 180^o. Η ωριαία γωνία, εξάλλου, μετριέται από το τόξο $I\Sigma_2$ με αρχή το Ι και ανάδρομη φορά, από 0^h ως 24^h.

Οι άξονες ΠΠ' και ΖΝα ορίζουν το **μεσημβρινό επίπεδο** (σχ. 4.12). Η τομή αυτού με την ουράνια σφαίρα καλείται **μεσημβρινός του παρατηρητή**. Η τομή του μεσημβρινού και του ορίζοντα ορίζει τη **μεσημβρινή γραμμή**, δηλαδή τη διεύθυνση Βορρά-Νότου. Η διεύθνση του ορίζοντα που είναι κάθετη πάνω στη μεσημβρινή γραμμή και περνάει από το κέντρο 0, ορίζει τον **άξονα του μεσημβρινού**, δηλαδή τη διεύθυνση Ανατολής-Δύσεως.

4.3.6: Ουρανογραφικές συντεταγμένες

Το σύστημα αυτό χρησιμοποιείται στη σύνταξη αστρικών καταλόγων.

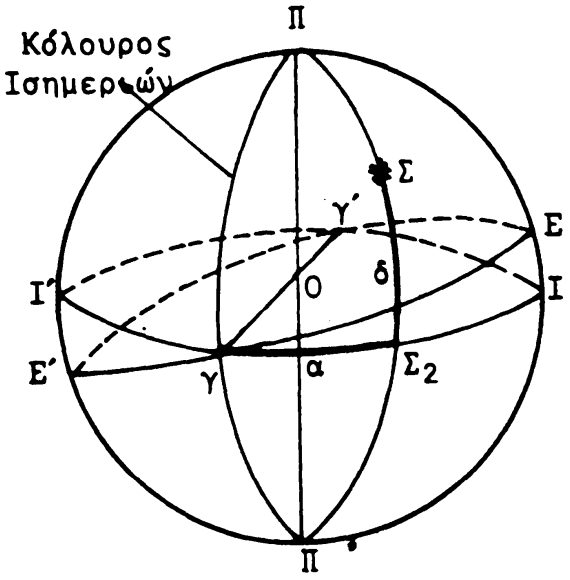
Το επίπεδο της τροχιάς της Γης γύρω από τον Ήλιο τέμνει την ουράνια σφαίρα κατά μέγιστο κύκλο που καλείται **εκλειπτική**. Η εκλειπτική Ε'γΕγ' και ο ουράνιος ισημερινός Γ'γΙ τέμνονται (σχ. 4.13) κατά τη διάμετρο γγ'.

Στο σύστημα των ουρανογραφικών συντεταγμένων βασικοί κύκλοι είναι ο **ουράνιος ισημερινός** και ο **ωριαίος** του **γ**, που καλείται **κόλουρος των ισημεριών**, και συντεταγμένες η **απόκλιση δ** και η **ορθή αναφορά α**. Η απόκλιση μετριέται όπως στις ισημερινές συντεταγμένες, ενώ η ορθή αναφορά από το τόξο $\gamma\Sigma_2$ με αρχή το γ και ορθή φορά (φορά αντίθετη της κινήσεως των δεικτών του ρολογιού: προς ανατολάς), από 0^h ως 24^h.

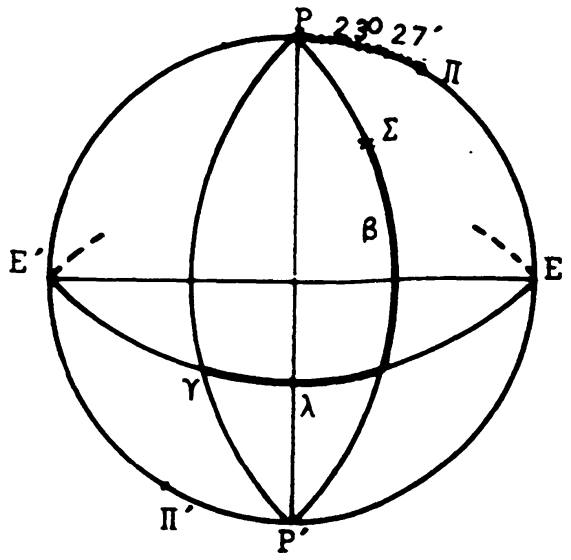
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.3.7. Εκλειπτικές συντεταγμένες

Το σύστημα αυτό χρησιμοποιείται στην Ουράνια Μηχανική.



Σχήμα 4.13: Ουρανογραφικές συντεταγμένες



Σχήμα 4.14: Εκλειπτικές συντεταγμένες

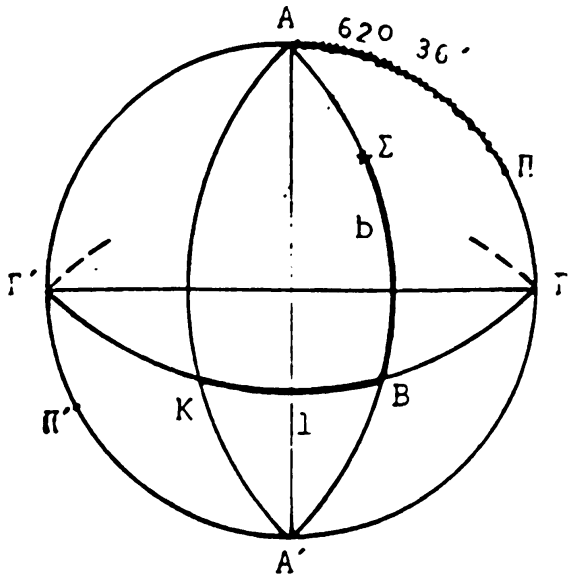
Στο σύστημα των εκλειπτικών συντεταγμένων βασικοί κύκλοι είναι η **εκλειπτική**, τομή της ουράνιας σφαίρας από το επίπεδο της τροχιάς της Γης γύρω από τον Ήλιο και ο μέγιστος κύκλος που περνάει από τους πόλους της εκλειπτικής και το γ, συντεταγμένες δε το **εκλειπτικό μήκος λ** και το **εκλειπτικό πλάτος β** (σχ. 4.14). Το εκλειπτικό μήκος μετριέται από το τόξο γΑ, με αρχή το γ, από 0^o ως 360^o και κατά την ορθή φορά. Το εκλειπτικό πλάτος μετριέται από το τόξο ΑΣ με αρχή το Α (εκλειπτική) θετικά προς το βόρειο πόλο Ρ της εκλειπτικής (από 0^o ως 90^o) και αρνητικά προς το νότιο πόλο Ρ' της εκλειπτικής (από 0^o ως -90^o).

4.3.8. Γαλαξιακές συντεταγμένες

Το σύστημα αυτό χρησιμοποιείται στις γαλαξιακές μελέτες.

Στο σύστημα των γαλαξιακών συντεταγμένων βασικοί κύκλοι είναι ο **γαλαξιακός ισημερινός** που είναι η τομή της ουράνιας σφαίρας από το γαλαξιακό

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



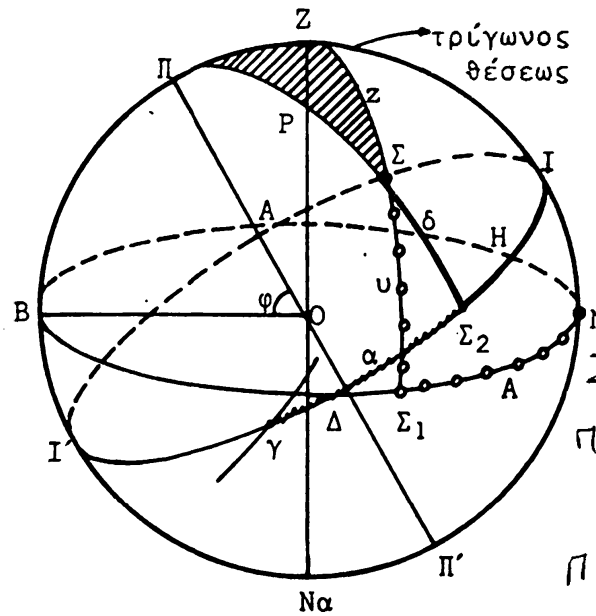
Σχήμα 4.15: Γαλαξιακές συντεταγμένες

επίπεδο και ο **μέγιστος κύκλος** που περνάει από τους πόλους του γαλαξιακού ισημερινού και περιέχει τη διεύθυνση κέντρου Γης-κέντρου Γαλαξία, συντεταγμένες δε το **γαλαξιακό μήκος** l και το **γαλαξιακό πλάτος** b (σχ. 4.15).

Οι συντεταγμένες αυτές μετριώνται αντίστοιχα από τα τόξα ΚΒ και ΒΣ κατά τρόπο εντελώς ανάλογο προς τις εκλειπτικές.

4.3.9. Τρίγωνο θέσεως αστέρα

Στο σχήμα 4.16 δίνεται μία τυχούσα θέση ενός αστέρα Σ και σημειώνονται οι συντεταγμένες του στα συστήματα οριζόντιων, ισημερινών και ουρανογραφικών συντεταγμένων.



Σχήμα 4.16: Συντεταγμένες αστέρος. Σύνθεση των σχημάτων 4.10, 4.11 και 4.13

Έτσι λοιπόν έχουμε με βάση το σχήμα αυτό έχουμε:

α) οριζόντιες συντεταγμένες:

$Z, N\upsilon = (\Sigma_1\Sigma)$, $A = (N\Sigma_1)$,

β) ισημερινές συντεταγμένες:

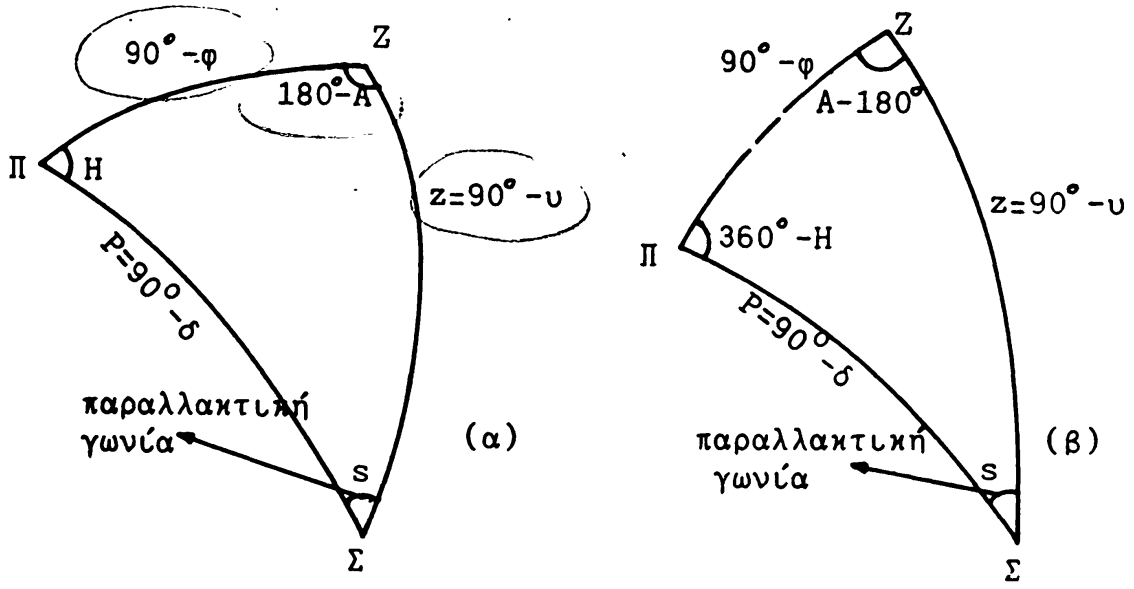
$\delta = (\Sigma_2\Sigma)$, $H = (I\Sigma_2)$,

γ) ουρανογραφικές συντεταγμένες:

$\delta = (\Sigma_2\Sigma)$, $\alpha = (\gamma\Sigma_2)$.

Το σφαιρικό τρίγωνο ΠΖΣ καλείται **τρίγωνο θέσεως** του αστέρα και συνδέει τις διάφορες συντεταγμένες αυτού. Πραγματικά, καθώς προκύπτει πολύ εύκολα οι πλευρές και οι γωνίες του έχουν τα μέτρα που φαίνονται στο σχήμα 4.17.

Εφαρμόζοντας τους παραπάνω τύπους της σφαιρικής τριγωνομετρίας είναι δυνατό να μεταβαίνουμε από το ένα σύστημα συντεταγμένων στο άλλο και να επιλύουμε διάφορα προβλήματα.



Σχήμα 4.17: Τρίγωνο θέσεως αστέρα: α) $A<180^{\circ}$, β) $A>180^{\circ}$

4.4. Περιστροφή της ουράνιας σφαίρας

Λόγω της περιστροφής της Γης γύρω από τον άξονά της, η ουράνια σφαίρα μαζί με όλα τα ουράνια σώματα που προβάλλονται πάνω σ' αυτή φαίνονται να περιστρέφονται γύρω από τον άξονα του κόσμου κατ' αντίθετη φορά, δηλαδή από την Ανατολή προς τη Δύση. Η κίνηση αυτή της ουράνιας σφαίρας καλείται, όπως αναφέρθηκε, **ημερήσια κίνηση**.

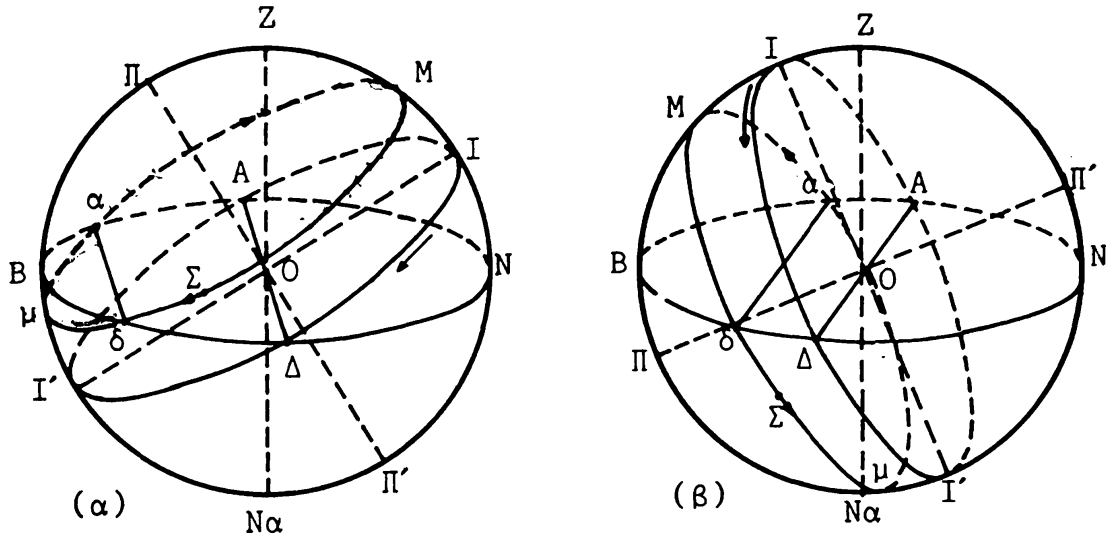
Όπως επίσης αναφέρθηκε, κατά την περιστροφή της ουράνιας σφαίρας οι αστέρες και τα λοιπά ουράνια σώματα φαίνονται να διαγράφουν κύκλους παράλληλους προς τον ουράνιο ισημερινό.

Έτσι για έναν παρατηρητή ενός τόπου με $\varphi>0$ η όψη της ουράνιας σφαίρας θα είναι σαν αυτή του σχήματος 4.18α, ενώ για έναν τόπο με $\varphi<0$ η όψη της ουράνιας σφαίρας διαφέρει σημαντικά και είναι σαν αυτή του σχήματος 4.18β.

Κατά την ημερήσια κίνηση της ουράνιας σφαίρας ένας αστέρας Σ διαγράφει τη **φαινόμενη τροχιά** του, έναν κύκλο παράλληλο προς τον ουράνιο ισημερινό (σχ.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.18). Η τροχιά αυτή του αστέρα τέμνει τον ορίζοντα στα σημεία α και δ που ορίζουν αντίστοιχα την **ανατολή** και τη **δύση** του αστέρα. Το πάνω από τον ορίζοντα μέρος της τροχιάς του αΜδ καλείται **ημερήσιο τόξο** του αστέρα και το κάτω από τον ορίζοντα μέρος δμα **νυκτερινό τόξο** του αστέρα. Ο αστέρας στην περίπτωση αυτή καλείται **αμφιφανής**.



Σχήμα 4.18: Όψεις της ουράνιας σφαίρας: α) φ>0 και β) φ<0

Είναι όμως δυνατό η τροχιά του αστέρα να είναι ολόκληρη πάνω από τον ορίζοντα ή ολόκληρη κάτω από τον ορίζοντα, οπότε ο αστέρας καλείται αντίστοιχα **αειφανής** και **αφανής**.

Το ημερήσιο τόξο ενός αστέρα καθώς και το νυκτερινό διχοτομούνται από το μεσημβρινό του παρατηρητή, τα σημεία δε τομής τους με το μεσημβρινό ορίζουν αντίστοιχα την **άνω μεσουράνηση** και την **κάτω μεσουράνηση** του αστέρα.

Έτσι ένας αστέρας κατά την ημερήσια κίνησή του ανατέλλει στο α (σχ.4.18), στη συνέχεια μεσουρανεί άνω στο Μ, δύει στο δ και μεσουρανεί κάτω στο μ.

4.5. Διορθώσεις θέσεων

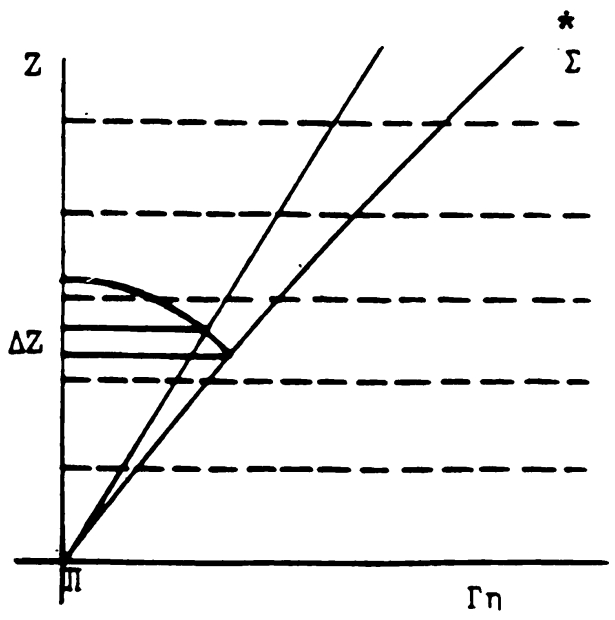
Οι συντεταγμένες των αστέρων και γενικά των διαφόρων ουρανίων σωμάτων προσδιορίζονται με παρατηρήσεις των φαινομένων θέσεών τους, που στη συνέχεια

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

διορθώνονται λόγω διαφόρων φαινομένων τα οποία επηρεάζουν τις παρατηρήσεις, ώστε να προκύψουν τελικά οι πραγματικές τους θέσεις.

Τα φαινόμενα αυτά είναι τα ακόλουθα:

α) Η **ατμοσφαιρική διάθλαση:** Καθώς μία φωτεινή ακτίνα, προερχόμενη από έναν αστέρα Σ, διασχίζει τα στρώματα της γήινης ατμόσφαιρας καμπυλώνεται συνέχεια μέχρι τον παρατηρητή Π λόγω αυξήσεως της πυκνότητας του αέρα. Ο παρατηρητής βλέπει τον αστέρα κατά τη διεύθυνση της εφαπτομένης της καμπυλωμένης ακτίνας ΠΣ (σχ. 4.19), οπότε ο αστέρας φαίνεται ψηλότερα κατά μία ποσότητα Δz που είναι για μικρές τιμές της ζενιθίας απόστασης z κατά προσέγγιση, Δz=60" εφz, ενώ στον ορίζοντα (**οριζόντια διάθλαση**) είναι Δz=35'. Το αζιμούθιο του αστέρα δεν επηρεάζεται από το φαινόμενο.

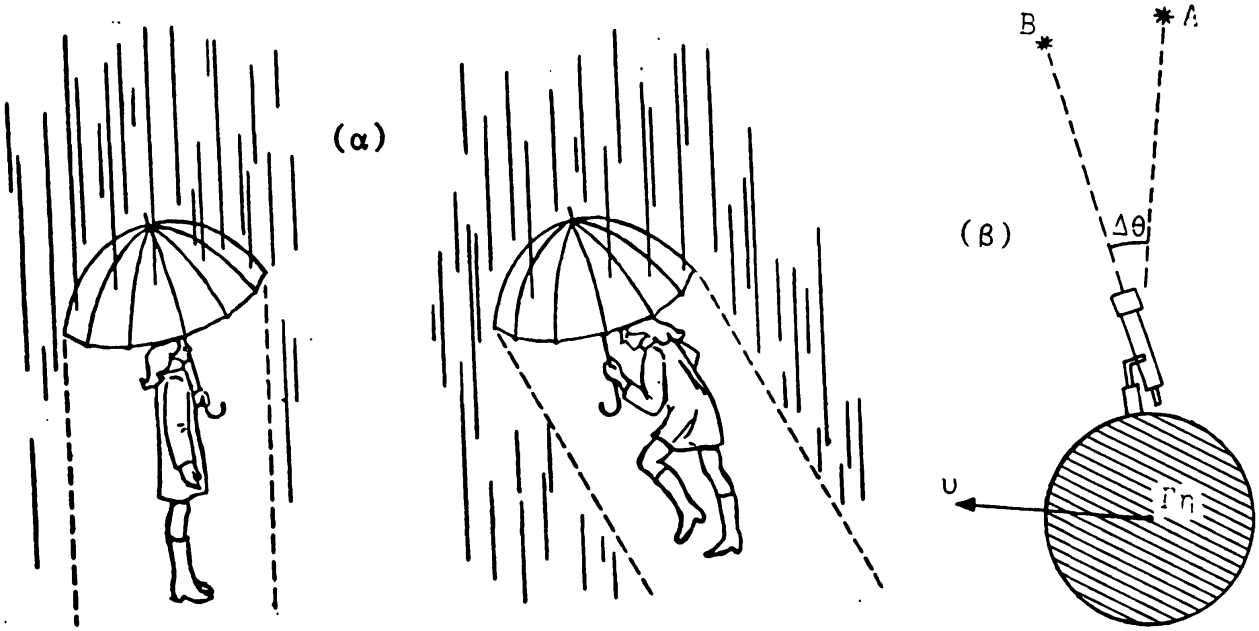


Σχήμα 4.19: Ατμοσφαιρική διάθλαση

β) Η **αποπλάνηση του φωτός:** Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στην κίνηση της Γης σε σχέση με τον παρατηρούμενο αστέρα. Όπως ακριβώς ένας πεζός που προχωρεί μέσα στη βροχή είναι υποχρεωμένος να γέρνει την ομπρέλλα του μπροστά για να αποφύγει τη βροχή (σχ. 4.20α), έτσι και ο παρατηρητής, που συμμετέχει της κινήσεως της Γης μέσα στο διάστημα, πρέπει να δώσει μία μικρή κλίση στο τηλεσκόπιό του κατά τη διεύθυνση κινήσεως για να το κατευθύνει προς τον αστέρα (σχ. 4.20β). Ο αστέρας δηλαδή υφίσταται μία μικρή μετατόπιση κατά τη διεύθυνση κινήσεως της Γης και κατά μία ποσότητα Δθ=kημθ, όπου θ είναι η γωνία που σχηματίζουν η διεύθυνση του αστέρα και η διεύθυνση κινήσεως της Γης, $k=\frac{U}{C}$ είναι η **σταθερά αποπλανήσεως** και υ η συνιστώσα της ταχύτητας της Γης κάθετα προς τη φωτεινή δέσμη. Έτσι λόγω της ετήσιας περιφοράς της Γης γύρω από τον Ήλιο, κατά

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

τη διάρκεια του έτους ένας αστέρας που βρίσκεται κοντά στον πόλο της εκλειπτικής διαγράφει γύρω από την πραγματική του θέση ένα μικρό κύκλο ακτίνας k, ενώ ένας άλλος που βρίσκεται στην εκλειπτική κινείται πάνω σε ένα μικρό τόξο εκατέρωθεν της πραγματικής θέσεως, ένας τρίτος δε που βρίσκεται μεταξύ πόλου και εκλειπτικής διαγράφει μία έλλειψη με άξονες k και kημβ, όπου β το εκλειπτικό πλάτος (σχ. 4.21). Η αποπλάνηση για την κίνηση αυτή της Γης καλείται **ετήσια αποπλάνηση** και έχει σταθερά k~20".5. Ανάλογο φαινόμενο δημιουργείται λόγω της ημερήσιας περιστροφής της Γης περί τον άξονά της και καλείται **ημερήσια αποπλάνηση**. Η σταθερά αποπλανήσεως στην περίπτωση αυτή είναι k=0".32 συνφ, εξαρτάται δηλαδή από το γεωγραφικό πλάτος του παρατηρητή.

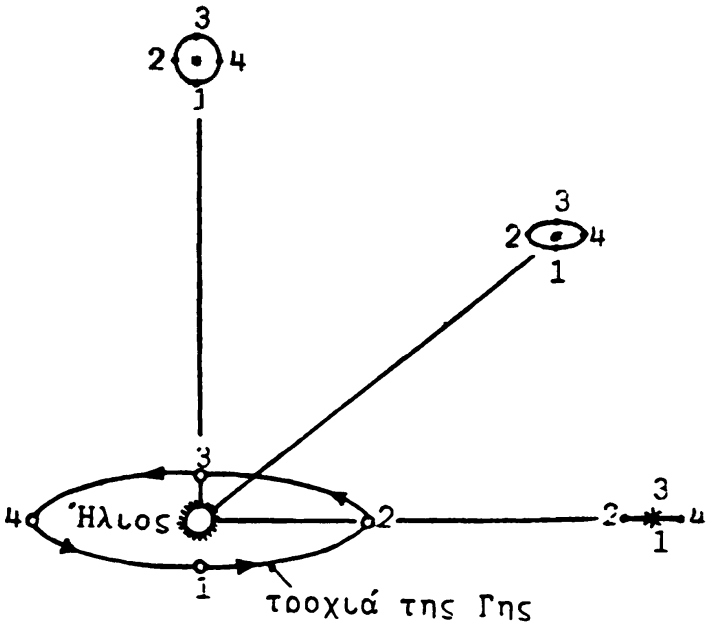


Σχήμα 4.20: Φαινόμενα αποπλανήσεως

γ) Η **παράλλαξη:** Το φαινόμενο αυτό είναι ένα γεωμετρικό φαινόμενο και οφείλεται στην ετήσια περιφορά της Γης γύρω από τον Ήλιο, λόγω της οποίας οι αστέρες υφίστανται μία φαινόμενη μετατόπιση πάνω στην ουράνια σφαίρα (σχ.4.21). Έτσι,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

όπως και στην περίπτωση της αποπλανήσεως, ένας αστέρας γενικά διαγράφει γύρω από την πραγματική του θέση μία έλλειψη (παραλλακτική έλειψη) με μεγάλο άξονα $\pi=\frac{a}{r}$, όπου a η ακτίνα περιφοράς της Γης και r η απόσταση του αστέρα, και μικρό άξονα πημβ. Στην περίπτωση ενός αστέρα που είναι κοντά στον πόλο της εκλειπτικής, η έλλειψη αυτή γίνεται κύκλος ακτίνας π και στην περίπτωση ενός αστέρα στην εκλειπτική γίνεται ευθύγραμμο τμήμα.



Σχήμα 4.21

δ) Η **μετάπτωση και η κλόνηση.** Ο άξονας περιστροφής της Γης δεν είναι σταθερός μέσα στο χώρο, αλλά διαγράφει την επιφάνεια ενός κώνου, όπως ακριβώς ο άξονας μιας σβούρας, με περίοδο 25800 έτη περίπου (βλ Μέρος Δεύτερο, σχ. 3.14). Η γενέτειρα του κώνου σχηματίζει με τον άξονά του γωνία $23^{o}27'$. Το φαινόμενο αυτό καλείται **μετάπτωση** του άξονα της Γης και οφείλεται στις βαρυτικές επιδράσεις του Ηλίου και της Σελήνης πάνω στη Γη και στο γεγονός ότι αυτή δεν είναι σφαιρική αλλά έχει σχήμα ελλειψοειδές.

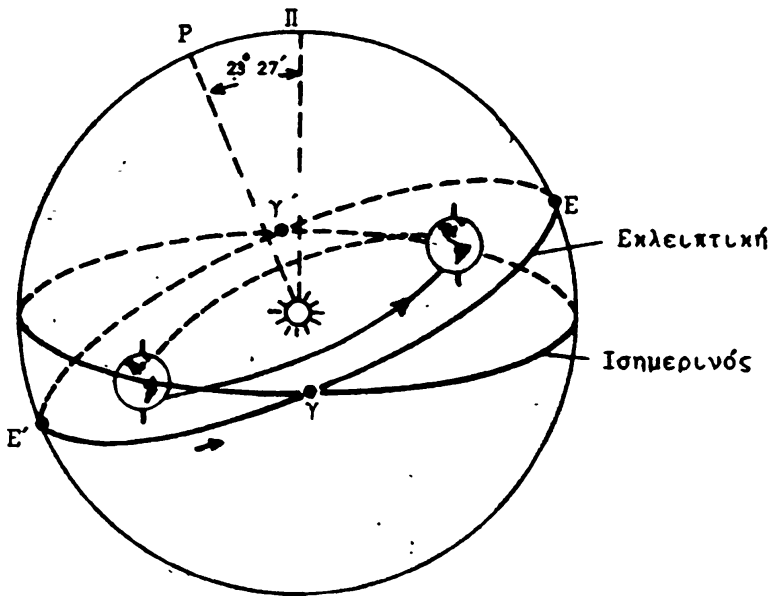
Αποτέλεσμα του φαινομένου αυτού, που ανακαλύφθηκε από τον Ίππαρχο, είναι η μετατόπιση των σημείων γ και γ' (ισημεριών) κατά 50".2 ετησίως πάνω στην Εκλειπτική και κατά την ανάδρομη φορά (μετάπτωση των ισημεριών) και κατά συνέπεια η μεταβολή των συντεταγμένων των αστέρων.

Ο άξονας όμως της Γης έχει επιπλέον και μία μικρή κλόνηση με περίοδο 19 ετών περίπου (βλ. Μέρος Δεύτερο, σχ. 3.16), που οφείλεται στην κλίση της τροχιάς της Σελήνης ως προς την Εκλειπτική (σχηματίζει γωνία $5^{o}.9'$)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.6. Ετήσια κίνηση του Ηλίου - Εκλειπτική

Η Γη εκτελεί μία περιφορά γύρω από τον Ήλιο, όπως αναφέρθηκε, σε ένα χρόνο το δε επίπεδο της τροχιάς της τέμνει την ουράνια σφαίρα κατά μέγιστο κύκλο που καλείται **εκλειπτική**. Λόγω της περιφοράς της Γης ο Ήλιος φαίνεται κινούμενος ως προς τους αστέρες κατα μία μοίρα περίπου την ημέρα και κατά την ορθή φορά (προς ανατολάς πάνω στον ουρανό) διαγράφοντας την εκλειπτική σε ένα έτος.



Σχήμα 4.22: Το φαινόμενο των εποχών οφείλεται στο ότι ο άξονα της Γης δεν είναι κάθετος στην τροχιά της (εκλειπτική). Το ημισφαίριο της Γης που είναι πιο κοντά στον Ήλιο έχει καλοκαίρι και το άλλο χειμώνα. Η άνοιξη αρχίζει όταν ο Ήλιος προβάλλεται στο γ, στις 21 Μαρτίου

Η εκλειπτική και ο ουράνιος ισημερινός τέμνονται κατά τη διάμετρο γγ' (σχ. 4.22) που καλείται **γραμμή των ισημεριών**, επειδή όταν ο Ήλιος βρίσκεται στα σημεία γ και γ' διαγράφει κατά την ημερήσια κίνησή του τον ουράνιο ισημερινό και έχουμε ισημερία, δηλαδή ίση διάρκεια ημέρας και νύχτας. Η διάμετρος ΕΕ' της εκλειπτικής ΕγΕ'γ' που είναι κάθετη στη γγ' καλείται **γραμμή των τροπών**, επειδή στα σημεία Ε και Ε' ο Ήλιος τρέπεται από το ένα ημισφαίριο του ουρανού στο άλλο.

Τα επίπεδα της εκλειπτικής και του ουράνιου ισημερινού σχηματίζουν γωνία $\omega = 23^\circ 27'$ που καλείται **λόξωση της εκλειπτικής**. Αυτό σημαίνει ότι ο άξονας περιστροφής της Γης δεν είναι κάθετος στην εκλειπτική, αλλά σχηματίζει γωνία ίση με $90^\circ - 23^\circ 27' = 66^\circ 33'$. Στο γεγονός αυτό οφείλεται το φαινόμενο των **εποχών**

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

του έτους. Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.22, η Γη κατά τη διάρκεια του έτους στρέφει προς τον Ήλιο πότε το βόρειο και πότε το νότιο ημισφαίριό της, οπότε σ' αυτό επικρατεί υψηλότερη θερμοκρασία και συνεπώς καλοκαίρι, ενώ στο άλλο χειμώνας.

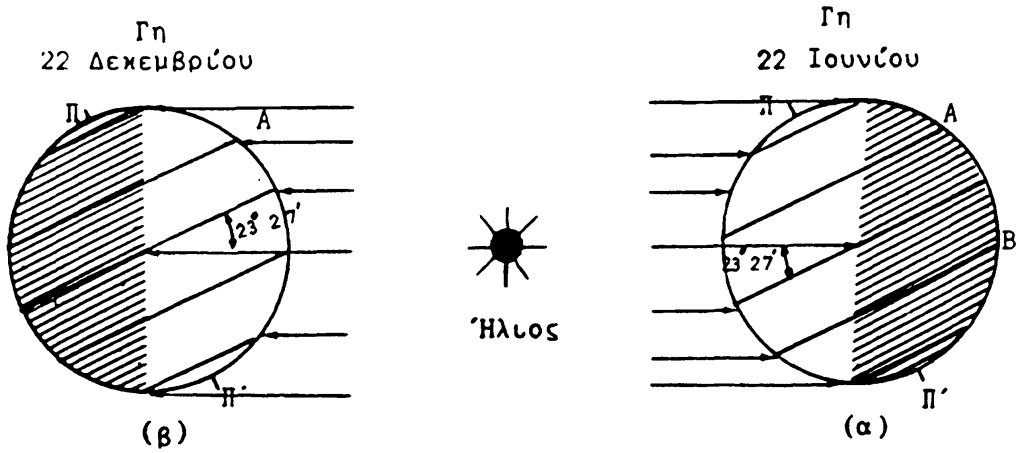
Εξάλλου ο Ήλιος κατά την περιφορά της Γης προβάλλεται στο γ, που καλείται **εαρινό ισημερινό σημείο**, στις 21 Μαρτίου (αρχή της άνοιξης), οπότε κατά την ημερήσια κίνησή του διαγράφει τον ουράνιο ισημερινό και έχει απόκλιση $\delta=0^{o}$ (σχ.4.22). Στη συνέχεια η απόκλισή του αυξάνει για να γίνει στο **θερινό ηλιοστάσιο Ε**, όπου φτάνει στις 22 Ιουνίου, $\delta=23^{o}\,27'$. Μετά ελαττώνεται για να γίνει πάλι $\delta=0^{o}$ στο **φθινοπωρινό ισημερινό σημείο γ'** όπου φτάνει στις 23 Σεπτεμβρίου. Στη συνέχεια γίνεται αρνητική, για να πάρει την τιμή $\delta=-23^{o}\,27'$ όταν ο Ήλιος φτάσει στο **χειμερινό ηλιοστάσιο Ε'** στις 22 Δεκεμβρίου.

Στη λόξωση της εκλειπτικής οφείλεται και ένα άλλο πολύ γνωστό φαινόμενο: α) η διαφορετική διάρκεια ημέρας και νύχτας σε ένα τόπο, κατά τη διάρκεια του έτους και β) η διαφορετική διάρκεια ημέρας και νύχτας σε τόπους διαφορετικού γεωγραφικού πλάτους, την ίδια ημέρα (εκτός των ισημεριών). Στο σχήμα 4.23 φαίνεται η πορεία των ακτίνων του Ηλίου προς τη Γη στις δύο ακραίες θέσεις του στον ουρανό, στις 22 Ιουνίου (α) και στις 22 Δεκεμβρίου (β), δηλαδή στο θερινό και στο χειμερινό ηλιοστάσιο αντίστοιχα. Παρατηρούμε λοιπόν πρώτα από όλα, ότι καθώς η Γη περιστρέφεται, ένας τόπος στη θέση Α διαγράφει ένα κύκλο παράλληλο προς το γήινο ισημερινό. Στις 22 Ιουνίου είναι φανερό (σχ.α) πως κατά τη διάρκεια ενός 24ώρου ο τόπος βρίσκεται περισσότερο χρόνο μέσα στο φωτιζόμενο μέρος της Γης (οπότε έχει ημέρα) από ό,τι στο μη φωτιζόμενο (οπότε έχει νύχτα). Όταν ύστερα από 6 μήνες, στις 22 Δεκεμβρίου, η Γη βρίσκεται στο εκ διαμέτρου αντίθετο σημείο της τροχιάς της και το ηλιακό φως έρχεται από την αντίθετη κατεύθυνση (σχ. β), ο ίδιος τόπος έχει κατά τη διάρκεια ενός 24ώρου λιγότερο χρόνο ημέρα από ό,τι νύχτα. Στις ενδιάμεσες ημερομηνίες η κατάσταση είναι ενδιάμεση, ενώ στις 23 Σεπτεμβρίου η ημέρα είναι ίση με τη νύχτα.

Τι συμβαίνει τώρα την ίδια ημερομηνία π.χ. στις 22 Ιουνίου, σε δύο τυχαίους τόπους Α και Β διαφορετικού γεωγραφικού πλάτους; Κατά τη διάρκεια ενός 24ώρου είναι φανερό πως ο βορειότερος τόπος Α παραμένει περισσότερο μέσα στο

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

φωτιζόμενο μέρος, οπότε η διάρκεια της ημέρας είναι σ' αυτόν μεγαλύτερη. Αν θεωρήσουμε δε ένα τόπο σε γεωγραφικό πλάτος 90^{o} - 23^{o} 27' = 66^{o} 33', ο τόπος αυτός θα έχει όλο το 24ωρο ημέρα και ο Ήλιος θα είναι ορατός ακόμα και τα μεσάνυχτα. Το ίδιο φαινόμενο συμβαίνει προφανώς για όλους τους τόπους που βρίσκονται βορειότερα και διαρκεί περισσότερο από μία ημέρα, στο βόρειο πόλο δε διαρκεί έξη μήνες. Το φαινόμενο είναι γνωστό ως **Ήλιος του μεσονυκτίου** και παρατηρείται στις βόρειες χώρες π.χ. στις σκανδιναυικές, όπου προσελκύει πολλούς τουρίστες. Παρόμοια φαινόμενα παρατηρούνται προφανώς στο νότιο ημισφαίριο με διαφορά φάσης 6 μηνών.



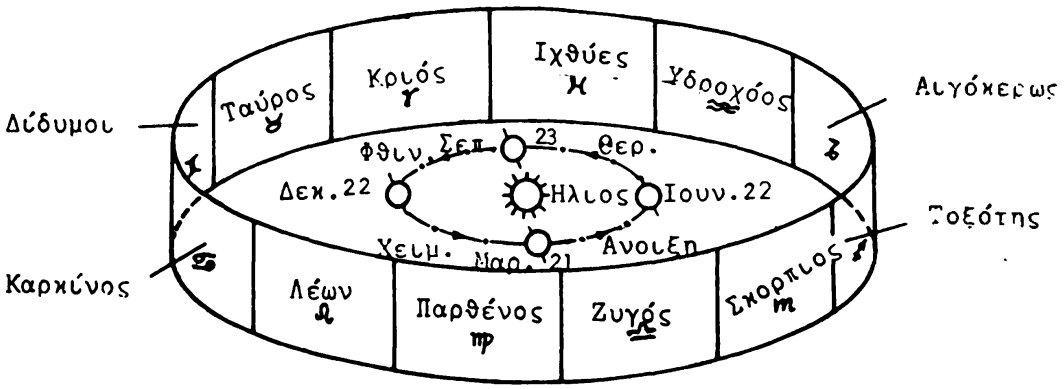
Σχήμα 4.23: Ερμηνεία της μεταβολής της διάρκειας της ημέρας και της νύχτας με το γεωγραφικό πλάτος και το χρόνο (βλ. κείμενο)

Το όριο πέρα από το οποίο παρατηρείται το φαινόμενο του Ηλίου του μεσονυκτίου είναι ένας κύκλος παράλληλος προς τον ισημερινό της Γης, σε γεωγραφικό πλάτος 66^{o} 33', που καλείται **αρκτικός κύκλος**. Αντίστοιχα στο νότιο ημισφαίριο και σε γεωγραφικό πλάτος - 66^{o} 33' βρίσκεται ο **ανταρκτικός κύκλος.**

Από το παραπάνω σχήμα προκύπτει επίσης πως ο Ήλιος στις 21 Μαρτίου και στις 23 Σεπτεμβρίου βρίσκεται το μεσημέρι στο ζενίθ των τόπων του ισημερινού. Αυτό συμβαίνει για μία τουλάχιστον ημέρα το χρόνο σε όλους τους τόπους που βρίσκονται

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σε μία ζώνη πλάτους $23^{\circ}\,27'$ εκατέρωθεν του ισημερινού. Το βόρειο όριο αυτής της ζώνης καλείται **τροπικός του καρκίνου**, ενώ το νότιο **τροπικός του αιγόκερω**.



Σχήμα 4.24: Ο ζωδιακός κύκλος

Ο Ήλιος, τέλος, κατά την ετήσια φαινόμενη κίνησή του προβάλλεται πάνω στον ουρανό σε δώδεκα αστερισμούς, οι περισσότεροι από τους οποίους φέρουν ονόματα μικρών ζώων, γι αυτό και ονομάζονται **ζώδια**. Οι αστερισμοί αυτοί καλύπτουν μία σφαιρική ζώνη πλάτους 16° περί την εκλειπτική, που καλείται **ζωδιακός κύκλος** (σχ.4.24) και είχε διαιρεθεί συμβατικά σε δώδεκα **"σημεία"** μήκους 30° το καθένα, με αρχή το γ. Επειδή το γ κινείται πάνω στην εκλειπτική κατά 50".2 το χρόνο, τα σημεία του ζωδιακού κύκλου δεν αντιστοιχούν σήμερα στους ομώνυμους αστερισμούς. Έτσι π.χ. το "σημείο" του Κριού σήμερα βρίσκεται στον αστερισμό των Ιχθύων κ.ο.κ.

4.7. Περί χρόνου

4.7.1. Η μέτρηση του χρόνου, γενικά

Για τους αρχαίους υπήρχαν τρία φυσικά ρολόγια στον ουρανό. Η ανατολή ή η δύση του Ηλίου καθόριζαν τη διάρκεια της ημέρας, οι φάσεις της Σελήνης τη διάρκεια του μήνα και ο κύκλος της φαινόμενης κίνησης του Ηλίου στον ουρανό, τη διάρκεια του έτους. Δυστυχώς ο σεληνιακός μήνος δεν έχει ακέραιο αριθμό ημερών: η Σελήνη χρειάζεται 29.5 ημέρες για να περάσει από όλες τις φάσεις (από πανσέληνο σε πανσέληνο π.χ.). Το έτος πάλι δεν έχει ακέραιο αριθμό ημερών: ο

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Ήλιος χρειάζεται περίπου 365.25 ημέρες για να κάνει μία φαινόμενη περιφορά γύρω από τη Γη. Προφανώς ούτε ένα έτος περιέχει ακέραιο αριθμό σεληνιακών μηνών.

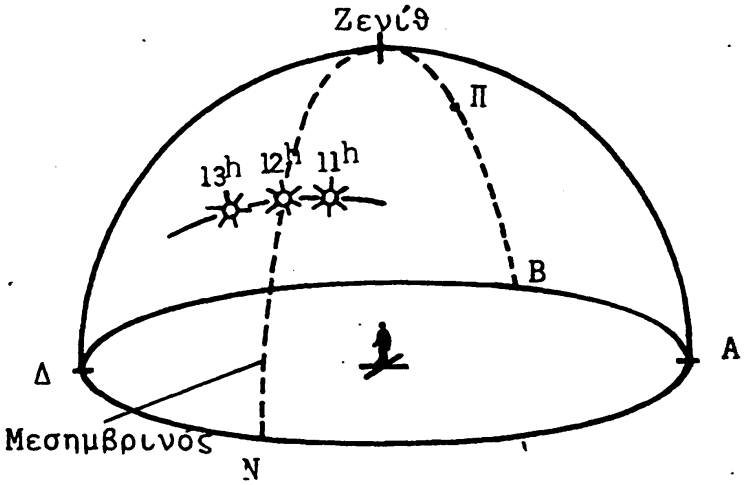
Αυτές και άλλες περιπλοκές οδήγησαν στη σκέψη πως για τη μέτρηση του χρόνου, έπρεπε να επινοηθεί κάποιος ακριβέστερος τρόπος. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιείται η έννοια του μεσημβρινού ενός τόπου όπως προβάλλεται στον ουρανό και περνάει από τους πόλους και το ζενίθ του παρατηρητή (σχ.4.25α). Είναι φανερό πως κατά την ημερήσια κίνηση της ουράνιας σφαίρας τα διάφορα ουράνια σώματα καθώς ανατέλλουν και δύουν διέρχονται κάποια στιγμή από το μεσημβρινό του παρατηρητή (άνω μεσουράνηση). Ο χρόνος ανάμεσα σε δύο διαδοχικές διαβάσεις ενός ουράνιου σώματος από το μεσημβρινό αποτελεί μία "ημέρα". Έτσι ανάλογα με το ουράνιο σώμα που θεωρούμε διερχόμενο από το μεσημβρινό διακρίνουμε διάφορα είδη "ημέρας" (σχ.4.25β).

Το πρώτο είναι η **αληθής ηλιακή ημέρα**, που είναι ο χρόνος ανάμεσα σε δύο διαδοχικές διαβάσεις του Ηλίου από το μεσημβρινό και διαιρείται σε 24 ώρες. Ο χρόνος που μετριέται με βάση την αληθή ηλιακή ημέρα ονομάζεται **αληθής ηλιακός χρόνος**. Αυτό το χρόνο μετρούν π.χ. τα ηλιακά ρολόγια που υπάρχουν σε μερικούς κήπους, όπως στον Εθνικό Κήπο, στην Αθήνα.

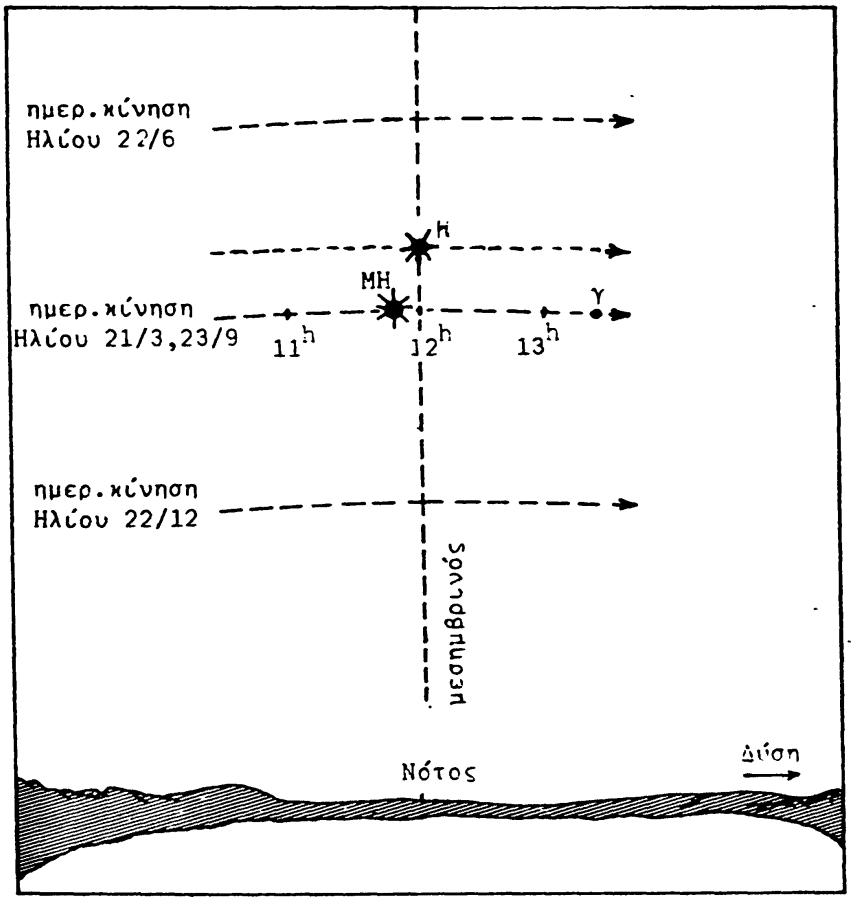
Όταν αντί του Ηλίου θεωρήσουμε το εαρινό ισημερινό σημείο γ, λαμβάνουμε αντίστοιχα την **αστρική ημέρα** και τον **αστρικό χρόνο**, που χρησιμοποιείται από τους αστρονόμους για τις παρατηρήσεις τους. Η αληθής ηλιακή ημέρα είναι μεγαλύτερη από την αστρική κατά 4 min περίπου και αυτό γιατί, όπως είδαμε, ο Ήλιος μετακινείται σε σχέση με τους αστέρες κατά 1^{o} περίπου την ημέρα, από τη Δύση προς την Ανατολή, με αποτέλεσμα να καθυστερεί η διάβασή του από το μεσημβρινό κατά το αντίστοιχο χρονικό διάστημα (~4 min).

Ο Ήλιος όμως δεν κινείται με σταθερή ταχύτητα από μέρα σε μέρα πάνω στον ουρανό (στην εκλειπτική). Γι αυτό, καθώς και για άλλους λόγους, δεν είναι κατάλληλος για τη μέτρηση του χρόνου. Έτσι αναγκαστήκαμε να θεωρήσουμε έναν φανταστικό Ήλιο (πλαστό) που κινείται με σταθερή ταχύτητα στον ουράνιο ισημερινό και κάνει μία περιφορά στον ίδιο χρόνο με τον πραγματικό. Αυτόν τον Ήλιο τον ονομάζουμε **μέσο Ήλιο** και τον αντίστοιχο χρόνο, που έχει σταθερή θα λέγαμε ροή,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



(α)



(β)

Σχήμα 4.25: α) Ο μεσημβρινός του παρατηρητή και η ημερήσια κίνηση του Ηλίου, β) ο μεσημβρινός από τη θέση του παρατηρητή και η μέτρηση του χρόνου: ο Ήλιος (Η) δείχνει ηλιακό χρόνο 12^h, ο μέσος Ήλιος (ΜΗ) μέσο χρόνο $11^h\ 50^m$ και το γ αστρικό χρόνο $13^h\ 30^m$

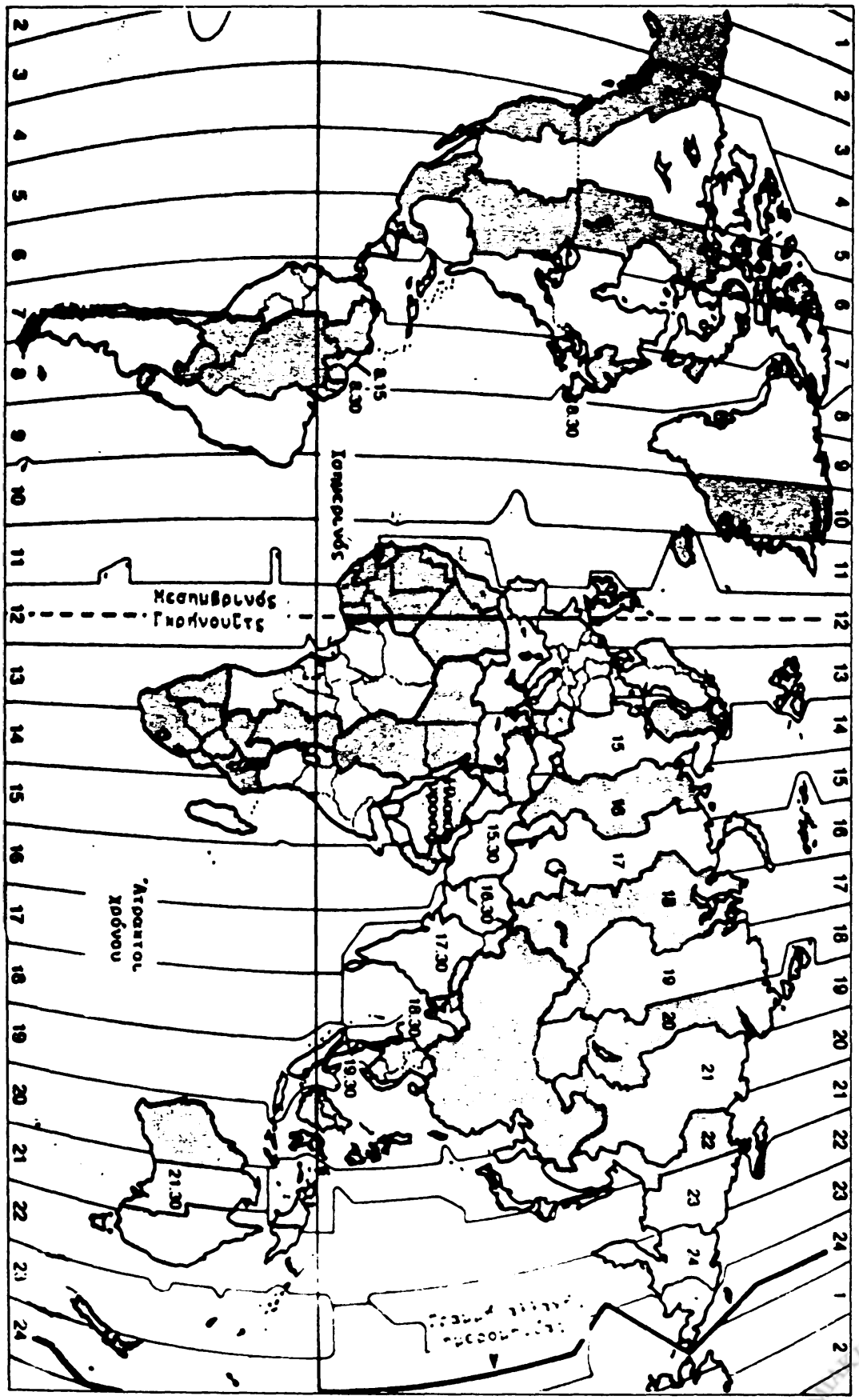
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μέσο ηλιακό χρόνο. Προφανώς, άλλοτε προηγείται ο αληθής Ήλιος και άλλοτε ο μέσος, με αποτέλεσμα άλλοτε να είναι λίγο μεγαλύτερη η αληθής ημέρα και άλλοτε η μέση. Πάντως κατά μέσο όρο η αληθής ημέρα είναι ίση με τη μέση ηλιακή. Έτσι μπορούμε να κατασκευάσουμε ρολόγια που να μετρούν τη σταθερή ροή του μέσου χρόνου και να δείχνουν π.χ. ώρα 0 ή 12 τη στιγμή διαβάσεως του μέσου Ηλίου από το μεσημβρινό του τόπου. Πράγματι τα ρολόγια μας δείχνουν μέσο χρόνο με έναρξη της ημέρας το μεσονύκτιο.

Και πάλι όμως υπάρχει ένα πρόβλημα: ο μέσος χρόνος δεν είναι ο ίδιος για όλους τους τόπους, γιατί ο μέσος Ήλιος περνάει σε διαφορετικές στιγμές από τους μεσημβρινούς των διαφόρων τόπων. Με άλλα λόγια κατά την ημερήσια κίνησή του στον ουρανό από την Ανατολή προς τη Δύση, ο μέσος Ήλιος πρώτα θα περάσει από το μεσημβρινό π.χ. της Μυτιλήνης, μετά της Αθήνας, της Ρώμης κλπ. Έτσι κάθε τόπος έχει δικό του, τοπικό χρόνο, που πρέπει κανονικά να δείχνει το ρολόγι του. Για λόγους όμως πρακτικούς αυτό δεν είναι δυνατό· θα πρέπει τουλάχιστον όλοι οι τόποι μιας χώρας να έχουν τον ίδιο χρόνο. Έτσι η επιφάνεια της Γης χωρίστηκε σε 24 ατράκτους (φέτες), πλάτους $15^{o}=1^{h}$, με πρώτη εκείνη που διχοτομείται από το μεσημβρινό του Greenwich. Οι τόποι κάθε ατράκτου έχουν τον ίδιο χρόνο που είναι ο τοπικός χρόνος του κεντρικού μεσημβρινού της ατράκτου. Ο χρόνος αυτός καλείται **χρόνος ατράκτου** και διαφέρει από τη μία άτρακτο στην άλλη κατά 1^{h}. Όταν ο χρόνος της ατράκτου του Greenwich είναι π.χ. 10^{h}, η πρώτη άτρακτος ανατολικά αυτής θα έχει χρόνο 11^{h}, ενώ η πρώτη άτρακτος δυτικά αυτής θα έχει χρόνο 9^{h} (σχ. 4.26). Κάθε χώρα ακολουθεί συνήθως το χρόνο της ατράκτου στην οποία ανήκει ολόκληρη ή το μεγαλύτερο μέρος της. Ο χρόνος αυτός καλείται **επίσημος χρόνος**. Έτσι ο επίσημος χρόνος Ελλάδος είναι κατά 2 ώρες μεγαλύτερος του χρόνου του Greenwich, επειδή η χώρα μας βρίσκεται στη δεύτερη άτρακτο ανατολικά του Greenwich. Όταν μία χώρα εκτείνεται σε μερικές ατράκτους (π.χ. ΗΠΑ), τότε προφανώς αυτή δεν έχει ένα μοναδικό επίσημο χρόνο. Ο επίσημος χρόνος του Greenwich καλείται **παγκόσμιος χρόνος (UT)**.

Πολλές χώρες κατά τους μήνες Μάρτιο ως Οκτώβριο χρησιμοποιούν τη λεγόμενη "θερινή ώρα", βάζοντας τα ρολόγια τους μία ώρα μπροστά. Κατ' αυτό τον

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



Σχήμα 4.26: Το διεθνές σύστημα ωριαίων ατράκτων που καθορίζει τον επίσημο χρόνο κάθε κράτους

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

...σίες συντονίζονται περισσότερο με τον Ήλιο που ανατέλλει ενωρίτερα, κατά μέσον όρο, σ' αυτό το διάστημα, με αποτέλεσμα την καλύτερη βιολογική προσαρμογή του ανθρώπου λόγω συνήθειας, αλλά και την εξοικονόμηση φωτεινής ενέργειας.

4.7.2. Η μέτρηση του χρόνου, αναλυτικά

4.7.2.1. Αστρικός χρόνος t_A

Καλείται η ωριαία γωνία του εαρινού ισημερινού σημείου γ, δηλαδή $t_A=H_\gamma$. Από το σχήμα 4.16 προκύπτει εύκολα: $t_A=H+\alpha$ ή $24+t_A=\alpha+H$. **Αστρική ημέρα** είναι συνεπώς το χρονικό διάστημα ανάμεσα σε δύο διαδοχικές άνω μεσουρανήσεις του γ και ισούται με 24 **αστρικές ώρες**. Συνηθέστερα όμως ορίζουν σήμερα τον αστρικό χρόνο βάσει της σχέσεως $t_A=H_\gamma+12$, πράγμα που σημαίνει ότι ως αρχή της αστρικής ημέρας λαμβάνεται η κάτω μεσουράνηση του γ.

Λόγω των φαινομένων της μεταπτώσεως και της κλονήσεως η αστρική ημέρα δεν είναι ίση με την περίοδο περιστροφής της Γης. Έτσι η αστρική ημέρα είναι κατά 0.008 sec περίπου μικρότερη της περιόδου περιστροφής λόγω μεταπτώσεως, ενώ αυξομειώνεται ακόμα κατά μικρό κλάσμα του δευτερολέπτου λόγω κλονήσεως.

4.7.2.2. Αληθής ηλιακός χρόνος t_H

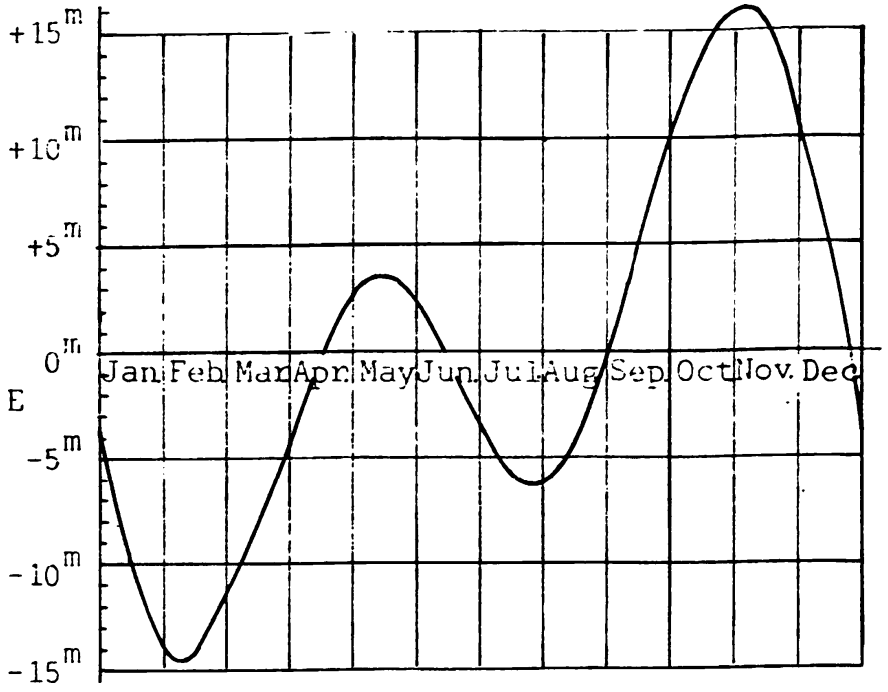
Καλείται η ωριαία γωνία του Ηλίου δηλαδή $t_H=H_H$ ή συνηθέστερα $t_H=H_H+12^h$. Αλλά ο Ήλιος κινείται επί της εκλειπτικής κατά την ορθή φορά και κατά 1^o ή 4 min την ημέρα, οπότε η διάρκεια της αληθούς ηλιακής ημέρας είναι κατά 4 min περίπου μεγαλύτερη της αστρικής ημέρας. Και η διαφορά όμως αυτή δεν είναι σταθερή λόγω: α) του ότι η ταχύτητα του Ηλίου κατά την ετήσια φαινόμενη κίνησή του δεν είναι σταθερή και β) του ότι η εκλειπτική σχηματίζει γωνία $\omega=23^o\,27'$ με τον ουράνιο ισημερινό.

4.7.2.3. Μέσος ηλιακός χρόνος t_M ή μέσος χρόνος

Καλείται η ωριαία γωνία του "μέσου Ηλίου" δηλαδή $t_M=H_M$ ή συνηθέστερα $t_M=H_M+12^h$. **Μέση ηλιακή ημέρα** είναι συνεπώς το χρονικό διάστημα ανάμεσα σε

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

δύο διαδοχικές άνω μεσουρανήσεις του "μέσου Ηλίου" και ισούται με 24 **μέσες ώρες**. Η διαφορά $t_H - t_M = E$ καλείται **εξίσωση του χρόνου**. Αυτή μεταβάλλεται κατά τη διάρκεια του έτους καθώς φαίνεται στο σχήμα 4.27.



Σχήμα 4.27: Μεταβολή της εξισώσεως του χρόνου στη διάρκεια του έτους

4.7.2.4. Χρόνος Εφημερίδων (ET)

Ο χρόνος αυτός βασίζεται στην ακριβή μέτρηση της σταθερής διάρκειας του έτους. Εξ ορισμού είναι 1 sec ET=διάρκεια του έτους 1900/31556925.9747. Η μέτρησή του γίνεται με ατομικά ρολόγια, που παρακολουθούνται και διορθώνονται ώστε να υπάρχει συμφωνία μεταξύ ET και των κινήσεων των ουρανίων σωμάτων, ιδιαίτερα της σελήνης που παρατηρείται πιο εύκολα. Στις αστρονομικές εφημερίδες δίνεται η διαφορά ΔT=ET-UT που ανέρχεται σήμερα (1992) σε 64 sec και αυξάνει κάθε χρόνο κατά 1 sec περίπου.

4.7.2.5. Έτος - Ημερολόγια

Έτος γενικά καλείται η περίοδος της φαινόμενης περιφοράς του Ηλίου. Ανάλογα με το θεωρούμενο σημείο αναφοράς διακρίνουμε τα εξής διάφορα έτη:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

1) Αστρικό έτος: Είναι η περίοδος περιφοράς της Γης γύρω από τον Ήλιο, δηλαδή το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών διαβάσεων του Ηλίου από ένα σταθερό σημείο της εκλειπτικής. Ισούται με 365.25636 μέσες ηλιακές ημέρες.

Επειδή η αστρική ημέρα διαφέρει από τη μέση ηλιακή ημέρα, ανάμεσα στις διάφορες μονάδες χρόνου έχουμε τις παρακάτω σχέσεις, που χρησιμεύουν για τις σχετικές μετατροπές:

A.X.		M.X.	M.X.		A.X.
1^h	=	$1^h - 9^s.830$	1^h	=	$1^h + 9^s.857$
1^m	=	$1^m - 0^s.164$	1^m	=	$1^m + 0^s.164$
1^s	=	$1^s - 0^s.003$	1^s	=	$1^s + 0^s.003$

2) Τροπικό έτος: Είναι το χρονικό διάστημα δύο διαδοχικών διαβάσεων του Ηλίου από το εαρινό ισημερινό σημείο γ. Ισούται με 365.24220 μέσες ημέρες. Λόγω της μεταπτωτικής κινήσεως του γ κατά την ανάδομη φορά (Α→Δ) κατά 50".2, το έτος (τροπικό) είναι μικρότερο του αστρικού έτους κατά 20 min περίπου μέσου χρόνου. Οι εποχές και το ημερολόγιο εξαρτώνται από το τροπικό έτος.

3) Ανωμαλιακό έτος: Είναι το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών διαβάσεων του Ηλίου από το περίγειο της φαινόμενης τροχιάς του. Ισούται με 365.25946 μέσες ημέρες.

Επειδή η γραμμή των αψίδων (μεγάλος άξονας της τροχιάς της Γης) κινείται κατά την ορθή φορά κατά 11'.25 το έτος, το ανωμαλιακό είναι μεγαλύτερο του αστρικού έτους κατά 5 min περίπου μέσου χρόνου.

4) Πολιτικό έτος: Στην καθημερινή ζωή είναι απαραίτητο να χρησιμοποιείται για πρακτικούς λόγους ένα έτος με ακέραιο αριθμό ημερών, η δε μέση διάρκειά του για μία περίοδο ετών να είναι ίση με τη διάρκεια του τροπικού έτους ώστε να αποφεύγεται η μετατόπιση των εποχών. Ένα τέτοιο έτος καλείται πολιτικό. Ανάλογα με τη σχετική ρύθμιση που γίνεται διακρίνουμε το **Ιουλιανό** και **Γρηγοριανό έτος** και το **Ιουλιανό** και **Γρηγοριανό ημερολόγιο** αντίστοιχα.

Το πρώτο (**παλαιό ημερολόγιο**) θεσπίσθηκε από τον Ιούλιο Καίσαρα το 46 π.Χ. και έχει μέση διάρκεια 365.25 ημέρες, είναι δηλαδή κατά 0.0078 ημέρες μεγα-

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

λύτερο του τροπικού. Το πολιτικό έτος περιλαμβάνει 365 ημέρες και κάθε τέσσερα χρόνια 366 ημέρες (δίσεκτο).

Το δεύτερο (**νέο ημερολόγιο**) θεσπίσθηκε από τον Πάπα Γρηγόριο τον 13^{ο}, το 1582 μ.Χ., και έχει μέση διάρκεια 365.2425 ημέρες, είναι δηλαδή κατά 0.0003 ημέρες μεγαλύτερο του τροπικού. Για να επιτευχθεί αυτό, ο αριθμός των δίσεκτων μειώνεται κατά τρία σε διάστημα 400 ετών, με το να μη θεωρούνται δίσεκτα τα έτη των αιώνων πλην εκείνων που διαιρούνται δια 400.

Και με το νέο όμως ημερολόγιο, που έγινε δεκτό στην Ελλάδα το 1923, υπάρχει μία μικρή καθυστέρηση που ανέρχεται σε μία ημέρα κάθε 4000 χρόνια περίπου. Για να διορθωθεί αυτό προτάθηκε τα έτη 4000, 8000, 12000, κ.ο.κ., που κανονικά ήταν δίσεκτα κατά το Γρηγοριανό Ημερολόγιο, να είναι κοινά (μη δίσεκτα). Έτσι η ακρίβεια του Ημερολογίου μας μπορεί να είναι μία ημέρα σε 20000 χρόνια.

Από καιρό έχει μελετηθεί η εφαρμογή σε ολόκληρο τον κόσμο ενός **παγκόσμιου ημερολογίου**, σε τρόπο ώστε οι διάφορες ημερομηνίες να αντιστοιχούν πάντα στην ίδια ημέρα της εβδομάδας και να εξασφαλίζονται ορισμένα άλλα πλεονεκτήματα. Αν και το ημερολόγιο αυτό έχει γίνει ευρέως δεκτό, είναι αμφίβολο αν θα εφαρμοστεί κάποτε, γιατί προσκρούει στις συνθήκες που εχουν παγιωθεί σε όλους του λαούς.

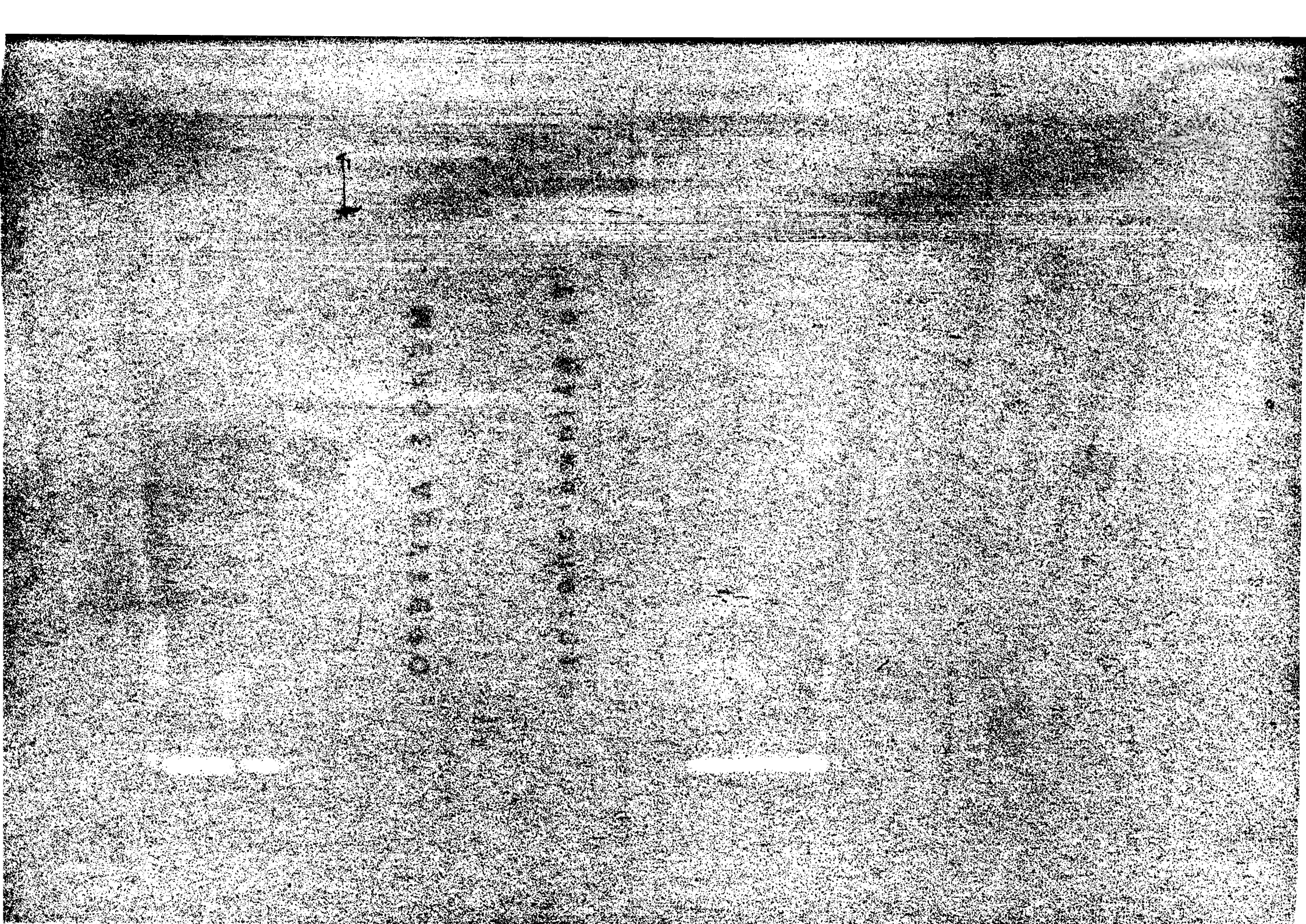
Συνυφασμένος με το ημερολόγιο είναι και ο εορτασμός του Πάσχα. Με απόφαση της Α' Οικουμενικής Συνόδου της Νίκαιας (325 μ.Χ.), το Χριστιανικό Πάσχα πρέπει να γιορτάζεται την πρώτη Κυριακή μετά την πανσέληνο που ακολουθεί (ή συμπίπτει) την εαρινή ισημερία, εκτός εάν η πανσέληνος αυτή συμπίπτει με Κυριακή, οπότε γιορτάζεται την επόμενη Κυριακή. Σήμερα ο υπολογισμός του Πάσχα, τόσο για τους Ορθόδοξους όσο και για τους Καθολικούς, γίνεται με ειδικό τρόπο, βάσει ορισμένων κανόνων.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΜΕΡΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟ

Το ηλιακό σύστημα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

Το ηλιακό μας σύστημα περιλαμβάνει ένα μεγάλο αριθμό ουράνιων σωμάτων που βρίσκονται κάτω από τη βαρυτική επίδραση, και γενικότερα κάτω από τη φυσική επίδραση ενός αστέρα, του Ηλίου, που είναι στο κέντρο του συστήματος.

Τα σώματα αυτά, μαζί με τα κύρια χαρακτηριστικά τους, είναι τα εξής:

α) Ο **Ήλιος:** Είναι ένας αστέρας της κύριας ακολουθίας, φασματικού τύπου G2 (βλ. μέρος τρίτο), με ακτίνα $R_\odot = 696000$ km, μάζα $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ gr και ένταση βαρύτητας στην επιφάνειά του $g_\odot = 2.74 \cdot 10^4$ cm·sec^{-2}. Περιλαμβάνει τα 0.999 της μάζας όλου του συστήματος, αλλά μόνο τα 0.02 της στροφορμής του.

β) Οι **Πλανήτες:** Είναι μεγάλα σώματα, διαστάσεων 10^3-10^5 km, που περιφέρονται γύρω από τον Ήλιο σε σχεδόν κυκλικές τροχιές, τα επίπεδα των οποίων σχηματίζουν μικρή γωνία μεταξύ τους και με το επίπεδο της τροχιάς της Γης (εκλειπτική). Είναι γνωστοί εννέα και είναι κατά σειρά, από μέσα προς τα έξω, οι εξής: Ερμής, Αφροδίτη, Γη, Άρης, Δίας, Κρόνος, Ουρανός, Ποσειδώνας και Πλούτωνας.

γ) Οι **Αστεροειδείς:** Είναι μικροί πλανήτες διαστάσεων 1- 20^2 km. Ανέρχονται σε μερικές χιλιάδες και περιφέρονται γύρω από τον Ήλιο σε ελλειπτικές τροχιές, ανάμεσα στις τροχιές του Άρη και του Δία.

δ) Οι **Δορυφόροι:** Είναι σώματα μικρότερα από τους πλανήτες, που περιφέρονται γύρω από αυτούς, όπως π.χ. η Σελήνη γύρω από τη Γη. Σήμερα είναι γνωστοί 44 και οι περισσότεροι ανήκουν στους μεγάλους πλανήτες.

ε) Οι **Κομήτες:** Είναι σώματα που εμφανίζονται ξαφνικά στον ουρανό, διαγράφοντας ελλειπτική ή παραβολική τροχιά γύρω από τον Ήλιο και απομακρυνόμενα εξαφα-

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

νίζονται. Μερικοί από αυτούς επανέρχονται κατά διαστήματα (περιοδικοί), όπως π.χ. ο γνωστός κομήτης του Halley.

ζ) Τα **Μετέωρα** και οι **μετεωρίτες:** Τα μετέωρα είναι πετρώδη σώματα μικρών διαστάσεων, που κινούνται γύρω από τον Ήλιο. Όταν κατά την κίνησή τους αυτή πλησιάσουν τη Γη, έλκονται από αυτή και εφόσον έχουν ορισμένη μάζα πέφτουν στην επιφάνειά της ως μετεωρίτες, αλλοιώς εξαερώνονται εντελώς μέσα στην ατμόσφαιρά της λόγω τριβής και υπερθερμάνσεως.

η) Η **Μεσοπλανητική ύλη:** Περιλαμβάνει: α) το μεσοπλανητικό κονιορτό, που είναι συγκεντρωμένος γύρω από την εκλειπτική και στον οποίο οφείλεται κυρίως το ζωδιακό φως (βλ. § 4.5) και β) το μεσοπλανητικό αέριο, που αποτελείται από στοιχειώδη σωματίδια (πρωτόνια και ηλεκτρόνια) προερχόμενα από τον Ήλιο (ηλιακός άνεμος).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ήλιος

2.1. Γενικά

Ο Ήλιος, ένας από τους 10^{11} αστέρες του Γαλαξία μας, είναι ένας τυπικός αστέρας που δεν παρουσιάζει καμία ιδιομορφία.

Η έρευνα του Ηλίου αποτελεί αναμφισβήτητα την πιο σημαντική προσπάθεια για την κατανόηση των φυσικών διεργασιών που συντελούνται στους αστέρες. Και αυτό γιατί, λόγω της μικρής του αποστάσεως από τη Γη, είναι δυνατό να παρατηρηθεί σε δύο διαστάσεις. Αυτό σημαίνει πως είναι δυνατό να χρησιμοποιηθούν όργανα και τεχνικές παρατηρήσεων ιδιαίτερης σημασίας και αποτελεσματικότητας.

Έτσι από τη μελέτη του Ηλίου μαθαίνουμε με ποιο τρόπο παράγεται η ενέργεια στο κέντρο των αστέρων και με ποιο τρόπο διαδίδεται από εκεί μέχρι την επιφάνεια. Βλέπουμε επίσης πως αλληλεπιδρούν τα μαγνητικά πεδία και η ύλη, τόσο σε περιοχές όπου το μαγνητικό πεδίο είναι ασθενές και μεταφέρεται από το πλάσμα (ηλιακός άνεμος), όσο και σε περιοχές όπου το πεδίο είναι ισχυρό και η ύλη βρίσκεται παγιδευμένη σ' αυτό (κηλίδες). Διαπιστώνουμε ακόμα επιταχύνσεις σωματιδίων μέχρις ενέργειες της τάξεως των GeV. Η μελέτη όμως του Ηλίου παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον και για έναν άλλο λόγο: με την ακτινοβολία του ασκεί άμεση επίδραση πάνω στα διάφορα γήινα φαινόμενα, που συνδέονται στενότατα με την υπόσταση της ίδιας της ζωής πάνω στη Γη.

Πρέπει ακόμα να σημειωθεί, πως η ενέργεια δεν εκπέμπεται ομοιόμορφα ή σταθερά από ολόκληρη την ηλιακή επιφάνεια. Σε ορισμένες περιοχές της ηλιακής επιφάνειας επικρατούν ιδιάζουσες φυσικές συνθήκες, με αποτέλεσμα να εμφανίζουν

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αυτές στην παρατήρηση πολύπλοκη υφή και να χαρακτηρίζονται ως "διαταραγμένες", κατ' αντίθεση προς τις "ήρεμες". Οι περιοχές διαταραχής αυτές μπορούν να διατηρηθούν για πολλούς μήνες και χαρακτηρίζονται από την παρουσία ισχυρών και πολύπλοκων μαγνητικών πεδίων, κηλίδων, πυρσών, προεξοχών, εκλάμψεων και άλλων φαινομένων που θα γνωρίσουμε πιο κάτω.

Όλα τα φαινόμενα αυτά, που παρουσιάζουν μία περιοδικότητα, αποτελούν εκδηλώσεις ενός πιο γενικού φαινομένου που το αποκαλούμε **ηλιακή δραστηριότητα**. Έτσι μιλάμε πολλές φορές για ήρεμο Ήλιο και για Ήλιο σε δράση. Τα φαινόμενα της ηλιακής δραστηριότητας θα εξεταστούν πιο κάτω με ιδιαίτερη προσοχή, γιατί και εντυπωσιακά είναι και τεράστιο επιστημονικό ενδιαφέρον παρουσιάζουν.

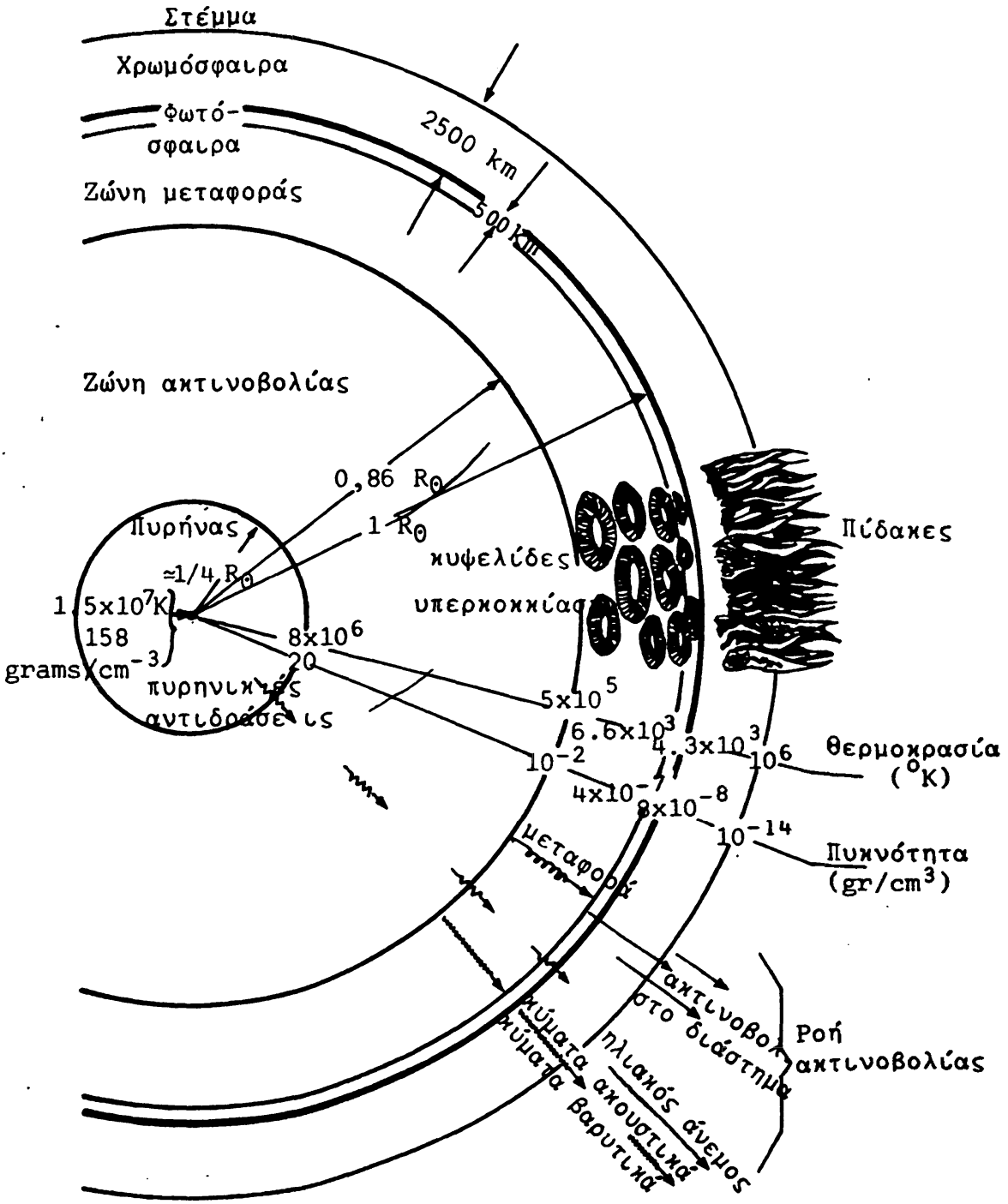
Η ακτινοβολία που δεχόμαστε από τον Ήλιο προέρχεται από τα εξωτερικά στρώματά του, που αποτελούν την **ατμόσφαιρά** του. Οι περιοχές που βρίσκονται κάτω από αυτήν αποτελούν το **εσωτερικό** του Ηλίου και δεν είναι προσιτές στην παρατήρηση, καθόσον η ακτινοβολία τους δεν φτάνει στην επιφάνεια λόγω απορροφήσεως από τα εξωτερικά του στρώματα. Συνεπώς για το εσωτερικό δεν έχουμε άμεσες πληροφορίες.

2.2. Δομή του Ηλίου

Βασιζόμενοι σε θεωρητικές μελέτες, δεχόμαστε σήμερα πως γύρω από το κέντρο του Ηλίου υπάρχει μία περιοχή, ακτίνας ίσης με 1/4 $R_\odot$ περίπου, όπου λαβαίνουν χώρα οι πυρηνικές αντιδράσεις καύσεως του H σε He. Η περιοχή αυτή αποτελεί τον **πυρήνα** του Ηλίου. Γύρω από τον πυρήνα υπάρχει μία **ζώνη ακτινοβολίας**, πάχους ~0.60 $R_\odot$, στην οποία η παραγόμενη στον πυρήνα ενέργεια διαδίδεται με ακτινοβολία. Γύρω από αυτήν υπάρχει μία **ζώνη μεταφοράς** πάχους ~0.15 $R_\odot$ όπου η ενέργεια διαδίδεται με μεταφορά. Τέλος υπάρχει η **ατμόσφαιρα**, από την οποία καθώς είδαμε προέρχεται η ακτινοβολία που δεχόμαστε στη Γη.

Η μελέτη της ηλιακής ατμόσφαιρας έδειξε ότι οι φυσικές συνθήκες μεταβάλλονται σ' αυτή με το βάθος, πάρα πολύ. Έτσι συνηθίζουμε να τη χωρίζουμε σε τρεις στιβάδες, που είναι από μέσα προς τα έξω, η **φωτόσφαιρα**, η **χρωμόσφαιρα** και το **στέμμα**.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



Σχήμα 2.1: Σχηματικό μοντέλο της δομής του Ηλίου και της διαδόσεως της ενέργειας σ' αυτόν (Gibson, 1973)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Σαν προέκταση εξάλλου της ηλιακής ατμόσφαιρας θα ήταν λογικό να θεωρηθεί ο **ηλιακός άνεμος** (βλ. § 2.6.4), το μεσοπλανητικό διάστημα, καθώς και το μεσοαστρικό διάστημα μέχρι τις αποστάσεις εκείνες όπου οι ιδιότητες του διαστήματος αρχίζουν να επηρεάζουν τις φυσικές ιδιότητες της μεσοαστρικής ύλης περισσότερο από ό,τι ο Ήλιος. Ο χώρος αυτός αποτελεί την **Ηλιόσφαιρα**.

Ύστερα από τα παραπάνω, μπορούμε να δώσουμε μία κάπως χοντρική τομή του Ηλίου, που φαίνεται στο σχήμα 2.1. (Gibson).

2.2.1. Ο πυρήνας του Ηλίου

Ο πυρήνας του Ηλίου, αν και είναι σε όγκο μόλις το 1/64 αυτού, περιέχει το μισό περίπου της μάζας του. Η θερμοκρασία στο κέντρο του ανέρχεται σε 15 εκατομμύρια βαθμούς, η δε πίεση πλησιάζει τα 250 δισεκατομμύρια ατμόσφαιρες. Αν και η πυκνότητα εκεί είναι χιλιάδες φορές μεγαλύτερη από την πυκνότητα των μετάλλων, η υψηλή θερμοκρασία διατηρεί την ύλη σε αέρια κατάσταση, πράγμα που σημαίνει πως τα ηλεκτρόνια και οι πυρήνες των ατόμων συμπεριφέρονται σαν ελεύθερα σωματίδια.

Η παραγόμενη στον πυρήνα ενέργεια οφείλεται κατά 98% στην αντίδραση πρωτονίου-πρωτονίου και κατά 2% στον κύκλο του άνθρακα. Το συμπέρασμα αυτό στηρίζεται σε θεωρητικά μοντέλα της εσωτερικής δομής του Ηλίου, τα οποία συμφωνούν με όλες τις φυσικές παραμέτρους που προσδιορίζονται από τις παρατηρήσεις. Υπάρχει ωστόσο ένα σημείο που αποτελεί σήμερα μεγάλο πονοκέφαλο για τους Αστροφυσικούς. Είναι το περίφημο πρόβλημα των "νετρίνων που λείπουν". Σύμφωνα με τη θεωρία, από κάθε σύντηξη τεσσάρων πρωτονίων σε έναν πυρήνα ηλίου παράγονται δύο νετρίνα. Από το άλλο μέρος, η αλληλεπίδραση των νετρίνων με την ύλη είναι τόσο μικρή, ώστε η πιθανότητα απορροφήσεως ενός νετρίνου από την ηλιακή μάζα, κατά την πορεία του από τον πυρήνα προς την επιφάνεια, είναι αμελητέα. Θα ήταν λοιπόν κατ' αρχή δυνατό να επιχειρήσει κανείς να μετρήσει τη ροή των ηλιακών νετρίνων και να τη συγκρίνει προς τις θεωρητικές προβλέψεις. Ένα τέτοιο πείραμα είναι βέβαια εξαιρετικά δύσκολο, λόγω της μικρής αναμενόμενης ροής.

Το πρώτο πείραμα έγινε από τον Davis και τους συνεργάτες του που τοποθέτησαν σε ένα ορυχείο, σε βάθος 1500 m κάτω από την επιφάνεια της Γης, ώστε να

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αποφύγουν την επίδραση των πρωτονίων από την κοσμική ακτινοβολία, μία δεξαμενή με 400000 lt C_2Cl_4, για να ανιχνεύσουν τα μεγαλύτερης ενέργειας νετρίνα με βάση την αντίδραση $^{37}Cl+\nu_e \rightarrow {}^{37}A+e^-$. Η παραγόμενη ποσότητα ραδιενεργού ^{37}A κατά την αντίδραση αυτή είναι δυνατό να μετρηθεί με ραδιοχημικές μεθόδους. Η αναμενόμενη να μετρηθεί ροή στο πείραμα αυτό, σύμφωνα με τα ηλιακά μοντέλα, είναι $5.6 \cdot 10^{-36}$ νετρίνα ανά άτομο χλωρίου και sec ή απλούστερα 5.6 SNU (1 SNU=10^{-36} νετρίνα/Cl/sec). Μέχρι σήμερα όμως, και ύστερα από ανάλογα πειράματα το ανώτερο όριο της ροής που μετρήθηκε είναι μόλις 2.5 SNU, τιμή που είναι πολύ πιο κάτω από εκείνη που προβλέπει κάθε ηλιακό μοντέλο. Παρά τις προσπάθειες που έγιναν για να δοθεί μία εξήγηση, το πρόβλημα παραμένει ανοιχτό, οι δε συνέπειές του μπορεί να αποδειχθούν στο μέλλον πραγματικά συνταρακτικές σε ό,τι αφορά τις αντιλήψεις μας για το εσωτερικό των αστέρων.

2.2.2. Η ζώνη ακτινοβολίας

Η ενέργεια που παράγεται στον πυρήνα μεταδίδεται προς την επιφάνεια κατ' αρχάς με ακτινοβολία. Στις μεγάλες θερμοκρασίες που επικρατούν στα βαθειά στρώματα γύρω από τον πυρήνα, η απορρόφηση είναι μικρή η δε θερμοκρασία, η πίεση και η πυκνότητα πέφτουν γρήγορα. Το ίδιο συμβαίνει με την ενέργεια των φωτονίων, τα οποία απορροφώνται και επανεκπέμπονται πολλές φορές καθώς κατευθύνονται προς την επιφάνεια. Κατ' αυτόν τον τρόπο, η ενέργεια, που έρχεται από τον πυρήνα υπό μορφή ακτινοβολίας γ υψηλής συχνότητας, μετατρέπεται πρώτα σε ακτινοβολία Χ και στη συνέχεια σε υπεριώδη, για να καταλήξει τελικά στην επιφάνεια κατά μεγάλο μέρος σε οπτική ακτινοβολία.

2.2.3. Η ζώνη μεταφοράς

Καθώς απομακρυνόμαστε από τον πυρήνα και πλησιάζουμε προς την επιφάνεια του Ηλίου, η θερμοκρασία πέφτει, οπότε έχουμε επανασύνδεση πυρήνων και ηλεκτρονίων προς σχηματισμό ατόμων και αρνητικών ιόντων, τα οποία αυξάνουν την απορρόφηση της ακτινοβολίας. Τελικά σε κάποια απόσταση $r = 0.85\ R_\odot$ περίπου, επικρατεί η μεταφορά και αρχίζει μία ζώνη μεταφοράς, μία στιβάδα δηλαδή στην

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

οποία ολόκληρη σχεδόν η ενέργεια μεταδίδεται με ανοδικές τυρβώδεις κινήσεις της ύλης, υπό μορφή ρευμάτων. Η ζώνη αυτή (βλ. σχ. 2.1) φθάνει μέχρι την επιφάνεια, η δε ύπαρξή της διαπιστώνεται κατά τις παρατηρήσεις από την παρουσία των φωτοσφαιρικών κόκκων (βλ. § 2.6.1), που αποτελούν τις κορυφές των ρευμάτων μεταφοράς. Τα δημιουργούμενα εξάλλου ρεύματα μεταφοράς έχουν επιπλέον ως συνέπεια, καθώς θα δούμε πιο κάτω, τη δημιουργία ακουστικών κυμάτων χαμηλής συχνότητας, που διαδίδονται στην υπερκείμενη ατμόσφαιρα.

2.3. Η ατμόσφαιρα του Ηλιου

Στα επιφανειακά στρώματα του Ηλίου, απ' όπου η ακτινοβολία διαφεύγει προς το περιβάλλον, σταματάει η μεταφορά και επικρατεί πάλι η ακτινοβολία. Τα επιφανειακά αυτά στρώματα αποτελούν, καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, την ηλιακή ατμόσφαιρα, που διακρίνεται σε τρεις στιβάδες: τη φωτόσφαιρα, τη χρωμόσφαιρα και το στέμμα. Τα κύρια χαρακτηριστικά των στιβάδων αυτών είναι σε γενικές γραμμές τα εξής:

1) Η φωτόσφαιρα είναι μία λεπτή στιβάδα πάχους ~400 km, από την οποία προέρχεται το σύνολο σχεδόν της ορατής ακτινοβολίας, δηλαδή του ορατού φάσματος. Είναι ορατή σε λευκό φως και αντιστοιχεί στο φωτεινό δίσκο που βλέπουμε με γυμνό μάτι ή που φωτογραφίζουμε.

2) Η χρωμόσφαιρα είναι μία στιβάδα πολύ πιο αραιή από τη φωτόσφαιρα, πάχους 8000-10000 km. Είναι ορατή μόνο σε μονοχρωματικό φως, π.χ. στη γραμμή Ηα του υδρογόνου, είτε με ειδικά όργανα (μονοχρωματικό ηθμό, φασματοσκόπιο), είτε κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων, οπότε εμφανίζεται λίγο πριν από την ολική φάση σαν ένας ροζ δακτύλιος.

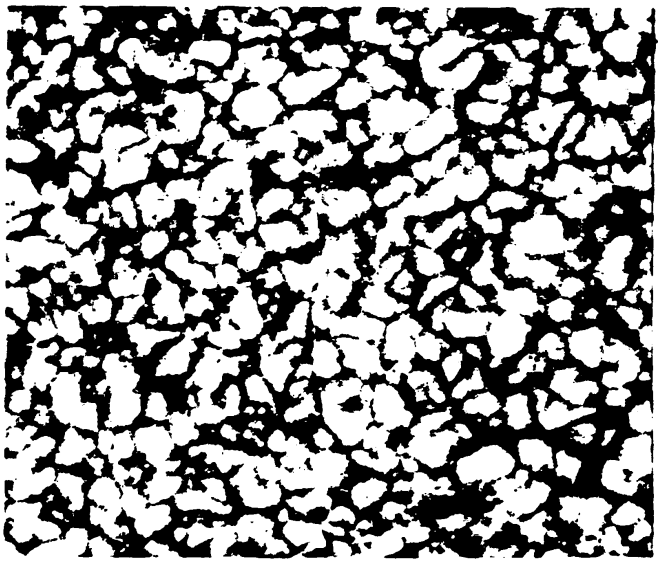
3) Το στέμμα είναι η εξώτατη στιβάδα της ηλιακής ατμόσφαιρας και βρίσκεται σε πάρα πολύ αραιή κατάσταση. Εκτείνεται στο μεσοπλανητικό χώρο σε μεγάλες αποστάσεις, φθάνοντας ίσως και πέρα από τη Γη, και διαστέλλεται υπό μορφή ηλιακού ανέμου, μιας συνεχούς ροής δηλαδή στοιχειωδών σωματιδίων (βλ. § 2.6.4). Είναι ορατό κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων, αλλά και με ειδικό όργανο (στεμματογράφο) κάτω από ορισμένες συνθήκες.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Το ηλιακό φάσμα προέρχεται, καθώς αναφέρθηκε, από την ηλιακή ατμόσφαιρα και είναι ένα φάσμα απορροφήσεως. Η ορατή περιοχή του περιλαμβάνει πάνω από 10000 γραμμές απορροφήσεως. Οι περισσότερες προέρχονται από τη φωτόσφαιρα, ενώ οι πιο έντονες είναι χρωμοσφαιρικές. Περισσότερες όμως λεπτομέρειες θα δούμε πιο κάτω κατά την εξέταση των ατμοσφαιρικών στιβάδων χωριστά.

2.3.1. Η φωτόσφαιρα

Η φωτόσφαιρα παρουσιάζει στην παρατήρηση όψη κοκκώδη, καλύπτεται δηλαδή από ένα πλήθος λαμπρών σχηματισμών, των **φωτοσφαιρικών κόκκων**, με ακανόνιστο πολυγωνικό σχήμα και κυψελωτή διάταξη, ανάμεσα στους οποίους παρεμβάλλονται σκοτεινές **στενωποί** (σχ. 2.2). Οι φωτοσφαιρικοί κόκκοι δεν είναι παρά οι κορυφές των ρευμάτων μεταφοράς που φθάνουν στη βάση της φωτόσφαιρας από τα υποφωτοσφαιρικά στρώματα, δηλαδή τα ανώτερα στρώματα της ζώνης μεταφοράς.



Σχήμα 2.2: Φωτοσφαιρικοί κόκκοι

Το μέγεθός τους είναι της τάξεως των 1000 km, η μέση διάρκεια ζωής τους μερικά λεπτά (~8 min), η δε διαφορά της θερμοκρασίας τους από το περιβάλλον τους ανέρχεται κατά πολύ χοντρική εκτίμηση, σε 300 ^{o}K. Οι σχετικές έρευνες έδειξαν πως οι κόκκοι έχουν ανοδική κίνηση, οι δε σκοτεινές στενωποί, ανάμεσά τους, καθοδική, με ταχύτητα της τάξεως των 1-2 km/s.

Η παρουσία της κοκκιάσεως κάνει τη φωτόσφαιρα ανομοιογενή τόσο από απόψεως θερμοκρασίας όσο και κινήσεων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα οι γραμμές

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

απορροφήσεως του ηλιακού φάσματος να παρουσιάζουν, κάτω από κατάλληλες συνθήκες παρατηρήσεως, μορφή ζικ-ζακ.

Η συσχέτιση του ανερχόμενου υλικού με τη διαφορά (υπεροχή) θερμοκρασίας δείχνει την προς τα άνω μετάδοση ενέργειας με τρόπο διάφορο της ακτινοβολίας. Πραγματικά οι σχετικοί υπολογισμοί, που έγιναν με βάση τις παρατηρήσεις, έδειξαν πως η ενέργεια αυτή είναι της τάξεως των 10^7 erg·sec^{-1}·cm^{-2}. Συγκρινόμενη προς την ενέργεια ακτινοβολίας (~$6 \cdot 10^{10}$ erg·sec^{-1}·cm^{-2}) είναι βέβαια υπερβολικά μικρή, πάντως όμως είναι αρκετή για τη διατήρηση της υψηλής θερμοκρασίας της χρωμόσφαιρας και του στέμματος.

Σήμερα πιστεύεται πως η ενέργεια αυτή μεταδίδεται στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα μέσω ακουστικών και βαρυτικών κυμάτων τα οποία γεννιώνται στις υποφωτοσφαιρικές στιβάδες. Μία εκδήλωση της παρουσίας των κυμάτων αυτών είναι η παρατηρούμενη ταλάντωση (σχεδόν αρμονική) της ηλιακής ατμόσφαιρας με περίοδο 5 min, πλάτος ±25 km και ταχύτητα 0.5 km/s περίπου. Η ταλάντωση αυτή, που διαπιστώθηκε τα τελευταία χρόνια φασματοσκοπικά, αποτέλεσε το ξεκίνημα για την προώθηση της ηλιακής έρευνας σε νέα εντελώς κατεύθυνση.

Εκτός από τις κινήσεις που συνδέονται με την κοκκίαση και την ταλάντωση των 5 min, υπάρχει και ένας άλλος τύπος κινήσεων στην ηλιακή φωτόσφαιρα, που ανακαλύφτηκε και αυτός σχετικά πρόσφατα με την εφαρμογή ειδικής φωτογραφικής τεχνικής. Οι κινήσεις αυτές αποτελούν την **υπερκοκκίαση**, ένα σύστημα ρευμάτων μεταφοράς προερχομένων από βαθύτερα στρώματα της ζώνης μεταφοράς (ζώνη επανασυνδέσεως HeII) από εκείνα από τα οποία προέρχονται οι κόκκοι (ζώνη επανασυνδέσεως HII). Τα ρεύματα αυτά σχηματίζουν μία κυψελωτή διάταξη (πλέγμα), η οποία όμως δεν είναι ορατή σε λευκό φως όπως η κοκκίαση, λόγω του ότι δεν υπάρχουν σημαντικές διαφορές θερμοκρασίας. Οι διαστάσεις των στοιχείων μεταφοράς (κυψε-λίδων του πλέγματος) είναι εδώ της τάξεως των 30000 km, η δε διάρκεια ζωής τους της τάξεως της μιας ημέρας. Το αέριο ανέρχεται από το εσωτερικό στο κέντρο κάθε κυψελίδας και κινείται οριζόντια με ταχύτητα 0.5 km/s προς το όριό της, όπου κατέρχεται προς το εσωτερικό. Η κίνηση αυτή έχει σαν αποτέλεσμα την απώθηση του μαγνητικού πεδίου του Ηλίου προς τα όρια των

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

κυψελίδων, όπου συγκεντρώνεται αυτό και ενισχύεται σημαντικά. Κατ' αυτόν τον τρόπο δημιουργείται ένα χαρα-κτηριστικό δίκτυο μαγνητικού πεδίου, του οποίου η παρουσία γίνεται αντιληπτή με κατάλληλες παρατηρήσεις.

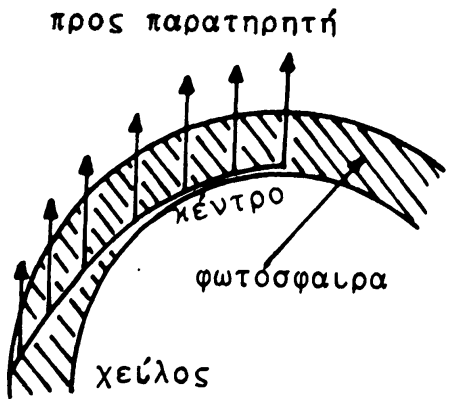
Το σύνολο σχεδόν της ακτινοβολίας που εκπέμπει ο Ήλιος, προέρχεται από τη φωτόσφαιρα, το δε μέγιστο της εντάσεώς της αντιστοιχεί στην ορατή περιοχή του φάσματος. Η ενεργός θερμοκρασία της, καθώς προκύπτει από το νόμο των Stefan-Boltzmann, είναι περίπου 5800 ^{o}K. Ο ηλιακός δίσκος που βλέπουμε με γυμνό μάτι η φωτογραφίζουμε σε λευκό φως αντιστοιχεί στην επιφάνεια της φωτόσφαιρας, επειδή οι υπερκείμενες στιβάδες της χρωμόσφαιρας και του στέμματος είναι διαφανείς στο λευκό φως.

Φωτογραφίες του ηλιακού δίσκου σε λευκό φως δείχνουν καθαρά μία αμαύρωση αυτού καθώς πλησιάζουμε στο χείλος, πράγμα που σημαίνει πως η ακτινοβολία που προέρχεται από το χείλος έχει μικρότερη ένταση. Το φαινόμενο οφείλεται στο γεγονός ότι η ακτινοβολία που φθάνει στον παρατηρητή από ορισμένο οπτικό βάθος, στο μέν κέντρο του δίσκου προέρχεται από βαθύτερα και συνεπώς θερμότερα στρώματα της φωτόσφαιρας, στο δε χείλος από πιο επιφανειακά και συνεπώς ψυχρότερα (βλ. σχ. 2.3). Χάρη στο γεγονός αυτό είναι δυνατό, από τη μεταβολή της εντάσεως μεταξύ κέντρου και χείλους, να βρούμε την καθ' ύψος μεταβολή διαφόρων φυσικών παραμέτρων, όπως π.χ. της θερμοκρασίας, να σχηματίσουμε δηλαδή ένα μοντέλο καθώς λέμε της φωτόσφαιρας. Το μοντέλο αυτό είναι δυνατό, με τη μελέτη των φασματικών γραμμών, να επεκταθεί και στα υπερκείμενα στρώματα της χρωμόσφαιρας και του στέμματος.

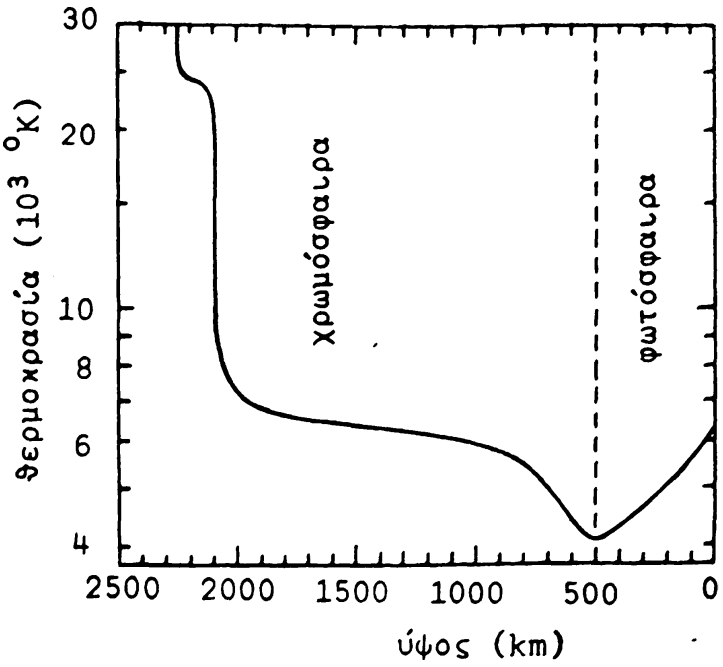
Από ένα τέτοιο μοντέλο λοιπόν (σχ. 2.4) διαπιστώνεται ένα περίεργο φαινόμενο: ενώ θα περίμενε κανείς η θερμοκρασία να εξακολουθεί να πέφτει πάνω από τη φωτόσφαιρα, αφού τα υπερκείμενα στρώματα απορροφούν ένα πάρα πολύ μικρό ποσό ενέργειας το οποίο μπορούν ελεύθερα να αποδώσουν με ακτινοβολία, στην πραγματικότητα η θερμοκρασία φτάνει σε ένα ελάχιστο στην κορυφή της φωτόσφαιρας, για να ανέβει στη συνέχεια σε μερικές χιλιάδες βαθμούς μέσα στη χρωμόσφαιρα και σε 10^{6} ^{o}K περίπου μέσα στο στέμμα. Σήμερα δεχόμαστε πως η αναγκαία ενέργεια για την αύξηση αυτή της θερμοκρασίας προέρχεται από τη ζώνη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μεταφοράς μέσω ακουστικών, βαρυτικών, καθώς και μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων (βλ. πιο κάτω).



Σχήμα 2.3: Η ακτινοβολία στο κέντρο του ηλιακού δίσκου προέρχεται από βαθύτερα στρώματα της ατμόσφαιρας από ό,τι στο χείλος του δίσκου



Σχήμα 2.4: Μοντέλο της ηλιακής ατμόσφαιρας (Vernaza et al.)

Το φάσμα της ηλιακής ατμόσφαιρας είναι, καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, ένα φάσμα απορροφήσεως με πιο έντονες γραμμές τη γραμμή Ηα του υδρογόνου (πρώτη της σειράς Balmer) και τις γραμμές Κ και Η του CaII, που σχηματίζονται κυρίως στη χρωμόσφαιρα. Οι περισσότερες όμως γραμμές είναι ασθενείς και προέρχονται από τα φωτοσφαιρικά στρώματα, κάτω δηλαδή από το ελάχιστο της θερμοκρασίας. Εξάλλου, η ακτινοβολία που αντιστοιχεί στο κέντρο των γραμμών και που έχει τη μικρότερη ένταση μέσα στο προφίλ, προέρχεται από τα ανώτερα και συνεπώς ψυχρότερα στρώματα, ενώ αυτή που αντιστοιχεί στις πτέρυγες των γραμμών προέρχεται από βαθύτερα και συνεπώς θερμότερα στρώματα. Έτσι είναι δυνατό από τα προφίλ των φασματικών γραμμών (βλ. 3° μέρος § 2.7.5.2) να μελετήσουμε την καθ' ύψος μεταβολή των διαφόρων φυσικών παραμέτρων της ηλιακής ατμόσφαιρας, επιλέγοντας κατάλληλα το μήκος κύματος στο οποίο θα γίνει η παρατήρηση, και μ' αυτόν τον τρόπο να βελτιώσουμε το μοντέλο της ηλιακής ατμόσφαιρας.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

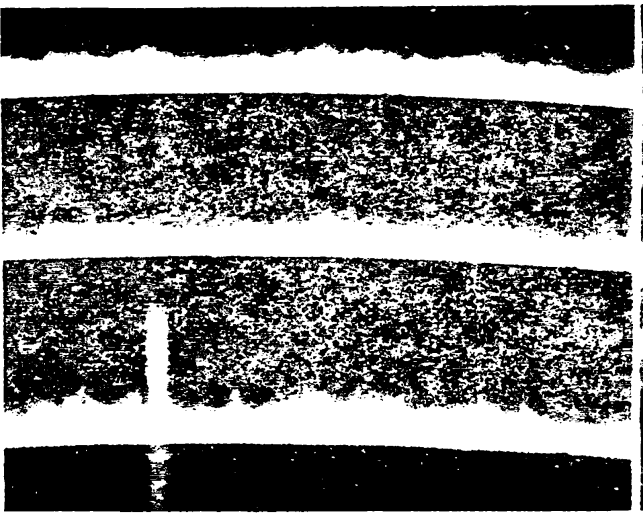
Εδώ πρέπει να σημειωθεί πως το συνεχές φάσμα της φωτόσφαιρας, με άλλα λόγια η απορρόφηση και η εκπομπή της ακτινοβολίας, οφείλεται βασικά στο αρνητικό ιόν του υδρογόνου H^-, το οποίο σχηματίζεται κατά την αντίδραση $H+e \rightarrow H^-$ (εκπομπή) και διασπάται κατά την αντίστροφη αντίδραση $H^- \rightarrow H+e$ (απορρόφηση).

2.3.2. Η χρωμόσφαιρα

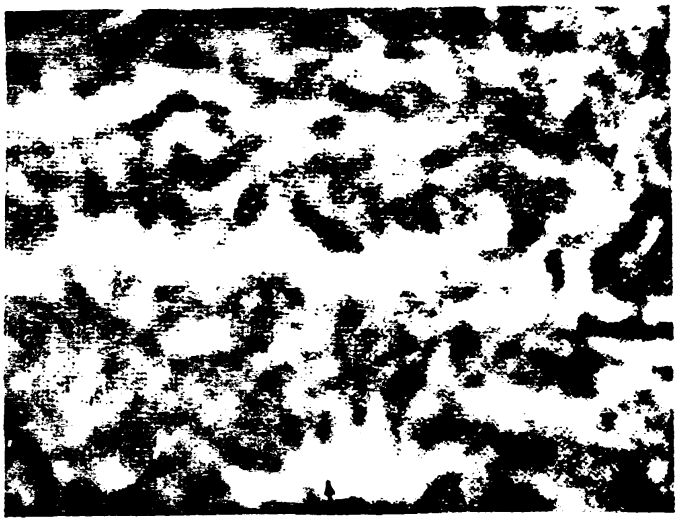
Η ηλιακή χρωμόσφαιρα λόγω της μικρής της πυκνότητας, που είναι κατά 10^3-10^4 φορές μικρότερη από την πυκνότητα της φωτόσφαιρας, και της ασθενούς ακτινοβολίας της, που είναι μερικά χιλιοστά εκείνης της φωτόσφαιρας, είναι εντελώς διαφανής και συνεπώς αόρατη σε λευκό φως. Κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων, οπότε ο σεληνιακός δίσκος καλύπτει τον ηλιακό, η χρωμόσφαιρα γίνεται ορατή για λίγα δευτερόλεπτα πριν και μετά την ολική φάση σαν ένας ροζ δακτύλιος γύρω από το σεληνιακό δίσκο. Το χρώμα της αυτό, από το οποίο πήρε και το όνομά της, οφείλεται στην έντονη εκπομπή της στη γραμμή Hα του υδρογόνου, σε μήκος κύματος λ=6563 Å. Κατά τα λίγα δευτερόλεπτα της εμφανίσεώς της, το φάσμα απορροφήσεως της ηλιακής ατμόσφαιρας μετατρέπεται σε φάσμα εκπομπής - **αστραπιαίο φάσμα** - στο οποίο αναγνωρίζονται περισσότερες από 3500 γραμμές. Σ' αυτό, οι γραμμές των ουδέτερων στοιχείων εμφανίζονται πιο ασθενείς απ' ό,τι είναι στη φωτόσφαιρα, ενώ οι γραμμές των ιόντων εμφανίζονται πιο έντονες, γεγονός που φανερώνει την υψηλότερη θερμοκρασία της χρωμόσφαιρας. Το φάσμα αυτό συμπληρώθηκε πρόσφατα με την εκτέλεση παρατηρήσεων της υπεριώδους περιοχής του (λ<1600 Å) από πυραύλους και δορυφόρους. Οι παρατηρήσεις αυτές έδωσαν μεταξύ των άλλων και τις γραμμές της σειράς Lyman. Σήμερα είναι δυνατό να παρατηρήσουμε και να μελετήσουμε τη χρωμόσφαιρα και εκτός εκλείψεων, με τη βοήθεια ειδικών οργάνων, όπως είναι ο φασματοηλιογράφος και κυρίως ο πολωτικός μονοχρωματικός ηθμός Lyot, σε μονοχρωματικό βέβαια φως. Συνηθέστερα η παρατήρηση γίνεται στις γραμμές Hα (λ=6563 Å) του HI και K (λ=3934 Å) του CaII που είναι πιο έντονες. Η παρατήρηση μπορεί να γίνει είτε στο χείλος του ηλιακού δίσκου είτε σε προβολή πάνω σ' αυτόν, οπότε έχουμε δύο όψεις της χρωμόσφαιρας.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΘΕΩΡΗΤΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Στο χείλος, η χρωμόσφαιρα εμφανίζεται σαν μία ασθενής άλω γύρω από το φωτοσφαιρικό χείλος, που φανερώνει απότομη πτώση της εντάσεως. Το πάχος της κυμαίνεται ανάμεσα σε 2000 και 5000 km. Μέσα σ' αυτήν παρατηρούνται ορισμένοι λαμπροί σχηματισμοί που αιωρούνται ως νέφη και καλούνται **λαμπρές ψηφίδες**, ονομασία που πήραν από την εμφάνισή τους σε προβολή πάνω στον ηλιακό δίσκο. Πάνω από την άλω προβάλλουν μικροί σχηματισμοί, κατακόρυφοι ή κεκλιμένοι, σαν βελόνες, που δίνουν στο σύνολό του την εντύπωση ενός λειβαδιού (σχ. 2.5). Οι σχηματισμοί αυτοί καλούνται χρωμοσφαιρικοί πίδακες ή απλά **πίδακες** και έχουν κατά μέσο όρο διάρκεια ζωής ~8 min, διάμετρο ~800 km, μήκος ~4000 km και ανοδική ταχύτητα ~25 km/s. Σε μερικούς το υλικό ξαναπέφτει στη χρωμόσφαιρα.



Σχήμα 2.5: Η χρωμόσφαιρα στο χείλος του ηλιακού δίσκου



Σχήμα 2.6: Η δομή της χρωμόσφαιρας στη γραμμή Hα και σε προβολή πάνω στον ηλιακό δίσκο

Όσον αφορά τη μορφολογία της χρωμόσφαιρας πάνω στο δίσκο, διακρίνουμε διάφορες περιπτώσεις, ανάλογα με τη γραμμή στην οποία γίνεται η παρατήρηση. Έτσι στη γραμμή Hα, διακρίνεται ένα κυψελωτό δίκτυο από σκοτεινούς σχηματισμούς - **χρωμοσφαιρικό δίκτυο** - που συμπίπτει με εκείνο της υπερκοκκιάσεως και που είναι πιο ευδιάκριτο όταν η παρατήρηση γίνεται στις πτέρυγες της γραμμής π.χ. σε $\Delta\lambda = \pm 0.75$ Å, καθώς και κοντά στο χείλος του δίσκου.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Το βασικό πρόβλημα της χρωμόσφαιρας είναι η δικαιολόγηση της υψηλής θερμοκρασίας της. Καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, υπεύθυνα για τη θέρμανση αυτή θεωρούνται ακουστικά και βαρυτικά κύματα που γεννιώνται στη ζώνη μεταφοράς. Έτσι, καθώς τα ακουστικά κύματα (χαμηλής συχνότητας) κινούνται μέσα στη χρωμόσφαιρα, υφίστανται δύο ουσιαστικές μεταβολές: πρώτον, λόγω της γρήγορης ελαττώσεως της πυκνότητας, επιταχύνονται σε κύματα κρούσεως, γεγονός που οδηγεί σε πιο δραστικές κρούσεις των σωματιδίων και θέρμανση της χρωμόσφαιρας. Δεύτερον, η ελάττωση της πυκνότητας οδηγεί σε μία σχετική αύξηση της ικανότητας του μαγνητικού πεδίου να μεταφέρει την ενέργειά τους υπό μορφή μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, τα οποία επάγουν κυμάνσεις των φορτισμένων σωματιδίων, ηλεκτρονίων και ιόντων, με αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας καθώς αυτά συγκρούονται μεταξύ τους και με αφόρτιστα σωματίδια. Από το άλλο μέρος, σύμφωνα με τις τελευταίες μελέτες και απόψεις η διαφορική περιστροφή του Ηλίου (βλ. πιο κάτω) σε συνδυασμό με τις κινήσεις του υλικού στη ζώνη μεταφοράς οδηγούν στην ενίσχυση του γενικού μαγνητικού πεδίου του Ηλίου και τη δημιουργία αφ' ενός μεγάλης κλίμακας ασθενών σχετικά μαγνητικών πεδίων και αφ' ετέρου τοπικών ισχυρών μαγνητικών πεδίων υπό μορφή βρόχων που παίζουν σημαντικό ρόλο στη μεταφορά ενέργειας στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα με διάφορους φυσικούς μηχανισμούς. Οι μηχανισμοί αυτοί δεν είναι ακόμη εντελώς κατανοητοί. Έτσι ο συνδυασμός αυτών των μηχανισμών έχει σαν αποτέλεσμα να αυξάνει η θερμοκρασία της χρωμόσφαιρας από 4300 ^{o}K, στη βάση της, σε τιμές που πλησιάζουν τους 10^{6} ^{o}K, στην κορυφή της, μέσα σε ένα ύψος μικρότερο των 3000 km.

3

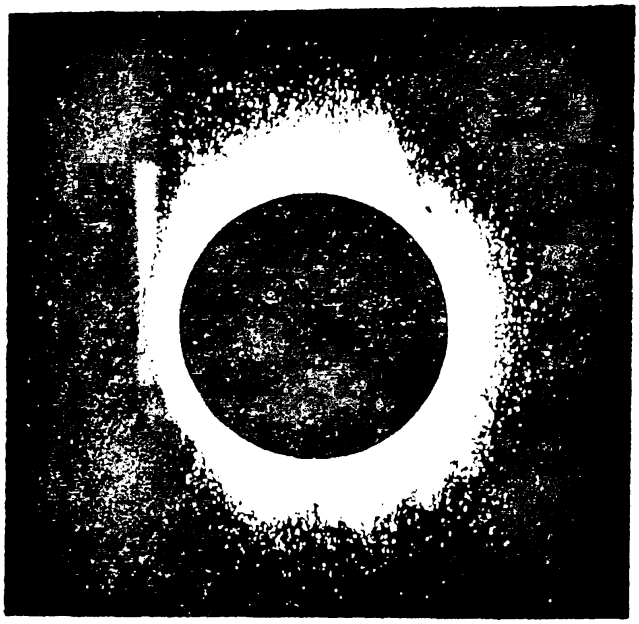
2.3.3. Το στέμμα

Το στέμμα αποτελεί την εξώτατη στιβάδα της ηλιακής ατμόσφαιρας και φαίνεται να εκτείνεται πολύ πέραν της Γης. Η θερμοκρασία του, στις μεν ήρεμες περιοχές ανέρχεται σε 1-2·10^{6} ^{o}K, στις δε διαταραγμένες φτάνει τους 4·10^{6} ^{o}K. Η πυκνότητά του όμως είναι πάρα πολύ μικρή. Σε απόσταση π.χ. ίση με $4R_{\odot}$ από την ηλιακή επιφάνεια, είναι της τάξεως των 10^{15} σωματιδίων/cm^{3}. Έτσι η λαμπρότητά του είναι μόλις το εκατομμυριοστό εκείνης της φωτόσφαιρας, όση δηλαδή περίπου είναι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

της Σελήνης κατά την πανσέληνο, και συνεπώς πολύ μικρότερη από τη λαμπρότητα της γήινης ατμόσφαιρας. Γι αυτό δεν είναι δυνατό να παρατηρηθεί και να μελετηθεί παρά μόνο κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων, οπότε εμφανίζεται γύρω από τον ηλιακό δίσκο σαν μία φωτεινή άλως (σχ. 2.7). Αυτός είναι ο κύριος λόγος για τον οποίο διοργανώνονται από τους αστρονόμους ειδικές αποστολές κατά τη διάρκεια των εκλείψεων αυτών, που καθώς είναι γνωστό, είναι ορατές από ορισμένες μόνο τοποθεσίες σε κάθε περίπτωση (βλ. Κεφ. 5).

Το στέμμα είναι επίσης δυνατό να παρατηρηθεί από ψηλά βουνά με ειδικό όργανο, το **στεμματογράφο**. Πρέπει να σημειωθεί πως είναι αδιαφανές στα ραδιοκύματα (δεκατομετρικά και μετρικά) και μπορεί συνεπώς να παρατηρηθεί άμεσα με τη βοήθεια ραδιοτηλεσκοπίων. Ανάλογα δε με τη χρησιμοποιούμενη συχνότητα παρατηρούμε διαφορετική στιβάδα αυτού. Έτσι χρησιμοποιώντας διάφορες συχνότητες έχουμε τη δυνατότητα να το διερευνούμε καθ' ύψος (βλ. § 2.10.6).



Σχήμα 2.7: Το ηλιακό στέμμα κατά τη διάρκεια ολικής ηλιακής εκλείψεως

Το φως του ηλιακού στέμματος προέρχεται από τρεις διαφορετικές διαδικασίες. Γι' αυτό λέμε πως το στέμμα συντίθεται από τρεις συνιστώσες που είναι: α) το K-στέμμα, β) το F-στέμμα και γ) το L ή E-στέμμα.

Το K-στέμμα είναι υπεύθυνο για το μέγιστο μέρος του φωτός μέχρι αποστάσεως 1.3 $R_\odot$ από την ηλιακή επιφάνεια. Το φάσμα του δεν είναι παρά το συνεχές φάσμα της φωτόσφαιρας της οποίας το φως διαχέεται από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του στέμματος, γι' αυτό και είναι πολωμένο. Οι γραμμές απορροφήσεως δεν είναι ορατές εδώ, επειδή λόγω της μεγάλης θερμικής ταχύτητας των ηλεκτρονίων ($Te=10^6$ °K) και συνεπώς της μεγάλης μετατοπίσεως Doppler, οι γραμμές έχουν τεράστια πλάτυνση και δεν ξεχωρίζουν.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Το F-στέμμα προέρχεται από το φωτοσφαιρικό φως καθώς τούτο διαχέεται από σχετικά βαρειά σωματίδια που κινούνται αργά μεταξύ Ηλίου και Γης στο επίπεδο της εκλειπτικής. Έτσι το φάσμα στην περίπτωση αυτή δεν είναι παρά το κανονικό φάσμα της φωτόσφαιρας.

Το L ή E-στέμμα οφείλεται στο φως που εκπέμπει το ίδιο το στέμμα, είναι δηλαδή το φως των γραμμών εκπομπής των διαφόρων ιόντων του στέμματος. Επειδή η θερμική κίνηση των ιόντων είναι συγκριτικά μικρότερη από την κίνηση των ηλεκτρονίων, οι γραμμές εκπομπής δεν παρουσιάζουν μεγάλη πλάτυνση λόγω φαινομένου Doppler, όπως συμβαίνει με τις γραμμές απορροφήσεως στο K- στέμμα.

Οι γραμμές εκπομπής του στέμματος, περίπου 30 στην ορατή περιοχή και πολυάριθμες στην περιοχή των ακτίνων X, οφείλονται σε άτομα που έχουν υποστεί πολλαπλό ιονισμό, δηλαδή από 9 έως 15 φορές ιονισμένων, όπως είναι τα FeXIV (πράσινη γραμμή, λ=5303 Å), FeX (ερυθρή γραμμή, λ=6374 Å) κ.ά. Αυτό σημαίνει πως πρόκειται για ένα πλάσμα με υψηλό ιονισμό. Αξίζει μάλιστα να σημειωθεί πως για αρκετό καιρό δεν ήταν δυνατό να γίνει η αναγνώριση των γραμμών αυτών, που τις απέδιδαν σε ένα νέο, άγνωστο στη Γη χημικό στοιχείο, το κορώνιο.

Πρέπει ακόμα να τονιστεί πως το στέμμα αποτελεί την κύρια έδρα ραδιοεκπομπής του Ηλίου, τόσο σε περιόδους ηρεμίας (**εκπομπή ήρεμου Ηλίου**), όσο και σε περιόδους δραστηριότητας αυτού (**βραδέως μεταβαλλόμενη συνιστώσα** και **ραδιοεξάρσεις**).

2.3.4. Ηλιακός άνεμος

Το ηλιακό στέμμα δεν βρίσκεται σε κατάσταση υδροστατικής ισορροπίας, αλλά σε συνεχή υδροδυναμική διαστολή. Η θέρμανσή του, καθώς είδαμε, από ενέργεια που προέρχεται από τη ζώνη μεταφοράς, προκαλεί την επιτάχυνση του ηλιακού πλάσματος, η δε προκύπτουσα ροή σωματιδίων αποτελεί τον καλούμενο ηλιακό άνεμο.

Ο ηλιακός άνεμος φτάνει στη Γη με την υπερηχητική ταχύτητα των 400 km/s περίπου, καλύπτοντας την απόσταση Ηλίου-Γης σε 5 μέρες περίπου. Η πυκνότητά του είναι μερικά σωματίδια (1-10)/cm^3 και η θερμοκρασία του 10^5 °K περίπου. Καθώς

φτάνει στη Γη παραμορφώνει τη μαγνητόσφαιρά της προκαλώντας ένα μέτωπο κρούσεως προς την κατεύθυνση του Ηλίου και μία μαγνητική ουρά προς την αντίθετη κατεύθυνση, που εκτείνεται σε απόσταση μεγαλύτερη από εκείνη της Σελήνης (βλ. σχ. 2.23).

2.4. Ταλαντώσεις της ηλιακής ατμόσφαιρας

Καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, τα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας πάνω από τη ζώνη μεταφοράς πάλλονται με περίοδο περίπου 5 min. Νεώτερες έρευνες, τόσο θεωρητικές όσο και παρατηρησιακές, καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι η ταλάντωση αυτή των 5 min πρέπει να θεωρηθεί ως μία ακραία τιμή αναπάλσεως του Ηλίου και ότι υπάρχουν κι άλλες χαμηλότερες αρμονικές συχνότητες αναπάλσεως.

Πραγματικά το 1975 ανακοινώθηκε από μία ομάδα αστρονόμων πως παρατηρήθηκαν περιοδικές μεταβολές της λαμπρότητας του ηλιακού χείλους με βασική περίοδο 52 min και μερικές μεγαλύτερες αρμονικές, που τις απέδωσαν σε ακτινική ανάπαλση οφειλόμενη σε αντίστοιχες μεταβολές της πιέσεως. Δύο άλλες πάλι ομάδες αστρονόμων, ανακοίνωσαν το 1976, ανεξάρτητα η μία από την άλλη, πως ανακάλυψαν γενικές ταλαντώσεις της ηλιακής επιφάνειας με ακόμα μεγαλύτερη περίοδο 2 h 40 min και πλάτος 10 km.

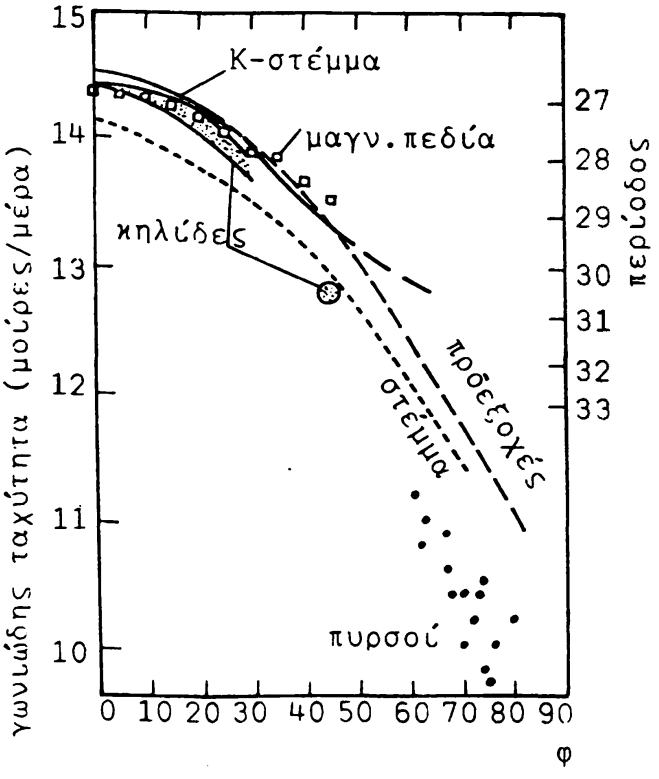
Μεταγενέστερες και ολοένα μεγαλύτερης ακρίβειας παρατηρήσεις οδήγησαν στη διαπίστωση ότι πάλλεται ολόκληρος ο Ήλιος σαν ένα σώμα και όχι μόνο η ατμόσφαιρά του και μάλιστα με ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων. Σήμερα πιστεύεται πως πρόκειται για στάσιμα κύματα πιέσεως πολλών συχνοτήτων που διεγείρονται ταυτόχρονα. Καθώς τα κύματα αυτά διαδίδονται μέσα από τη μάζα του Ηλίου οι συχνότητές τους καθορίζονται από τις τιμές της θερμοκρασίας και της πιέσεως τόσο στον πυρήνα όσο και στα υπερκείμενα στρώματα. Έτσι είναι δυνατό με ένα ακριβή προσδιορισμό των συχνοτήτων αυτών να εξαχθούν πολύτιμα συμπεράσματα για την εσωτερική δομή του Ηλίου, όπως ακριβώς οι ελεύθερες ταλαντώσεις της Γης ύστερα από ένα σεισμό μας επιτρέπουν να βγάλουμε συμπεράσματα για το εσωτερικό της Γης. Αποτέλεσμα των ερευνών αυτών ήταν η δημιουργία ενός νέου κλάδου της Ηλιακής Φυσικής της **Ηλιοσεισμολογίας**.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Τα πρώτα αποτελέσματα από τέτοιες μελέτες δείχνουν πως υπάρχει ασυμφωνία μεταξύ των παρατηρήσεων και των θεωρητικών υπολογισμών που γίνονται με βάση τα υφιστάμενα μοντέλα για το εσωτερικό του Ηλίου, ό,τι δηλαδή συμβαίνει με την περίπτωση των νετρίνων.

2.5. Περιστροφή του Ηλίου

Η περιστροφή του Ηλίου γύρω από τον άξονά του μπορεί να προσδιοριστεί είτε με την παρακολούθηση διαφόρων σχηματισμών της επιφάνειάς του, όπως κηλίδων, προεξοχών, κλπ. (βλ. 2.10), είτε φασματοσκοπικά, με τη βοήθεια του φαινομένου Doppler. Στην πρώτη περίπτωση, αρκεί να παρακολουθεί κανείς πόσο μετακινείται από μέρα σε μέρα π.χ. μία κηλίδα για να υπολογίσει τη γωνιακή ταχύτητα ω περιστροφής του Ηλίου. Στη δεύτερη περίπτωση, αρκεί να τοποθετήσει κανείς τη σχισμή του φασματογράφου στο χείλος που πλησιάζει προς τον παρατηρητή (ανατολικό) ή που απομακρύνεται και να μετρήσει την αντίστοιχη μετατόπιση Doppler $\Delta\lambda=\frac{u}{c}\lambda$, από την οποία προσδιορίζεται εύκολα η γραμμική ταχύτητα περιστροφής u και κατ' επέκταση η γωνιακή ω.



Σχήμα 2.8: Διαφορική περιστροφή του Ηλίου

Από τέτοιες μετρήσεις προκύπτει ένα αποτέλεσμα μεγάλης σημασίας για την Ηλιακή Φυσική: η περιστροφή του Ηλίου είναι διαφορική, πράγμα που σημαίνει πως η γωνιακή ταχύτητα ω αυτού μεταβάλλεται με το ηλιογραφικό πλάτος φ σύμφωνα με τη σχέση: $\omega=14^{o}.38 - 2^{o}.7\ \eta\mu^{2}\varphi$. Από τη σχέση αυτή προκύπτει πως η περιοχή του ισημερινού στρέφεται ταχύτερα από ό,τι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

οι περιοχές των πόλων.

Λεπτομερείς μετρήσεις έδειξαν πως ο ρυθμός περιστροφής διαφέρει ελαφρά, ανάλογα με τον τρόπο προσδιορισμού. Συγκεκριμένα, βρίσκεται μικρότερος με βάση τις παρατηρήσεις των κηλίδων από ό,τι προκύπτει φασματοσκοπικά. Επίσης φαίνεται πως μεταβάλλεται με το ύψος μέσα στην ατμόσφαιρα.

Στο σχήμα 2.8. φαίνεται ο ρυθμός περιστροφής του Ηλίου καθώς προκύπτει με βάση παρατηρήσεις διαφόρων χαρακτηριστικών του.

Ερμηνεία ικανοποιητική για τη διαφορική περιστροφή δεν έχει ακόμα δοθεί. Κατά την επικρατέστερη άποψη, αυτή οφείλεται σε σχεδόν οριζόντια επιφανειακά κύματα (κύματα Rossby) τα οποία δημιουργούν μία κυκλοφορία από τους πόλους προς τον ισημερινό, μεταφέροντας έτσι στροφορμή προς τον ισημερινό και συντηρώντας τη διαφορική περιστροφή. Η ενέργεια των κυμάτων αυτών προέρχεται μάλλον από τη ζώνη μεταφοράς.

2.6. Μαγνητικό πεδίο του Ηλίου

Ο Ήλιος έχει ένα γενικό μαγνητικό διπολικό πεδίο, όπως και η Γη, του οποίου η ένταση είναι περίπου 1 Gauss. Το πεδίο αυτό δεν φαίνεται να οφείλεται σε ένα δίπολο που βρίσκεται μέσα στη μάζα του Ηλίου. Είναι μάλλον το αποτέλεσμα από τη συγκέντρωση πολύ μικρών επιφανειακών πεδίων. Γι' αυτό δεν έχει ακριβώς καθορισμένο άξονα και συμμετρία.

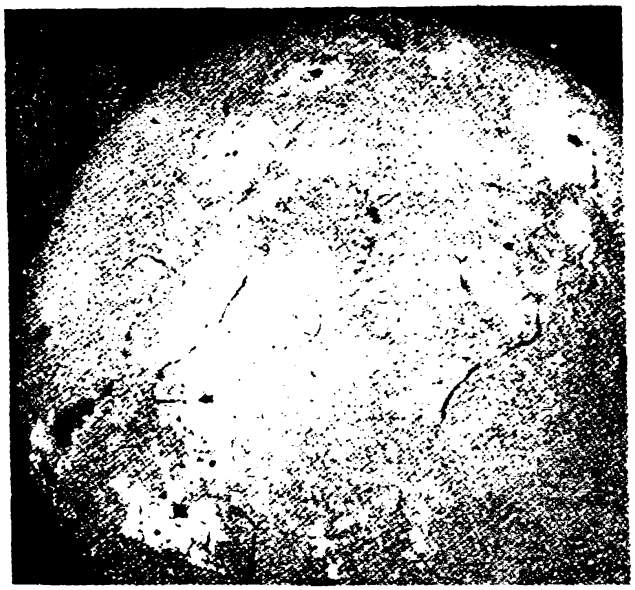
Το μαγνητικό πεδίο αυτό είναι τόσο συζευγμένο με την ηλιακή ύλη, ώστε στις περισσότερες περιπτώσεις να θεωρείται "παγωμένο" μέσα στην ύλη. Εξάλλου μεταβάλλεται με την ηλιακή δραστηριότητα, αλλάζοντας πολικότητα από τον ένα κύκλο δραστηριότητας στον άλλο (βλ. πιο κάτω).

2.7. Ηλιακή δραστηριότητα

Καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, κάτω από το γενικό χαρακτηρισμό "ηλιακή δραστηριότητα" περιλαμβάνονται διάφορα μεταβλητά και μεταβατικά φαινόμενα τα οποία παρατηρούνται στην ηλιακή επιφάνεια και των οποίων οι επιδράσεις γίνονται

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

έντονα αισθητές πάνω στη Γη. Τα διάφορα αυτά φαινόμενα συνδέονται πάντα μεταξύ τους κατά περίπλοκο τρόπο, πράγμα που πρέπει να έχει υπόψη του ο αναγνώστης κατά την ανάλυση κάθε φαινόμενου χωριστά. Επίσης συνδέονται με το μαγνητικό πεδίο και τη διαφορική περιστροφή του Ηλίου μέσω του **ηλιακού κύκλου**, που παριστάνει τη βασική περιοδικότητα των φαινομένων αυτών.



Σχήμα 2.9: Κέντρα δράσεως

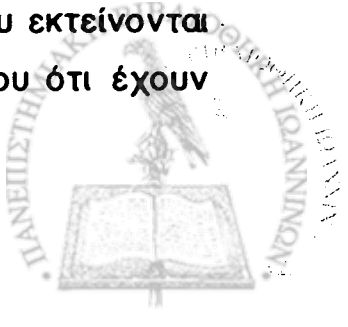
Η βασική και πιο πλατειά έννοια κατά τη μελέτη της ηλιακής δραστηριότητας είναι η **περιοχή δράσεως**, μία περιοχή που μπορεί να περιλαμβάνει ένα ή περισσότερα **κέντρα δράσεως** (σχ. 2.9), μέσα στα οποία συναντάει κανείς **κηλίδες, πυρσούς, προεξοχές, ραδιοεξάρσεις, στεμματικές συμπυκνώσεις** και άλλα μικρότερης σημασίας φαινόμενα. Στον πίνακα 5.1 δίνονται οι βασικές εκδηλώσεις της ηλιακής δραστηριότητας στα διάφορα ατμοσφαιρικά στρώματα.

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 2.1.

Φωτόσφαιρα:	Κηλίδες, πυρσοί, διπολικές μαγνητικές περιοχές.
Χρωμόσφαιρα:	Χρωμοσφαιρικοί πυρσοί (πλαζ), προεξοχές (νήματα), εκλάμψεις.
Στέμμα:	Συμπυκνώσεις, ραδιοεξάρσεις, εκπομπή και επιτάχυνση σωματιδίων.

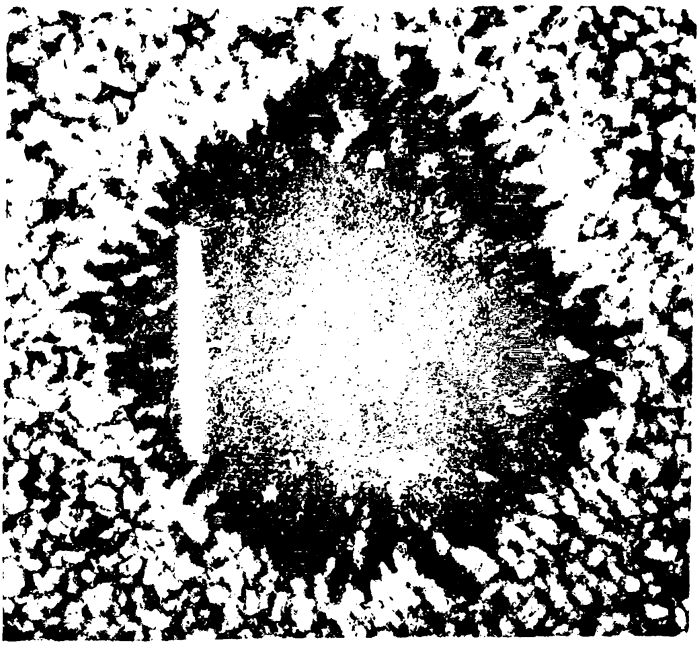
2.7.1. Κηλίδες

Οι κηλίδες είναι σκοτεινοί σχηματισμοί της φωτόσφαιρας, που εκτείνονται όμως και στα υπερκείμενα στρώματα. Φαίνονται σκοτεινοί λόγω του ότι έχουν

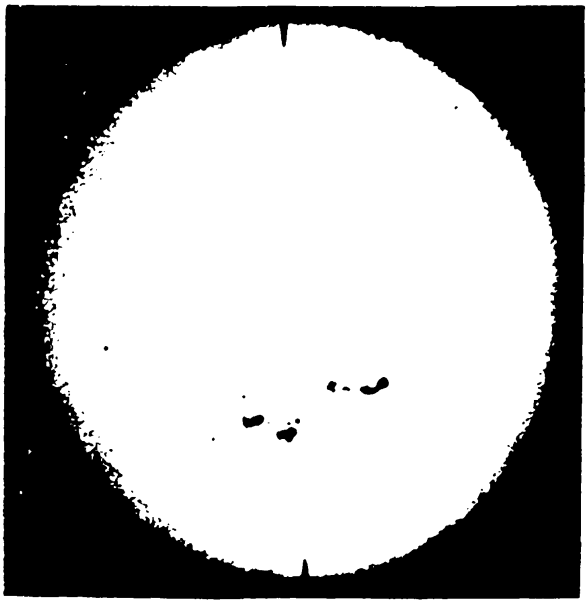


μικρότερη θερμοκρασία (~3800 ^{o}K) από εκείνη του περιβάλλοντος (φωτόσφαιρας). Η υφή τους είναι αρκετά πολύπλοκη: αποτελούνται από μία κεντρική σκοτεινή περιοχή, τη **σκιά**, που περιβάλλεται από μία λιγότερο σκοτεινή και διπλάσια περίπου σε έκταση, την **παρασκιά**· αυτή αποτελείται από λαμπρά και σκοτεινά νήματα που εκτείνονται ακτινικά από τη σκιά (σχ. 2.10). Συνήθως εμφανίζονται σαν πολύ μικρές σκοτεινές περιοχές, τους **πόρους**, ανάμεσα στους κόκκους, για να αναπτυχθούν στη συνέχεια παίρνοντας πολλές φορές γιγαντιαίες διαστάσεις, πάνω από 100000 km.

Το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό μιας κηλίδας είναι το μαγνητικό της πεδίο, του οποίου η ένταση κατά μέσο όρο είναι της τάξεως των 1000 Gauss. Με το ισχυρό πεδίο αυτό σχετίζεται μία σημαντική οριζόντια ροή αερίων από την παρασκιά προς τη φωτόσφαιρα και αντίστροφα. Το φαινόμενο αυτό που διαπιστώνεται φασματοσκοπικά είναι γνωστό σαν **φαινόμενο Evershed**.



Σχήμα 2.10: Ηλιακή κηλίδα



Σχήμα 2.11: Ομάδες κηλίδων

Οι κηλίδες εμφανίζονται συνήθως κατά ομάδες, μέσα στις οποίες κάθε μία έχει δική της πολικότητα (σχ. 2.11). Οι ομάδες αυτές είναι δυνατό να περιλαμβάνουν μεγάλο αριθμό κηλίδων, μικρών και μεγάλων, μερικές φορές της τάξεως του 100 και ταξινομούνται ανάλογα με τη μορφή τους σε 9 τύπους (A,B,C,D,E,F,G,H,J). Εξάλλου σε μερικές περιπτώσεις καταλαμβάνουν τεράστια έκταση της ηλιακής επιφάνειας,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακόμα και πάνω από 15^{o}, η δε διάρκεια ζωής τους μπορεί να φτάσει μερικούς μήνες. Στην απλή περίπτωση ενός ζεύγους κηλίδων, οι δύο κηλίδες έχουν αντίθετη πολικότητα. Η προηγούμενη κατά τη φορά της περιστροφής καλείται **ηγούμενη** (P), η δε άλλη **επόμενη** (F). Ο άξονας του ζεύγους εξάλλου παρουσιάζει μικρή κλίση προς τον ισημερινό, με την ηγούμενη πλησιέστερα προς αυτόν.

Η τυπική εξέλιξη μιας ομάδας είναι η εξής: η ομάδα επιμηκύνεται ενώ αναπτύσσονται δύο κύριες κηλίδες (P και F) και οι μικρότερες κηλίδες εξαφανίζονται ή συσσωματώνονται για να παραμείνει μία "διπολική ομάδα". Τέλος, η επόμενη κηλίδα μικραίνει και εξαφανίζεται, ενώ η ηγούμενη επιζεί για αρκετό ακόμα διάστημα. Κατά τη διάρκεια της ζωής τους εξάλλου, οι κηλίδες της ομάδας παρουσιάζουν ίδιες κινήσεις, μικρές δηλαδή μετατοπίσεις κατά ηλιογραφικό μήκος και πλάτος που μπορούν να φτάσουν σε μερικές μοίρες.

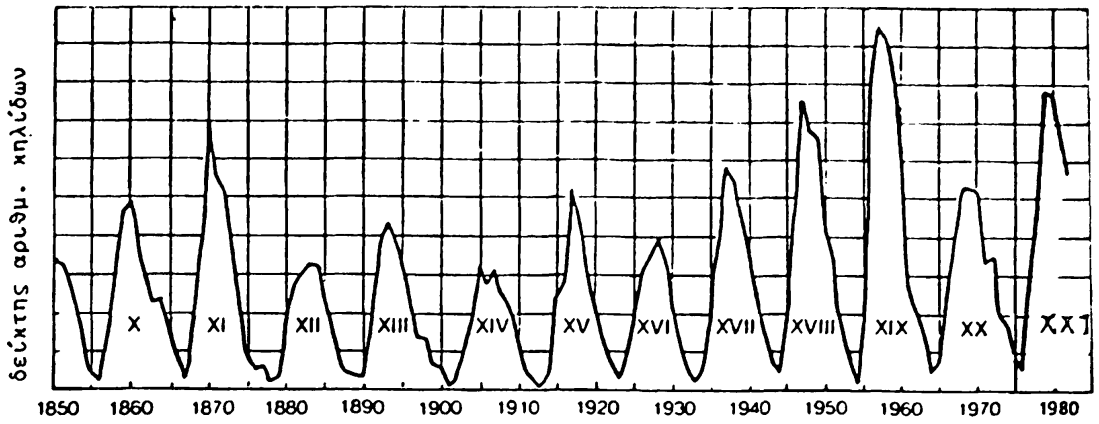
Η εμφάνιση και συμπεριφορά των κηλίδων τράβηξε ιδιαίτερα την προσοχή των αστρονόμων από την εποχή ακόμα της ανακαλύψεως του τηλεσκοπίου. Η ερμηνεία ωστόσο του φαινομένου παραμένει σε γενικές γραμμές άγνωστη. Λόγω του ενδιαφέροντος του φαινομένου και γενικότερα της ηλιακής δραστηριότητας, γίνονται καθημερινές παρατηρήσεις σε πολλά αστεροσκοπεία, τα δε αποτελέσματα συγκεντρώνονται, ταξινομούνται και αναλύονται σε ειδικά κέντρα που έχουν καθοριστεί για το σκοπό αυτό από τη Διεθνή Αστρονομική Ένωση. Έτσι γίνεται καθημερινός προσδιορισμός του αριθμού, του εμβαδού, καθώς και της θέσεώς τους πάνω στον ηλιακό δίσκο, ενώ παράλληλα προσδιορίζεται η πολικότητά τους με τη βοήθεια μαγνητογράφων. Ο αριθμός τους ιδιαίτερα καθορίζεται συμβατικά από τη σχέση: $R = K(10g+f)$, όπου R είναι ο καλούμενος **αριθμός Wolf**, g ο αριθμός των ομάδων, f ο αριθμός των κηλίδων και K μία σταθερά, που εξαρτάται από το τηλεσκόπιο και τον παρατηρητή (για το αστεροσκοπείο της Ζυρίχης K=1).

Ύστερα από μακροχρόνιες παρατηρήσεις διαπιστώθηκε πως οι κηλίδες ακολουθούν τους εξής βασικούς νόμους:

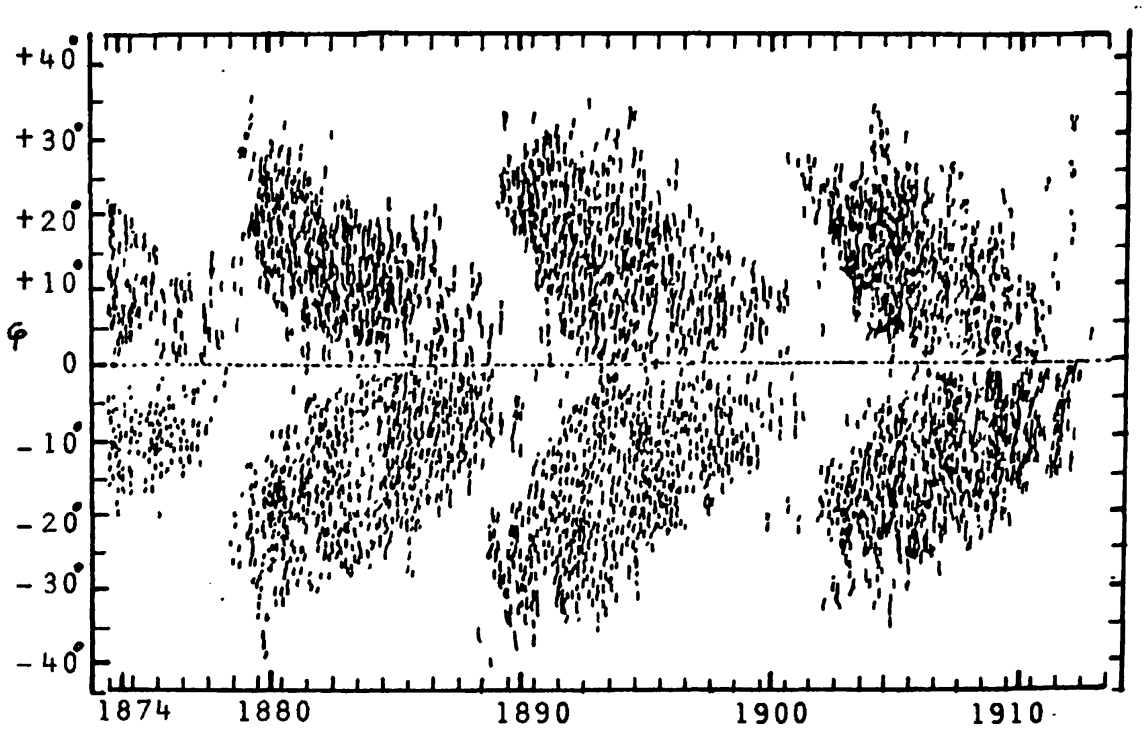
α) Ο αριθμός R μεταβάλλεται περιοδικά με το χρόνο, με μέση περίοδο 11 ετών (σχ.2.12). Η μεταβολή αυτή, από ελάχιστο σε ελάχιστο, αποτελεί τον καλούμενο **ηλιακό κύκλο** (ή 11ετή κύκλο). Εξάλλου τα μέγιστα της καμπύλης μεταβολής

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ

παρουσιάζουν μία μεγαλύτερης κλίμακας μεταβολή με περίοδο περίπου 80 ετών. Ο νόμος αυτός είναι γνωστός και ως νόμος του Schwabe.



Σχήμα 2.12: Μεταβολή του αριθμού Wolf των κηλίδων με το χρόνο (11ετής κύκλος)

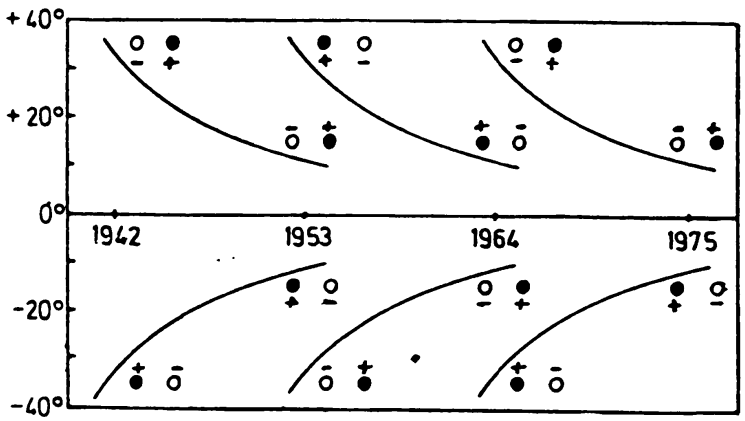


Σχήμα 2.13: Θέσεις εμφανίσεως των κηλίδων συναρτήσει του πλάτους και του χρόνου (διάγραμμα πεταλούδας) κατά τη διάρκεια μερικών κύκλων

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

β) Κατά τη διάρκεια του 11ετή κύκλου, οι κηλίδες και γενικότερα οι περιοχές δράσεως, εμφανίζονται ολοένα και σε μικρότερα ηλιογραφικά πλάτη, αρχίζοντας από $\pm 40^{\circ}$ περίπου στην αρχή του κύκλου και φθάνοτας στις $\pm 5^{\circ}$ περίπου, στο τέλος αυτού. Το φαινόμενο παρουσιάζεται εντυπωσιακά στο διάγραμμα του σχήματος 2.13, γνωστό ως **διάγραμμα πεταλούδας** του Maunder, στο οποίο έχουν τοποθετηθεί οι κηλίδες συναρτήσει του χρόνου και του πλάτους εμφανίσεώς τους. Ο νόμος αυτός είναι γνωστός ως νόμος του Spörer.

γ) Η ηγούμενη κηλίδα, σε μία διπολική ομάδα, έχει αντίθετη πολικότητα από την επόμενη, η δε πολικότητα και των δύο είναι αντίθετη στα δύο ηλιακά ημισφαίρια. Ακόμα, αυτή αντιστρέφεται από κύκλο σε κύκλο (σχ.2.14), με αποτέλεσμα να έχουμε ένα 22ετή κύκλο μεταβολής της πολικότητας στις κηλίδες. Ο νόμος αυτός είναι γνωστός ως νόμος της πολικότητας των κηλίδων ή νόμος του Hale.



Σχήμα 2.14: Ο νόμος του Hale

2.7.2. Πυρσοί

Οι πυρσοί είναι φωτοσφαιρικοί σχηματισμοί, αν και είναι ορατοί και στη χρωμόσφαιρα. Είναι λαμπρές περιοχές, ορατές μόνο στο χείλος του ηλιακού δίσκου, όπου το κοντράστ τους είναι μεγαλύτερο λόγω της αμαυρώσεως κέντρου χείλους. Η διαφορά λαμπρότητας αυτών οφείλεται στην υψηλότερη θερμοκρασία και τη μεγαλύτερη πυκνότητά τους. Η έκτασή τους ορίζει και τα όρια της περιοχής δραστηριότητας. Αποτελούνται από κόκκους, πιο λαμπρούς όμως και πιο μακρόβιους από τους φωτοσφαιρικούς.

Οι πυρσοί ακολουθούν τους παραπάνω νόμους των κηλίδων, οι οποίες πάντοτε εμφανίζονται μέσα σ' αυτούς. Όπως και οι κηλίδες, οι πυρσοί έχουν έντονα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μαγνητικά πεδία, της τάξεως μερικών εκατοντάδων Gauss, πάντως αρκετά ασθενέστερα από εκείνα των κηλίδων.

2.7.3. Διπολικές μαγνητικές περιοχές

Οι διπολικές μαγνητικές περιοχές είναι οι περιοχές αναδύσεως των τοπικών μαγνητικών πεδίων, τα οποία προέρχονται, καθώς θα δούμε παρακάτω, από το γενικό πεδίο κατόπιν ενισχύσεώς του και μαγνητικής ανώσεως. Τα πεδία αυτά αναδύονται υπό μορφή βρόχων, η δε τομή των δύο σκελών του βρόχου με την ηλιακή επιφάνεια καθορίζει τις δύο αντίθετης πολικότητας περιοχές της διπολικής περιοχής. Η ύπαρξή τους διαπιστώνεται με παρατηρήσεις που γίνονται με μαγνητογράφους.

Οι διπολικές μαγνητικές περιοχές προηγούνται χρονικώς πάντοτε της εμφανίσεως των κηλίδων. Πρώτα δηλαδή εμφανίζονται αυτές, μετά οι πυρσοί, οι κηλίδες και γενικά όλα τα άλλα χαρακτηριστικά της δραστηριότητας. Μετά την αποσύνθεσή τους, οι συνιστώσες τους παραμένουν ως μονοπολικές μαγνητικές περιοχές.

2.7.4. Χρωμοσφαιρικοί πυρσοί

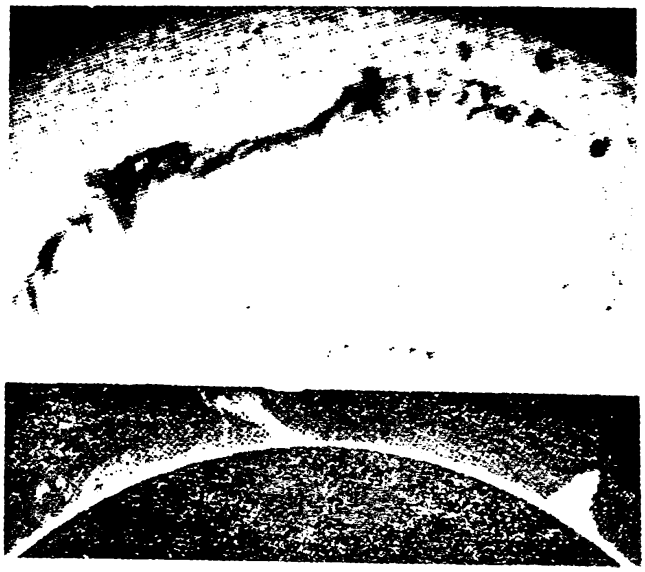
Οι χρωμοσφαιρικοί πυρσοί (πλαζ) δεν είναι παρά οι φωτοσφαιρικοί πυρσοί ορατοί σε μονοχρωματικό φως, δηλαδή όπως εμφανίζονται στη χρωμόσφαιρα.

2.7.5. Προεξοχές

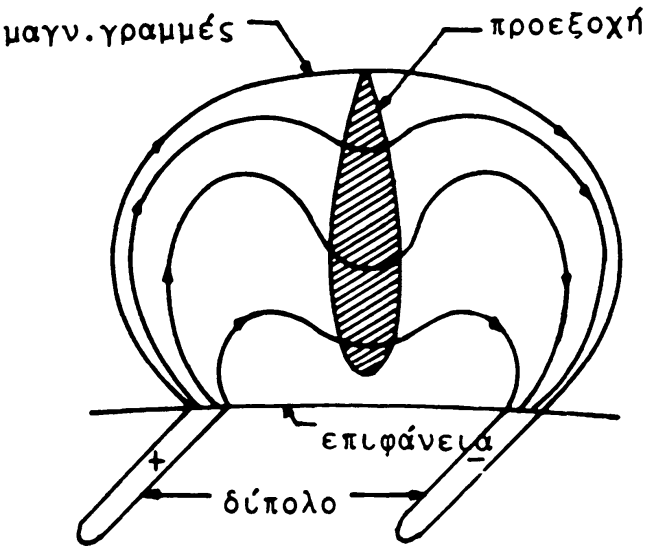
Οι προεξοχές είναι νέφη ή ρεύματα αερίου υλικού, ορατά σε μονοχρωματικό φως (π.χ. στις γραμμές Ηα και Κ), που φαίνονται να προεξέχουν από το χείλος του ηλιακού δίσκου σαν βουνά καθώς προβάλλονται πάνω στον σκοτεινό ουρανό (σχ.2.15). Όταν παρατηρούνται προβαλλόμενες πάνω στον ηλιακό δίσκο φαίνονται σαν σκοτεινοί σχηματισμοί και τις ονομάζουμε **νήματα**. Σήμερα δεχόμαστε πως σχηματίζονται ύστερα από συμπύκνωση υλικού του στέμματος και διατηρούνται αιωρούμενες χωρίς να πέφτει το πυκνό υλικό τους λόγω βαρύτητας, επειδή στηρίζονται από το υποκείμενο μαγνητικό πεδίο που παίρνει ανάλογη μορφή (βλ. σχ.2.16).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Οι προεξοχές ακολουθούν και αυτές τους ίδιους νόμους με τις κηλίδες. Η κύρια ζώνη εμφανίσεώς τους είναι εκείνη των κηλίδων. Εμφανίζονται όμως και στις πολικές περιοχές του Ηλίου, περίπου στις 50^{o}, λίγο πριν από το ελάχιστο του ηλιακού κύκλου, και στη συνέχεια μεταναστεύουν προς τους πόλους όπου φτάνουν σε ένα μέγιστο δύο περίπου έτη μετά το μέγιστο των κηλίδων.



Σχήμα 2.15: Κάτω: προεξοχές
Επάνω: νήμα τεράστιο (~700000 km)



Σχήμα 2.16: Στήριξη προεξοχής από το μαγνητικό πεδίο του κέντρου δράσεως

Διακρίνονται: α) σε **μακρόβιες ή ήρεμες**, που είναι σταθερές, με χρόνο ζωής μερικούς μήνες ως ένα έτος, ύψος κατά μέσο όρο 40000 km, πάχος 7000 km και μήκος 200000 km· σε ακραίες περιπτώσεις οι τιμές αυτές μπορούν να πολλαπλασιαστούν επί ένα παράγοντα 5-6, β) σε **βραχύβιες**, που έχουν μικρό χρόνο ζωής, συνδέονται με τις εκλάμψεις και παρουσιάζουν απότομες και βίαιες κινήσεις. Αυτές διακρίνονται σε διάφορους τύπους, η περιγραφή τους όμως ξεφεύγει από το σκοπό του βιβλίου, γ) σε **ενδιάμεσου τύπου**, που περιλαμβάνει αφ'ενός τις ήρεμες, οι οποίες κατά τη διάρκεια της ζωής τους περνάνε από μία φάση απότομης εξαφανίσεως, αφ' ετέρου δε μία κατηγορία λεπτών νημάτων των κέντρων δράσεων, που παίζουν ιδιαίτερο ρόλο κατά τις εκλάμψεις.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.7.6. Εκλάμψεις

Οι εκλάμψεις, ή χρωμοσφαιρικές εκρήξεις, αποτελούν τα πιο βίαια, θεαματικά, αλλά και δυσεξήγητα φαινόμενα που παρατηρούνται στον Ήλιο. Στην ουσία μία έκλαμψη δεν είναι παρά η απότομη ελευθέρωση ενός συγκεντρωμένου τεράστιου ποσού ενέργειας, της τάξεως των 10^{28}-10^{32} erg, για την οποία δεν γνωρίζουμε επαρκώς ούτε τον τρόπο συγκεντρώσεως ούτε και τον τρόπο ελευθερώσεως.

Η εκπεμπόμενη κατά τη διάρκεια του φαινομένου ακτινοβολία καλύπτει όλες τις περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, από τις ακτίνες γ μέχρι τα ραδιοκύματα. Επιπλέον εκπέμπονται υψηλής ενέργειας σωματίδια, με μορφή κοσμικής ακτινοβολίας, τα οποία φτάνοντας στη Γη μπορούν να προκαλέσουν διαταραχές στην Ιονόσφαιρα, ικανές να οδηγήσουν πολλές φορές στη διακοπή των τηλεπικοινωνιών.

Οι εκλάμψεις εμφανίζονται πάντοντε στις περιοχές δράσεως και ανακαλύφτηκαν οπτικά κατά την παρατήρηση της χρωμόσφαιρας σε μονοχρωματικό φως. Σε ολικό φως είναι ορατές μερικές φορές οι πιο ισχυρές απ' αυτές.

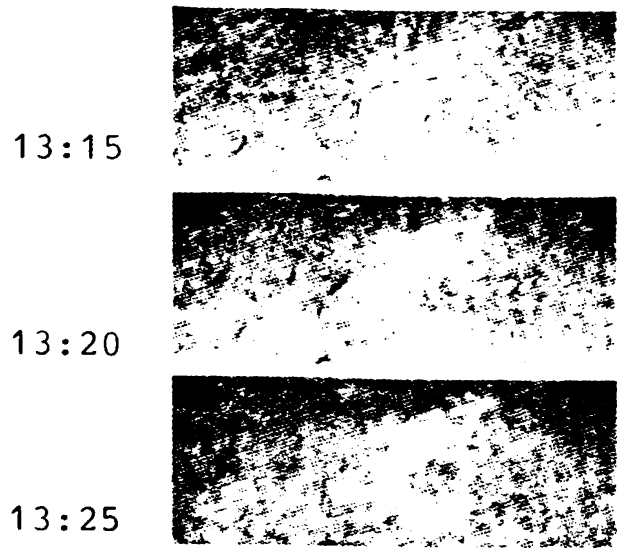
Κατά την παρατήρηση της χρωμόσφαιρας στη γραμμή Ηα εμφανίζονται με μία απότομη αύξηση της λαμπρότητας μιας περιοχής ενός χρωμοσφαιρικού πυρσού, που αυξάνει με το χρόνο σε λαμπρότητα και έκταση (σχ.2.17). Το μέγιστο της λαμπρότητας επιτυγχάνεται μέσα σε λίγα λεπτά, κατά μέσο όρο, ενώ η πτώση αυτής γίνεται σε 20 min περίπου. Κατά την παρατήρηση του φάσματος μιας εκλάμψεως η γραμμή Ηα, καθώς και άλλες, είναι δυνατό να εμφανιστεί σαν γραμμή εκπομπής, με άλλα λόγια να ξεπεράσει σε ένταση το γειτονικό συνεχές φάσμα (βλ. σχ. 5.18).

Στις μεγαλύτερες εκλάμψεις, η ολική διάρκεια μπορεί ν' ανέλθει σε μερικές ώρες. Η έκταση της περιοχής που καταλαμβάνει μπορεί να είναι από 10000 km μέχρι 300000 km. Γενικά, όσο λαμπρότερη είναι η έκλαμψη τόσο μεγαλύτερη έκταση καταλαμβάνει. Ανάλογα δε με την έκταση και τη λαμπρότητά της καθορίζεται και η **σπουδαιότητά** της που χαρακτηρίζεται με βάση μία κλίμακα τεσσάρων βαθμίδων.

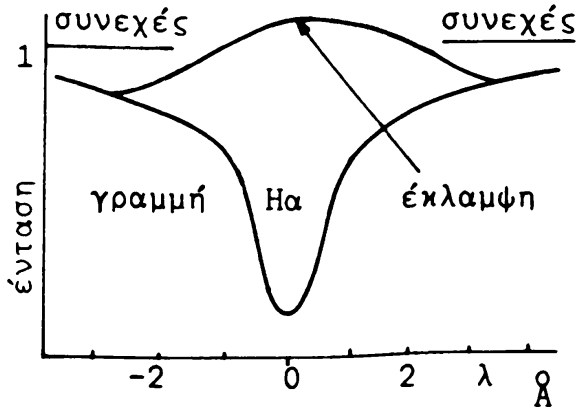
Οι εκλάμψεις δεν είναι σπάνιο φαινόμενο. Κατά μέσο όρο συμβαίνει μία κάθε 7 ώρες. Συχνά η έκλαμψη παράγει ένα "εκρηκτικό κύμα", το οποίο μετατοπίζεται με ταχύτητα της τάξεως των 1000 km/s και το οποίο μπορεί να προκαλέσει τη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

δραστηριοποίηση ή και την εξαφάνιση μιας μακρινής προεξοχής. Εξάλλου πολύ συχνά παρατηρείται η ταχύτατη εκτόξευση υλικού με ταχύτητα της αυτής τάξεως μεγέθους.



Σχήμα 2.17: Εξέλιξη εκλάμψεως



Σχήμα 2.18: Η γραμμή Ηα σαν γραμμή εκπομπής κατά τη διάρκεια μιας εκλάμψεως

Παράλληλα με την οπτική εκδήλωση, έχουμε την εκπομπή ακτινοβολίας Χ με ενέργειες μεγαλύτερες των 100 kev, δηλαδή μέχρι λ=0.1 Å, και σε μερικές περιπτώσεις ακτινοβολίας γ.

Από το άλλο μέρος, σωματίδια επιταχυνόμενα μέχρι ταχύτητες 1000-2000 km/s μπορούν να φτάσουν ανεμπόδιστα μέχρι τη Γη προκαλώντας **μαγνητικές καταιγίδες** και **σελάη**. Στην περίπτωση πολύ μεγάλων εκλάμψεων, πρωτόνια, ηλεκτρόνια και ελαφροί πυρήνες επιταχύνονται μέχρι πολύ υψηλές ενέργειες, αποτελώντας έτσι την **ηλιακή κοσμική ακτινοβολία**. Τα περισσότερα από τα παρατηρούμενα σωματίδια είναι πρωτόνια (εκλάμψεις πρωτονίων), γιατί τα ηλεκτρόνια χάνουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους διεγείροντας το πλάσμα του στέμματος σε εκπομπή ραδιοκυμάτων και επειδή η αφθονία των άλλων πυρήνων είναι χαμηλή. Οι παρατηρούμενες ενέργειες μπορούν να φτάσουν σε μερικές περιπτώσεις τα 10-100 Gev, το μεγαλύτερο μέρος όμως των σωματιδίων έχει ενέργεια της τάξεως του Mev. Τα μεγαλύτερης ενέργειας σωματίδια φτάνουν στη Γη μέσα σε 30 min

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

περίπου, ύστερα από το μέγιστο της εκλάμψεως, το μεγαλύτερο μέρος ύστερα από μία ώρα περίπου, ενώ τα μικρής ενέργειας ύστερα από 1-2 μέρες.

Τα φαινόμενα που παρατηρούνται εξάλλου στην περιοχή των ραδιοκυμάτων είναι τόσο πολλά και πολύπλοκα ώστε να δημιουργηθεί ολόκληρος νέος κλάδος έρευνας, η **ηλιακή ραδιοαστρονομία**, που προόδευσε σύντομα πάρα πολύ.

Καθώς είναι γνωστό, όσο μικρότερο είναι το μήκος κύματος κατά τη ραδιοαστρονομική παρατήρηση τόσο βαθύτερα εισερχόμαστε στην ηλιακή ατμόσφαιρα, ή με άλλα λογια, τόσο οι πληροφορίες μας αναφέρονται σε πιο βαθειά στρώματα. Έτσι είναι δυνατό χρησιμοποιώντας διάφορες συχνότητες λειτουργίας των ραδιοτηλεσκοπίων να ερευνούμε καθ' ύψος την ηλιακή ατμόσφαιρα παρακολουθώντας την εξέλιξη των διαφόρων φαινομένων μέσα σ' αυτή. Χρησιμοποιώντας π.χ. εκατοστομετρικά κύματα φτάνουμε μέχρι τη βάση του στέμματος, ενώ με μετρικά κύματα στις εξωτερικές περιοχές του. Η μελέτη της εξελίξεως των φαινομένων επιτυγχάνεται με ένα ειδικό όργανο, το **δυναμικό φασματογράφο**, με το οποίο μετράμε την ένταση (πυκνότητα ροής) της ακτινοβολίας συναρτήσει του χρόνου και της συχνότητας, λαμβάνοντας έτσι το **δυναμικό φάσμα** του Ηλίου (βλ. σχ. 2.19).

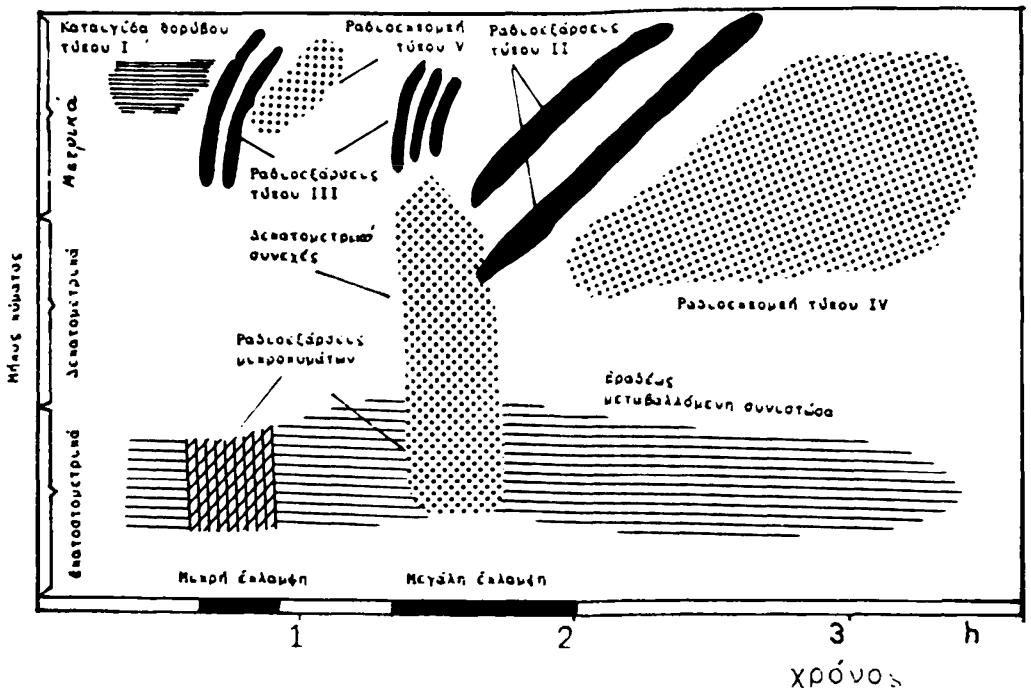
Κατά τη διάρκεια λοιπόν μιας εκλάμψεως παρατηρείται απότομη και έντονη αύξηση της εντάσεως της ραδιοεκπομπής του Ηλίου σε όλα τα μήκη κύματος, φαινόμενο που χαρακτηρίζεται ως **ραδιοέξαρση**. Στα εκατοστομετρικά κύματα η ένταση μπορεί να αυξηθεί από 20 ως 40 φορές, ενώ στα μετρικά κύματα μπορεί να αυξηθεί κατά 100000 φορές.

Ανάλογα με τη μορφή που παίρνουν οι ραδιοεξάρσεις στο δυναμικό φάσμα διακρίνονται σε πέντε τύπους (I,II,...,V, βλ. σχ. 2.19), κάθε ένας από τους οποίους έχει διαφορετικό μηχανισμό εκπομπής και περιοχή προελεύσεως. Η παραπέρα όμως ανάπτυξη των φαινομένων ξεφεύγει από το σκοπό του βιβλίου. Γενικά πάντως μπορούμε να πούμε, πως αρκετά από τα παρατηρούμενα φαινόμενα παραμένουν προς το παρόν χωρίς ικανοποιητική ερμηνεία.

Εξάλλου, το όλο πολύπλοκο θέμα των εκλάμψεων αποτελεί σήμερα μεγάλο πρόβλημα για τους αστρονόμους αλλά και για πολλούς ειδικούς φυσικούς. Τόσο ο τρόπος συσσωρεύσεως της ενέργειας, όσο και ο τρόπος απελευθερώσεως αυτής και

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

της επιταχύνσεως των σωματιδίων μέχρι τις τεράστιες ενέργειες που αναφέρθηκαν, αποτελούν προβλήματα έντονης μελέτης. Εκείνο που είναι γενικά παραδεκτό είναι πως το βασικό ρόλο παίζουν τα μαγνητικά πεδία της περιοχής δράσεως και ιδιαίτερα κάποιος ή κάποιοι μηχανισμοί αστάθειας αυτών.



Σχήμα 2.19: Δυναμικό φάσμα του Ηλίου

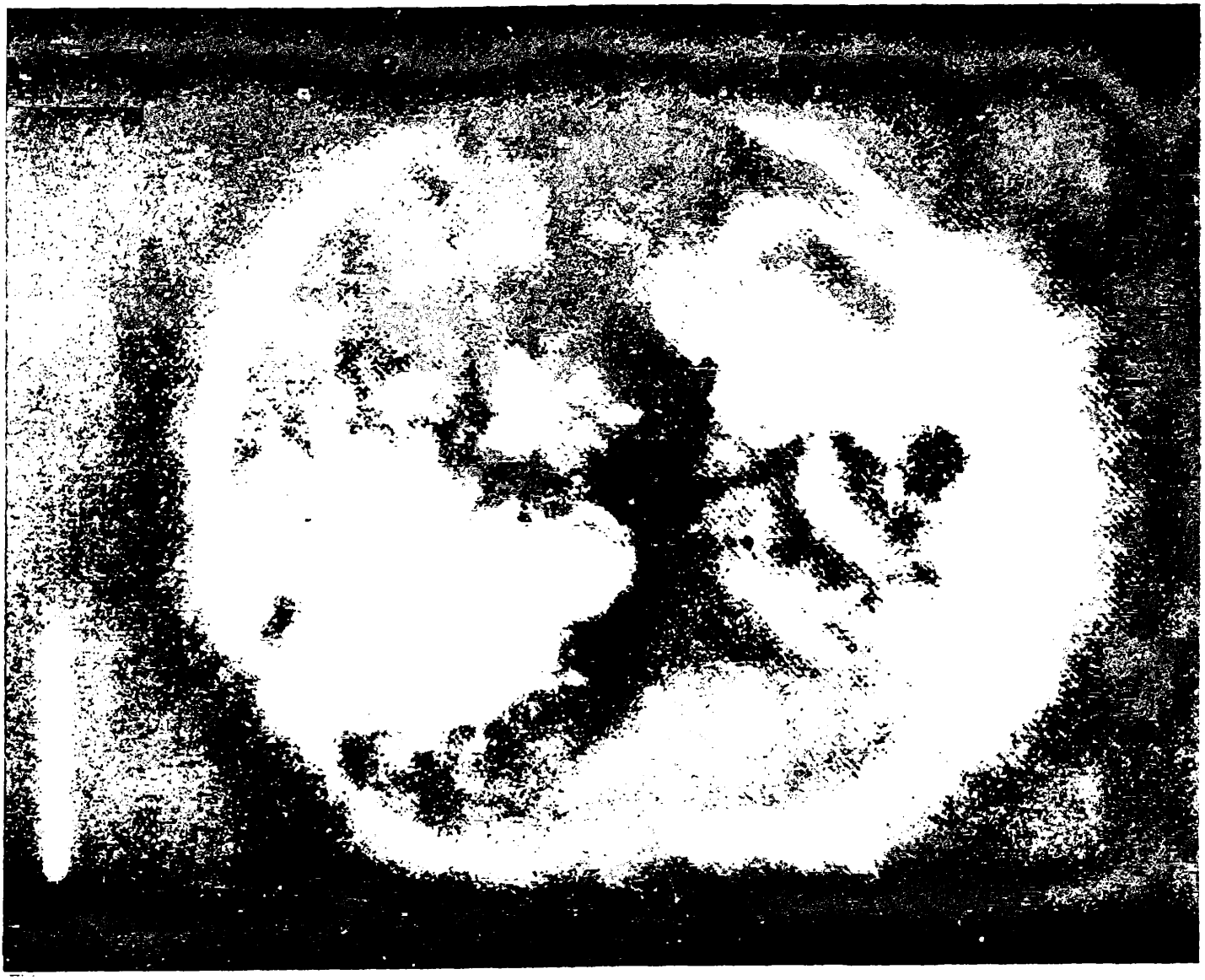
2.7.7. Στεμματικές συμπυκνώσεις και οπές

Στο στέμμα, η παρουσία των περιοχών δράσεως εκδηλώνεται με τη μεγαλύτερη πυκνότητα και θερμοκρασία του πλάσματος πάνω από τις περιοχές αυτές, που είναι ορατές σε λευκό φως σαν συμπυκνώσεις, καθώς και από τα **στεμματικά ρεύματα**, που είναι τεράστιοι σχηματισμοί με μορφή ρευμάτων και σκιαγραφούν τη μορφολογία του μαγνητικού πεδίου γύρω από τον Ήλιο.

Λόγω της αυξημένης ηλεκτρονικής πυκνότητας η ραδιοεκπομπή του Ηλίου παρουσιάζεται επίσης αυξημένη και αυτό συνεπώς είναι χαρακτηριστικό της παρουσίας περιοχών δράσεως πάνω στον Ήλιο. Η αντίστοιχη συμβολή στη ραδιοεκπομπή αποτελεί τη **βραδέως μεταβαλλόμενη συνιστώσα** αυτής.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Εξάλλου, η φωτογράφιση του Ηλίου σε ακτινοβολία Χ έδειξε ότι αναμεσ
υκνώσεις, και ιδιαίτερα στις πολικές περιοχές του Ηλίου, υπάρχουν τερ
ινές εκτάσεις, εκτάσεις δηλαδή στις οποίες ο Ήλιος εμφανίζεται ήρεμ
καλούνται **στεμματικές οπές** (σχ. 2.20), από τις οποίες και προέρχ
ός άνεμος.



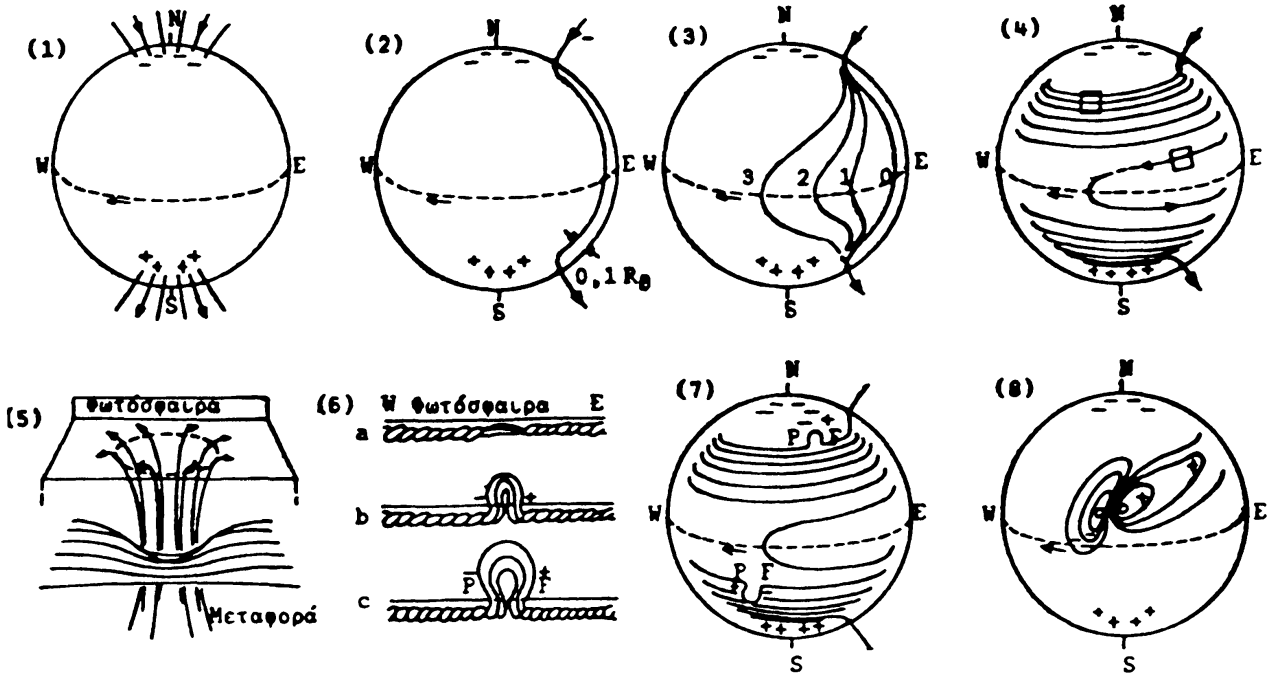
α 2.20: Ο Ήλιος όπως φαίνεται σε ακτινοβολία Χ. Οι φωτεινές περιοχές αντιστοι
α δράσεως, ενώ οι σκοτεινές αποτελούν τις στεμματικές οπές

3. Ένα μοντέλο του ηλιακού κύκλου

Στην προσπάθεια να ερμηνευτούν τα διάφορα χαρακτηριστικά της εμφ
ξέλιξης των κέντρων δράσεως παρουσιάστηκαν κατά καιρούς διάφορα μο

Το πιο παραδεκτό είναι εκείνο που πρότεινε το 1961 ο Babc
λήρωσε αργότερα ο Leighton. Σύμφωνα μ' αυτό, πριν αρχίσει η δραστηρ
ιος έχει ένα ασθενές διπολικό μαγνητικό πεδίο, του οποίου οι δυναμικές γ

ακολουθούν τους μεσημβρινούς σε βάθος ίσο με $0.1R_{\odot}$ περίπου (σχ. 2.21, 1 και 2), εξερχόμενες και εισερχόμενες στους πόλους. Λόγω διαφορικής περιστροφής, κάθε μαγνητική γραμμή παρασύρεται κατά μήκος του ισημερινού (σχ. 2.21, 3), επειδή η γωνιακή ταχύτητα αυξάνει καθως πλησιάζουμε σ' αυτόν, με αποτέλεσμα να περιτυλιχτεί γύρω από τον Ήλιο πολλές φορές και κατ' επέκταση να αυξηθεί η πυκνότητα των μαγνητικών γραμμών με το πλάτος (σχ. 2.21, 4). Εξάλλου τα ρεύματα μεταφοράς συστρέφουν τις μαγνητικές γραμμές, όπως ακριβώς συστρέφονται οι



Σχήμα 2.21: Σχηματική παράσταση του μοντέλου του Babcock για τον ηλιακό κύκλο: 1 και 2 η μορφή του μαγνητικού πεδίου πριν αρχίσει η δραστηριότητα. 3 και 4 η ενίσχυση του πεδίου λόγω διαφορικής περιστροφής. 5 και 6 συστροφή του μαγνητικού πεδίου λόγω μεταφοράς και σχηματισμός μαγνητικών σχοινιών. 6 και 7 ανάδυση του μαγνητικού πεδίου λόγω μαγνητικής ανώσεως. 8 σχηματισμός διπολικών μαγνητικών περιοχών

κλωστές στα νήματα ή σχοινιά, με αποτέλεσμα να σχηματιστούν μαγνητικά σχοινιά (σχ. 2.21, 5 και 6). Καθώς όμως αυξάνει η πυκνότητα των μαγνητικών γραμμών και συνεπώς η μαγνητική πίεση μέσα στα σχοινιά, η πίεση του αερίου πέφτει για λόγους ισορροπίας με το περιβάλλον. Αυτό σημαίνει πως τα μαγνητικά αυτά σχοινιά γίνονται ελαφρότερα, υφίστανται καθώς λέμε **μαγνητική άνωση**, με αποτέλεσμα να ανέρχονται προς την επιφάνεια. Η υπερκοκκίαση κατά πάσα πιθανότητα διευκολύνει

την ανάδυση του πεδίου, αφού είναι γνωστό ότι το πεδίο είναι ενισχυμένο στα όριά της.

Η ενίσχυση του μαγνητικού πεδίου είναι μεγαλύτερη προφανώς στα μεγαλύτερα πλάτη ($\pm 40^{o}$), οπότε το μαγνητικό πεδίο θα φτάσει εκεί πρώτα στην κρίσιμη τιμή που απαιτείται για την ανάδυση των μαγνητικών σχοινιών στην επιφάνεια υπό μορφή βρόχων (σχ. 2.21, 6 και 7). Κατ' αυτό τον τρόπο εμφανίζονται πρώτα οι διπολικές μαγνητικές περιοχές για ν' ακολουθήσουν εντός ολίγου οι κηλίδες και ν' αρχίσει ο κύκλος από τα μεγαλύτερα πλάτη.

Ο νόμος της πολικότητας των κηλίδων γίνεται προφανής από την αντίθετη φορά των μαγνητικών γραμμών στα δύο ημισφαίρια (σχ. 2.21, 7 και 8) και την αντιστροφή της πολικότητας του γενικού πεδίου από κύκλο σε κύκλο.

Σε μικρότερα πλάτη, η κρίσιμη τιμή του μαγνητικού πεδίου θα επιτευχθεί προφανώς αργότερα, οπότε και η δραστηριότητα θ' αρχίσει αργότερα, και έτσι ερμηνεύεται εύκολα το διάγραμμα πεταλούδας.

Το μέγιστο των κηλίδων εξάλλου αντιστοιχεί στο διάστημα μέγιστης εντάσεως του πεδίου σε μία ζώνη μεγάλου πλάτους. Στη συνέχεια οι μαγνητικές γραμμές εμπλέκονται πιθανόν, αλληλεπιδρούν, αλληλοεξουδετερώνονται και ανασυνδέονται προς τον ισημερινό, με αποτέλεσμα να εμφανίζονται λίγες κηλίδες προς το τέλος του κύκλου. Παράλληλα η διαφορική περιστροφή, καθώς και τυχαίες κινήσεις, προκαλεί τη μετακίνηση των επόμενων κηλίδων (F), και γενικότερα μαγνητικών περιοχών, προς τους πόλους και των ηγούμενων (P) προς τον ισημερινό. Στον ισημερινό, συναντώνται οι αντίθετης πολικότητας περιοχές P από τα δύο ημισφαίρια και εξουδετερώνονται αμοιβαία. Στους πόλους, οι περιοχές F, αφού μηδενίσουν τις περιοχές αντίθετης πολικότητας, προκαλούν την αντιστροφή της πολικότητας των πολικών περιοχών. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την αντιστροφή του γενικού μαγνητικού πεδίου κάθε 11 χρόνια και τη δημιουργία έτσι του 22ετή μαγνητικού κύκλου.

2.7.9. Ήλιο - γήινα φαινόμενα

Καθώς αναφέρθηκε, η Γη βρίσκεται κάτω από τη συνεχή επίδραση της ηλιακής ακτινοβολίας τόσο της ηλεκτρομαγνητικής όσο και της σωματιδιακής. Οι



επιδράσεις όμως της ηλιακής ακτινοβολίας είναι ιδιαίτερα έντονες και εντυπωσιακές κατά τη διάρκεια των εκλάμψεων, οπότε ελευθερώνονται τεράστια ποσά ενέργειας, τα οποία φτάνοντας στη Γη με διάφορες μορφές προκαλούν την εμφάνιση ορισμένων χαρακτηριστικών φαινομένων. Τα φαινόμενα αυτά μπορούν να ταξινομηθούν χοντρικά με βάση την περιοχή και το αντικείμενο εκδηλώσεώς τους και θ' αναφερθούν εδώ πολύ συνοπτικά.

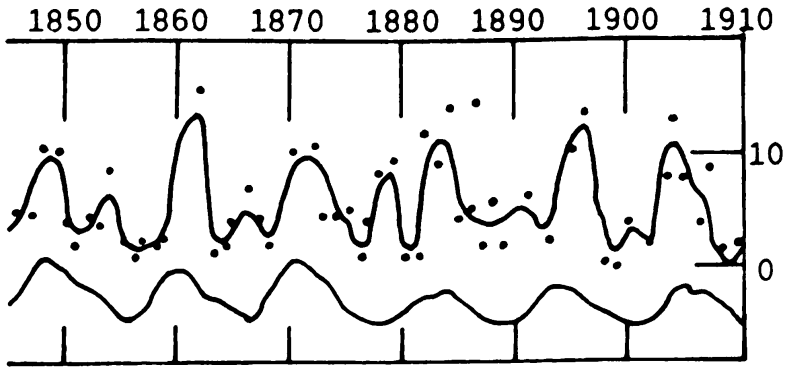
Έτσι διακρίνουμε εκείνα που παρατηρούνται α) στην κατώτερη ατμόσφαιρα, β) στην ανώτερη ατμόσφαιρα, γ) στην ιονόσφαιρα, δ) στην εξώσφαιρα, ε) στο μαγνητικό πεδίο και στ) στην κοσμική ακτινοβολία.

Τα φαινόμενα που παρατηρούνται στην κατώτερη ατμόσφαιρα (ύψους 80-90 km) είναι μετεωρολογικά, βιολογικά και χημικά. Κατ' αρχήν είναι φανερό πως τα διάφορα χαρακτηριστικά του κλίματος, όπως η μέση θερμοκρασία, οι βροχοπτώσεις, οι κυκλώνες, κλπ. εξαρτώνται έμμεσα από την ηλιακή ακτινοβολία. Φαίνεται όμως ότι υπάρχει και κάποια σχέση αυτών με την ηλιακή δραστηριότητα και τον 11ετή κύκλο. Η σχέση πάντως δεν είναι σαφής και αυτό γιατί παρεμβαίνουν διάφοροι τοπικοί αστάθμητοι παράγοντες που αλλοιώνουν τα παρατηρούμενα χαρακτηριστικά. Συνδεδεμένα προς τα μετεωρολογικά είναι και τα βιολογικά φαινόμενα, όπως π.χ. η αύξηση των δέντρων που συνδέεται τόσο με τις βροχοπτώσεις και άλλους κλιματολογικούς παράγοντες, όσο και με την άμεση ηλιακή ακτινοβολία. Βρέθηκε λοιπόν πως υπάρχει μεγάλη συσχέτιση μεταξύ της αναπτύξεως των δένδρων και της ηλιακής δραστηριότητας (σχ. 2.22), όπως παλαιότερα μεταξύ της τιμής του σιταριού, που συνδέεται προφανώς με την παραγωγή, και της ηλιακής δραστηριότητας. Το πιο εντυπωσιακό πάντως αποτέλεσμα είναι η διαπίστωση από τον Douglass, που εξέτασε το πάχος των δακτυλίων των κορμών χιλιάδων αιωνόβιων δέντρων, ηλικίας μέχρι 3000 ετών, στην Αριζόνα και βρήκε ότι αυτό διαφέρει από χρόνο σε χρόνο, ακολουθώντας τη μεταβολή της ηλιακής δραστηριότητας, όπως εκφράζεται από τον αριθμό Wolf.

Συνδεδεμένο προς τα βιολογικά φαινόμενα είναι και το χημικό φαινόμενο σχηματισμού του όζοντος σε ύψος 20-25 km, που απορροφάει καθώς είναι γνωστό την υπεριώδη ακτινοβολία του Ηλίου. Πιστεύεται πως η πυκνότητα και το πάχος της στιβάδας όζοντος (οζοντόσφαιρας) πρέπει να συσχετίζονται με την ηλιακή

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ

δραστηριότητα, πράγμα όμως που δεν επιβεβαιώθηκε μέχρι σήμερα από τις παρατηρήσεις.



Σχήμα 2.22: Αύξηση των δέντρων, επάνω, και ηλιακή δραστηριότητα (R), κάτω

Τα φαινόμενα που παρατηρούνται στην ανώτερη ατμόσφαιρα (σε ύψος 100-150 km) οφείλονται στην άμεση επίδραση της ηλιακής ακτινοβολίας, καθόσον στην περιοχή αυτή απορροφάται το μεγαλύτερο μέρος της, ιδιαίτερα δε οι ακτινοβολίες μικρού μήκους κύματος, οι ακτίνες Χ, γ, καθώς και η σωματιδιακή ακτινοβολία. Τα φαινόμενα που παρατηρούνται σ' αυτή, εκτός από εκείνα που αναφέρονται στην ιονόσφαιρα και θα περιγραφούν χωριστά πιο κάτω, είναι το **πολικό σέλας** και το **φως** ή η **αιγλοβολία** του **νυκτερινού ουρανού**.

Το πολικό σέλας είναι ένα φωτεινό φαινόμενο του νυκτερινού ουρανού, γνωστό από την αρχαιότητα, που παρατηρείται σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη και που παρουσιάζεται με διάφορες μορφές από την πιο απλή ενός τόξου ως την πιο εντυπωσιακή ενός συστήματος "παραπετασμάτων". Οφείλεται στη διέγερση των ατόμων και των μορίων της ατμόσφαιρας από τη σωματιδιακή ακτινοβολία του Ηλίου που φτάνοντας στη Γη ακολουθεί τις μαγνητικές γραμμές του γήινου μαγνητικού πεδίου, χωρίς πάντως να είναι πλήρως γνωστός ο μηχανισμός με τον οποίο επιταχύνονται τα σωματίδια της ακτινοβολίας μέχρι τις αναγκαίες τιμές ενέργειας. Το φαινόμενο συσχετίζεται με την ηλιακή δραστηριότητα.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Το "φως του νυχτερινού ουρανού" σαν ονομασία δεν αποδίδει την πραγματικότητα, γιατί το φως του νυχτερινού ουρανού έχει πολλές συνιστώσες, μία από τις οποίες είναι και η ακτινοβολία που εννοούμε στην προκειμένη περίπτωση και που προέρχεται από την ανώτερη ατμόσφαιρα. Άλλωστε με τις σύγχρονες τεχνικές αυτή ανιχνεύεται ακόμα και την ημέρα. Χαρακτηρίζεται από γραμμές εκπομπής οφειλόμενες στα άτομα O, Na καθώς και από ταινίες του O_2, OH και άλλων μορίων. Πιστεύεται πως πρόκειται για ένα φαινόμενο συντονισμού που ακολουθεί την απορρόφηση της ορατής ακτινοβολίας ή, στην περίπτωση μερικών γραμμών, για ένα φαινόμενο φθορισμού. Ο συσχετισμός του με την ηλιακή δραστηριότητα είναι μικρότερος από ό,τι στην περίπτωση του σέλαος.

Τα φαινόμενα που παρατηρούνται στην ιονόσφαιρα, στις ιονισμένες δηλαδή στιβάδες της γήινης ατμόσφαιρας, είναι οπωσδήποτε τα πιο ενδιαφέροντα και τα πιο μελετημένα. Καθώς είναι γνωστό, η ίδια η ιονόσφαιρα οφείλεται στην ηλιακή ακτινοβολία και συνεπώς κάθε μεταβολή της ηλιακής ακτινοβολίας που δέχεται έχει ανάλογες επιπτώσεις σ' αυτήν. Τα φαινόμενα που παρατηρούνται στην ιονόσφαιρα οφείλονται στις ηλιακές εκλάμψεις και αποτελούν το αντικείμενο ιδιαίτερου επιστημονικού κλάδου. Τα σπουδαιότερα από αυτά είναι τα εξής:

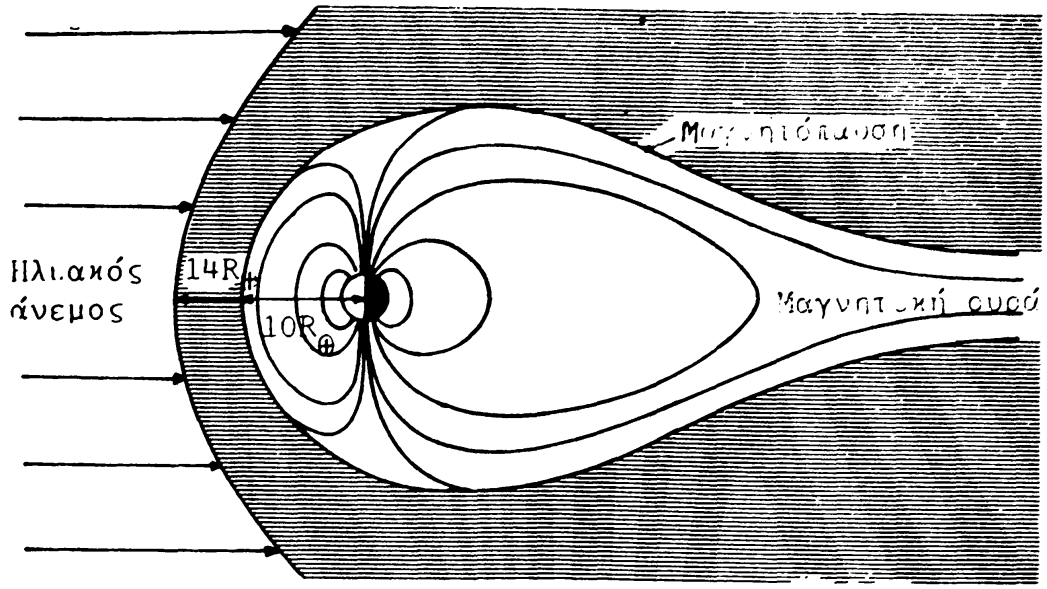
α) Η **αιφνίδια ιονοσφαιρική διαταραχή**, που παρατηρείται μόνο στο φωτιζόμενο από τον Ήλιο ημισφαίριο, συνίσταται σε μία απότομη αύξηση της ηλεκτρονικής πυκνότητας της κάτω ιονόσφαιρας και οφείλεται σε απότομη αύξηση της ηλιακής ακτινοβολίας ύστερα από μία έκλαμψη. Κατ' αυτήν είναι δυνατό να έχουμε ραδιοφωνική διακοπή.

β) Η **ιονοσφαιρική καταιγίδα**, που παρατηρείται σε ολόκληρη τη Γη και οφείλεται σε αύξηση της σωματιδιακής ακτινοβολίας ή την άφιξη ενός νέφους πλάσματος ύστερα από μία ηλιακή έκλαμψη. Κατά τη διαταραχή αυτή, που μπορεί να διαρκέσει μέρες, είναι δυνατό να έχουμε πλήρη διακοπή των τηλεπικοινωνιών.

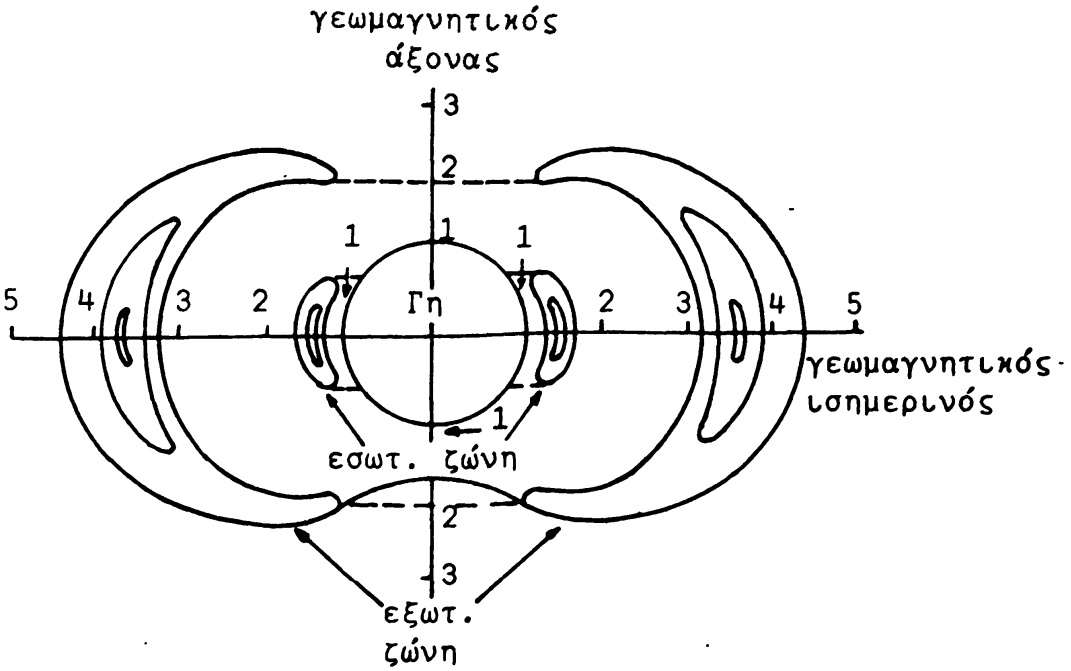
γ) Η **απορρόφηση πολικής περιοχής**, που συνίσταται σε πλήρη απορρόφηση των ραδιοκυμάτων χαμηλής συχνότητας στις πολικές περιοχές ύστερα από μία

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ηλιακή έκλαμψη. Οφείλεται σε σωματίδια, κυρίως πρωτόνια υψηλής ενέργειας, που φτάνουν στις πολικές περιοχές οδηγούμενα από το γήινο μαγνητικό πεδίο.



Σχήμα 2.23: Η μαγνητόσφαιρα της Γης



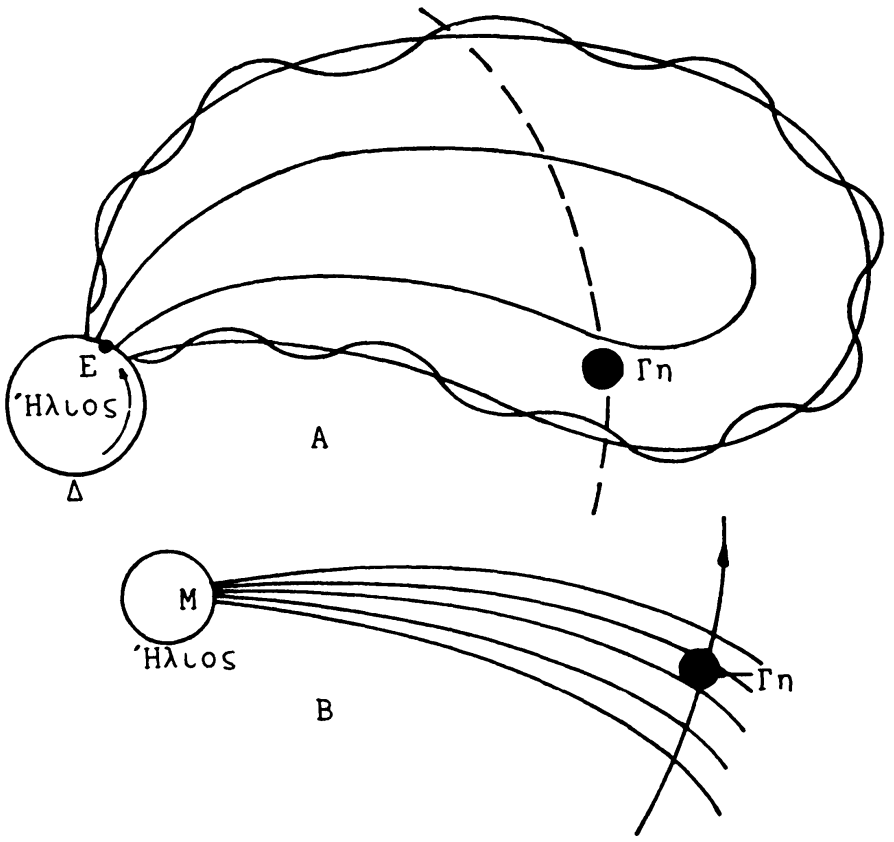
Σχήμα 2.24: Οι ζώνες Van Allen

Η ηλιακή επίδραση στην εξώσφαιρα ασκείται μέσω του ηλιακού ανέμου, ο οποίος διαμορφώνει τη μαγνητόσφαιρα της Γης (σχ. 2.23) και τροφοδοτεί πιθανόν, με πρωτόνια και ηλεκτρόνια, την εξωτερική από τις δύο **ζώνες van Allen**. Οι ζώνες

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αυτές αποτελούνται, καθώς είναι γνωστό, από σωματίδια υψηλής ενέργειας παγιδευμένα στο γήινο μαγνητικό πεδίο και κινούμενα σε σπείρες γύρω από τις μαγνητικές γραμμές (σχ. 2.24).

Ως προς τα φαινόμενα της ηλιακής επιδράσεως πάνω στο μαγνητικό πεδίο της Γης, αυτά εκδηλώνονται τόσο με **κανονικές μεταβολές** αυτού, που σχετίζονται με ημερήσιες και εποχιακές μεταβολές των ηλεκτρικών ρευμάτων της ιονόσφαιρας και τον 11ετή κύκλο, όσο και με απότομες, που διαρκούν μερικές ώρες ή και μέρες και καλούνται **μαγνητικές καταιγίδες**. Οι μαγνητικές καταιγίδες διακρίνονται σε δύο τύπους: σε καταιγίδες **αιφνίδιας αρχής**, που παρατηρούνται μία ή δύο μέρες μετά από τις μεγάλες εκλάμψεις και οφείλονται στην άφιξη από τον Ήλιο ενός νέφους πλάσματος (σχ. 2.25 Α) και σε **επαναληπτικές καταιγίδες**, που έχουν



Σχήμα 2.25: Α) Νέφος πλάσματος προερχόμενο από ηλιακή έκλαμψη (Ε). Β) Ρεύμα σωματιδίων προερχόμενο από ορισμένη περιοχή του Ηλίου

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

περίοδο 27 μέρες, ίση με την περίοδο περιστροφής του Ηλίου, εμφανίζονται προοδευτικά και οφείλονται σε ρεύματα ηλιακών σωματιδίων, που προέρχονται από μικρές εντοπισμένες περιοχές της ηλιακής επιφάνειας (σχ. 2.25 Β) μεγάλου χρόνου ζωής και που σαρώνουν τη Γη σε κάθε ηλιακή περιστροφή.

Μία άλλη τέλος επίδραση του Ηλίου είναι η διαμόρφωση της κοσμικής ακτινοβολίας, που μεταφράζεται σε μία πτώση κατά 20% περίπου της εντάσεώς της, μερικές δεκάδες ώρες ύστερα από μία έκλαμψη. Το φαινόμενο αυτό, που είναι γνωστό ως **φαινόμενο Forbush**, οφείλεται στις μεταβολές του ηλιακού ανέμου που συνδέονται προς την ηλιακή έκλαμψη.



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Πλανήτες

3.1. Γενικά

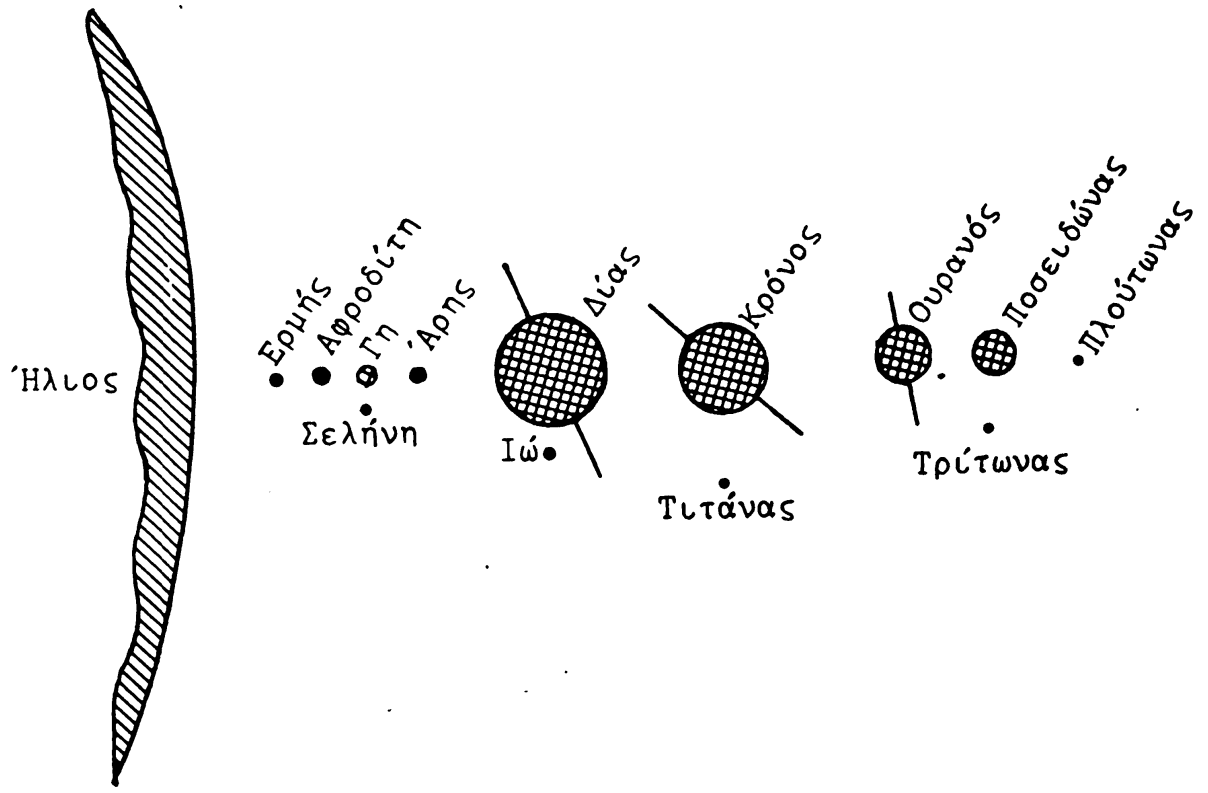
Οι εννιά γνωστοί πλανήτες του ηλιακού μας συστήματος, των οποίων τις κινήσεις και τα χαρακτηριστικά θα δούμε πιο κάτω, παρά τη μακροχρόνια και λεπτομερειακή μελέτη τους, εξακολουθούν να παρουσιάζουν πολλά και δύσκολα προβλήματα, τόσο στην κινηματική τους συμπεριφορά όσο και στη φυσική τους κατανόηση.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1

Πλανήτης	Μάζα (10^{24}Kgr)	Ισημερινή ακτίνα (Km)	Μέση πυκνότητα ($gr \cdot cm^{-3}$)	Απόσταση από Ήλιο (10^6 km)	Περίοδος περιφοράς	Αριθμός δορυφόρων
Ερμής	0.33	2432	5.5	57.9	$87^d.96$	0
Αφροδίτη	4.87	6050	5.2	108.2	$224^d.70$	0
Γη	5.98	6378	5.5	149.6	$365^d.26$	1
Άρης	0.64	3394	3.9	227.9	$686^d.98$	2
Δίας	1900.00	68700	1.3	778.0	$11^y.86$	16
Κρόνος	569.00	57550	0.7	1427.0	$29^y.46$	17
Ουρανός	87.00	25050	1.2	2870.0	$84^y.02$	5
Ποσειδώνας	103.00	24700	1.6	4496.0	$164^y.80$	2
Πλούτωνας	0.66	≤2900	~0.8	5940.0	$247^y.70$	1

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Τα κύρια χαρακτηριστικά τους δίνονται στον πίνακα 3.1, ενώ στο σχήμα 3.1 φαίνονται συγκριτικά τα μεγέθη τους, καθώς και εκείνα των πιο σημαντικών δορυφόρων τους.



Σχήμα 3.1: Μεγέθη πλανητών και δορυφόρων σε σύγκριση με τον Ήλιο

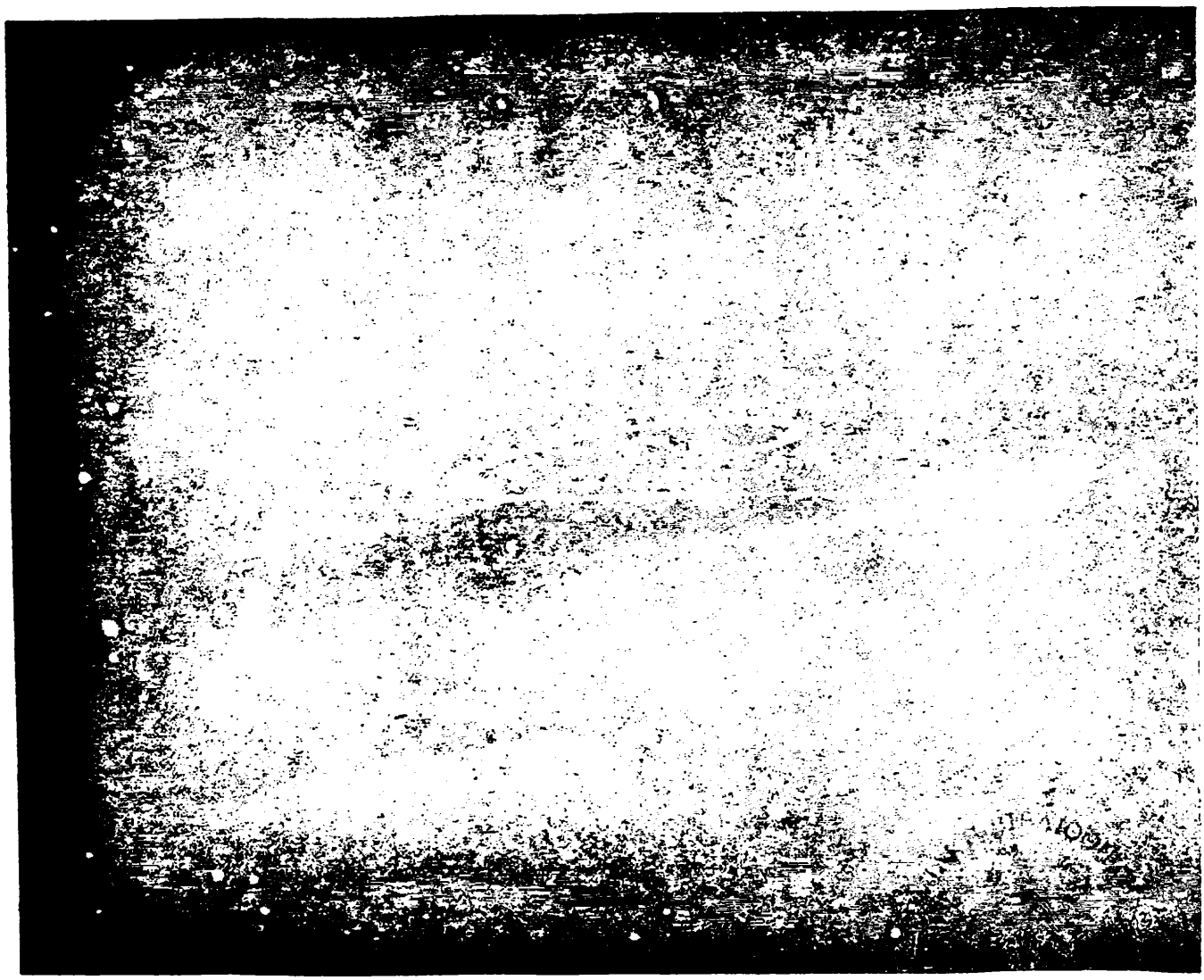
Ο Ερμής και η Αφροδίτη αναφέρονται μερικές φορές ως **εσωτερικοί** ή **κατώτεροι** πλανήτες, οι δε πέραν της Γης ως **εξωτερικοί** ή **ανώτεροι** πλανήτες. Οι τέσσερεις πρώτοι μαζί με τον Πλούτωνα αναφέρονται, λόγω της συστάσεώς τους και της μεγάλης πυκνότητάς τους, και ως **γήινοι** πλανήτες, οι δε υπόλοιποι ως **δίοι** πλανήτες.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

3.2. Φαινόμενη κίνηση και φάσεις των πλανητών

3.2.1. Φαινόμενη κίνηση

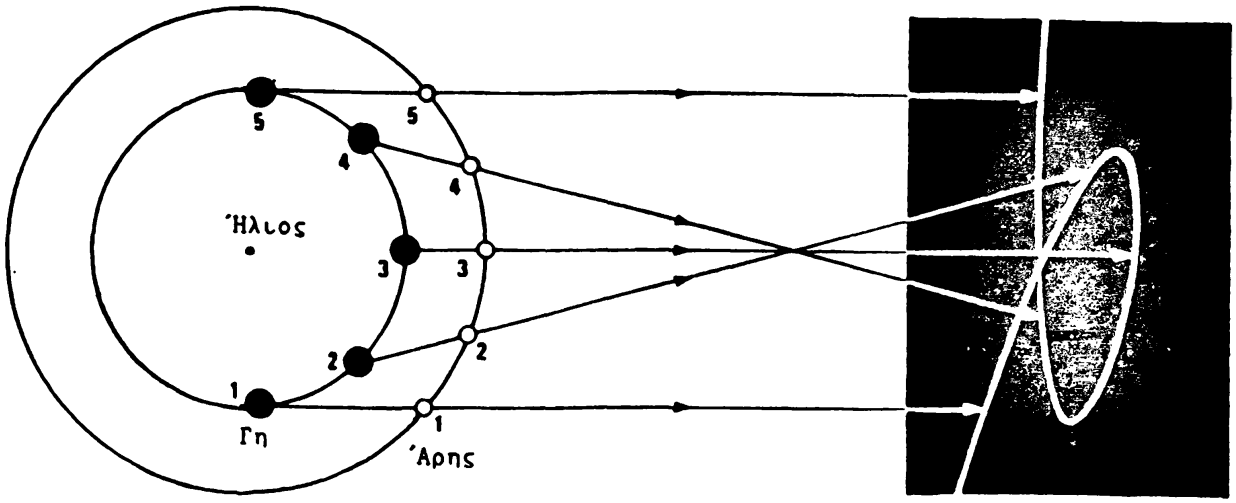
Όταν παρατηρούμε την κίνηση ενός πλανήτη ανάμεσα στους αστέ
(απλανείς), στην πραγματικότητα δεν παρατηρούμε παρά το συνδυασμό της κινήσ
της δικής του και της κινήσεως της Γης γύρω από τον Ήλιο. Παρατηρούμε δηλ
καθώς λέμε, τη φαινόμενη (γεωκεντρική) κίνηση του πλανήτη. Η κίνησή του αυτή
για το γήινο παρατηρητή τη μορφή του σχήματος 3.2, από το οποίο προκύπτει
άλλοτε ο πλανήτης φαίνεται να κινείται προς ανατολάς και άλλοτε προς δυσμά
αποτέλεσμα η φαινόμενη τροχιά του να σχηματίζει "βρόχους", ενώ καθώς



Σχήμα 3.2: Φαινόμενη κίνηση πλανήτη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

γνωστό, ο Ήλιος και η Σελήνη φαίνονται να κινούνται πάντα προς ανατολάς. Η προς ανατολάς κίνηση των πλανητών καλείται ορθή κίνηση, ενώ η προς δυσμάς ανάδρομη. Η ερμηνεία της φαινόμενης αυτής κινήσεως δίνεται πολύ εύκολα με βάση το σχήμα 3.3.



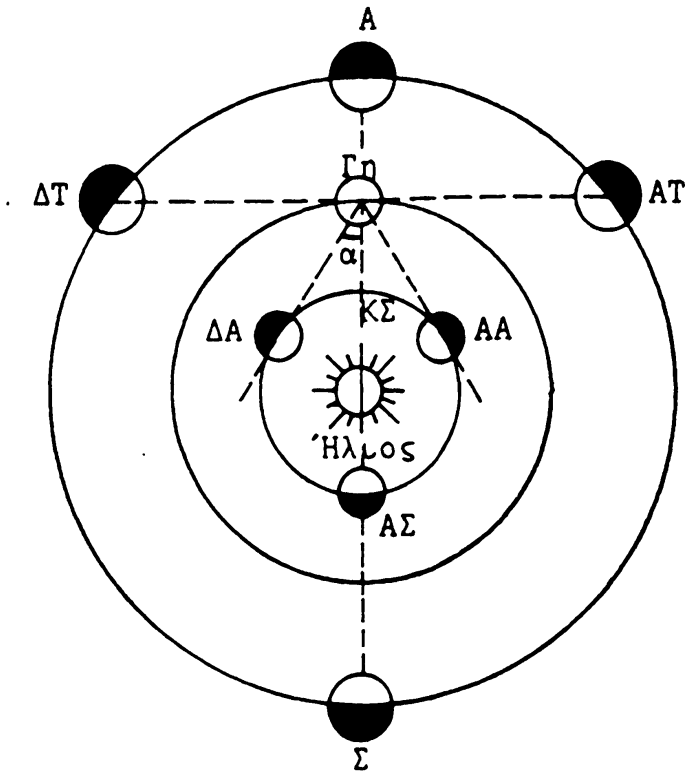
Σχήμα 3.3: Εξήγηση της φαινομένης κινήσεως του Άρη

Για τον καθορισμό της θέσεως ενός πλανήτη σε σχέση με τον Ήλιο, χρησιμοποιείται η έννοια της **αποχής α**, που είναι η γωνιώδης απόσταση πλανήτη και Ηλίου και που μεταβάλλεται, καθώς είναι φανερό, κατά την περιφορά του πλανήτη γύρω από τον Ήλιο. Έτσι για έναν εξωτερικό πλανήτη λέμε ότι βρίσκεται α) σε **συζυγία ή σύνοδο**, όταν $\alpha=0^o$, β) σε **αντίθεση**, όταν $\alpha=180^o$ και γ) σε **τετραγωνισμό**, όταν $\alpha=90^o$ (σχ. 3.4).

Όταν ο πλανήτης είναι εσωτερικός, τότε λέμε ότι βρίσκεται α) σε **ανώτερη σύνοδο**, όταν $\alpha=0^o$ και αυτός είναι πέραν του Ηλίου, β) σε **κατώτερη σύνοδο**, όταν $\alpha=0^o$ και αυτός είναι εντεύθεν του Ηλίου και γ) σε μέγιστη **ανατολική ή δυτική αποχή**, όταν $\alpha=\alpha_{max}$ και αυτός είναι ανατολικά ή δυτικά του Ηλίου αντίστοιχα (σχ. 3.4).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Για τη μελέτη εξάλλου της κινήσεως ενός πλανήτη, απαιτείται ο προσδιορισμός της **αστρικής περιόδου** του P, της περιόδου δηλαδή περιφοράς του περί τον Ήλιο, που είναι ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών διαβάσεών του από το ίδιο σημείο του ουρανού. Προς τούτο προσδιορίζεται εύκολα με παρατηρήσεις η **συνοδική περίοδός** του S, ο χρόνος δηλαδή μεταξύ δύο διαδοχικών συνόδων του, οπότε είναι $\frac{1}{P} = \frac{1}{E} \pm \frac{1}{S}$. Στη σχέση αυτή E είναι η αστρική περίοδος της Γης, και το (-) λαμβάνεται για τους εξωτερικούς πλανήτες.



Σχήμα 3.4: Θέσεις εσωτερικού και εξωτερικού πλανήτη σε σχέση με τη Γη και τον Ήλιο: Α=αντίθεση, Σ=συζυγία, ΑΤ=ανατολικός τετραγωνισμός, ΔΤ=δυτικός τετραγωνισμός, ΑΣ=ανώτερη σύνοδος, ΚΣ=κατώτερη σύνοδος, ΑΑ=ανατολική αποχή, ΔΑ=δυτική αποχή

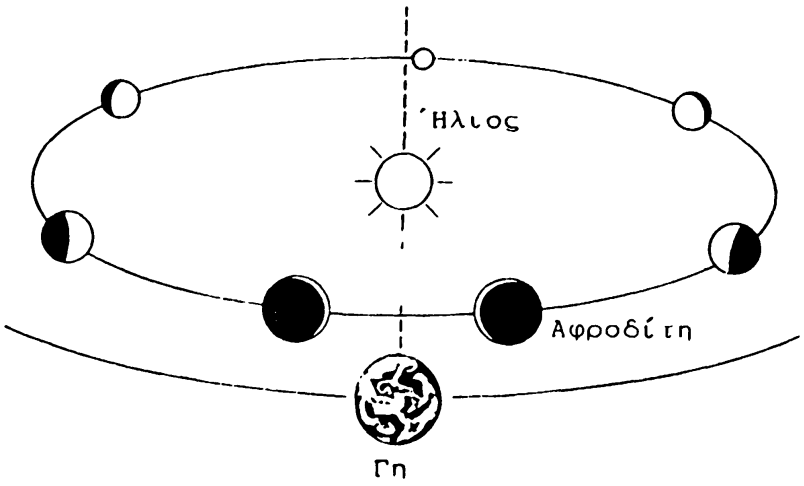
3.2.2. Φάσεις

Κατά την περιφορά ενός πλανήτη γύρω από τον Ήλιο μεταβάλλεται το φωτιζόμενο από τον Ήλιο μέρος του. Έτσι ο πλανήτης παρουσιάζει **φάσεις**, όπως ακριβώς και η Σελήνη (σχ. 3.5).

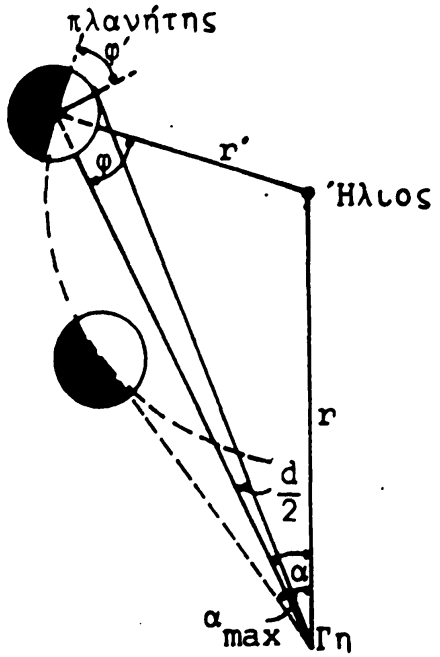
Αν παραστήσουμε με r την απόσταση Ηλίου-Γης (σχ. 3.6), με r' την απόσταση Ηλίου-πλανήτη, με φ τη **γωνία φάσεως**, τη γωνιώδη δηλαδή απόσταση Ηλίου-Γης

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

όπως μετριέται από τον πλανήτη, με α την αποχή του πλανήτη και με d τη γωνιώδη διάμετρο αυτού, τότε θα έχουμε: $\eta\mu\varphi = \frac{r}{r'}\eta\mu\alpha$, οπότε το φωτιζόμενο μέρος του πλανήτη είναι: $\Phi = \frac{d}{2} + \frac{d}{2}\sigma\upsilon\nu\varphi = d\sigma\upsilon\nu^2\frac{\varphi}{2}$ και το μη φωτιζόμενο $\xi = d-\varphi = d\eta\mu^2\frac{\varphi}{2}$.



Σχήμα 3.5: Φάσεις της Αφροδίτης



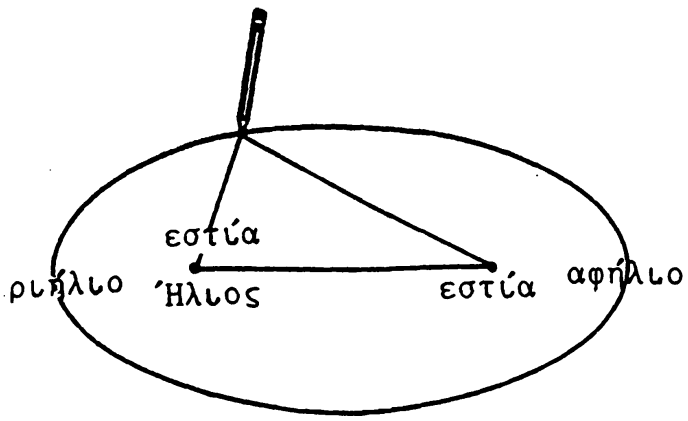
Σχήμα 3.6

3.3. Πραγματική κίνηση και τροχιές των πλανητών

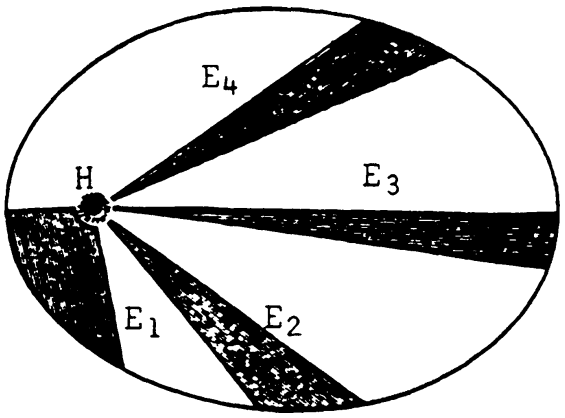
3.3.1. Νόμοι του Κέπλερ

Η κίνηση των πλανητών καθορίζεται από τους τρεις εμπειρικούς νόμους του Κέπλερ, που θεμελίωσε αργότερα επιστημονικά ο Νεύτωνας. Οι νόμοι αυτοί είναι οι εξής: α) Οι τροχιές των πλανητών είναι ελλείψεις, στη μία εστία των οποίων βρίσκεται ο Ήλιος (σχ. 3.7). β) Η επιβατική ακτίνα, που συνδέει τον Ήλιο με έναν πλανήτη κατά την κίνησή του γύρω από αυτόν, διαγράφει σε ίσους χρόνους ίσα εμβαδά (σχ. 3.8). γ) Το τετράγωνο της αστρικής περιόδου περιφοράς των πλανητών είναι ανάλογο προς τον κύβο του μεγάλου ημιάξονα της τροχιάς τους: $p^2 = k\alpha^3$. Ο νόμος αυτός καλείται και αρμονικός, η δε σταθερά k βρίσκεται ότι είναι $k = \frac{4\pi^2}{G(M_\odot + m)}$, όπου G είναι η σταθερά της παγκόσμιας έλξεως, $M_\odot$ η μάζα του Ηλίου και m η μάζα του πλανήτη.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



Σχήμα 3.7: Τροχιά πλανήτη γύρω από τον Ήλιο



Σχήμα 3.8: Η επιβατική ακτίνα σε ίσα χρονικά διαστήματα διαγράφει ίσα εμβαδά: $E_1=E_2=E_3=E_4$

3.3.2. Τροχιές

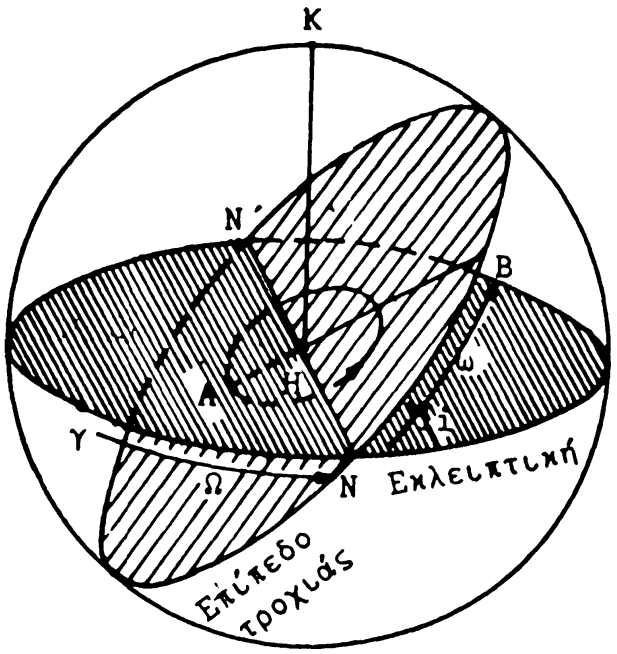
Για τον πλήρη καθορισμό μιας πλανητικής τροχιάς χρειάζεται να προσδιοριστούν πέντε παράμετροι (στοιχεία τροχιάς) που είναι: 1) Ο μεγάλος ημιάξονας **a** της τροχιάς (μέση απόσταση του πλανήτη από τον Ήλιο, 2) η εκκεντρότητα **e** της τροχιάς, 3) η κλίση της τροχιάς **i** σε σχέση με το επίπεδο της εκλειπτικής (σχ. 3.9), 4) το μήκος **Ω** του αναβιβάζοντος συνδέσμου, η γωνία δηλαδή ανάμεσα στη διεύθυνση του γ (σημείου τομής του ουράνιου ισημερινού και της εκλειπτικής) και της γραμμής των συνδέσμων NN' (τομής του επιπέδου της τροχιάς και της εκλειπτικής) και 5) η γωνία **ω** ανάμεσα στη διεύθυνση του περιηλίου (θέση μικρότερης αποστάσεως του πλανήτη από τον Ήλιο) και της γραμμής των συνδέσμων.

Από τα στοιχεία αυτά, τα δύο πρώτα (a,e), καθορίζουν τη μορφή της τροχιάς ενώ τα τρία τελευταία (Ω,i,ω) τη θέση της τροχιάς στο χώρο.

Εξάλλου για τον καθορισμό της θέσεως ενός πλανήτη πάνω στην τροχιά του σε δεδομένη στιγμή, χρειάζονται ακόμα δύο στοιχεία, ο χρόνος διαβάσεως t_o του

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πλανήτη από το περιήλιο και η περίοδος περιφοράς του P, οπότε έχουμε συνολικά επτά στοιχεία τροχιάς.



Σχήμα 3.9

Ο καθορισμός της θέσεως αυτής αποτελεί το λεγόμενο πρόβλημα του Κέπλερ, ενώ η εξίσωση που δίνει τη θέση του πλανήτη πάνω στην τροχιά του συναρτήσει του χρόνου καλείται **εξίσωση του Κέπλερ**.

Για τη μελέτη του προβλήματος θεωρούμε ένα σύστημα πολικών συντεταγμένων (σχ.3.10) με αρχή την εστία F και συντεταγμένες την επιβατική ακτίνα r και την **αληθή ανωμαλία** u, που συνδέονται μεταξύ τους με την εξίσωση της ελλείψεως $r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\sigma\upsilon\nu u}$. Αυτή βγαίνει εύκολα από τις σχέσεις:

$$r'^2 = r^2 + (2ae)^2 + 2r\,2a\,e\,\sigma\upsilon\nu u \quad \text{και} \quad r' + r = 2a.$$

Θεωρούμε ακόμα τον έκκεντρο κύκλο, οπότε ορίζεται η **έκκεντρη ανωμαλία** E του πλανήτη από το σημείο τομής S' του έκκεντρου κύκλου και της καθέτου από τη θέση S πάνω στη γραμμή των αψίδων. Έτσι από το σχήμα 3.10 έχουμε για το εμβαδό (FSP) που γράφει η επιβατική ακτίνα του πλανήτη στο χρόνο t:

$$(FSP) = (FS'P)\frac{b}{a}, \qquad \text{επειδή} \quad \frac{(FSP)}{(FS'P)} = \frac{\pi ab}{\pi a^2}$$

αλλά $$(FS'P) = (OS'P) - (OS'F) = \frac{\pi a^2 E}{2\pi} - \frac{1}{2}ea^2\eta\mu E = \frac{1}{2}a^2(E - e\eta\mu E)$$

οπότε $$(FSP) = \frac{1}{2}ab(E - e\eta\mu E)$$

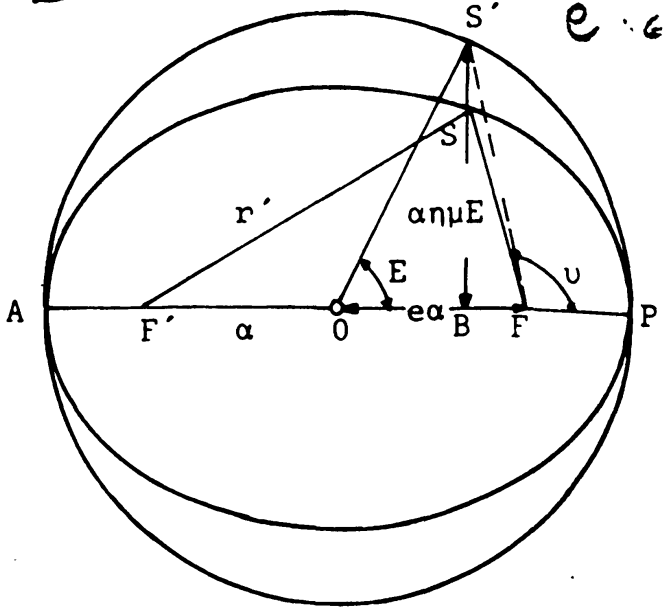
Εξάλλου σύμφωνα με τον 2ο νόμο του Κέπλερ είναι $\boxed{\frac{(FSP)}{\pi ab} = \frac{t}{P}}$

οπότε έχουμε $$E - e\,\eta\mu E = \frac{2\pi}{P}t$$

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

και θέτοντας $M = \frac{2\pi}{P}t$ (M=**μέση ανωμαλία**) λαμβάνουμε την εξίσωση του Κέπλερ:

$$E - e\,\eta\mu E = M \qquad (3.1)$$



Σχήμα 3.10

Η εξίσωση αυτή λύνεται είτε με ανάλυση σε σειρά, είτε γραφικά, είτε ακόμα με διαδοχικές προσεγγίσεις, δεδομένου ότι είναι γνωστά από τις παρατηρήσεις τα e, P και t_0. Για τον υπολογισμό τώρα των συντεταγμένων υ και r λαμβάνουμε από το σχήμα:

$$(OF) = (OB)+(BF) \Rightarrow ae = a\sigma\upsilon\nu E + r\sigma\upsilon\nu(180^o - \upsilon) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow ae = a\sigma\upsilon\nu E - r\sigma\upsilon\nu\upsilon \Rightarrow a\sigma\upsilon\nu E = ae + r\sigma\upsilon\nu\upsilon \qquad (3.2)$$

και επειδή $r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\sigma\upsilon\nu\upsilon}$ (3.3)

$$a\sigma\upsilon\nu E = ae + \frac{a(1-e^2)\sigma\upsilon\nu\upsilon}{1+e\sigma\upsilon\nu\upsilon} \Rightarrow \sigma\upsilon\nu E = e + \frac{(1-e^2)\sigma\upsilon\nu\upsilon}{1+e\sigma\upsilon\nu\upsilon} = \frac{e+\sigma\upsilon\nu\upsilon}{1+e\sigma\upsilon\nu\upsilon}$$

Από αυτήν έχουμε:

$$\left.\begin{aligned} 1-\sigma\upsilon\nu E = \ldots = \frac{(1-e)(1-\sigma\upsilon\nu\upsilon)}{1+e\sigma\upsilon\nu\upsilon} \\ 1+\sigma\upsilon\nu E = \ldots = \frac{(1+e)(1+\sigma\upsilon\nu\upsilon)}{1+e\sigma\upsilon\nu\upsilon} \end{aligned}\right] \Rightarrow \varepsilon\varphi^2\frac{E}{2} = \frac{1-e}{1+e}\varepsilon\varphi^2\frac{\upsilon}{2} \Rightarrow \varepsilon\varphi\frac{\upsilon}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}}\eta\mu\frac{E}{2} \qquad (3.4)$$

Από τις 3.2 και 3.3 έχουμε εξάλλου αντίστοιχα:

$$r\epsilon\sigma\upsilon\nu u = \epsilon a\sigma\upsilon\nu E - ae^2,\quad r\epsilon\sigma\upsilon\nu u = a - ae^2 - r$$

οπότε
$$r = a(1-\epsilon\sigma\upsilon\nu E) \qquad (3.5)$$

Οι σχέσεις (3.4) και (3.5) μας δίνουν τις ηλιοκεντρικές συντεταγμένες (r,υ) του πλανήτη, από τις οποίες με κατάλληλους μετασχηματισμούς λαμβάνουμε τις ουρανογραφικές συντεταγμένες (α,δ) αυτού συναρτήσει του χρόνου, δηλαδή την καλούμενη "**εφημερίδα**" του πλανήτη.

3.3.3. Εξισώσεις κινήσεως

Καθώς είδαμε, για τον υπολογισμό της εφημερίδας ενός πλανήτη απαιτείται ο προσδιορισμός των στοιχείων της τροχιάς του. Αυτός γίνεται με παρατηρήσεις, κατά τις οποίες προσδιορίζεται η θέση του πλανήτη πάνω στην ουράνια σφαίρα, και με βάση τις εξισώσεις κινήσεως αυτού που προκύπτουν από το νόμο της παγκόσμιας έλξεως του Νεύτωνα.

Σύμφωνα με αυτόν, δύο σώματα με μάζες m_1 και m_2 που βρίσκονται σε απόσταση r έλκονται με δύναμη $\vec{F} = -G\frac{m_1 m_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}$, όπου G είναι η σταθερά παγκόσμιας έλξεως. Έτσι η εξίσωση κινήσεως για κάθε σώμα κάτω από την επίδραση της δυνάμεως που ασκεί το άλλο είναι:

$$\left.\begin{aligned} m_1\frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} = G\frac{m_1 m_2}{r_2}\frac{\vec{r}}{r} \Rightarrow \frac{d^2\vec{r}_1}{dt^2} = G\frac{m_2}{r^3}\vec{r} \\ m_2\frac{d^2 r_2}{dt^2} = -G\frac{m_1 m_2}{r^2}\frac{\vec{r}}{r} \Rightarrow \frac{d^2\vec{r}_2}{dt^2} = -G\frac{m_1}{r^3}\vec{r} \end{aligned}\right] \Rightarrow \frac{d^2(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)}{dt^2} = -G\frac{m_1+m_2}{r^3}\vec{r}$$

και επειδή $\vec{r}_2 - \vec{r}_1 = \vec{r}$, έχουμε $\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -G\frac{m_1+m_2}{r^3}\vec{r}$

Η σχέση αυτή είναι η εξίσωση κινήσεως στο "**πρόβλημα των δύο σωμάτων**" και περιγράφει τη σχετική κίνηση των δύο σωμάτων. Όταν $m_1 >> m_2$, όπως στην περίπτωση πλανήτη και Ηλίου, τότε αυτή γίνεται:



$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -G\frac{m_1}{r^3}\vec{r}$$

κι έτσι έχουμε την εξίσωση κινήσεως στο "**πρόβλημα του ενός σώματος**".

Από τη διανυσματική εξίσωση κινήσεως στο πρόβλημα των δύο σωμάτων λαμβάνουμε τις τρεις διαφορικές εξισώσεις της κινήσεως στο σύστημα Οxψz, που είναι:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -G\frac{m_1+m_2}{r^3}x$$

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} = -G\frac{m_1+m_2}{r^3}\psi$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -G\frac{m_1+m_2}{r^3}z$$

Η λύση του συστήματος αυτού των εξισώσεων, που ξεφεύγει από το σκοπό του βιβλίου, απαιτεί έξη ολοκληρώσεις. Οι τρεις πρώτες δίνουν τη σχετική κίνηση του πλανήτη στο επίπεδο, η τέταρτη το δεύτερο νόμο (των εμβαδών) του Κέπλερ, που αντιστοιχεί στην αρχή της διατηρήσεως της στροφορμής, η πέμπτη το νόμο της διατηρήσεως της ενέργειας και η έκτη τον πρώτο νόμο του Κέπλερ, δηλαδή το σχήμα της τροχιάς. Αυτό σημαίνει πως έχουμε έξη σταθερές ολοκληρώσεως, οι οποίες όμως συνδέονται προς τα έξη στοιχεία τροχιάς, ενώ το έβδομο η περίοδος P, βρίσκεται καθώς αναφέρθηκε από τη σχέση $\frac{1}{P} = \frac{1}{E} \pm \frac{1}{S}$. Έτσι για τον υπολογισμό των έξη αυτών αγνώστων χρειάζονται τρεις παρατηρήσεις της θέσεως (α,δ) του πλανήτη. Από αυτές βρίσκονται τα στοιχεία της προκαταρκτικής τροχιάς και υπολογίζεται η εφημερίδα η οποία ελέγχεται με νέες παρατηρήσεις. Στη συνέχεια γίνονται διορθώσεις των στοιχείων τροχιάς και επαναλαμβάνεται η διαδικασία μέχρις ότου οι διορθώσεις γίνουν μικρότερες από τα σφάλματα παρατηρήσεων, οπότε λαμβάνεται η οριστική τροχιά.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

3.3.4. Αποτελέσματα

Τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις και αναφέρονται στις τροχιές των πλανητών οδηγούν στις ακόλουθες διαπιστώσεις:

α) Η μέση απόσταση των πλανητών από τον Ήλιο (συμπεριλαμβανόμενης της ζώνης των αστεροειδών) ακολουθεί με καλή προσέγγιση (με εξαίρεση τον Ποσειδώνα) τη σχέση $a=0.4+0.3\cdot 2^n$, όπου $n=-\infty,0,1,\ldots,8$). Η σχέση αυτή είναι γνωστή ως **νόμος των Titius-Bode**.

β) Η εκκεντρότητα των πλανητικών τροχιών είναι στις περισσότερες περιπτώσεις πάρα πολύ μικρή ($e < 0.1$).

γ) Η γωνία κλίσεως i των τροχιών είναι στις περισσότερες περιπτώσεις πολύ μικρή (0^o - 3^o).

Τα αποτελέσματα αυτά δεν οφείλονται στους νόμους της Μηχανικής. Η ερμηνεία τους συνδέεται με την προέλευση των πλανητών και γενικότερα του ηλιακού συστήματος και αποτελεί προς το παρόν άλυτο πρόβλημα.

3.4. Προσδιορισμός διαφόρων φυσικών χαρακτηριστικών

Εδώ θα δοθούν οι βασικές αρχές στις οποίες στηρίζονται οι μέθοδοι που εφαρμόζονται για τον προσδιορισμό των φυσικών χαρακτηριστικών των πλανητών.

α) **Ακτίνα R:** Προσδιορίζεται άμεσα με μέτρηση της γωνιώδους ημιδιαμέτρου, δεδομένου ότι η απόσταση α του πλανήτη είναι γνωστή:

$$R = \alpha\eta\mu\frac{\delta''}{2} = \frac{a\cdot\delta}{2\cdot 206265}$$

β) **Μάζα m:** Βρίσκεται με βάση τον τρίτο νόμο του Κέπλερ,

$$P^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{G(M_{\pi\lambda}+M_{\delta o\rho})}$$

από τις παρέλξεις που προκαλούν στον πλανήτη οι δορυφόροι του, ή, όταν δεν έχει δορυφόρους, οι άλλοι πλανήτες ή οι αστεροειδείς.

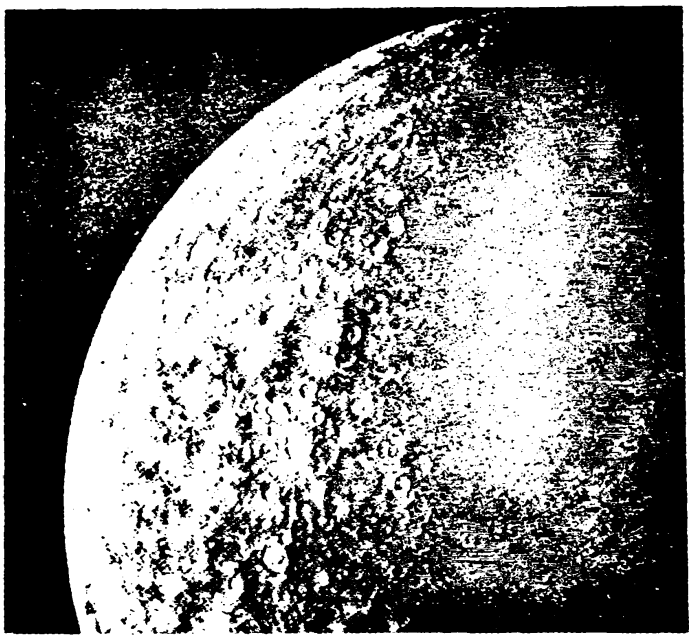
γ) **Περιστροφή:** Μελετάται με την παρατήρηση της κινήσεως διαφόρων επιφανειακών χαρακτηριστικών, καθώς και με βάση το φαινόμενο Doppler.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

δ) **Θερμοκρασία Τ:** Προσδιορίζεται άμεσα με μέτρηση της θερμικής υπέρυθρης ακτινοβολίας καθώς επίσης και της ραδιοηλεκτρικής. Μπορεί όμως να υπολογιστεί και θεωρητικά ύστερα από μέτρηση της **ανακλαστικής ικανότητας** ή **λευκαύγειας A** του πλανήτη.

3.5. Ερμής

Ο Ερμής είναι ο πιο κοντινός προς τον Ήλιο πλανήτης και είναι ορατός 2-3 φορές το χρόνο κατά το λυκαυγές και το λυκόφως. Αυτό οφείλεται στο ότι η μέγιστη αποχή του είναι μόλις 28°.



Σχήμα 3.11: Η επιφάνεια του πλανήτη Ερμή από κοντά

Οι παρέλξεις των άλλων πλανητών (βλ. 2.3.7) προκαλούν μετάπτωση του περιηλίου του Ερμή κατά την ορθή φορά, μετάπτωση που εξηγείται από τη Νευτώνεια Μηχανική. Όμως από το 1859 κιόλας, ο Leverrier είχε διαπιστώσει πως η παρατηρούμενη μετάπτωση ήταν μεγαλύτερη από την προβλεπόμενη από τη θεωρία του Νεύτωνα κατά 43" τον αιώνα. Για την εξήγηση της ανωμαλίας αυτής υπόθεσε πως υπάρχει κάποιος άγνωστος πιο κοντινός στον Ήλιο πλανήτης, που τον ονόμασε Ήφαιστο, στην επίδραση του οποίου απέδωσε την πρόσθετη μετάπτωση. Παρά τις επίμονες όμως προσπάθειες των αστρονόμων δεν διαπιστώθηκε μέχρι σήμερα η ύπαρξη του υποθετικού αυτού πλανήτη. Την εξήγηση αντίθετα του φαινομένου έδωσε η γενική θεωρία της σχετικότητας (βλ. 4° μέρος).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Μετρήσεις ακρίβειας που έγιναν με ραντάρ, κατά τις οποίες στέλνεται σήμα προς τον πλανήτη το οποίο ανακλάται στην επιφάνειά του και επιστρέφει στη Γη, έδειξαν πως η περίοδος περιστροφής του Ερμή είναι $58^d.65 \pm 0^d.01$.

Εξάλλου, παρατηρήσεις που έγιναν από το διαστημικό όχημα Mariner 10 έδειξαν πως η επιφάνεια του Ερμή παρουσιάζει όψη όμοια με εκείνη της Σελήνης, είναι δηλαδή γεμάτη από χιλιάδες κρατήρες, γεγονός που περίμεναν οι αστρονόμοι ύστερα από τις κοπιαστικές και μακροχρόνιες παρατηρήσεις τους, με φωτόμετρα, πολωσίμετρα, φασματογράφους και άλλα όργανα (σχ.3.11). Οι παρατηρήσεις αυτές έδειξαν ακόμα πως ο Ερμής δεν έχει ατμόσφαιρα, γεγονός που εξηγείται από τη μικρή μάζα του καθώς και από τη μεγάλη διαφορά θερμοκρασίας ανάμεσα στη μέρα του (+430°C) και στη νύχτα του (-170°C), που είχαν σαν αποτέλεσμα να διαφύγει η ατμόσφαιρά του κατά τις αρχικές φάσεις της ζωής του. Είναι πάντως δυνατό να υπάρχουν στην επιφάνειά του αραιά νέφη από υδρογόνο.

Τέλος διαπιστώθηκε η ύπαρξη μαγνητικού πεδίου με πολικότητα όμοια προς εκείνη του πεδίου της Γης.

3.6. Αφροδίτη

Η Αφροδίτη είναι το λαμπρότερο ουράνιο σώμα μετά τον Ήλιο και τη Σελήνη και είναι ορατή κατά το λυκαυγές (Αυγερινός) και το λυκόφως (Έσπερος). Το κύριο χαρακτηριστικό της είναι ότι σκεπάζεται από πυκνά νέφη, που αποτελούνται κατά 90° από CO_2 και στα οποία οφείλεται η μεγάλη λευκάγεια και συνεπώς η μεγάλη λαμπρότητά της (σχ. 3.12).



Σχήμα 3.12: Ο πλανήτης Αφροδίτη σε δύο πόζες που διαφέρουν κατά 7 ώρες

Από παρατηρήσεις που έγιναν από το διάστημα, διαπιστώθηκε πως η επιφάνειά της

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

παρουσιάζει ανωμαλίες, δηλαδή παρουσιάζει εξογκώματα-όρη και κοιλώματα-κρατήρες, έγιναν δε μάλιστα και σχετικοί χάρτες. Από ανάλογες παρατηρήσεις βρέθηκε ότι η Αφροδίτη περιστρέφεται με περίοδο $243^d.0 \pm 0^d.2$.

Από μερήσεις εξάλλου που έγιναν με διαστημικά οχήματα, που πέρασαν κοντά της ή κατέβηκαν στην επιφάνειά της, διαπιστώθηκε πως η ατμόσφαιρά της, εκτός από το CO_2, περιλαμβάνει CO, λίγο άζωτο (<5%), λιγότερο οξυγόνο (1%) και πολύ λίγο νερό. Επίσης μετρήθηκαν θερμοκρασίες εδάφους της τάξεως των 450-500 °C, πιέσεις της τάξεως των 90-95 ατμοσφαιρών και ταχύτητες ανέμων 180 km/h σε ύψος 30-60 km και 30 km/h στην επιφάνεια.

Τέλος, ύπαρξη μαγνητικού πεδίου δεν διαπιστώθηκε, αλλ' ούτε και ζωνών ακτινοβολίας. Επιβεβαιώθηκε όμως η παρουσία μιας αδύνατης ιονόσφαιρας.

3.7. Σύστημα Γης - Σελήνης

Το σύστημα Γης-Σελήνης είναι μοναδικό στο ηλιακό μας σύστημα, και αυτό γιατί όταν συγκρίνει κανείς από το ένα μέρος τη Σελήνη προς τη Γη και από το άλλο μέρος τους δορυφόρους των άλλων πλανητών προς τους αντίστοιχους πλανήτες, διαπιστώνει πως η Σελήνη υπερέχει κατά πολύ τόσο σε διαστάσεις όσο και σε μάζα. Θα μπορούσε κανείς να θεωρήσει το σύστημα αυτό σαν ένα διπλό πλανήτη μάλλον παρά σαν πλανήτη και δορυφόρο, δεδομένου ότι το κέντρο μάζας του συστήματος - **βαρύκεντρο** - βρίσκεται σε απόσταση 4671 km από το κέντρο της Γης ή 1707 km κάτω από την επιφάνειά της. Αυτός είναι ο λόγος για τον οποίο θα εξετάσουμε το σύστημα Γης-Σελήνης κατά τρόπο ενιαίο, ιδιαίτερα από άποψη δυναμικής, και όχι χωριστά το κάθε μέλος.

Το βαρύκεντρο λοιπόν του συστήματος, που απέχει από τον Ήλιο περίπου 149598000 km = 1 a.u., στρέφεται γύρω από αυτόν με περίοδο $3.156 \cdot 10^7$ sec = 1 αστρικό έτος. Η Γη στρέφεται γύρω από άξονα με περίοδο 24 αστρικές ώρες, ενώ το κέντρο της στρέφεται γύρω από το βαρύκεντρο με περίοδο 27.322 αστρικές ημέρες.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

3.7.1. Δυναμική του συστήματος

Καθώς είναι γνωστό, δύο σφαιρικά σώματα συμπεριφέρονται από ελκτική άποψη σαν σημειακές μάζες. Όταν όμως τα σώματα είναι ελαστικά ή μη σφαιρικά, όπως στην περίπτωση Γης-Σελήνης, τότε εμφανίζονται **διαφορικές ελκτικές δυνάμεις**, εξαιρετικά σημαντικές, οφειλόμενες στο γεγονός ότι η ελκτική δύναμη εξαρτάται από την απόσταση, οπότε τα διάφορα μέρη του ενός εκτεταμένου σώματος υφίστανται διαφορετικές επιταχύνσεις από την παρουσία του άλλου σώματος.

Το πρόβλημα γίνεται εξαιρετικά πολύπλοκο όταν εμφανίζονται στη σκηνή και άλλα σώματα όπως ο Ήλιος και οι λοιποί πλανήτες. Γι αυτό και η μελέτη των κινήσεων του συστήματος αποτελεί ένα από τα πιο δύσκολα προβλήματα της Ουράνιας Μηχανικής.

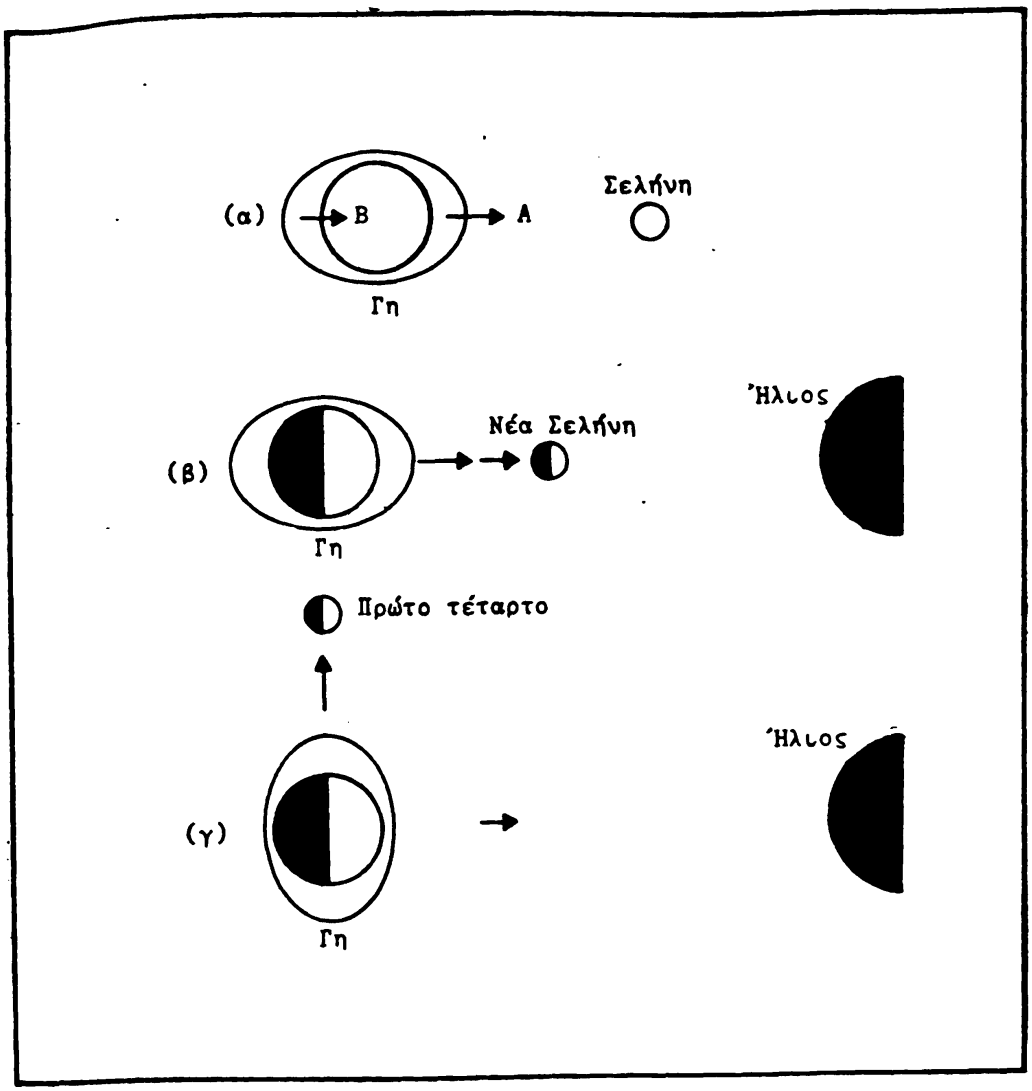
Οι αλληλεπιδράσεις από την παρουσία των διαφορικών ελκτικών δυνάμεων εμφανίζονται με τη μορφή: α) **παλιρροιών** β) **παλιρροϊκής τριβής** και γ) **μεταπτώσεως και κλονήσεως** του άξονα της Γης.

Το φαινόμενο των παλιρροιών είναι γνωστό και συνίσταται σε μία περιοδική ανύψωση και ταπείνωση της στάθμης της θάλασσας. Η ανύψωση ονομάζεται **πλημμυρίδα** και η ταπείνωση **άμπτωτη**. Το φαινόμενο οφείλεται τόσο στην επίδραση της Σελήνης όσο και του Ηλίου - οι επιδράσεις των άλλων πλανητών θεωρούνται αμελητέες - των οποίων οι παλιρροιογόνες δυνάμεις προστίθενται διανυσματικά, με συνέπεια η προκύπτουσα συνισταμένη δύναμη να εξαρτάται από την αποχή της Σελήνης. Έτσι όταν η Σελήνη είναι σε συζυγία ή αντίθεση, οι δύο δυνάμεις προστίθενται δίνοντας τις πολύ υψηλές πλημμυρίδες, ενώ όταν η Σελήνη είναι σε τετραγωνισμό, οι δύο δυνάμεις αναιρούνται εν μέρει δίνοντας τις ασυνήθιστα χαμηλές αμπώτεις (σχ. 3.13).

Η επίδραση των παλιρροιογόνων δυνάμεων της Σελήνης και του Ηλίου πάνω στη Γη έχει σαν αποτέλεσμα την κατανάλωση ενέργειας με μορφή θερμότητας, λόγω τριβής (παλιρροϊκή τριβή). Η ενέργεια αυτή προέρχεται από την ενέργεια

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

περιστροφής της Γης με συνέπεια αυτή να επιβραδύνεται, η δε περίοδος περιστροφής της να αυξάνει κατά 0.002 sec τον αιώνα.



Σχήμα 3.13: Η δημιουργία των παλιρροιών οφείλεται στην έλξη της Σελήνης και του Ηλίου (α). Η υψηλότερη πλημμυρίδα παρατηρείται όταν η Σελήνη και ο Ήλιος βρίσκονται σ' ευθεία γραμμή (β) και η χαμηλότερη άμπωτη όταν βρίσκονται σε τετραγωνισμό (γ)

Η παλιρροϊκή τριβή αποτελεί την αιτία δύο συναρπαστικών φαινομένων που παρατηρούνται στο σύστημα Γης-Σελήνης: α) της σύγχρονης περιστροφής της Σελήνης και β) της παλιρροϊκής εξελίξεώς της.

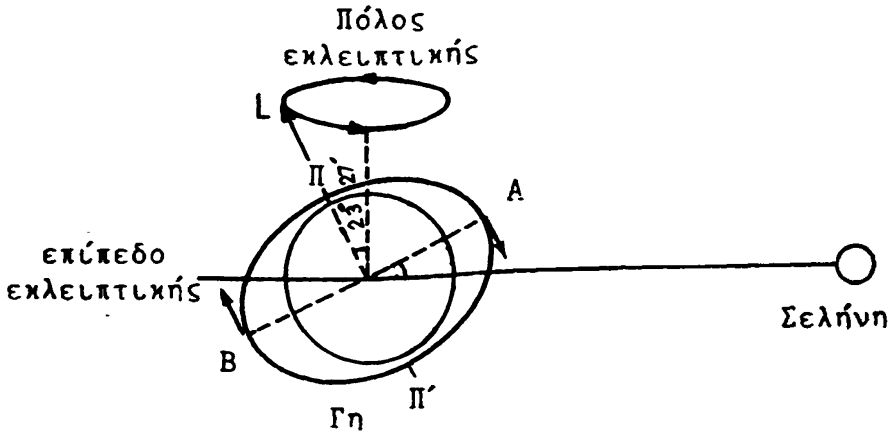
Το πρώτο φαινόμενο οφείλεται στο ό,τι η Γη δημιουργεί πάνω στη Σελήνη παλίρροιες κατά 20 φορές ισχυρότερες από ό,τι δημιουργεί εκείνη πάνω στη Γη, με αποτέλεσμα την κατανάλωση τεράστιου ποσού της ενέργειας περιστροφής της και κατ' επέκταση την επιβράδυνσή της. Αυτό είχε σαν συνέπεια να εξαναγκαστεί η

Σελήνη σε **σύγχρονη περιστροφή**, σε εξίσωση δηλαδή της αστρικής περιόδου περιστροφής της και της αστρικής περιόδου περιφοράς της γύρω από τη Γη, με αποτέλεσμα να δείχνει την ίδια πάντα όψη στο γήινο παρατηρητή. Η αόρατη όψη της, το πίσω, καθώς λέμε, μέρος της, ήταν άγνωστο μέχρι το 1959, οπότε φωτογραφήθηκε για πρώτη φορά από το διαστημικό όχημα Luna 3.

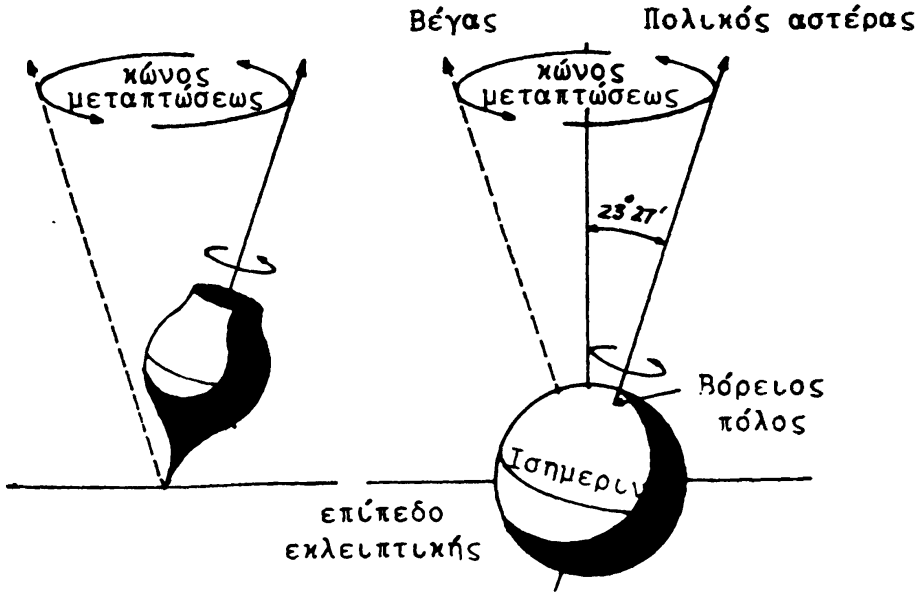
Το δεύτερο φαινόμενο της παλιρροϊκής εξέλιξης ξεκινάει από την επιβράδυνση της περιστροφής της Γης, δηλαδή αύξηση της "ημέρας", που έχει σαν συνέπεια την ελάττωση της στρο-φορμής της. Η ολική στροφορμή όμως του συστήματος πρέπει να παραμένει σταθερή. Αυτό σημαίνει πως η Σελήνη πρέπει να αυξάνει τη στροφορμή της, πράγμα που γίνεται με την αύξηση της ακτίνας περιφοράς της, δηλαδή με την απομάκρυνσή της από τη Γη και την κίνησή της συνεπώς σε σπειροειδή τροχιά. Αλλά, σύμφωνα με τον τρίτο νόμο του Κέπλερ, αυτό σημαίνει αύξηση του χρόνου περιφοράς, δηλαδή αύξηση του "μήνα", πράγμα που γίνεται και που θα συνεχίζεται μέχρις ότου κάποτε επέλθει εξίσωση της "ημέρας" και του "μήνα". Τότε η κοινή διάρκεια περιστροφής και περιφοράς θα ανέρχεται σε 50 τωρινές μέρες. Αν αντίστροφα πάμε πίσω στο παρελθόν, θα δούμε, ότι η Γη θα έπρεπε να στρέφεται ταχύτερα και η μέρα θα έπρεπε να είναι πιο μικρή από ό,τι σήμερα. Πραγματικά παλαιοντολογικές μελέτες απολιθωμάτων κοραλλιών που έζησαν προ 10^8 ετών, δείχνουν ότι το έτος είχε 400 "ημέρες" περίπου, πράγμα που σημαίνει πως η Γη στρεφόταν ταχύτερα και πως η Σελήνη συνεπώς ήταν κοντύτερα στη Γη.

Η μετάπτωση και η κλόνηση, τέλος, του άξονα της Γης, που οφείλεται τόσο στην επίδραση της Σελήνης όσο και του Ηλίου, εξηγούνται αρκετά απλά, με βάση το σχήμα 3.14, όπου αναλύεται μόνο η επίδραση της Σελήνης: το εξόγκωμα Α της Γης έλκεται ισχυρότερα από ό,τι το Β, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ροπής και τη μετάπτωση της στροφορμής L της Γης όπως φαίνεται στο σχήμα. Ανάλογα επιδρά και ο Ήλιος. Κατ' αυτόν τον τρόπο ο άξονας περιστροφής της Γης, σχηματίζοντας την ίδια πάντα κλίση (~23^o 27') με το επίπεδο της εκλειπτικής, διαγράφει κύκλο γύρω από τον πόλο της εκλειπτικής με περίοδο 25800 περίπου έτη. Αυτό σημαίνει ότι ενώ σήμερα πολικός αστέρας είναι ο α UMi, μετά 12000 περίπου έτη θα είναι ο α Lyr (Βέγας).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



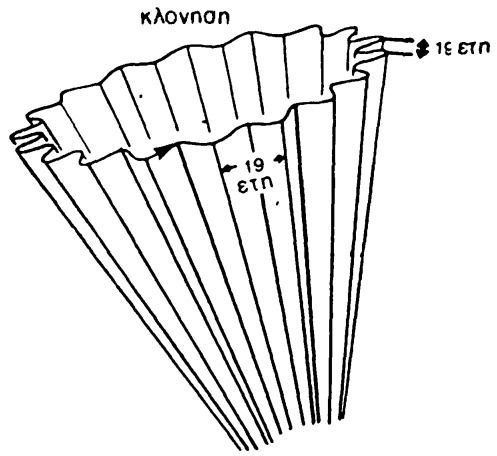
Σχήμα 3.14: Λόγω των έλξεων της Σελήνης και του Ηλίου πάνω στο ισημερινό εξόγκωμα της Γης δημιουργείται μία ροπή που την αναγκάζει να περιστρέφεται σαν σβούρα (σχ. 3.15)



Σχήμα 3.15: Η μετάπτωση του άξονα της Γης: ο άξονάς της διαγράφει την επιφάνεια ενός κώνου με περίοδο 25800 έτη

Καθώς όμως ο άξονας εκτελεί τη μεταπτωτική αυτή κίνηση, τα σημεία τομής του ουράνιου ισημερινού και της εκλειπτικής (γ και γ') μετατοπίζονται προς δυσμάς με ταχύτητα $360^\circ/25800$ yr = 50"/yr πάνω στην εκλειπτική ή 50" συν23° 27' = 46" πάνω

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



Σχήμα 3.16: Κλόνηση του άξονα της Γης με περίοδο 19 ετών περίπου

στον ισημερινό. Το φαινόμενο αυτό καλείται **μετάπτωση των ισημεριών** και ανακαλύφθηκε από τον Ίππαρχο.

Εξάλλου, καθώς η Σελήνη και ο Ήλιος βρίσκονται άλλοτε πάνω και άλλοτε κάτω από το ισημερινό επίπεδο της Γης, οι ροπές που ασκούν στα εξογκώματα Α και Β μεταβάλλονται περιοδικά, προκαλώντας μία κλόνηση του άξονα περιστροφής, με περίοδο 18.6 έτη και πλάτος 9" (σχ. 3.16).

3.7.2. Κινήσεις της Σελήνης

Σε σχέση με τους αστέρες, η Σελήνη στρέφεται γύρω από το βαρύκεντρο με περίοδο $27^d.322$ (**αστρικός μήνας**). Σέ σχέση με τον Ήλιο, δηλαδή από ορισμένη φάση στην ίδια φάση, η περίοδός της είναι $29^d.531$ (**συνοδικός μήνας**), σε σχέση με τους συνδέσμους της είναι $27^d.212$ (**συνδεσμικός** ή **δρακόντειος μήνας**) και σε σχέση με το περίγειό της είναι $27^d.535$ (**ανωμαλιακός μήνας**).

Καθώς εξηγήθηκε πιο πάνω, η Σελήνη στρέφει προς τη Γη την ίδια πάντα όψη. Στην πραγματικότητα βλέπουμε το 59% περίπου της επιφάνειάς της, χάρη στις **λικνίσεις** της. Οι λικνίσεις είναι φαινόμενες περιοδικές κινήσεις του χείλους της, ενώ στην πραγματικότητα είναι γεωμετρικά φαινόμενα, οφειλόμενα στην κλίση της σεληνιακής τροχιάς και του σεληνιακού ισημερινού. Καθώς δηλαδή η Σελήνη περιστρέφεται με σταθερό ρυθμό, αλλά κινείται στην ελλειπτική τροχιά της με διάφορες ταχύτητες (νόμος των εμβαδών), φαίνεται να λικνίζεται ανατολικά-δυτικά κατά $6^\circ\,17'$ περίπου (**λίκνιση κατά μήκος**). Από το άλλο μέρος, ενώ ο ισημερινός της σελήνης είναι σχεδόν παράλληλος προς το επίπεδο της εκλειπτικής, η τροχιά της έχει κλίση $5^\circ\,9'$, με αποτέλεσμα να φαίνεται πως λικνίζεται βόρεια-νότια κατά $6^\circ\,41'$ περίπου (**λίκνιση κατά πλάτος**). Τέλος ένας γήινος παρατηρητής βλέπει τη

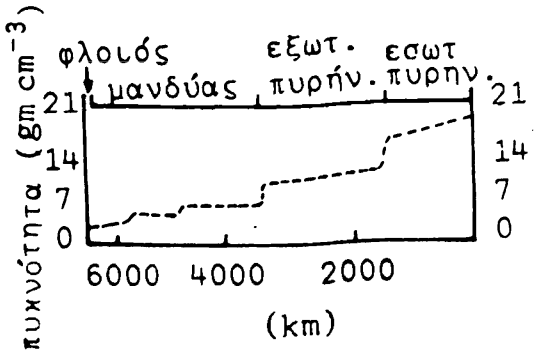
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Σελήνη κατά τη διάρκεια της ημέρας υπό διαφορετική γωνία, αφού ένα σημείο π.χ. του γήινου ισημερινού μετατοπίζεται σε 12 ώρες κατά 12756 km λόγω της περιστροφής της Γης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη λίκνισή της κατά 57' περίπου (**ημερήσια λίκνιση**). Θα πρέπει ακόμα να λάβει κανείς υπόψη και τη **φυσική λίκνισή** της οφειλόμενη στις ανωμαλίες του ρυθμού περιστροφής της λόγω του μη εντελώς σφαιρικού σχήματός της.

3.7.3. Εσωτερικό και επιφάνεια της Γης

Η εξέταση του εσωτερικού, της επιφάνειας, καθώς και της ατμόσφαιρας της Γης, ξεφεύγει βέβαια από το σκοπό του βιβλίου, γιατί αποτελεί αντικείμενο άλλων επιστημών. Ωστόσο θα ήταν σκόπιμο να δοθεί μία συνοπτική εικόνα, ιδιαίτερα για λόγους συγκρίσεως προς τη Σελήνη και τους άλλους πλανήτες.

Η εικόνα του εσωτερικού της Γης μας είναι γνωστή από τη μελέτη της διαδόσεως των **σεισμικών κυμάτων** που καταγράφονται κατά τους σεισμούς. Η πορεία των κυμάτων αυτών, από την εστία του σεισμού μέχρι τους σταθμούς παρατηρήσεως, μέσα από το εσωτερικό της Γης, καθορίζεται από την πυκνότητα και τη σύσταση αυτού. Έτσι είναι δυνατό από το είδος των σεισμικών κυμάτων και τους χρόνους αφίξεώς τους στους διάφορους σταθμούς, που προσδιορίζονται με τη βοήθεια των σεισμογράφων, να καθορίσουμε την πορεία τους και κατ' επέκταση τη δομή του εσωτερικού της Γης.



Σχήμα 3.17: Η δομή της Γης

Η δομή αυτή, που φαίνεται στο σχήμα 3.17 και χαρακτηρίζεται από εντυπωσιακές διαφορές πυκνότητας στα διάφορα στρώματα, δείχνει πως η Γη αποτελείται από τρεις βασικά περιοχές: α) το **φλοιό**, β) το **μανδύα** και γ) τον **πυρήνα**. Ο φλοιός έχει πάχος 30-40 km στις ηπειρωτικές περιοχές, αλλά μόνο 6 km περίπου κάτω από τους ωκεανούς. Κάτω από το φλοιό βρίσκεται

ο μανδύας, που εκτείνεται μέχρις ένα βάθος 3000 km περίπου και που διαιρείται συμβατικά σε ανώτερο και σε κατώτερο. Ο μανδύας είναι σε στερεή κατάσταση, εκτός από ορισμένες εντοπισμένες περιοχές (θύλακοι μάγματος) από όπου και προωθείται η λάβα των ηφαιστείων προς την επιφάνεια. Κάτω από τον μανδύα βρίσκεται ο πυρήνας, που εκτείνεται από το κέντρο μέχρις αποστάσεως 3000 - 3400 km και αποτελείται από δύο ζώνες: τον εσωτερικό πυρήνα, που έχει ακτίνα 1200 - 1300 km και είναι σε στερεή κατάσταση, και τον εξωτερικό πυρήνα που είναι σε υγρή κατάσταση.

Ο φλοιός της Γης "επιπλέει" στο μανδύα, βρίσκεται δηλαδή σε κατάσταση **ισοστατικής ισορροπίας**, και χωρίζεται από το μανδύα με την ασυνέχεια Mohorovičić, που αναγνωρίστηκε (και χαρακτηρίζεται) από μία απότομη αύξηση της ταχύτητας των σεισμικών κυμάτων. Αποτελείται: α) από τη **λιθόσφαιρα**, με μέση πυκνότητα 3.3 $gr \cdot cm^{-3}$, η οποία στις ηπειρωτικές μεν περιοχές συντίθεται από γρανιτικό υλικό, κάτω δε από τους ωκεανούς από βασαλτικό και β) από την **υδρόσφαιρα**, που καλύπτει το 70% περίπου της επιφάνειας της Γης.

Στο φλοιό παρατηρούνται, καθώς είναι γνωστό, διάφορα εντυπωσιακά φαινόμενα, όπως είναι η αργή μετακίνηση των ηπείρων, η ορογένεση κλπ., για τα οποία υπεύθυνες είναι αργές κινήσεις του ανώτερου μανδύα και γενικότερα εσωτερικές διεργασίες. Η επιφάνεια δηλαδή της Γης είναι έδρα γρήγορων δυναμικών εξελίξεων, σε αντίθεση προς την επιφάνεια της Σελήνης, που καθώς θα δούμε, δεν δείχνει καμία ζωντάνια.

Η θερμοκρασία της Γης στη μεν επιφάνειά της κυμαίνεται μεταξύ -73° C και 67° C, στο δε κέντρο της είναι της τάξεως των 5000° K. Η πίεση εξάλλου στο κέντρο της είναι της τάξεως των $1.5 \cdot 10^{6}$ atm.

3.7.4. Εσωτερικό και επιφάνεια της Σελήνης

Οι γνώσεις μας για το εσωτερικό της Σελήνης είναι πολύ φτωχές. Από τους σεισμογράφους πάντως που τοποθετήθηκαν στην επιφάνειά της με το πρόγραμμα "Απόλλων" διαπιστώθηκαν τα ακόλουθα: (1) η Σελήνη είναι σεισμικά "ήρεμη", αν εξαιρέσει κανείς α) τη δημιουργία μερικών ασθενών δονήσεων, που προέρχονται από

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

βάθος 800 km περίπου και οφείλονται σε παλιρροιογόνες δυνάμεις της Γης και β) την εμφάνιση κατά καιρούς μιας σειράς δονήσεων που διαρκούν μερικές μέρες και που προς το παρόν είναι ανεξήγητες. 2) Οι δονήσεις που προκλήθηκαν από την απόρριψη άχρηστων συσκευών του διαστημικού οχήματος κατά την αναχώρησή του από τη Σελήνη, απεσβέστηκαν πολύ αργά, με αποτέλεσμα η Σελήνη να "ηχεί" επί μία περίπου ώρα.

Το μοντέλο που προκύπτει για το εσωτερικό της Σελήνης από τις σεισμικές αυτές παρατηρήσεις περιλαμβάνει ένα στερεό φλοιό πάχους 60-70 km, ένα μανδύα κάτω από το φλοιό πάχους 1000 km, που μπορεί να είναι εν μέρει τετηγμένος και στη συνέχεια ένα στερεό πυρήνα πάχους 700 km περίπου.

Διάφορες εξάλλου μετρήσεις έδειξαν ότι η θερμοκρασία στην επιφάνειά της την ημέρα ξεπερνάει τους 100° C, ενώ τη νύχτα πέφτει στους -150° C. Στο εσωτερικό της όμως ανέρχεται σε μερικές εκατοντάδες βαθμούς, γι αυτό είναι αρκετά πιθανό να υπάρχει νερό σε κρυσταλλική μορφή.

Αντίθετα προς το εσωτερικό, η επιφάνεια της σελήνης καθώς και τα πρώτα μέτρα του εδάφους της έχουν μελετηθεί αρκετά ικανοποιητικά. Από μορφολογική άποψη περιλαμβάνει τεσσάρων ειδών βασικούς σχηματισμούς: α) τους **κρατήρες**, β) τις **ηπείρους** (ή ξηρές), γ) τις "**θάλασσες**" και δ) τα **όρη** (σχ. 3.18).

Ολόκληρη η επιφάνεια της Σελήνης είναι γεμάτη από κρατήρες, κυκλοτερείς δηλαδή κοιλότητες με υπερυψωμένα χείλη, που έχουν συχνά στο κέντρο του πυθμένα τους μικρά υψώματα. Ο αριθμός τους είναι περίπου 40000, το δε μέγεθός τους κυμαίνεται από 2 km έως 200 km, ενώ ο μεγαλύτερος είναι 295 km. Υπάρχουν όμως και μικροί λάκκοι με διάμετρο μικρότερη του 1 m. Από μερικούς μεγάλους κρατήρες ξεκινούν τεράστιοι σχηματισμοί, σαν ακτίνες, μήκους εκατοντάδων χιλιομέτρων, που σε φωτογραφίες μεγάλης αναλύσεως φαίνονται να αποτελούνται από πολυάριθμους μικρούς κρατήρες (σχ. 3.19). Σχετικά με την προέλευση των κρατήρων, πιστεύεται ότι οφείλονται α) κατά κύριο λόγο σε πρόσκρουση μετεωριτών ή και κομητών στο σεληνιακό έδαφος, δεδομένου ότι λόγω ελλείψεως ατμόσφαιρας αυτό βομβαρδίζεται συνεχώς με μετεωρίτες και β) σε ηφαιστειακή δράση. Πάντως το 99% περίπου αυτών πιστεύεται ότι οφείλεται σε μετεωρίτες. Από την εκτίναξη εξάλλου των θραυσμάτων

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

από την προσκρούση μεγάλων μετεωριτών σχηματίστηκαν οι ακτινωτές διατάξεις
ων κρατηρίσκων γύρω από τους μεγάλους κρατήρες.

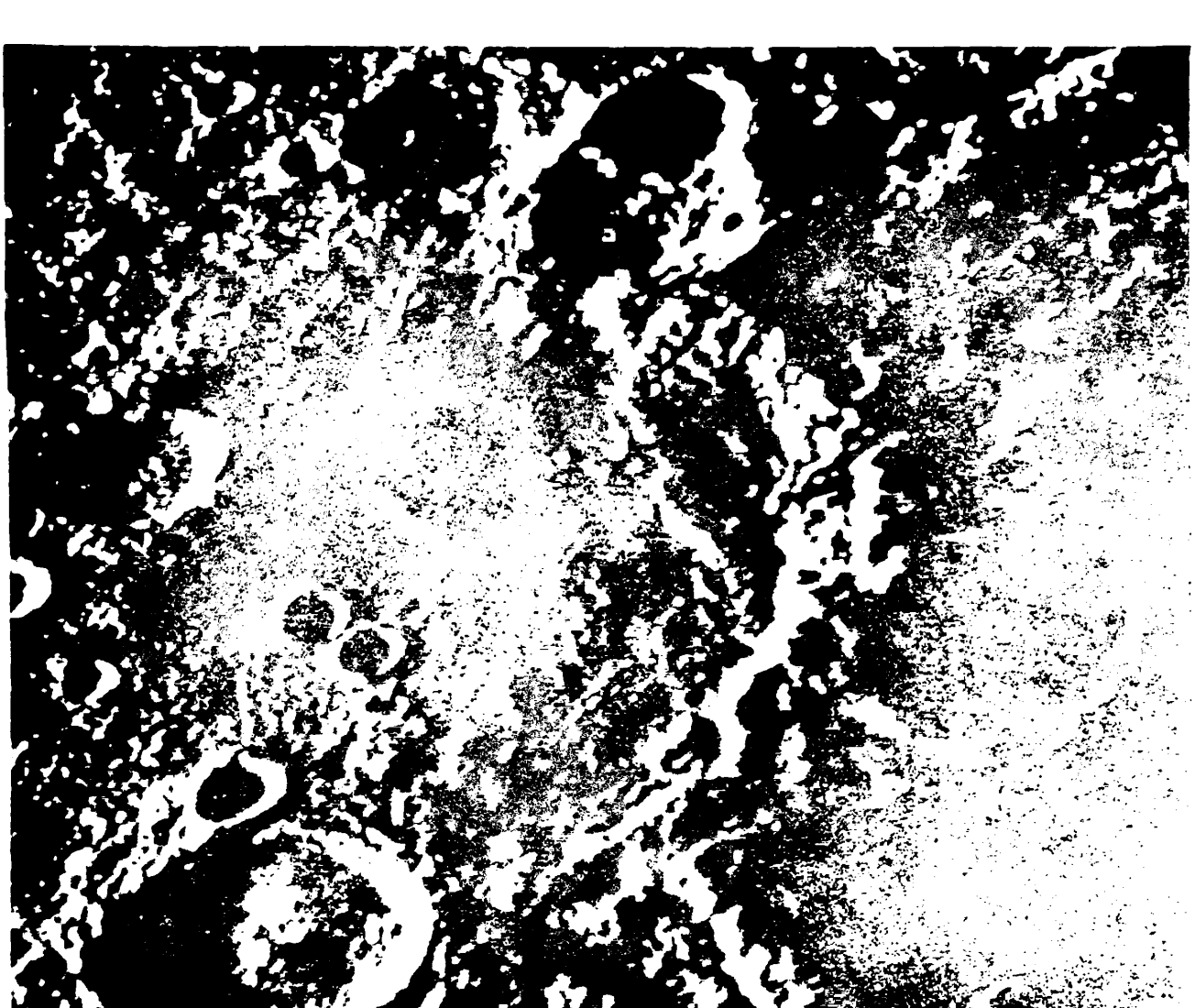


Σχήμα 3.18: Η επιφάνεια της Σελήνης

Οι ήπειροι αποτελούν το μεγαλύτερο μέρος της επιφάνειας της Σελήνης και είναι οι περιοχές που φαίνονται πιο φωτεινές, ενώ οι "θάλασσες" είναι οι πιο σκοτεινές περιοχές και οφείλουν τη μικρότερη ανακλαστικότητά τους στο ό,τι σκεπάζονται από βασαλτική λάβα. Οι ήπειροι γενικά βρίσκονται ψηλότερα από τις θάλασσες και η

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μορφολογία τους είναι πιο αποτομη. Εχουν μεγαλύτερη ηλικία ($4.4 \cdot 10^9$ yr) από τις θάλασσες ($3.5 \cdot 10^9$ yr) και ίση με εκείνη του ηλιακού συστήματος, προς τα οποία αποτελούν την πρωταρχική επιφάνεια της Σελήνης. Σ' αυτό οφείλεται και το γεγονός ότι περιέχουν πολύ περισσότερους κρατήρες από ό,τι οι θάλασσες.



Σχήμα 3.19

Σχετικά με την προέλευση των θαλασσών πιστεύεται ότι σχηματίστηκαν από προσκρούσεις μετεωριτών και πλήρωση στη συνέχεια των κοιλοτήτων που δημιουργήθηκαν από λάβα. Από την ανύψωση εξάλλου του φλοιού λόγω των προσκρούσεις πιστεύεται ότι σχηματίστηκαν μερικά από τα όρη της Σελήνης, το ύψος των οποίων κυμαίνεται από 3000 m έως 8000 m. Ο αριθμός των κρατήρων ανέρχεται σε 30, από τις οποίες μόνο 4 βρίσκονται στην αθέατη πλευρά.

διαστάσεις τους είναι μεταξύ 300 km και 1000 km. Από ανωμαλίες που παρατηρήθηκαν στις τροχιές τεχνητών δορυφόρων, που περιφέρονται γύρω από τη Σελήνη, και που οφείλονται σε βαρυτικές επιδράσεις, βγαίνει το συμπέρασμα πως οι θάλασσες περιέχουν συγκεντρώσεις υλικού πιο μεγάλης πυκνότητας (**μάσκονς= mascons**).

Εκτός από τους βασικούς αυτούς σχηματισμούς, στη σεληνιακή επιφάνεια παρατηρούνται και δευτερεύοντες, όπως **πτυχές, ρήγματα, θόλοι**, κ.ά.

Σχετικά με τη σύσταση του σεληνιακού εδάφους, οι επιτόπιες παρατηρήσεις και τα σεληνιακά δείγματα επιβεβαίωσαν την άποψη των αστρονόμων ότι το έδαφος της Σελήνης καλύπτεται από ένα λεπτό στρώμα σκόνης και από βράχους, που προέρχονται από τη συντριβή και κονιορτοποίηση των πετρωμάτων από τον επί εκατομμύρια χρόνια βομβαρδισμό τους με μετεωρίτες. Το στρώμα αυτό έχει πάχος 2-10 m, ενώ από πάνω του φαίνεται να αιωρείται ένα αραιό νέφος κονιορτού που παρατηρήθηκε πρόσφατα στη διπλή γραμμή του NaI

Η χημική, τέλος, σύσταση της σεληνιακής επιφάνειας είναι βασικά βασαλτική και όμοια με της Γης, με τα εξής κύρια χαρακτηριστικά: α) ο περιεχόμενος ελεύθερος σίδηρος είναι γενικά μικρός, ενώ οι θάλασσες περιέχουν περισσότερο Fe, Co, Ni από ό,τι οι ήπειροι, β) η σεληνιακή λάβα περιέχει περισσότερο σίδηρο ενωμένο σε ορυκτά από ό,τι οι γήινοι βασάλτες, γ) τα σεληνιακά υλικά είναι άνυδρα, δ) δεν υπάρχουν απολιθωμένες μορφές ζωής.

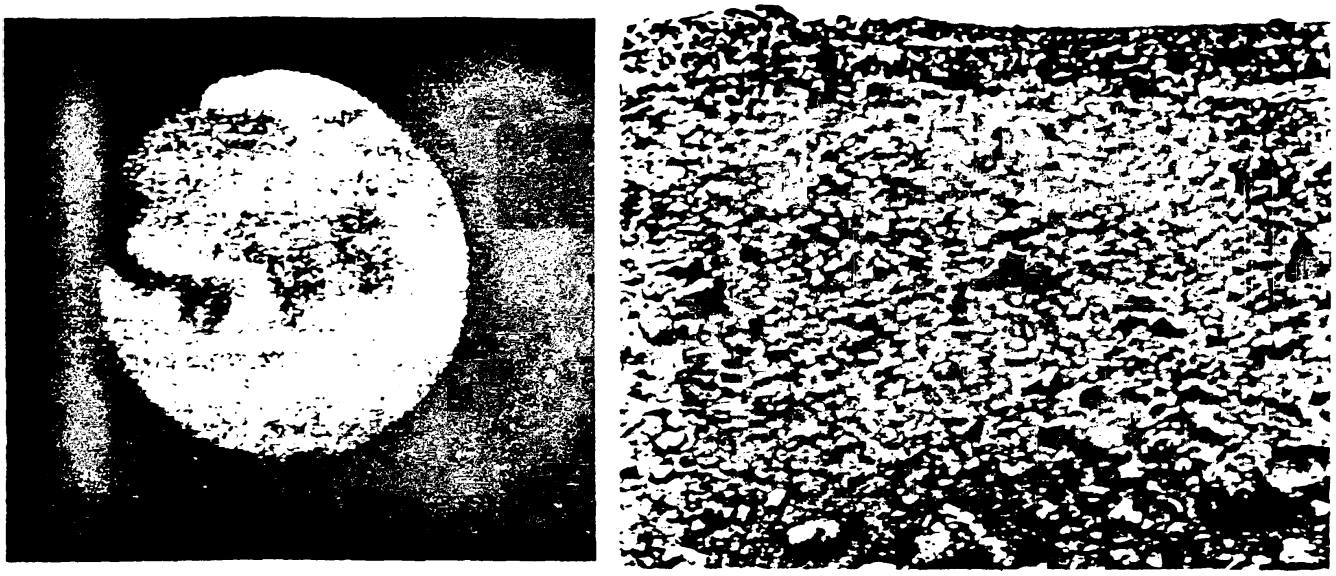
Τέλος, σχετικά με την προέλευση της Σελήνης, επικρατέστερη είναι η άποψη, ότι αυτή σχηματίστηκε με συμπύκνωση νέφους αερίου και κονιορτού, μαζί με τη Γη.

3.8. Άρης

Ο Άρης, ο ερυθρός πλανήτης, είναι ο πιο κοντινός στη Γη από τους εξωτερικούς πλανήτες. Η πιο ευνοϊκή θέση του για την εκτέλεση παρατηρήσεων είναι όταν βρίσκεται σε αντίθεση, οπότε η φαινόμενη διάμετρός του είναι, ανάλογα με την περίπτωση, μεταξύ 14" και 25", η δε απόστασή του μεταξύ 10^8 km και $5.5 \cdot 10^7$ km αντίστοιχα. Προφανώς η πιο ευνοϊκή αντίθεση είναι εκείνη κατά την οποία η φαινόμενη διάμετρός του είναι 25" κι αυτό συμβαίνει κάθε 15 χρόνια περίπου.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Επειδή η ατμόσφαιρά του είναι πολύ αραιή, είναι δυνατό να παρατηρηθούν τα επιφανειακά χαρακτηριστικά του με αρκετή ακρίβεια, γεγονός που επέτρεψε τον προσδιορισμό της αστρικής περιόδου περιστροφής του, που είναι $24^h\ 37^m\ 22^s.6$.



(α) (β)

Σχήμα 3.20: Ο πλανήτης Άρης όπως φαίνεται από τη Γη (α) και όπως φωτογραφήθηκε από τη βολίδα "Viking" (β)

Οι παρατηρήσεις από τη Γη έδειξαν πως η επιφάνειά του περιλαμβάνει τριών ειδών χαρακτηριστικούς σχηματισμούς: (α) λαμπρές **ερήμους**, με ερυθρό-πορτοκαλί απόχρωση, (β) σκοτεινές **"θάλασσες"** με γκρίζο-καστανή απόχρωση και γ) λαμπρές λευκές **πολικές περιοχές**. Κατά καιρούς διάφοροι παρατηρητές διέκριναν στην επιφάνειά του λεπτές σκοτεινές γραμμές, που τις ονόμασαν **διώρυγες** (κανάλια), πιστεύοντας πως πρόκειται για τεχνικά έργα που κατασκεύασαν νοήμονα όντα. Καλύτερες όμως παρατηρήσεις με μεγαλύτερα όργανα διέψευσαν αυτές τις υπέρμετρα αισιόδοξες για την εποχή απόψεις.

Το χρώμα των ερήμων οφείλεται κατά πάσα πιθανότητα σε ενώσεις του σιδήρου, όπως είναι ο λειμονίτης, ενώ η παρατηρούμενη κατά καιρούς μεταβολή της λαμπρότητας και της αντιθέσεώς τους οφείλεται σε μετεωρολογικά φαινόμενα, όπως ομίχλες και νέφη κονιορτού. Ανάλογες μεταβολές παρατηρούνται και στις θάλασσες, που οφείλουν το χρώμα τους μάλλον σε βασαλτικό υλικό (λάβα).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Οι πολικές εξάλλου περιοχές αποτελούνται από ένα στρώμα ξηρού πάγου (CO_2) κάτω από το οποίο υπάρχει στρώμα πάγου από νερό, μικρότερης εκτάσεως, που αποκαλύπτεται κατά το αρειανό καλοκαίρι οπότε εξαχνώνεται ο ξηρός πάγος.

Οι παρατηρήσεις που έγιναν από τα διαστημόπλοια Mariner δείχνουν πως η επιφάνεια του Άρη είναι κι αυτή γεμάτη από κρατήρες σαν του Ερμή και της Σελήνης, με τη διαφορά ότι είναι λιγότεροι και πιο αβαθείς από της Σελήνης, γεγονός που έχει σχέση με τη διαβρωτική ενέργεια της ατμόσφαιράς του. Παρατηρούνται επίσης εκτεταμένα λεκανοπέδια, όρη, καθώς και τεράστια φαράγγια.

Η θερμοκρασία του στον ισημερινό κυμαίνεται μεταξύ περίπου 27° C (την ημέρα) και -73° C (τη νύχτα), ενώ στους πόλους είναι -150° C. Η μέση θερμοκρασία πάντως σ' ολόκληρη την επιφάνεια είναι -50° C, είναι δηλαδή σημαντικά μικρότερη της Γης, που είναι 15° C, το δε κλίμα του γενικά μοιάζει με το ψυχρό κλίμα ερήμου.

Σχετικά με την ατμόσφαιρά του, σήμερα, ύστερα από τις διαστημικές πτήσεις, γνωρίζουμε ότι η πίεσή της είναι μικρότερη του 1% της γήινης, δηλαδή της τάξεως των 10 mb. Κατά 90% και πλέον αποτελείται από CO_2, περιέχει όμως μικρό ποσοστό O_2, CO και H_2O. Επίσης περιέχει όζον, σε μικρότερη όμως αναλογία από εκείνη του πλανήτη μας. Παρατηρήσεις από τη Γη δείχνουν την ύπαρξη λευκών και υποκύανων νεφών καθώς και ομίχλης, η φύση των οποίων όμως δεν είναι ακόμα κατανοητή. Κατά πάσα πιθανότητα αποτελούνται από CO_2, υδρατμό ή παγοκρυστάλλους. Παρατηρούνται ακόμα κιτρινωπά νέφη αποτελούμενα από κονιορτό που ανυψώνεται από το έδαφος κατά τη διάρκεια ανεμοθυελλών.

Πρέπει ακόμα να σημειωθεί πως ο Άρης έχει ιονόσφαιρα καθώς και μαγνητικό πεδίο, αν κι αυτό είναι μικρό, της τάξεως των 10^{-3} - 10^{-4} Gauss. Σχετικά με την ύπαρξη ζωής, τόσο οι συνθήκες που επικρατούν όσο και οι παρατηρήσεις που έγιναν από τους διαστημικούς σταθμούς αποκλείουν την ύπαρξη εμβίων όντων. Δεν αποκλείεται όμως να υπάρχουν μερικοί μικροοργανισμοί, καθώς επίσης λειχήνες, φύκη και βρύα.

3.9. Δίας

Ο Δίας είναι ο μεγαλύτερος από όλους τους πλανήτες του ηλιακού συστήματος. Αν και η μάζα του είναι το ένα χιλιοστό περίπου της ηλιακής, η τροχιακή

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

στροφορμή του αποτελεί το 60% της στροφορμής του ηλιακού συστήματος, γεγονός που δείχνει πως κατά τη διάρκεια σχηματισμού του ηλιακού συστήματος το μεγαλύτερο μέρος της αρχικής στροφορμής μεταδόθηκε στο Δία, καθώς και στους υπόλοιπους δίιους πλανήτες. Με ποιο τρόπο έγινε αυτό δεν είναι ακόμα γνωστό.

Στην παρατήρηση είναι προσιτά μόνο τα εξωτερικά στρώματα του πλανήτη, δηλαδή η ατμόσφαιρά του, η δε περίοδος περιστροφής του βρίσκεται τόσο από τη μετακίνηση διαφόρων χαρακτηριστικών της ατμόσφαιράς του όσο και φασματοσκοπικά. Τα αποτελέσματα δείχνουν πως η περιστροφή του είναι διαφορική, όπως και του Ηλίου, πράγμα που σημαίνει ότι η περίοδός της μεταβάλλεται με το διογραφικό πλάτος από $9^h\ 50^m$, που είναι κοντά στον ισημερινό, σε $9^h\ 55^m$ στα μεγαλύτερα πλάτη.



Σχήμα 3.21: Ο πλανήτης Δίας με την ερυθρή κηλίδα

Ο δίσκος του Δία παρουσιάζει ζώνες από νέφη λευκά, ερυθρά και κίτρινα που είναι παράλληλες προς τον ισημερινό και που χωρίζονται από σκοτεινές ταινίες. Η επιφάνεια διαχωρισμού τους δεν είναι ομαλή, η δε δομή τους αλλάζει με το χρόνο (σχ. 3.21)

Ο πιο χτυπητός σχηματισμός όμως πάνω στο δίσκο του Δία είναι η **ερυθρή κηλίδα**, ένας τεράστιος ελλειψοειδής σχηματισμός, διαστάσεων 15000 km επί 40000 km, ο οποίος παρά τη μεταβολή του σχήματος, της θέσεως και της λαμπρότητάς του είναι ορατός συνέχεια από το 1831. Πιστεύεται πως πρόκειται για την κορυφή μιας στήλης Taylor, ενός δηλαδή κατακόρυφου

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ατμοσφαιρικού στροβίλου που ανέρχεται πάνω από κάποια διαταραχή στην "επιφάνεια" του πλανήτη.

Μετρήσεις που έγιναν στο υπέρυθρο δείχνουν πως η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας του Δία είναι -145° C. Η τιμή αυτή είναι μεγαλύτερη από την υπολογιζόμενη με βάση την ενέργεια που απορροφάει από τον Ήλιο, πράγμα που σημαίνει πως είναι δυνατό να υπάρχει κάποια εσωτερική πηγή ενέργειας στον πλανήτη, είτε βαρυτικής φύσεως είτε θερμοπυρηνικής.

Η χημική σύσταση της ατμόσφαιράς του είναι 60% περίπου υδρογόνο, με μορφή H_2, CH_4 και NH_3, 36% ήλιο, ίσως 2-3% νέο και το υπόλοιπο βαρύτερα στοιχεία. Οι χρώσεις εξάλλου αυτής μπορεί να οφείλονται σε οργανικές ενώσεις, όπως σε υδατάνθρακες.

Για το εσωτερικό του Δία δεν έχουμε άμεσα στοιχεία και συνεπώς δεν γνωρίζουμε πολλά πράγματα. Από διάφορα πάντως θεωρητικά μοντέλα προκύπτει πως η πυκνή του ατμόσφαιρα έχει πιθανόν ύψος 700 km και περιέχει νέφη από CH_4 και NH_3 σε ύψος 250 km πάνω από την "επιφάνειά του". Πρέπει εδώ να σημειωθεί πως όταν μιλάμε για επιφάνεια του Δία, δεν πρόκειται για έδαφος, αλλά μάλλον για μία στάθμη στην οποία η πυκνότητα, η πίεση και η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας έχουν τιμές που οδηγούν στην υγρή φάση του υδρογόνου, η οποία 250 km περίπου πιο κάτω πιθανόν να γίνεται στερεή. Έτσι ο πλανήτης φαίνεται να διαθέτει ένα υπέρπυκνο πυρήνα από μεταλλικό υδρογόνο, από την γρήγορη περιστροφή του οποίου δημιουργείται και το έντονο μαγνητικό του πεδίου (H~10 Gauss), με βάση ένα μηχανισμό δυναμό.

Ο Δίας παρουσιάζει και έντονη ραδιοεκπομπή, που στα εκατοστομετρικά και δεκατομετρικά κύματα έχει συγχροτρονική προέλευση και δημιουργείται στις ζώνες ακτινοβολίας που περιβάλλουν τον πλανήτη, όπως οι ζώνες Van Allen περιβάλλουν τη Γη. Στα δεκατομετρικά κύματα παρατηρήθηκαν επίσης ραδιοεξάρσεις που έχουν σχέση με τη θέση του δορυφόρου του Ιώ και οφείλονται κατά πάσα πιθανότητα σε αλληλεπίδραση αυτού με το μαγνητικό πεδίο και τις ζώνες ακτινοβολίας του πλανήτη. Εντελώς πρόσφατες παρατηρήσεις από διαστημικές συσκευές έδειξαν πως ο Δίας έχει τουλάχιστον ένα δακτύλιο.

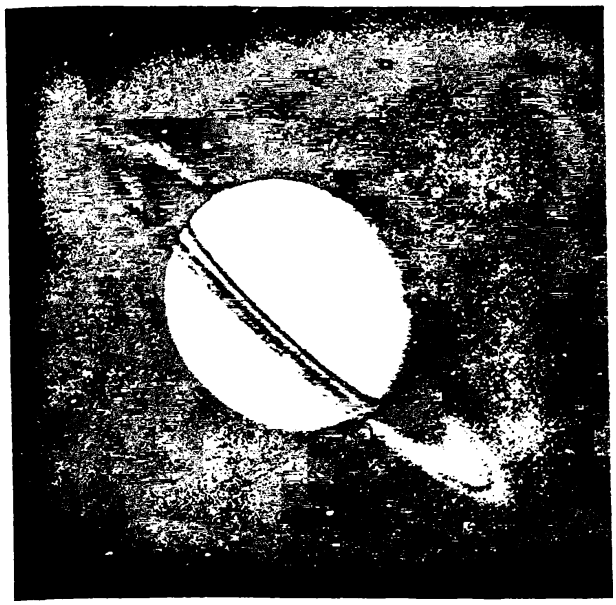
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

3.10. Ο Κρόνος

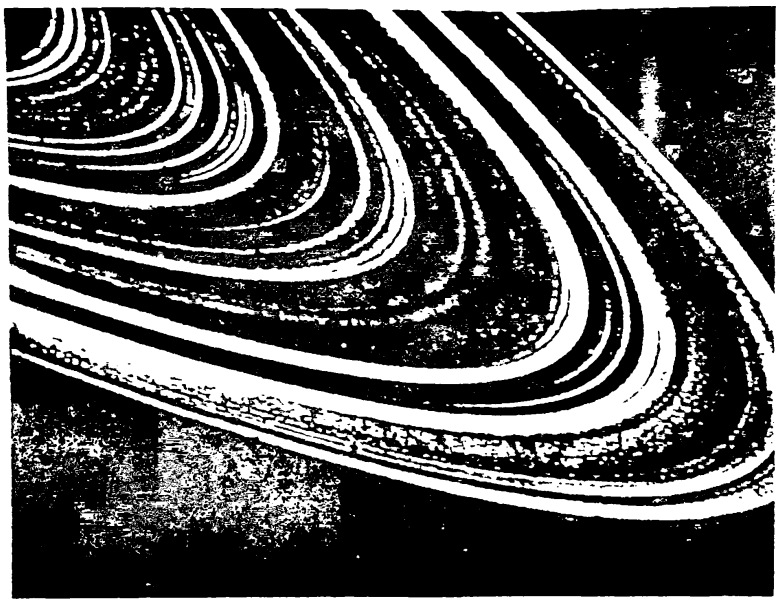
Ο Κρόνος είναι ο δεύτερος σε μέγεθος πλανήτης του ηλιακού μας συστήματος και παρουσιάζει πάρα πολλές ομοιότητες με τον Δία. Το κύριο χαρακτηριστικό του όμως είναι ότι περιβάλλεται από ένα εντυπωσιακό σύστημα δακτυλίων (σχ. 3.22 και 3.23).

Όπως και ο Δίας, ο Κρόνος έχει πυκνή ατμόσφαιρα γεμάτη νέφη από CH_4 και NH_3 και παρουσιάζει διαφορική περιστροφή, με περίοδο $10^h\ 14^m$ κοντά στον ισημερινό και $10^h\ 38^m$ σε μεγαλύτερα πλάτη. Γενικά η χημική σύσταση της ατμόσφαιράς του και η δομή του είναι ανάλογη προς εκείνη του Δία.

Ο δίσκος του παρουσιάζει επίσης λαμπρές ζώνες και σκοτεινές ταινίες, καθώς και χρώσεις όμοιες με τις παρατηρούμενες στο δίσκο του Δία. Περιέχει όμως επιπλέον κάπι παράξενες χαρακτηριστικές λευκές κηλίδες. Η θερμοκρασία του είναι της τάξεως των -140° C, πρέπει δε, όπως και ο Δίας, να έχει κάποια εσωτερική πηγή ενέργειας. Έχει ακόμα έντονο μαγνητικό πεδίο και ζώνες ακτινοβολίας και παρουσιάζει ραδιοεκπομπή.



Σχήμα 3.22: Ο πλανήτης Κρόνος όπως φαίνεται από τη Γη



Σχήμα 3.23: Οι δακτύλιοι του Κρόνου όπως φωτογραφήθηκαν από τη διαστημική βολίδα Voyager

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Σχετικά με το σύστημα των δακτυλίων του, οι παρατηρήσεις από τη Γη έδειχναν πως πρόκειται για τέσσερις δακτύλιους διαφορετικής λαμπρότητας, από τους οποίους ο εξωτερικός έχει μέση λαμπρότητα και χωρίζεται από το δεύτερο, που είναι ο πιο λαμπρός, με μία σκοτεινή περιοχή που ονομάζεται **χώρισμα** του **Cassini**. Στη συνέχεια υπάρχει ένα μικρότερο χάσμα, ο τρίτος πιο αμυδρός δακτύλιος και μετά ο τέταρτος που δεν φαίνεται στο τηλεσκόπιο και που ανακαλύφθηκε τελευταίος με ειδική φωτογραφική τεχνική· φαίνεται δε να φτάνει μέχρι την επιφάνεια του πλανήτη. Η εξωτερική διάμετρος του συστήματος είναι περίπου 275000 km το δε πάχος του 10 km. Σχετικά όμως πρόσφατες (1981) παρατηρήσεις από το διαστημόπλοιο Voyager έδειξαν ότι πρόκειται για ένα σύστημα από εκατοντάδες δακτύλιους, που δίνουν όλοι μαζί την εντύπωση ενός δίσκου μουσικής.

Η ορατότητα των δακτυλίων δεν είναι πάντα η ίδια, λόγω της κλίσεως του άξονα περιστροφής του πλανήτη και της τροχιακής του κινήσεως. Σχετικά με τη φύση τους, πιστεύεται πως αποτελούνται από στερεά σωματίδια αμμωνίας και παγοκρυστάλλους, που περιφέρονται γύρω από τον πλανήτη ακολουθώντας τους νόμους του Κέπλερ και που έχουν μεγέθη μεταξύ 1 mm και μερικών μέτρων.

3.11. Ουρανός

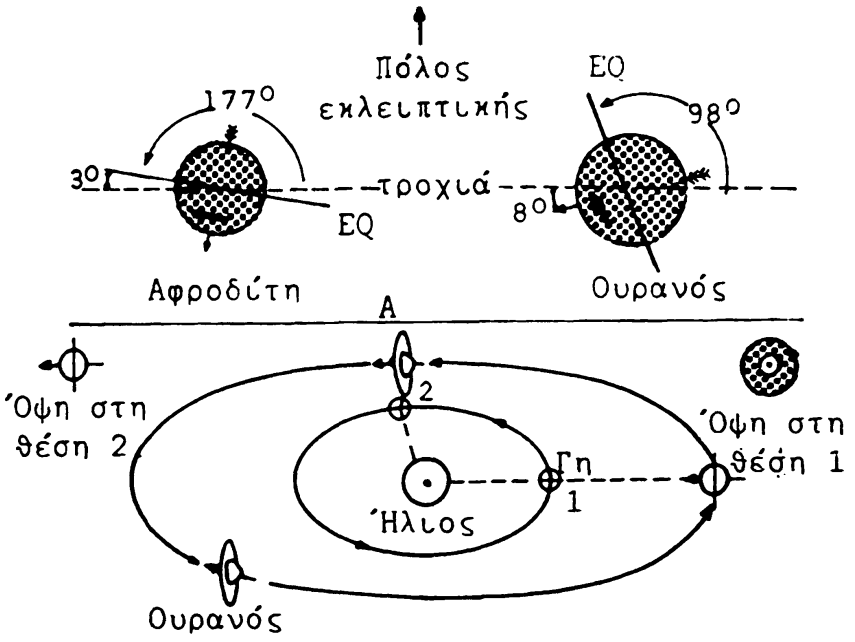
Ενώ οι προηγούμενοι πλανήτες είναι γνωστοί από την αρχαιότητα, ο Ουρανός ανακαλύφθηκε το 1871. Είναι πάντως ορατός με γυμνό μάτι σαν αστέρας $6^{ου}$ μεγέθους.

Ο Ουρανός είναι ο δεύτερος πλανήτης που περιβάλλεται από σύστημα δακτυλίων, πράγμα που ανακαλύφθηκε σχετικά πρόσφατα, το 1977, κατά την επιπρόσθηση ενός αστέρα από τον πλανήτη. Το σύστημα αυτό περιλαμβάνει εννέα δακτύλιους, που αποτελούνται από σώματα με μέγεθος μικρότερο του 1.5 km.

Η ατμόσφαιρα του Ουρανού, που είναι και αυτή πυκνή και περιέχει νέφη, έχει υποπράσινο χρώμα οφειλόμενο στην παρουσία μεθανίου. Η χημική της σύσταση πάντως είναι ανάλογη με του Δία και του Κρόνου, αν και εδώ το υδρογόνο παίζει μικρότερο ρόλο. Η θερμοκρασία της φαίνεται να είναι γύρω στους -180° C.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η περιστροφή του Ουρανού γύρω από τον άξονά του, που είναι διαφορική και έχει περίοδο $10^h\ 49^m$, γίνεται κατά την ανάδρομη φορά, γεγονός που παρατηρείται μόνο σ' αυτόν και στην Αφροδίτη. Εξάλλου, ο άξονας περιστροφής του κείται σχεδόν στο επίπεδο της τροχιάς του (σχ. 3.24), με αποτέλεσμα ο πλανήτης κατά την περιφορά του γύρω από τον Ήλιο να στρέφει προς τη Γη άλλοτε τον πόλο του και άλλοτε τον ισημερινό του (βλ. σχ. 3.24). Το φαινόμενο αυτό είναι μοναδικό στο ηλιακό μας σύστημα, δεδομένου ότι οι άξονες περιστροφής των άλλων πλανητών είναι κατά προσέγγιση κάθετοι στο επίπεδο της τροχιάς τους, και παραμένει περίεργο και ανεξήγητο.



Σχήμα 3.24: Η Αφροδίτη και ο Ουρανός περιστρέφονται κατά την ανάδρομη φορά, επειδή η κλίση του ισημερινού τους (EQ) σε σχέση με το επίπεδο της τροχιάς είναι μεγαλύτερη από 90°.

3.12. Ποσειδώνας

Ο Ποσειδώνας είναι ο τελευταίος από τους δίιους πλανήτες και ανακαλύφθηκε θεωρητικά πριν ακόμα παρατηρηθεί με το τηλεσκόπιο. Από τις παρατηρούμενες δηλαδή ανωμαλίες της τροχιάς του Ουρανού, που απέδωσαν σε κάποιο άγνωστο σώμα, οι Adams (1843) και Leverrier (1846), ανεξάρτητα ο ένας από τον άλλο, μπόρεσαν να υπολογίσουν χάρη στη Νευτώνεια Μηχανική τη μάζα και τη

θέση αυτού του άγνωστου σώματος, που βρέθηκε από τον Galle (1846), στο αστεροσκοπείο του Βερολίνου, μόλις σε 1^{o} απόσταση από την αναμενόμενη θέση του.

Όπως και οι άλλοι δίοι πλανήτες, ο Ποσειδώνας έχει πυκνή ατμόσφαιρα και χημική σύσταση ανάλογη. Η θερμοκρασία του είναι -200^{o} C, η δε περίοδος περιστροφής του 15^{h} 40^{m}. Τελευταία με παρατηρήσεις από το διάστημα ανακαλύφθηκε η ύπαρξη "θραυσμάτων" δακτυλίου γύρω από τον πλανήτη.

3.13. Πλούτωνας

Ο Πλούτωνας είναι ο τελευταίος γνωστός πλανήτης του ηλιακού μας συστήματος και ανακαλύφθηκε από τον Tombaugh (1930), ύστερα από μελέτη ανωμαλιών της τροχιάς του Ουρανού και επανειλημμένες άκαρπες προσπάθειες εντοπισμού του από διάφορους παρατηρητές. Σήμερα ξέρουμε πως η ανακάλυψή του ήταν συμπτωματική, γιατί ο Πλούτωνας δεν μπορεί να προκαλεί τις παρατηρούμενες ανωμαλίες.

Τα φυσικά χαρακτηριστικά του Πλούτωνα είναι δύσκολο να προσδιοριστούν, λόγω της δυσκολίας που παρουσιάζει στην παρατήρηση. Η θερμοκρασία πάντως στην επιφάνειά του υπολογίζεται σε -210^{o} C. Εξάλλου φαίνεται ότι στερείται ατμόσφαιρας, η δε περίοδος περιστροφής του είναι 6^{h} 39^{m}. Η πυκνότητά του είναι μάλλον μεγάλη, πράγμα που σημαίνει ότι μοιάζει με τους γήινους πλανήτες, στους οποίους και κατατάσσεται. Πιστεύεται ότι ίσως να ανήκει σε ομάδα αστεροειδών που κινούνται πέρα από την τροχιά του Ποσειδώνα ή ότι πιθανόν να υπήρξε δορυφόρος του.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Λοιπά μέλη

4.1. Δορυφόροι

Στο ηλιακό μας σύστημα είναι γνωστοί 44 δορυφόροι με συνολική μάζα ίση με το 0.1 περίπου της ηλιακής. Τα γενικά χαρακτηριστικά τους φαίνονται στον πίνακα 2 του παραρτήματος στο τέλος του βιβλίου.

Από αυτούς, 1 ανήκει στη Γη, 2 στον Άρη, 16 στο Δία, 17 στον Κρόνο, 5 στον Ουρανό, 2 στον Ποσειδώνα και 1 στον Πλούτωνα, ενώ ο Ερμής και η Αφροδίτη δεν έχουν κανένα. Το μέγεθός τους είναι γενικά μικρό. Μόνο επτά έχουν μέγεθος ανάλογο της Σελήνης.

Λόγω του μικρού μεγέθους τους και της μεγάλης αποστάσεώς τους, η περίοδος περιστροφής τους, με εξαίρεση βέβαια τη Σελήνη, δεν είναι δυνατό να προσδιοριστεί. Πάντως η περιστροφή των 21 πιο μεγάλων πρέπει να είναι σύγχρονη προς την περίοδο περιφοράς τους λόγω παλιρροϊκής τριβής. Εξάλλου οι τροχιές τους είναι σχεδόν κυκλικές, μερικοί δε από αυτούς περιφέρονται κατά την ανάδρομη φορά.

Η επιφάνεια των μεγαλύτερων και πιο κοντινών, που παρατηρήθηκαν από κοντά με διαστημικά οχήματα, μοιάζει με την επιφάνεια της Σελήνης, είναι δηλαδή γεμάτη κρατήρες. Ο μόνος που φαίνεται να έχει ατμόσφαιρα είναι ο Τιτάνας του Κρόνου, που έχει το μέγεθος του Ερμή. Πιθανόν όμως να έχει και ο Τρίτωνας του Ποσειδώνα. Πρόσφατες φωτογραφίες, από το διαστημόπλοιο Voyager των δορυφόρων του Δία, δείχνουν πως η Ιώ παρουσιάζει ηφαιστειακή δράση.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.2. Αστεροειδείς

Οι αστεροειδείς ή **μικροί πλανήτες** είναι σώματα διαφόρων μεγεθών και σχημάτων, που περιφέρονται γύρω από τον Ήλιο σε τροχιές που βρίσκονται ανάμεσα στην τροχιά του Άρη και στην τροχιά του Δία.

Η μέση απόστασή τους από τον Ήλιο, που είναι 2.8 a.u., συμφωνεί με το νόμο των Titius-Bode που προβλέπει την ύπαρξη ενός πλανήτη στην απόσταση αυτή. Ο πρώτος από τους αστεροειδείς που παρατηρήθηκε στην περιοχή αυτή (1801), ήταν η Δήμητρα. Μέχρι το 1890 όμως είχαν ανακαλυφθεί 300 περίπου μικροί πλανήτες με τροχιές σε απόσταση μεταξύ 2.3 και 3.3 a.u., γι αυτό και η περιοχή αυτή ονομάστηκε ζώνη των αστεροειδών. Σήμερα γνωρίζουμε τα στοιχεία τροχιάς περισσότερων από 2000 αστεροειδών, υπολογίζεται όμως ότι με ένα τηλεσκόπιο 100 ιντσών (254 cm) θα ήταν δυνατό να παρατηρηθούν 45000 περίπου. Πρέπει δε να σημειωθεί πως μόνο ένας, η Εστία, είναι ορατός με γυμνό μάτι.

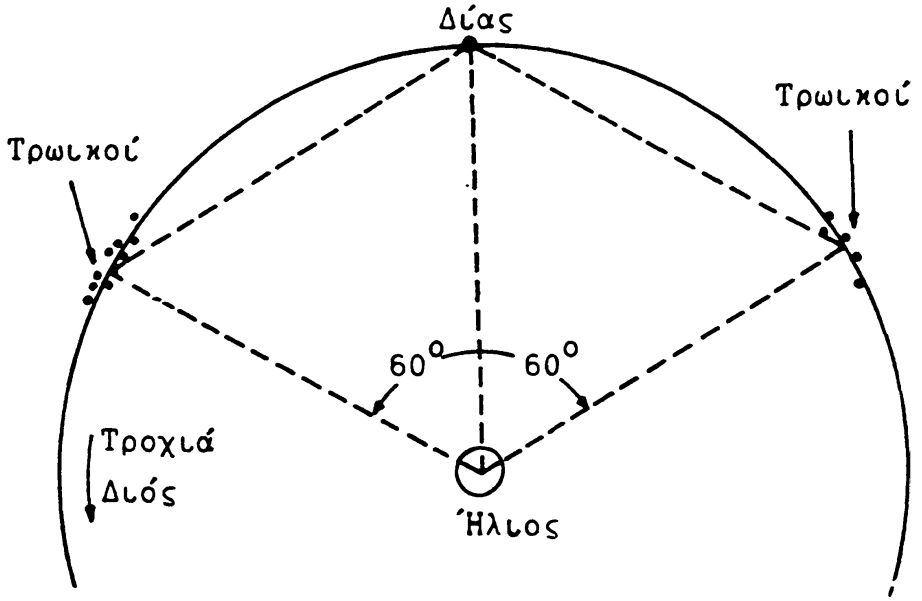
Οι πιο μεγάλοι από αυτούς βρίσκονται σε μεγαλύτερες αποστάσεις από τον Ήλιο από ό,τι βρίσκονται οι μικροί. Κινούνται όλοι, εκτός από έναν, κατά την ορθή φορά με περιόδους 3-12 έτη, που προσδιορίζονται με βάση τις διακυμάνσεις της λαμπρότητάς τους.

Η ζώνη των αστεροειδών παρουσιάζει ορισμένα κενά, περιοχές δηλαδή στις οποίες δεν κινούνται αστεροειδείς. Τα κενά αυτά καλούνται **χάσματα του Kirkwood** και αντιστοιχούν σε αποστάσεις στις οποίες η περίοδος περιφοράς θα ήταν, σύμφωνα με τον τρίτο νόμο του Κέπλερ, απλό κλάσμα (π.χ. 1/2, 1/3, 1/4, 2/5, 3/7) της περιόδου του Δία, πράγμα που σημαίνει πως υπεύθυνες για την απουσία αστεροειδών από τις περιοχές αυτές είναι οι ελκτικές επιδράσεις (παρέλξεις) του Δία. Από το άλλο μέρος, εκεί όπου ο λόγος των περιόδων είναι 2/3 και 1/1 υπάρχουν συγκεντρώσεις αστεροειδών που ονομάζονται **ομάδες** ή **οικογένειες**. Οι πιο ενδιαφέρουσες από τις ομάδες αυτές είναι οι δύο Τρωϊκές, αποτελούμενες από 15 μέλη, που βρίσκονται στην τροχιά του Δία και στις κορυφές δύο ισόπλευρων τριγώνων που έχουν κοινή βάση την απόσταση Ηλίου-Δία (σχ. 4.1).

Μερικοί από τους αστεροειδείς, όπως ο Έρωτας, ο Ίκαρος, ο Γεωγράφος, έχουν περιήλιο στο εσωτερικό της γήινης τροχιάς και περνούν κατά καιρούς από

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

κοντά της. Έτσι ήταν δυνατό να γίνουν ακριβείς παρατηρήσεις της τροχιάς τους που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό της αστρονομικής μονάδας (a.u.). Εξάλλου, παρατηρήσεις με ραντάρ του Ίκαρου και προσδιορισμός της μεταπτώσεως του περιηλίου του επιβεβαίωσαν τη γενική θεωρία της σχετικότητας με προσέγγιση 5%.



Σχήμα 4.1: Οι οικογένειες αστεροειδών (Τρωϊκοί)

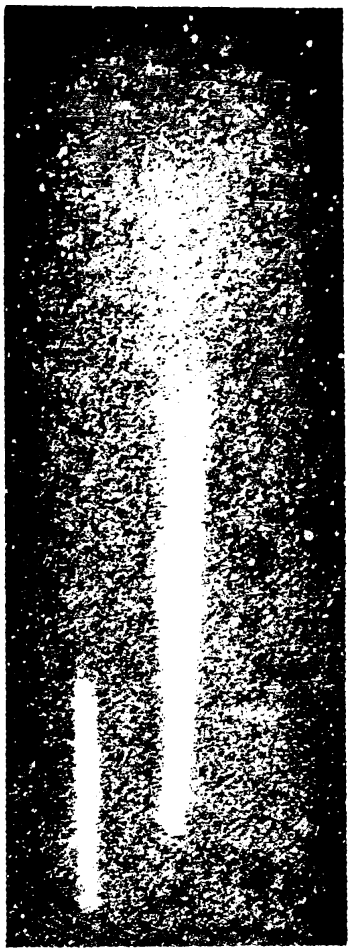
Λόγω του μικρού μεγέθους τους, που κυμαίνεται από 1 km μέχρι 1000 km (αν και θα υπάρχουν μικρότεροι), και της μικρής μάζας τους, οι αστεροειδείς δεν ήταν δυνατό να συγκρατήσουν ατμόσφαιρα. Η επιφάνειά τους πάλι, που είναι βραχώδης, μοιάζει με της Σελήνης, ενώ το σχήμα τους είναι ακανόνιστο. Τέλος, καθώς προκύπτει από τη μεταβολή της λαμπρότητάς τους, στρέφονται γύρω από άξονα.

Σχετικά με την προέλευσή τους, πιστεύεται ότι αποτελούν τα θραύσματα κάποιου πλανήτη που εκινείτο ανάμεσα στον Άρη και στο Δία και που για κάποιο άγνωστο λόγο εξερράγη.

4.3. Κομήτες

Οι κομήτες είναι από τα πιο εντυπωσιακά ουράνια σώματα, τόσο λόγω του μεγέθους τους, που μπορεί να καταλαμβάνει 30^{o} πάνω στην ουράνια σφαίρα, όσο και του σχήματός τους (σχ. 4.2). Πρόκειται για σώματα με μικρή πυκνότητα και μάζα

μικρότερη από το εκατομμυριοστό της γήινης, που περιφέρονται γύρω από τον Ήλιο σε τροχιές παραβολικές (e~1) ή ελλειπτικές.



Σχήμα 4.2: Ο κομήτης του Halley

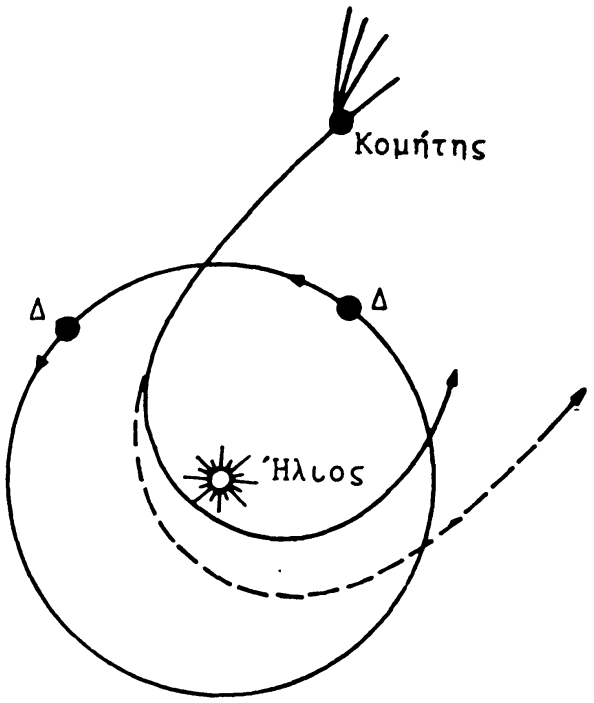
Κάθε κομήτης αναφέρεται διεθνώς με το όνομα εκείνου που τον ανακάλυψε, που τον παρατήρησε δηλαδή πρώτος. Στους ειδικούς καταλόγους αναφέρεται με βάση το έτος ανακαλύψεώς του και ένα μικρό λατινικό γράμμα που δηλώνει τη σειρά ανακαλύψεως μέσα στο έτος. Έτσι λέμε π.χ. ο κομήτης Bennet, ο κομήτης Ikeya-Seki ή ο κομήτης 1970a, ο κομήτης 1970b, κ.ο.κ. Μετά τον υπολογισμό όμως της τροχιάς τους, αντί των γραμμάτων a,b,..., χρησιμοποιούνται οι λατινικοί αριθμοί I, II,..., που δηλώνουν τώρα τη σειρά διαβάσεώς τους από το περιήλιο της τροχιάς τους (π.χ. 1970 I, 1970 II, ...).

Ανάλογα με τη μορφή της τροχιάς τους, οι κομήτες διακρίνονται σε δύο κατηγορίες: στους **μακροπερίοδους** και στους **βραχυπερίοδους**. Οι μακροπερίοδοι, που αποτελούν και τη μεγάλη πλειοψηφία (~84%), έχουν τροχιές σχεδόν παραβολικές ($0.96<e<1.004$) και είναι μη περιοδικοί, πράγμα που σημαίνει πως δεν ξέρουμε αν και πότε θα επανέλθουν. Η περίοδος περιφοράς τους μπορεί να είναι μεταξύ 10^3 και 10^7 έτη. Οι βραχυπερίοδοι από το άλλο μέρος που είναι και οι λιγότεροι (~16%), έχουν ελλειπτικές τροχιές ($e<0.96$) και είναι περιοδικοί, με περίοδο περιφοράς μεταξύ 2 και 2000 έτη. Ο πιο ονομαστός από αυτούς είναι ο κομήτης του Halley ο οποίος από το 293 π.Χ. έχει εμφανιστεί 30 φορές και έχει περίοδο 76 έτη.

Σε μερικές περιπτώσεις οι παρέλξεις των πλανητών μεταβάλλουν τις τροχιές των κομητών σε υπερβολικές, με αποτέλεσμα αυτοί να διαφεύγουν από το ηλιακό

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σύστημα. Σε άλλες περιπτώσεις τις μεταβάλλουν σε μικρές ελλείψεις, όπως συνέβη με τον Δία (σχ. 4.3) που τράβηξε μία ομάδα από 45 περίπου κομήτες, οι οποίοι τώρα περιφέρονται γύρω από τον Ήλιο με αφήλια κοντά στην τροχιά του Δία και αποτελούν την **οικογένεια** του Δία. Ανάλογες οικογένειες έχουν ο Κρόνος, ο Ουρανός και ο Ποσειδώνας.



Σχήμα 4.3: Μεταβολή της τροχιάς κομήτη από τον Δία (Δ)

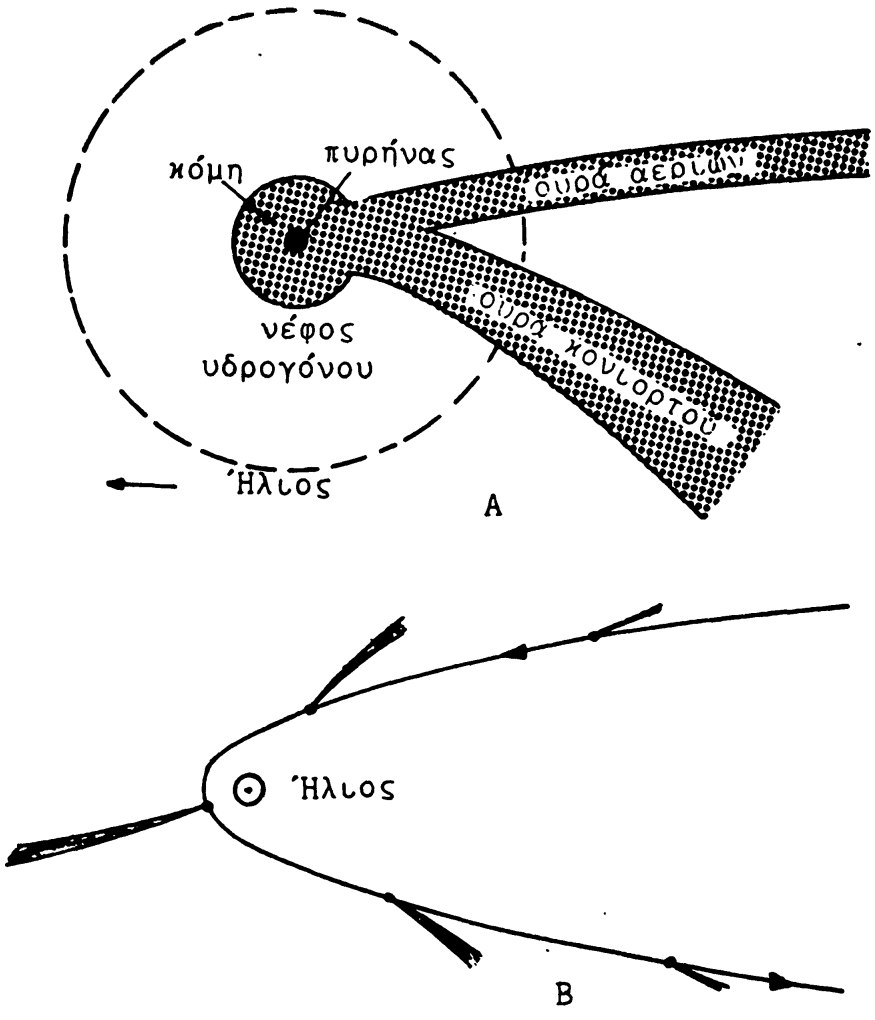
Η μορφή ενός κομήτη εξαρτάται από την απόστασή του. Εφόσον βρίσκεται μακρυά ακόμα, βλέπουμε μόνο τον **πυρήνα** του, που μοιάζει με αστέρα καθώς φωτίζεται από το ηλιακό φως, και έχει μέγεθος 1-100 km. Ο πυρήνας αποτελείται από στερεά σωματίδια διαφόρων μεγεθών και ενώσεις των στοιχείων H, C, N, O, (H_20, CO_2, CH_4, NH_3) παγωμένα όλα μαζί και μοιάζει έτσι σαν ένα "λερωμένο παγόβουνο" όπως λέει χαρακτηριστικά ο Whipple.

Σε απόσταση λίγων a.u. από τον Ήλιο, λόγω μεγαλύτερης θερμοκρασίας, οι πάγοι αρχίζουν να εξαχνώνονται στην επιφάνεια του πυρήνα, δημιουργώντας γύρω του μία αραιή άλω (σαν στέμμα), που ονομάζεται κόμη (σχ. 4.4Α) και έχει μέγεθος της τάξεως των 10^5 km. Η κόμη μαζί με τον πυρήνα αποτελούν την **κεφαλή** του κομήτη. Η φασματοσκοπική μελέτη δείχνει πως η κόμη περιέχει μόρια, ρίζες και ιόντα, όπως CH, NH, OH, CH_2, NH_2, CN, C_2, C_3, OH^+, CH^+, ενώ σε μερικές περιπτώσεις παρατηρούνται γραμμές εκπομπής των ατόμων Na, Fe, Ni, O,..

Όταν ο κομήτης έλθει ακόμα πιο κοντά στον Ήλιο, οπότε ειναι ορατός κατά το λυκαυγές ή το λυκόφως, εμφανίζεται η ουρά του, που έχει μήκος 1 a.u. περίπου και κατευθύνεται πάντα αντίθετα από τον Ήλιο (σχ. 4.4Β). Η ουρά οφείλεται στην απώθηση υλικού του κομήτη από τον Ήλιο με ταχύτητες 100-300 km/s, ο δε

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σχηματισμός της αρχίζει όταν ο κομήτης βρίσκεται περίπου στην απόσταση του Άρη. Ανάλογα με τη φύση του υλικού, διακρίνονται δύο τύποι ουράς που συνυπάρχουν. Στον πρώτο τύπο (I), η ουρά έχει καμπύλο σχήμα και αποτελείται από κονιορτό, δηλαδή από στερεά σωματίδια που αποσπώνται από τον πυρήνα για ν' ακολουθήσουν τροχιές γύρω από τον Ήλιο. Στο δεύτερο τύπο (II), η ουρά είναι ευθύγραμμη και αποτελείται από αέριο μορίων, ριζών και ιόντων που απωθούνται από την πίεση της ηλιακής ακτινοβολίας και τον ηλιακό άνεμο.

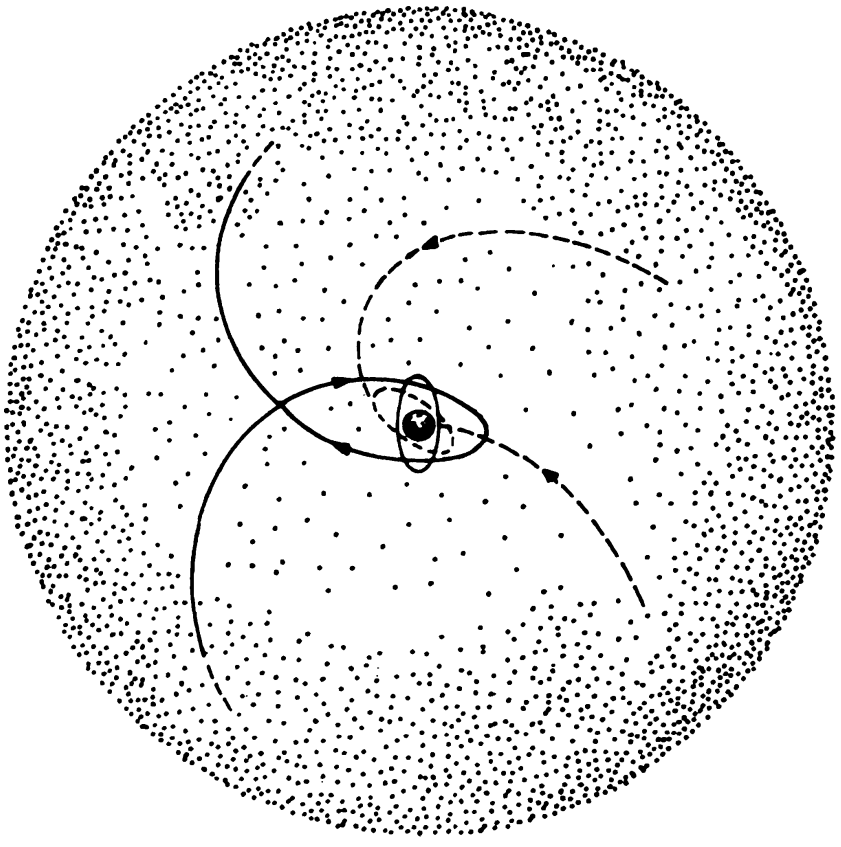


Σχήμα 4.4: Α) Γενική όψη κομήτη, Β) Η ουρά κατευθύνεται πάντα αντίθετα προς τον Ήλιο

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Με τις επανειλημμένες διαβάσεις του από το περιήλιο, ένας κομήτης χάνει συνέχεια υλικό, με αποτέλεσμα να φθίνει. Σε μερικές περιπτώσεις παρατηρήθηκε ότι αποσυντίθεται εντελώς.

Σχετικά με την προέλευση των κομητών, η επικρατέστερη θεωρία είναι του Oort. Σύμφωνα με αυτή, οι πυρήνες των κομητών σχηματίσθηκαν με το ηλιακό σύστημα εδώ και πέντε δισεκατομμύρια περίπου χρόνια. Για την ερμηνεία της εμφανίσεώς τους ο Oort δέχεται πως υπάρχει ένα σφαιρικό νέφος κομητών (σχ. 4.5) σε απόσταση $3 \cdot 10^4$-10^5 a.u. από τον Ήλιο, όπου βρίσκονται 10^{11} περίπου πυρήνες, απο τους οποίους μερικοί, κατά καιρούς, λόγω παρέλξεων κοντινών αστέρων και των πλανητών μπαίνουν στο πεδίο έλξεως του Ηλίου.



Σχήμα 4.5: Νέφος κομητών γύρω από το ηλιακό σύστημα σύμφωνα με τη θεωρία του Oort

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.4. Μετέωρα και μετεωρίτες

Τα μετέωρα και οι μετεωρίτες ονομάζονται με μία λέξη **μετεωροειδή** και είναι στερεά σώματα του ηλιακού μας συστήματος κινούμενα σε τροχιές που έχουν όλες τις δυνατές κλίσεις. Τα μεγαλύτερα από αυτά προέρχονται κατά πάσα πιθανότητα από συγκρούσεις αστεροειδών, ενώ τα μικρότερα, όπως άλλωστε και ο μεσοπλανητικός κονιορτός που θα δούμε πιο κάτω, προέρχονται από την αποσύνθεση κομητών. Η προέλευση της συστάσεώς τους ωστόσο αποτελεί μυστήριο.

Όταν ένας μετεωροειδής κατά την κίνησή του συναντήσει τη Γη και μπεί στην ατμόσφαιρά της, διαπυρώνεται λόγω τριβής και εξαερώνεται, προκαλώντας ταυτόχρονα διέγερση και ιονισμό του γύρω αέρα, που φωτοβολεί, με αποτέλεσμα να αφήνει ο μετεωροειδής πάνω στον ουρανό ένα φωτεινό ίχνος. Στην περίπτωση αυτή έχουμε ένα **μετέωρο**. Αν η μάζα του όμως είναι αρκετά μεγάλη, ώστε να μην εξαερωθεί εντελώς και να φτάσει στη Γη, έχουμε ένα **μετεωρίτη**.

Τα μετεωροειδή μπαίνουν στην ατμόσφαιρα της Γης με ταχύτητες μεταξύ 12 και 72 km/s και αυτό οφείλεται στο ότι η ταχύτητα διαφυγής του Ηλίου στην απόσταση της Γης είναι 42 km/s, η δε τροχιακή ταχύτητα της Γης 30 km/s.

4.4.1. Μετέωρα

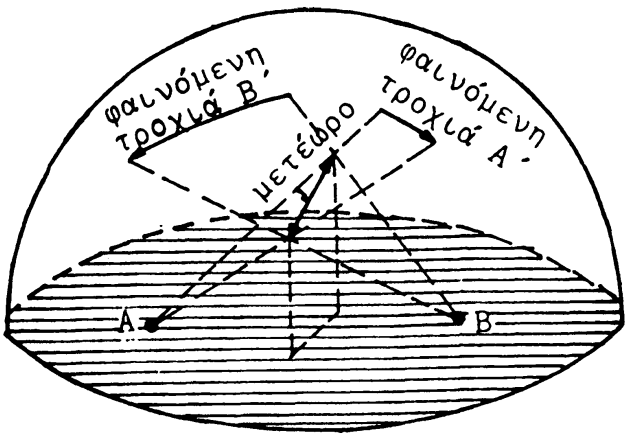
Τα μετέωρα ανάλογα με τη μάζα τους και τη λαμπρότητά τους διακρίνονται: α) στους **διάττοντες αστέρες**, που έχουν μικρή μάζα και λαμπρότητα και β) στις **βολίδες**, που είναι πιο λαμπρά και πιο εντυπωσιακά φαινόμενα, δίνουν δε πολλές φορές και σκιά.

Η φωτοβολία των μετεώρων αρχίζει σε ύψος 100-120 km περίπου και σταματάει σε 90-20 km ανάλογα με το μέγεθος του μετεώρου, το δε φάσμα τους περιέχει τις χαρακτηριστικές ταινίες ιονισμένων μορίων του αέρα καθώς και συνηθισμένων στοιχείων (H, N, O, Mg, Ca και Fe).

Οι παρατηρήσεις των μετεώρων γίνονται με ειδικές φωτογραφικές μηχανές καθώς και με ραντάρ, καθόσον τα ιονισμένα ίχνη τους ανακλούν τα μικροκύματα. Αυτό σημαίνει ότι είναι δυνατό να γίνουν παρατηρήσεις ακόμα και την ημέρα. Ο

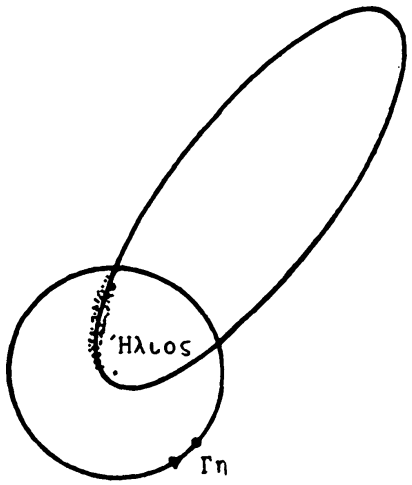


υπολογισμός του ύψους και της τροχιάς τους γίνεται εύκολα με τριγωνομετρικές μεθόδους, αφού γίνουν ταυτόχρονες παρατηρήσεις από δύο σταθμούς που απέχουν μεταξύ τους μερικές δεκάδες χιλιόμετρα (σχ. 4.6).



Σχήμα 4.6

Τα αποτελέσματα των παρατηρήσεων δείχνουν εξάλλου ότι υπάρχουν δύο τύποι μετεώρων: α) τα **σποραδικά** μετέωρα, που εμφανίζονται τυχαία και έρχονται από τυχαία διεύθυνση και β) οι **βροχές μετεώρων ή βροχές διαττόντων**, όπως είναι πιο γνωστές, κατά τις οποίες τα μετέωρα έρχονται από την ίδια διεύθυνση ξεκινώντας προφανώς από την ίδια περιοχή (**ακτινοβόλο σημείο**) και προέρχονται από ένα **μετεωρικό ρεύμα** που σχηματίσθηκε από την



Σχήμα 4.7: Μετεωρικό ρεύμα γύρω από τον Ήλιο, προερχόμενο από την αποσύνθεση κομήτη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αποσύνθεση κομήτη και περιφέρεται γύρω από τον Ήλιο (σχ. 4.7). Οι βροχές μετεώρων χαρακτηρίζονται με το όνομα του αστερισμού στον οποίο βρίσκεται το ακτινοβόλο σημείο τους. Έτσι λέμε π.χ. Περσείδες, Ωριωνίδες, Λεωνίδες κλπ.

4.4.2. Μετεωρίτες

Καθώς αναφέρθηκε, όταν η μάζα ενός μετεωροειδούς είναι μεγάλη, η θερμότητα δεν εισχωρεί αρκετά γρήγορα στο εσωτερικό του, με αποτέλεσμα να μένει ένα τμήμα του, που πέφτει στη Γη ως μετεωρίτης. Στην περίπτωση που ο μετεωρίτης είναι μεγάλος, δημιουργεί κρατήρα σαν αυτούς της Σελήνης. Ο πιο ονομαστός είναι ο μετεωρικός κρατήρας της Αριζόνας, που υπολογίζεται πως έγινε εδώ και 20000 χρόνια περίπου. Αυτός έχει διάμετρο 1200 m, βάθος 175 m και περιβάλλεται από τείχος ύψους 40 m. Η μάζα του μετεωρίτη πρέπει να ήταν 60000 tn περίπου, η δε κινητική του ενέργεια ίση με την ενέργεια υδρογονοβόμβας 30 μεγατόννων. Υπάρχουν όμως και πολύ μεγαλύτεροι κρατήρες όπως του Τράνσβααλ, που έχει διάμετρο 200 km.

Οι μετεωρίτες με μάζα μεγαλύτερη από 100 τόννους πρέπει να εξαερώνονται κατά την πρόσκρουση, με αποτέλεσμα να παραμένει ένα μικρό μέρος του μετεωρικού υλικού. Οι μικρότεροι δεν εξαερώνονται, οι δε πολύ μικροί, που καλούνται μικρομετεωρίτες και έχουν μέγεθος 0.5-200 μ, απλώς προσγειώνονται στην επιφάνεια της Γης.

Μέχρι σήμερα, ο σχετικός κατάλογος των μετεωριτών περιλαμβάνει 1800 περίπου αντικείμενα, από τα οποία τα μισά περίπου παρατηρήθηκαν να πέφτουν, ενώ τα άλλα μισά ανευρέθηκαν. Ο αριθμός όμως των μετεωροειδών γενικά, με μέγεθος μικρότερο του $5^{ου}$, που παρατηρούνται κάθε μέρα στον ουρανό υπολογίζεται σε 10^8, η δε μάζα που αποθέτουν πάνω στη Γη, αν και είναι δύσκολο να υπολογιστεί με ακρίβεια, πρέπει να είναι κατά διάφορους εκτιμητές μεταξύ 20 και 6500 tn.

Σχετικά με τη χημική τους σύσταση είναι τριών τύπων. Το 93% περίπου είναι λίθοι όμοιοι με της Γης, το 6% είναι από Fe με πολύ μικρό ποσοστό Ni, οι δε υπόλοιποι είναι κατά τα 60% από Fe και κατά το υπόλοιπο από λίθο. Σε τι οφείλονται οι διαφορές αυτές των τριών τύπων δεν είναι γνωστό. Φαίνεται πάντως πως οι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μετεωρίτες έχουν μία πολύπλοκη θερμική και χημική ιστορία κατά τη διάρκεια της άγνωστης ζωής τους, που σε μερικές περιπτώσεις βρέθηκε ότι ξεκίνησε εδώ και $4.5 \cdot 10^9$ έτη.

4.5. Μεσοπλανητική ύλη

Τα διαστημόπλοια Mariner, καθώς και παλαιότερες παρατηρήσεις από δορυφόρους και από το έδαφος, έδειξαν πως η Γη καθώς και ο Άρης περιβάλλονται από νέφη κονιορτού. Κατά πάσα πιθανότητα όμως αυτό συμβαίνει και με τους άλλους πλανήτες και οφείλεται στο ότι και τα σωματίδια του κονιορτού έλκονται από τους πλανήτες. Οι κόκκοι στα νέφη αυτά έχουν μέγεθος 1-100 μ, φαίνεται δε ότι προέρχονται από τις ουρές των κομητών. Η συγκέντρωσή τους εξάλλου είναι μεγαλύτερη στο επίπεδο της εκλειπτικής, ενώ η μέση πυκνότητά τους είναι 10^{-19}-10^{-25} $gr \cdot cm^{-3}$.

Στην παρουσία του κονιορτού οφείλεται το καλούμενο **ζωδιακό φως**, ίσως δε και το **αντιζωδιακό φως**. Το ζωδιακό φως είναι μία φωτεινή ζώνη, πιο αμυδρή από τη γαλαξιακή, σχήματος κώνου, που παρατηρείται στην περιοχή του ζωδιακού κύκλου μετά τη δύση ή πριν από την ανατολή του Ηλίου. Η κορυφή του φωτεινού κώνου, που βρίσκεται πάνω στην εκλειπτική, έχει αποχή 90^o-100^o, η δε βάση του, της οποίας το κέντρο βρίσκεται στο σημείο που έδυσε ή ανέτειλε ο Ήλιος, έχει έκταση 20^o-30^o. Γενικά ο κώνος είναι συμμετρικός ως προς την εκλειπτική.

Το ζωδιακό φως οφείλεται σε διάχυση του ηλιακού φωτός από το μεσοπλανητικό κονιορτό, που έχει καθώς είδαμε μεγάλη συγκέντρωση στην εκλειπτική, θεωρείται δε σαν επέκταση του F-στέμματος του Ηλίου.

Στο εκ διαμέτρου αντίθετο σημείο της εκλειπτικής, σε γωνιώδη δηλαδή απόσταση 180^o από τον Ήλιο, παρατηρείται μία φωτεινή περιοχή εκτάσεως 40^o περίπου, πιο αμυδρή από το ζωδιακό φως, που είναι όμως και αυτή ορατή με γυμνό μάτι. Πρόκειται για το αντιζωδιακό φως, που οφείλεται μάλλον και αυτό σε διάχυση του ηλιακού φωτός από τον κονιορτό. Αποτελεί με άλλα λόγια μία επέκταση του ζωδιακού φωτός. Υπάρχουν ωστόσο και άλλες εκδοχές για την παρουσία του, όπως



π.χ. ότι οφείλεται στην ύπαρξη μιας ουράς από αέριο και κονιορτό που σχηματίζεται πίσω από τη Γη από την πίεση της ακτινοβολίας και τον ηλιακό άνεμο.

Ενώ από το ένα μέρος ο μεσοπλανητικός κονιορτός αυξάνει συνέχεια από την αποσύνθεση κομητών και πιθανώς αστεροειδών, από το άλλο μέρος υπάρχει σημαντική απώλειά του, της τάξεως του 1 tn/sec, επειδή διαφεύγει συνέχεια από το πλανητικό μας σύστημα. Η διαφυγή του οφείλεται τόσο στην πίεση της ακτινοβολίας όσο και στο **φαινόμενο Poynting Robertson**, κατά το οποίο οι κόκκοι του κονιορτού πλησιάζουν προς τον Ήλιο ακολουθώντας σπειροειδείς τροχιές.

Εκτός από τον κονιορτό, στο μεσοπλανητικό χώρο υπάρχει μεσοπλανητικό αέριο κυρίως από πρωτόνια και ηλεκτρόνια, που δεν είναι παρά ηλιακό πλάσμα που διαφεύγει από τον Ήλιο λόγω της διαστολής του ηλιακού στέμματος και που επιταχύνεται σε υπερηχητικές ταχύτητες (ηλιακός άνεμος).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Εκλείψεις

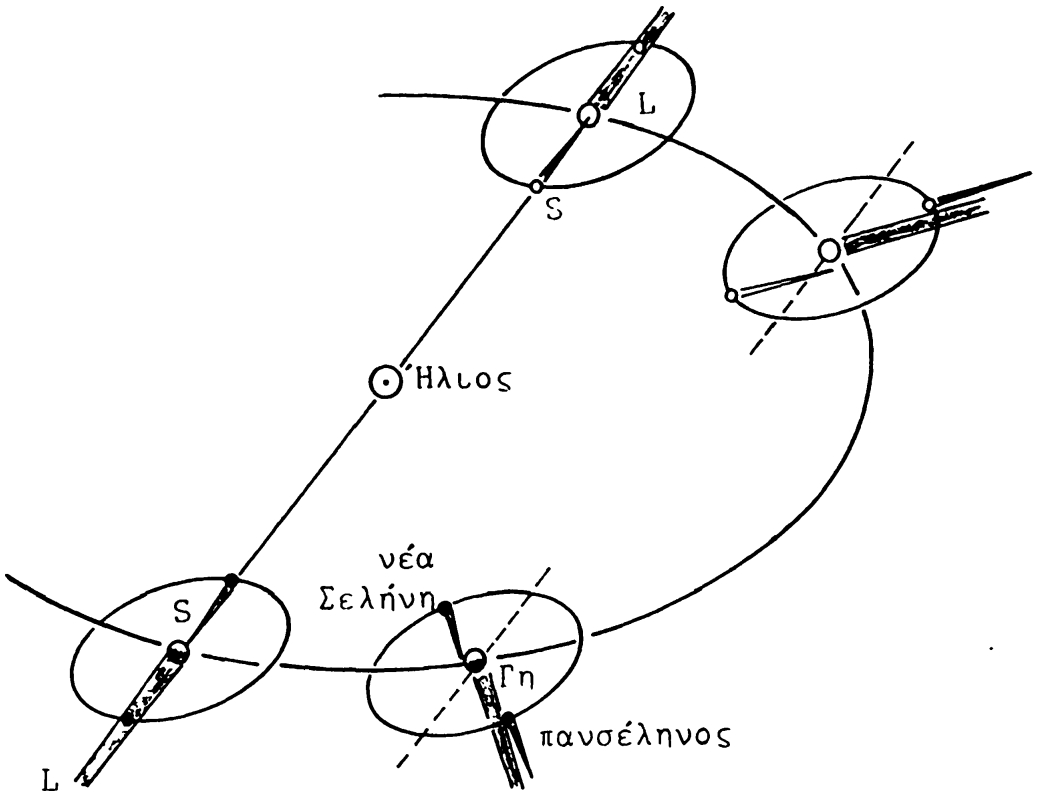
Στα φαινόμενα των εκλείψεων γενικά έχουμε παρεμβολή ενός ουράνιου σώματος ανάμεσα σε δύο άλλα. Στην περίπτωση των τριών σωμάτων Ηλίου-Γης-Σελήνης, για να έχουμε έκλειψη πρέπει και τα τρία να βρίσκονται κατά προσέγγιση σε ευθεία γραμμή και για να συμβαίνει αυτό πρέπει η γραμμή των συνδέσμων της σεληνιακής τροχιάς, η τομή της δηλαδή με την εκλειπτική, να συναντάει τον Ήλιο (σχ. 5.1). Κι όταν μεν παρεμβάλλεται η Γη ανάμεσα στη Σελήνη και στον Ήλιο έχουμε **έκλειψη Σελήνης**, όταν δε παρεμβάλλεται η Σελήνη ανάμεσα στη Γη και στον Ήλιο έχουμε **έκλειψη Ηλίου**.

Στην περίπτωση σεληνιακής εκλείψεως, αν μεν η Σελήνη μπαίνει στον κώνο σκιάς της Γης ολόκληρη, έχουμε **ολική έκλειψη**, αν δε μπαίνει εν μέρει μόνο, έχουμε **μερική έκλειψη**. Και στις δύο περιπτώσεις η έκλειψη είναι προφανώς ίδια για ολόκληρη τη Γη, την ημέρα δε εκείνη έχουμε πανσέληνο. Από τα γεωμετρικά στοιχεία των δύο σωμάτων και τις αποστάσεις τους υπολογίζεται εύκολα τόσο η ολική διάρκεια της εκλείψεως όσο και η διάρκεια της ολικής φάσεως. Έτσι βρίσκεται ότι η μέγιστη διάρκεια ανέρχεται σε $3^h.8$, της δε ολικής φάσεως σε $1^h.7$.

Στην περίπτωση ηλιακής εκλείψεως, που συμβαίνει προφανώς όταν έχουμε νέα Σελήνη, η έκλειψη δεν είναι ορατή από όλα τα σημεία της Γης, αλλά μόνο από τους τόπους που βρίσκονται μέσα σε μία ζώνη, πλάτους το πολύ 300 km, την οποία σαρώνει ο κώνος σκιάς της Σελήνης με ταχύτητα 0.5-1 km/s. Μέσα στη ζώνη αυτή η έκλειψη θα είναι είτε **ολική** είτε **δακτυλιοειδής**, ανάλογα με την απόσταση της Σελήνης από τη Γη, η οποία καθορίζει το αν θα τέμνεται από την επιφάνεια της Γης η κορυφή του κώνου ή η προέκτασή του (σχ. 5.2). Στους τόπους τους γειτονικούς

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

της ζώνης αυτής - κεντρικής ζώνης - που θα σαρώνονται από την παρασκιά της Σελήνης, η έκλειψη θα είναι **μερική**, στους δε υπόλοιπους αόρατη.

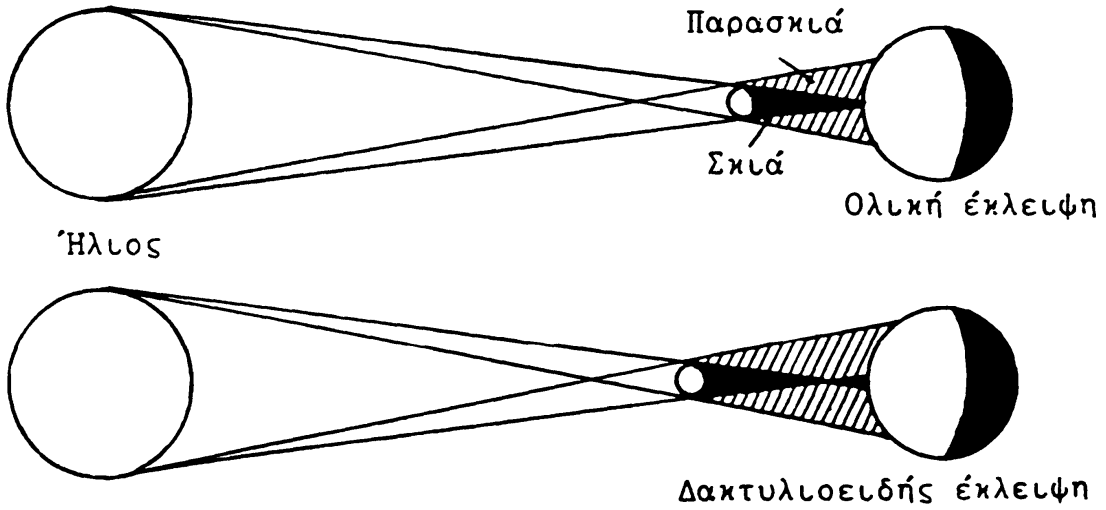


Σχήμα 5.1: Αρχή των εκλείψεων. Για να έχουμε έκλειψη πρέπει η γραμμή των αψίδων (διακεκομμένη) να διευθύνεται προς τον Ήλιο. L=σεληνιακή έκλειψη. S=ηλιακή έκλειψη

Σε μία ολική έκλειψη, ο ηλιακός δίσκος καλύπτεται εντελώς από το σεληνιακό για 1^m-7^m περίπου. Κατά τη διάρκεια αυτή έχουμε καθώς λέμε, την **ολική φάση** της εκλείψεως που συνοδεύεται από διάφορα εντυπωσιακά φαινόμενα, όπως είναι η εμφάνιση του ηλιακού στέμματος, η εμφάνιση των αστέρων στον ουρανό κ.ά. Στη δακτυλιοειδή έκλειψη, ο σεληνιακός δίσκος δεν καλύπτει εντελώς τον ηλιακό, από τον οποίο παραμένει περιφερειακά ένας φωτεινός δακτύλιος. Οι ολικές ηλιακές εκλείψεις είναι φαινόμενα εξαιρετικά ενδιαφέροντα, γιατί κατ' αυτές μπορούμε να μελετήσουμε τις εξωτερικές στιβάδες του Ηλίου και ιδιαίτερα το στέμμα. Γι' αυτό ακριβώς το λόγο οργανώνονται σε κάθε τέτοια έκλειψη ειδικές αποστολές, που με κατάλληλο

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

εξοπλισμό παίρνουν θέση στην κεντρική ζώνη της εκλείψεως για την εκτέλεση ειδικών παρατηρήσεων, η περιγραφή των οποίων ξεφεύγει από το σκοπό του βιβλίου.

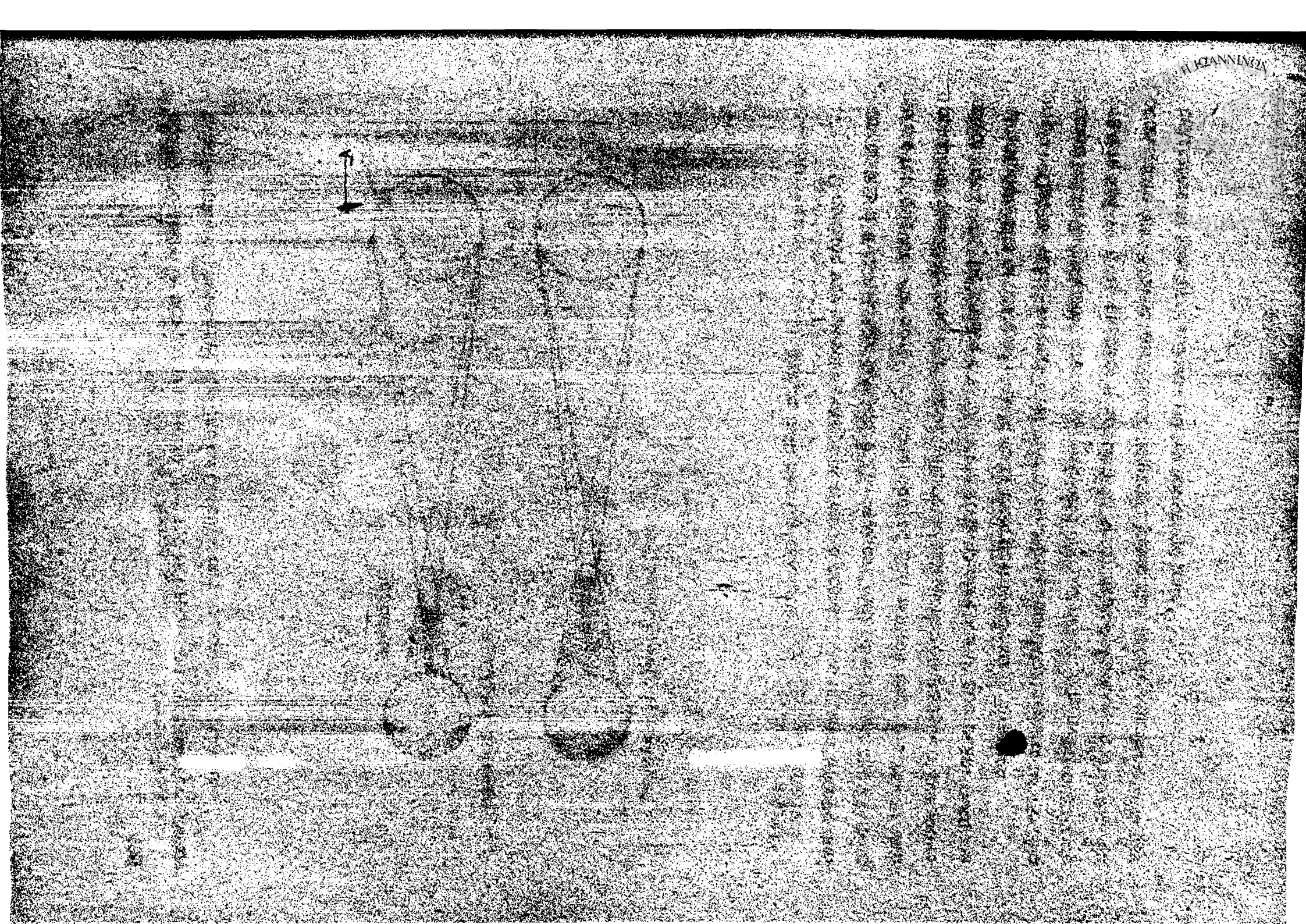


Σχήμα 5.2: Ηλιακές εκλείψεις

Ο αριθμός των ηλιακών εκλείψεων είναι 1.5 περίπου φορές μεγαλύτερος από τον αριθμό των σεληνιακών. Ωστόσο, σ' ένα ορισμένο τόπο, οι εκλείψεις της Σελήνης είναι πιο συχνές, και αυτό γιατί είναι ορατές από παντού ενώ του Ηλίου από ορισμένους μόνο τόπους. Ο μέγιστος αριθμός εκλείψεων που συμβαίνουν σ' ένα χρόνο είναι επτά, από τις οποίες είτε οι πέντε είναι ηλιακές και οι δύο σεληνιακές και αντίστροφα, είτε οι τέσσερις ηλιακές και οι τρεις σεληνιακές και αντίστροφα.

Πρέπει τέλος να σημειωθεί πως οι εκλείψεις επαναλαμβάνονται με την ίδια σειρά και τα ίδια περίπου χαρακτηριστικά κάθε 6585.32 μέρες, που αντιστοιχούν σε 18 έτη και 10 ή 11 ημέρες, η χρονική δε αυτή περίοδος καλείται **Σάρος**. Το φαινόμενο αυτό ήταν γνωστό στους αρχαίους λαούς πριν ακόμα γνωσθεί η αιτία των εκλείψεων και χρησίμευε πιθανόν για την πρόγνωσή τους.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

Προέλευση του ηλιακού συστήματος

Για την προέλευση του ηλιακού μας συστήματος δεν υπάρχει γενικά αποδεκτή θεωρία, και αυτό γιατί καμιά δεν δίνει απαντήσεις σε όλα τα προβλήματα που θέτουν οι παρατηρήσεις των χαρακτηριστικών τους.

Τα πιο σπουδαία από τα χαρακτηριστικά που πρέπει να εξηγούνται από μία θεωρία για τη δημιουργία και την εξέλιξη του ηλιακού μας συστήματος είναι τα εξής:

1) Το ότι οι τροχιές των πλανητών α) κείνται σχεδόν στο ίδιο επίπεδο, β) είναι περίπου κυκλικές, γ) κείνται σχεδόν στο ίδιο επίπεδο με τον ισημερινό του Ηλίου.

2) Το ότι οι πλανήτες εκτός δύο περιπτώσεων έχουν την ίδια φορά περιστροφής και περιφοράς.

3) Ο νόμος των αποστάσεων των πλανητών (Titius-Bode)

4) Το ότι οι δορυφόροι σε κάθε πλανήτη συμπεριφέρονται γενικά όπως οι πλανήτες, ακολουθώντας τους ίδιους βασικούς νόμους.

5) Η κατανομή της στροφορμής, της οποίας το 97% περίπου ανήκει στους πλανήτες.

6) Η διαφορά των φυσικών χαρακτηριστικών, όπως της μάζας, πυκνότητας, χημικής συστάσεως, περιστροφής και του αριθμού δορυφόρων στους γήινους και δίιους πλανήτες.

7) Η ύπαρξη της ζώνης των αστεροειδών, των κομητών και των μετεωροειδών, καθώς και η χημική τους σύσταση.

Έτσι εκτός από το βασικό ερώτημα πως και γιατί δημιουργήθηκε το ηλιακό σύστημα, πρέπει να εξηγήσουμε όλα τα παραπάνω χαρακτηριστικά του.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η πρώτη πραγματικά επιστημονική θεωρία για την προέλευση του ηλιακού συστήματος οφείλεται στον Descartes (1644), ο οποίος υπόθεσε πως όλο το διάστημα είναι γεμάτο από ύλη και αιθέρα που κινούνται σε στροβίλους, και ότι η ύλη συσσωρεύτηκε στις παρυφές των στροβίλων με αποτέλεσμα τη δημιουργία του Ηλίου και των πλανητών.

Όλες οι θεωρίες που αναπτύχθηκαν από τότε, μπορούν να ταξινομηθούν σε τρεις γενικές κατηγορίες: Στην πρώτη περιλαμβάνονται εκείνες που προβλέπουν έναν κανονικό αστέρα, τον Ήλιο, από τον οποίο εκπηγάζει ή αποσπάται, λόγω της κοντινής διελεύσεως ενός αστέρα, το πλανητικό υλικό. Στη δεύτερη περιλαμβάνονται οι θεωρίες που προβλέπουν πάλι έναν Ήλιο, ο οποίος σχηματίζει πλανήτες έλκοντας μεσοαστρική ύλη. Στην τρίτη τέλος κατηγορία περιλαμβάνονται εκείνες οι θεωρίες στις οποίες ο Ήλιος και οι πλανήτες σχηματίζονται περίπου ταυτόχρονα από μεσοαστρική ύλη.

Από όλες τις θεωρίες που παρουσιάστηκαν κατά καιρούς, μόνο εκείνες της τελευταίας κατηγορίας συζητούνται σήμερα, που ξεκίνησαν από τους Kant (1755) και Laplace (1796). Κατ' αυτούς, το ηλιακό σύστημα προήλθε από ένα μεγάλο νέφος αερίου και κονιορτού που υπέστη βαρυτική συστολή, σχηματίζοντας λόγω της αρχικής του μικρής περιστροφής ένα δίσκο, από τον οποίο προήλθαν με συμπυκνώσεις ο Ήλιος και οι πλανήτες.

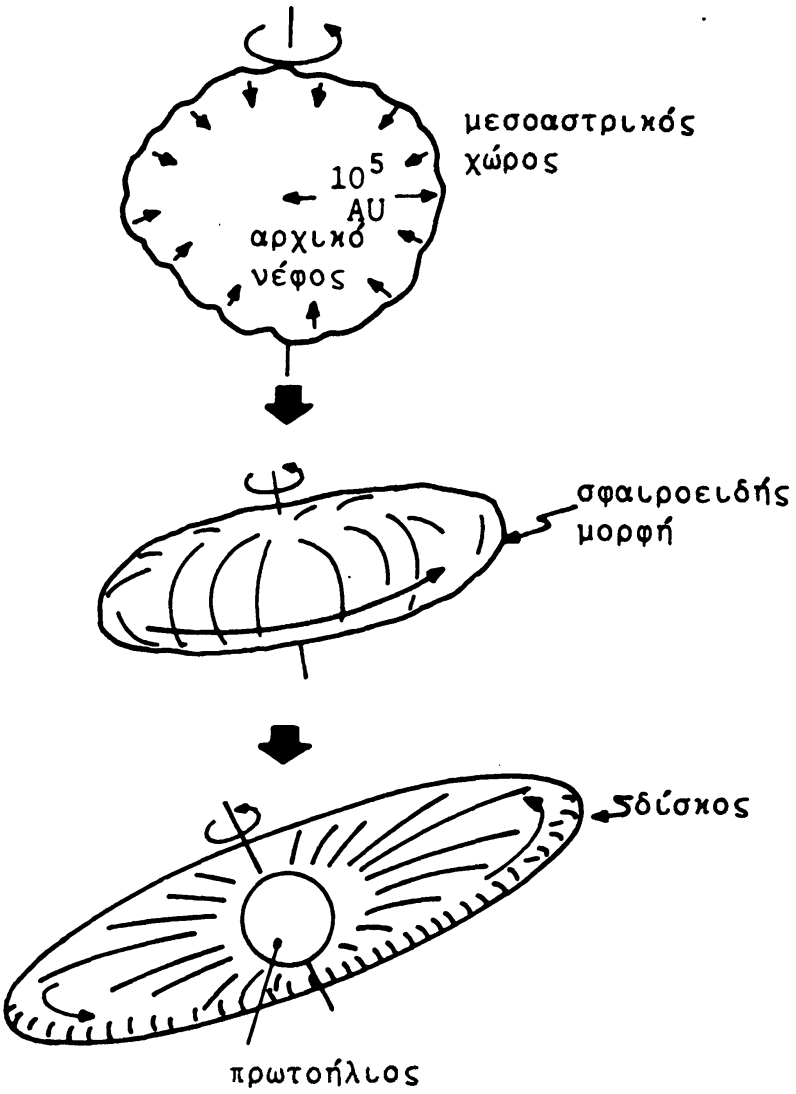
Σαν πιο πετυχημένες όμως από τις θεωρίες της κατηγορίας αυτής, που ονομάζονται συλλογικά λόγω της βασικής τους υποθέσεως **νεφελικές**, θεωρούνται σήμερα οι θεωρίες των Hoyle (1955-1960) και McRea (1957-1960).

Αντί της λεπτομερειακής παρουσιάσεως αυτών, είναι σκόπιμο, αφού άλλωστε καμία δεν είναι απόλυτα ικανοποιητική, να δοθεί μία συνθετική εικόνα που προκύπτει με βάση τα πιο ενδιαφέροντα μέρη των διαφόρων νεφελικών θεωριών και που οφείλεται στους Smith και Jacobs.

Στην αρχή λοιπόν έχουμε ένα ανομοιογενές νέφος μεσοαστρικού αερίου και κονιορτού με μάζα κάπως μεγαλύτερη από την ηλιακή και ακτίνα ίση περίπου με ένα parsec $\sim 2 \cdot 10^5$ a.u. Το αέριο αποτελείται κατά 75% περίπου από υδρογόνο, κατά 25% περίπου από ήλιο και κατά ένα πολύ μικρό ποσοστό από βαρύτερα στοιχεία. Το

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

νέφος, που έχει λόγω στροβιλισμού (τυρβωδών κινήσεων) μικρή περιστροφή και στροφορμή, αρχίζει να συστέλλεται λόγω βαρύτητας. Ίσως σ' αυτή την αρχική φάση, αέριο και κονιορτός συσσωματώνονται για νά σχηματίσουν τους πυρήνες των κομητών στις παρυφές του νέφους.



Σχήμα 6.1: Φάσεις δημιουργίας του ηλιακού συστήματος

Καθώς προχωρεί η συστολή, το νέφος παίρνει λόγω της περιστροφής του πεπλατυσμένη σφαιροειδή μορφή (σχ. 6.1), ενώ ο ρυθμός περιστροφής αυξάνει σύμφωνα με την αρχή της διατηρήσεως της στροφορμής. Η πυκνότητα εξάλλου στο κέντρο του νέφους αυξάνει με γρήγορο ρυθμό οδηγώντας σε ένα εξόγκωμα μεγάλης μάζας, τον **πρωτοήλιο**. Η βαρυτική συστολή όμως μετατρέπει τη δυναμική ενέργεια

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

βαρύτητας σε θερμότητα, που ακτινοβολείται στο μεσοαστρικό χώρο. Από το άλλο μέρος, καθώς αυξάνει η πυκνότητα του νέφους, τα σωματίδια του κονιορτού συσσωματώνονται σε μεγαλύτερα σώματα, τα οποία δεσμεύουν H_20, CO_2, NH_3 και CH_4 με μορφή πάγου. Τα σωματίδια που είναι όμως πιο κοντά στον πρωτοήλιο, του οποίου η θερμοκρασία ανεβαίνει γρήγορα, χάνουν τα πτητικά τους συστατικά ενώ εκείνα που είναι πιο μακριά προστατεύονται από το παρεμβαλλόμενο ανάμεσα σ' αυτά και στον πρωτοήλιο νέφος. Έτσι αρχίζει η διαφοροποίηση των δύο ομάδων πλανητών. Γρήγορα σχηματίζονται πλέον, κατά δισεκατομμύρια, πλανητίσκοι μεγέθους αστεροειδούς, ενώ οι μεγαλύτεροι από αυτούς αυξάνουν γρήγορα σε μέγεθος έλκοντας τους γειτονικούς τους, λόγω μεγαλύτερης μάζας, και σαρώνοντας τις περιοχές των τροχιών τους, με αποτέλεσμα να πάρουν τη μορφή **πρωτοπλανητών**. Μικρότεροι εξάλλου πλανητίσκοι μπαίνουν σε δορυφορικές τροχιές γύρω από τους πρωτοπλανήτες, ενώ κατά μία εκδοχή άλλοι αποκλίνουν λόγω παρέλξεων προς την περιοχή γύρω από το σύστημα, όπου θα αποτελέσουν τους πυρήνες των κομητών.

Στη φάση αυτή όλοι οι πρωτοπλανήτες έχουν αποκτήσει με την έλξη τους τεράστιες ατμόσφαιρες. Πιθανόν οι δυνάμεις τριβής από τον πρωτοήλιο πάνω στις ατμόσφαιρες των γήινων πρωτοπλανητών να προκαλούν την επιβράδυνσή τους. Εξάλλου οι παρέλξεις του Δία είναι δυνατό να εμποδίζουν το σχηματισμό πλανήτη στην περιοχή της ζώνης των αστεροειδών, αλλα είναι πιο πιθανό να παραμένουν εκεί μερικοί πλανητίσκοι, οι οποίοι αλληλοσυγκρουόμενοι θα σχηματίσουν τη ζώνη των αστεροειδών. Στο μεταξύ, η ελευθέρωση ενέργειας από τον πρωτοήλιο, που δεν έχει αρχίσει ακόμα τις πυρηνικές αντιδράσεις, έχει ξεπεράσει κατά 10^4 φορές τη σημερινή, με αποτέλεσμα η ακτινοβολία του ν' απωθεί τις ατμόσφαιρες των γήινων πρωτοπλανητών, ιονίζοντας τα απομένοντα αέρια του νεφελώματος, που λόγω μαγνητικής συζεύξεως με τον Ήλιο μεταφέρουν τη στροφορμή μακρυά του.

Με τη διαμόρφωση του ηλιακού συστήματος, ο πρωτοήλιος συστέλλεται μέχρις ότου αρχίσουν στο κέντρο του οι πυρηνικές αντιδράσεις, οι πλανήτες στερεοποιούνται στο εσωτερικό τους, ενώ η Αφροδίτη, η Γη και ο Άρης δημιουργούν δευτερογενείς ατμόσφαιρες. Από το άλλο μέρος, οι συγκρούσεις αυξάνουν τον αριθμό των αστεροειδών, ενώ οι κομήτες αρχίζουν να αποκλίνουν προς το εσωτερικό

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



Σχήμα 6.2: Σχηματικό μοντέλο της δημιουργίας του ηλιακού συστήματος

του ηλιακού συστήματος. Οι πλανητικές τροχιές σταθεροποιούνται, η δε Γη και η Σελήνη πρέπει να κινούνται ανεξάρτητα κοντά στη σημερινή τροχιά της Γης μέχρις ότου, ύστερα από πολλές περιφορές, η Σελήνη συλληφθεί από τη Γη, οπότε αρχίζει η δράση της παλιρροϊκής τριβής.

Καθώς τέλος το ηλιακό σύστημα καταστάλλαζε στη σημερινή μορφή του, είναι δυνατό να εκτοξεύτηκε ο Πλούτωνας από μία δορυφορική τροχιά του Ποσειδώνα, πράγμα που μπορεί να εξηγήσει την παράξενη κλίση της τροχιάς του.

Μία απλή σχηματική απεικόνιση δίνεται στο σχήμα 6.2.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΜΕΡΟΣ ΤΡΙΤΟ

Ο Γαλαξίας μας

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

1.1. Μορφή και διαστάσεις του Γαλαξία

Ο Γαλαξίας μας, ένας από τα δισεκατομμύρια γαλαξίες του σύμπαντος, είναι μία τεράστια συγκέντρωση αστέρων, αερίων και κονιορτού, που βρίσκονται κάτω από την αλληλεπίδραση δυνάμεων βαρύτητας.

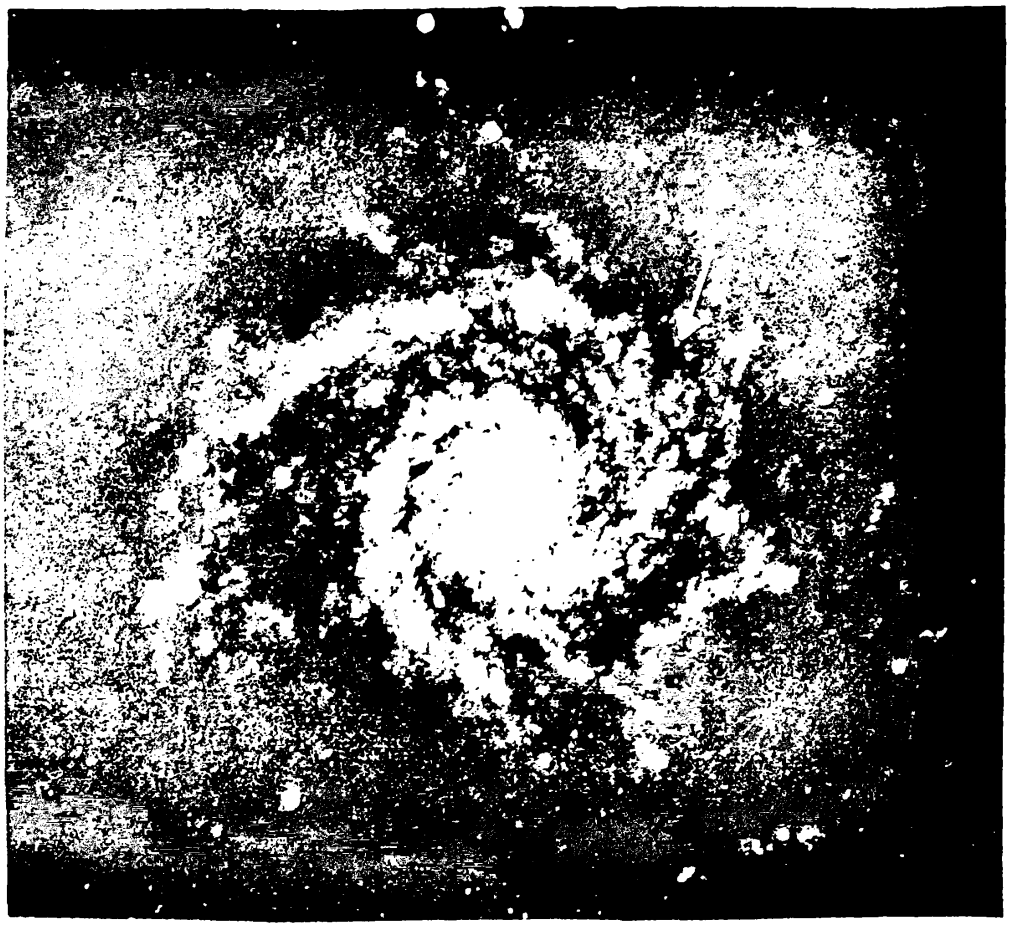
Η συγκέντρωση αυτή έχει το σχήμα ενός φακού με διάμετρο ~30 kpc (1 pc=3.086·10^{18} cm), πάχος στα άκρα ~1 kpc και πάχος στο κέντρο ~5 kpc. Η ύλη μέσα στο Γαλαξία δεν είναι ομοιόμορφα διανεμημένη, αλλά είναι συγκεντρωμένη σε σπειροειδείς βραχίονες, που αρχίζουν από ένα κεντρικό εξόγκωμα και εκτείνονται στο επίπεδο συμμετρίας του (**γαλαξιακό επίπεδο**). Πρόκειται, καθώς λέμε, για ένα **σπειροειδή γαλαξία**. Η πυκνότητα, εξάλλου, των αστέρων μέσα σ' αυτόν μικραίνει καθώς απομακρυνόμαστε από το γαλαξιακό επίπεδο.

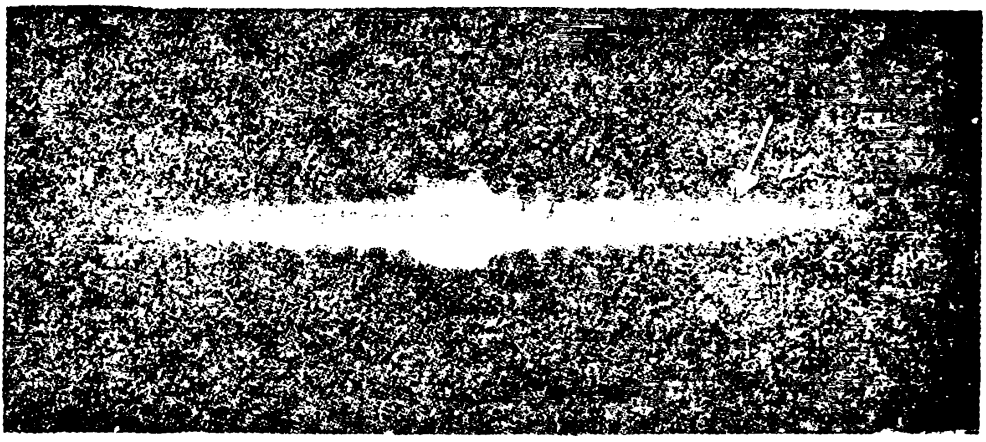
Το σύστημα αυτό περιβάλλεται από 200 περίπου σφαιρωτά σμήνη, συμμετρικά κατανεμημένα γύρω από το γαλαξιακό πυρήνα, και είναι βυθισμένο μέσα σε μία άλω, που έχει σχήμα πεπλατυσμένης σφαίρας, διαμέτρου ~50 kpc. Επιπλέον, στρέφεται γύρω από άξονα κάθετο στο γαλαξιακό επίπεδο και διερχόμενο από το κέντρο, εκτελώντας μία περιστροφή σε 200 εκατομμύρια περίπου χρόνια.

Έτσι, αν παρατηρούσε κανείς το Γαλαξία μας από έναν άλλο γαλαξία και από μία διεύθυνση κάθετη προς το γαλαξιακό επίπεδο, θα τον έβλεπε περίπου όπως εκείνον στο σχήμα 1.1α, ενώ αν τον παρατηρούσε από διεύθυνση που κείται στο γαλαξιακό επίπεδο, θα τον έβλεπε όπως εκείνον στο σχήμα 1.1β.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

νεται, εξαλλού, στο σχημα αυτό, ο Ηλιος, και συνεπως η Γη,
το γαλαξιακό επίπεδο, αλλά αρκετά μακρυά από το κέντρο του
πόσταση περί τα 10 kpc. Έτσι η εικόνα του Γαλαξία μας για ένα





φή του Γαλαξία μας. Το βέλος δείχνει τη θέση του ηλιακού συστήματος

που βρίσκεται σ' αυτή τη θέση στο εσωτερικό του, είναι εντελώς
κυττάζει στον ουρανό κατά διεύθυνση κάθετη στο γαλαξιακό
ους αστέρες, όσο όμως πλησιάζει το βλέμμα προς το γαλαξιακό

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

επίπεδο τόσο περισσότερους αστέρες βλέπει, ενώ όταν κυττάζει κατά διεύθυνση που κείται στο γαλαξιακό επίπεδο βλέπει μία τεράστια συγκέντρωση αστέρων που του δίνει στο νυκτερινό ουρανό την εντύπωση ενός φωτεινού νέφους. Αυτό πραγματικά διαπιστώνεται εύκολα αν παρατηρήσει κανείς τον ουρανό μία καλοκαιρινή νύχτα, οπότε βλέπει μία φωτεινή ζώνη, σα νέφος, να διασχίζει τον ουρανό από βορρά προς νότο. Μάλιστα, από ένα σημείο κι ύστερα (περίπου από το ζενίθ), η ζώνη αυτή χωρίζεται σε δύο κλάδους, με την παρεμβολή μιας σκοτεινής περιοχής που καλείται **μεγάλο ρήγμα**. Πρέπει να τονιστεί ακόμα, πως όλοι οι αστέρες που φαίνονται τη νύχτα, με γυμνό μάτι, ανήκουν στο Γαλαξία μας.

1.2. Μελέτη του Γαλαξία

Η μελέτη του Γαλαξία μας αποτελεί ασφαλώς το μεγαλύτερο μέρος της μελέτης του σύμπαντος, αλλά και το πιο ουσιαστικό.

Καθώς αναφέρθηκε στο πρώτο μέρος του βιβλίου, ο Γαλαξίας μας περιλαμβάνει περί τους $2 \cdot 10^{11}$ αστέρες, που βρίσκονται σε διάφορες αποστάσεις από τη Γη, και αυτό ακριβώς το γεγονός δίνει στους αστρονόμους τη δυνατότητα να μάθουν ένα μέρος της ιστορίας τους.

Πράγματι το φως των αστέρων που παρατηρούμε σήμερα ξεκίνησε από αυτούς εδώ και πολλά χρόνια, ανάλογα με την απόστασή τους από τη Γη. Όταν π.χ. ένας αστέρας βρίσκεται σε απόσταση 20000 ετών φωτός, η εικόνα που έχουμε γι αυτόν σήμερα είναι στην πραγματικότητα η εικόνα που είχε πριν από 20000 χρόνια, το ίδιο δε συμβαίνει για όλους τους άλλους αστέρες που βρίσκονται σε διαφορετικές αποστάσεις. Μελετώντας λοιπόν όλους αυτούς τους αστέρες σήμερα είναι σαν να μελετάμε έναν αστέρα σε διαφορετικές φάσεις της ζωής του και μπορούμε συνεπώς να έχουμε μία ουσιαστική γνώση της εξελίξεώς του. Η μελέτη όμως, δεν σταματάει στους αστέρες, αλλά προχωρεί και στα αστρικά σμήνη, στα νεφελώματα και τα λοιπά σώματα του Γαλαξία.

Για τη μελέτη αυτή στηριζόμαστε βέβαια στους γνωστούς νόμους της Φυσικής και εφαρμόζουμε τις μεθόδους της, με απώτερο πάντα σκοπό να αποκτήσουμε μία πλατειά και ολοκληρωμένη γνώση των φαινομένων που εξελίσσονται

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μέσα στο Γαλαξία μας, και κατ' επέκταση στους άλλους γαλαξίες, καθώς και των φυσικών διεργασιών που βρίσκονται στη βάση των φαινομένων αυτών.

Οι σχετικές παρατηρήσεις περιορίζονταν μέχρι αρκετά πρόσφατα στην οπτική περιοχή του φάσματος και αυτό μας απέκλειε τη δυνατότητα μελέτης ορισμένων περιοχών του Γαλαξία, και ιδιαίτερα της κεντρικής, λόγω της παρεμβολής μεγάλων νεφών αερίων και κονιορτού, που με την ισχυρή απορρόφησή τους μας απέκρυπταν αυτές τις περιοχές. Με την ανάπτυξη όμως της Ραδιοαστρονομίας, τα τελευταία χρόνια, αλλά και της Αστρονομίας του Υπερύθρου πιο πρόσφατα, άρχισε να ξεκαθαρίζει η συγκεχυμένη εικόνα που είχαμε για το Γαλαξία. Παράλληλα, η ανακάλυψη νέων ιδιότυπων πηγών ακτινοβολίας έφερε νέα στοιχεία και περισσότερο φως στις γνώσεις μας, σε τρόπο ώστε από μέρα σε μέρα η πρόοδός μας αυτή να γίνεται πιο εντυπωσιακή.

Στα κεφάλαια που ακολουθούν, θα εξετάσουμε τα ουράνια σώματα που αποτελούν μέλη του Γαλαξία μας και τα φαινόμενα που εξελίσσονται μέσα σ' αυτόν, καθώς και τις σχέσεις που τα συνδέουν. Θα αρχίσουμε πρώτα με τους αστέρες, που είναι και οι δομικοί λίθοι του Γαλαξία, για να συνεχίσουμε με τα αστρικά συστήματα, τη μεσοαστρική ύλη και ακτινοβολία και να καταλήξουμε στη θεώρηση του Γαλαξία και στην εξέταση της συμπεριφοράς του ως συνόλου, πράγμα που θα μας επιτρέψει να είμαστε έτοιμοι για να γνωρίσουμε στο τέταρτο μέρος του βιβλίου τους άλλους γαλαξίες.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Αστέρες

2.1. Γενικά

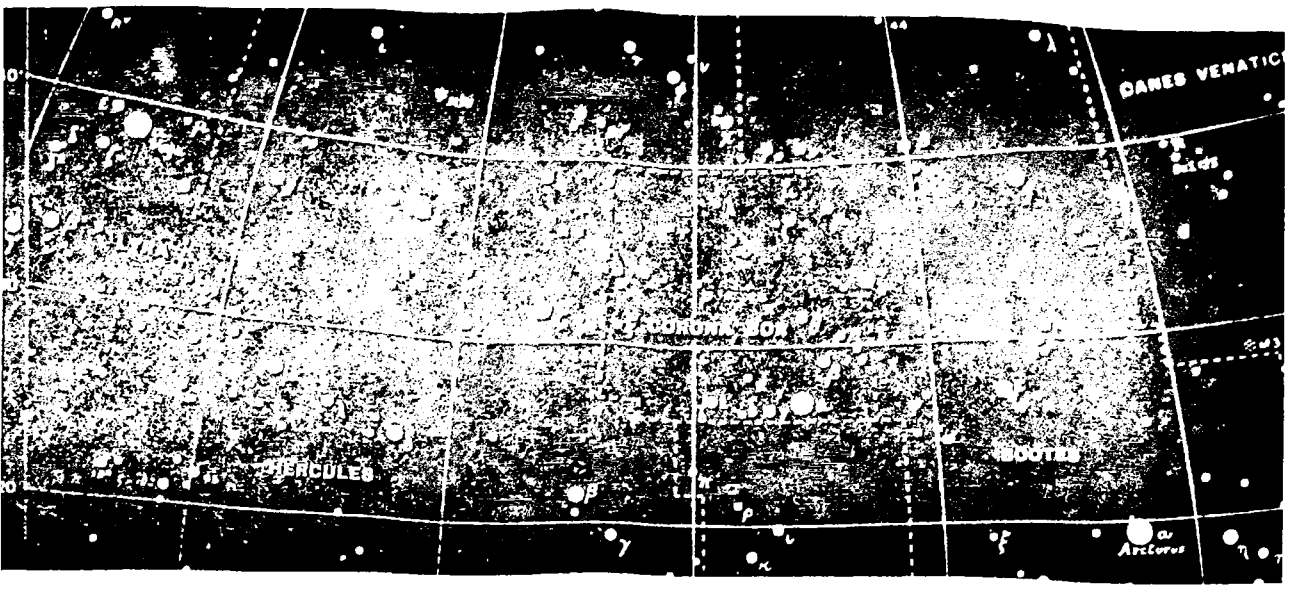
2.1.1. Ονοματολογία αστέρων

Από την εποχή κιόλας του Μινωϊκού και Βαβυλωνιακού πολιτισμού, οι αστέρες είχαν ενταχθεί, για να διευκολύνουν κατά πάσα πιθανότητα τους ναυτικούς στη ναυσιπλοΐα, σε ορισμένες ομάδες, τους **αστερισμούς**, με βάση τους σχηματισμούς τους πάνω στον ουρανό. Έτσι έχουμε τον αστερισμό του Ταύρου, του Σκορπιού, του Ωρίωνα κλπ. Σήμερα οι αστερισμοί αυτοί, που ανέρχονται σε 88, αναφέρονται διεθνώς με τη λατινική τους ονομασία και γράφονται συντετμημένα με τα τρία πρώτα γράμματα αυτής. Έτσι γράφουμε για τους παραπάνω αστερισμούς αντίστοιχα: Tau (Taurus), Sco (Scorpius), Ori, (Orion) κλπ. (σχ. 2.1).

Οι αστέρες, εξάλλου, αναφέρονται με ένα γράμμα του ελληνικού αλφαβήτου που μπαίνει μπροστά από την ονομασία του αστερισμού στον οποίο ανήκουν, συνήθως κατά τάξη λαμπρότητας. Έτσι τον πιο λαμπρό αστέρα του αστερισμού του Ωρίωνα θα τον πούμε α Orionis και θα τον γράφουμε α Ori, τον αμέσως ασθενέστερο β Ori, κ.ο.κ.

Οι πιο λαμπροί όμως από αυτούς αναφέρονται συνήθως με την ελληνική, τη λατινική ή την αραβική τους ονομασία. Έτσι π.χ. ο β Ori λέγεται Ρίγκελ, ο α Lyr Βέγας, ο α Boo Αρκτούρος, ο α CMa Σείριος, ο α Sco Αντάρης, κλπ.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



χήμα 2.1: Χάρτης του ουρανού. Η διακεκομμένη γραμμή καθορίζει τα όρια του αστερισμού ου Ωρίωνα

.1.2. Κατάλογοι αστέρων

Υπάρχουν διαφόρων ειδών αστρικοί κατάλογοι, όπως κατάλογοι θέσεων, αραλλάξεων, φασματικών τύπων, ιδίων κινήσεων, ακτινικών ταχυτήτων, διπλών στέρων κλπ. Θα δούμε τώρα τους κατάλογους θέσεων, ενώ οι άλλοι θα αναφερθούν τα σχετικά κεφάλαια.

Οι **κατάλογοι θέσεων** δίνουν τις ουρανογραφικές συντεταγμένες (α,δ) ενός ιθμού αστέρων για μία ορισμένη εποχή. Ανάλογα με τη μέθοδο που χρησιμοποιείται α τη σύνταξή τους, οι κατάλογοι αυτοί διακρίνονται σε απόλυτους, θεμελιώδεις και χετικούς.

Οι **απόλυτοι** κατάλογοι βασίζονται σε μεσημβρινές παρατηρήσεις των στέρων και του Ηλίου, σε τρόπο ώστε οι ουρανογραφικές συντεταγμένες να

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αναφέρονται στον ουράνιο ισημερινό και το εαρινό ισημερινό σημείο γ (που δεν είναι σταθερό) κατά το χρόνο της παρατηρήσεως. Οι παρατηρήσεις αυτές είναι εξαιρετικά δύσκολες και γι' αυτό οι κατάλογοι αυτοί δεν είναι εκτεταμένοι.

Οι **θεμελιώδεις** κατάλογοι προέρχονται από τους απόλυτους που έγιναν σε διάφορα αστεροσκοπεία και περιέχουν αρκετούς κοινούς αστέρες. Η σύγκριση των απόλυτων αυτών καταλόγων επιτρέπει τον προσδιορισμό των συστηματικών σφαλμάτων και την αναγωγή των συντεταγμένων κοινών και μη κοινών αστέρων σε ένα κοινό μέσο σύστημα αναφοράς, για μία ορισμένη εποχή. Η ακρίβειά τους είναι: $\Delta\delta \approx 0".05$ και $\Delta\alpha \approx 0^s.005 \sec\delta$.

Μερικοί θεμελιώδεις κατάλογοι είναι οι εξής:

α) Ο γενικός κατάλογος (G.C.) του Boss με 33342 αστέρες.

β) Ο τρίτος θεμελιώδης κατάλογος (FK3) του Kopff με 1887 αστέρες.

γ) Ο τέταρτος θεμελιώδης κατάλογος (FK4) του Kopff με 1670 αστέρες.

δ) Ο N 30 του Morgan με 5268 αστέρες.

Οι **σχετικοί** κατάλογοι περιέχουν αστέρες των οποίων οι συντεταγμένες βρέθηκαν με διαφορική μέθοδο, με παρατηρήσεις δηλαδή αστέρων που περιέχονται στους θεμελιώδεις καταλόγους και αστέρων που δεν περιέχονται, και αναγωγή των μετρήσεων των τελευταίων. Τέτοιοι κατάλογοι είναι:

α) Ο πρώτος κατάλογος της Astronomische Gesellschaft (AGK1) του 1863 με 200000 αστέρες περίπου.

β) Ο δεύτερος κατάλογος της A.G. (AGK2) του 1928-32, επανάληψη του πρώτου.

γ) Ο τρίτος κατάλογος της A.G. (AGK3) του 1956-63.

Στους σχετικούς καταλόγους ανήκουν και οι κατάλογοι **επισκοπήσεως**, κατάλογοι με μέση ακρίβεια, κατάλληλοι για στατιστικές μελέτες και αναγνώριση αστέρων, από τους οποίους σπουδαιότεροι είναι:

α) Ο Bonner Durchmusterung (BD), με 458000 αστέρες ($-23^\circ<\delta<90^\circ$).

β) Ο Cordoba Durchmusterung (CB), με 614000 αστέρες ($-90^\circ<\delta<-22^\circ$).

γ) Ο Cape Photographic Durchmusterung (CPD), με 455000 αστέρες ($-90^\circ<\delta<-18^\circ$).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.1.3. Χάρτες του ουρανού

Οι χάρτες του ουρανού περιέχουν τους αστέρες διαφόρων περιοχών του ουρανού, με ένα δίκτυο ουρανογραφικών συντεταγμένων, και χρησιμοποιούνται για την αναγνώριση των αστέρων, καθώς και την ανεύρεση κομητών, νόβα και άλλων ουρανίων σωμάτων (σχ. 2.1). Σπουδαιότεροι είναι:

α) Ο Carte du Ciel για τον οποίο συνεργάστηκαν 18 Αστεροσκοπεία.

β) Ο Sky Survey του Αστεροσκοπείου του όρους Πάλομαρ, που έγινε με το τηλεσκόπιο τύπου Schmidt του Αστεροσκοπείου και περιλαμβάνει 879 αστρικά πεδία, $6^o.6 \times 6^o.6$ το καθένα.

2.2. Κινήσεις των αστέρων

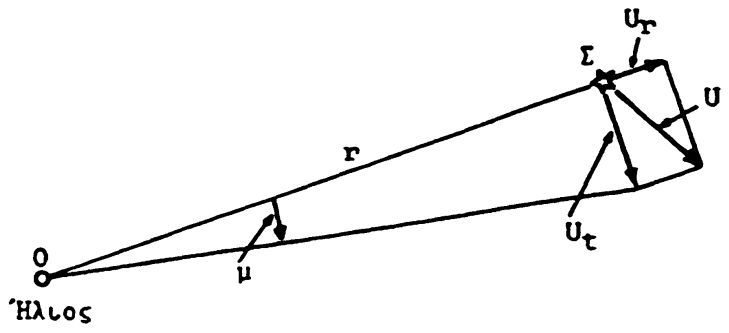
Οι αστέρες εκ πρώτης όψεως φαίνονται ακίνητοι στον ουρανό, οι σχετικές δηλαδή αποστάσεις τους δεν φαίνονται να μεταβάλλονται. Γι αυτό στην αρχαιότητα τους ονόμασαν απλανείς αστέρες, ξεχωρίζοντάς τους έτσι από τους πλανήτες, που κινούνται (πλανώνται). Αυτό όμως συμβαίνει γιατί βρίσκονται σε τεράστιες αποστάσεις και οι κινήσεις τους δεν είναι εύκολα αντιληπτές. Στην πραγματικότητα, όπως αναφέρθηκε, κινούνται ο ένας σε σχέση προς τον άλλο και προς τον Ήλιο, η δε μελέτη των κινήσεών τους με μεγάλη ακρίβεια είναι πολύ σημαντική για την κατανόηση της δυναμικής συμπεριφοράς των διαφόρων ομάδων αστέρων και του Γαλαξία μας.

Για τη μελέτη αυτή αναλύουμε την ταχύτητα υ ενός αστέρα ως προς τον Ήλιο (σχ. 2.2) σε δύο συνιστώσες, την υ_r κατά τη διεύθυνση της παρατηρήσεως ΟΣ και την υ_t κάθετη στην υ_r και που κείται συνεπώς στο επίπεδο το εφαπτόμενο στην ουράνια σφαίρα στο Σ. Η συνιστώσα υ_r καλείται **ακτινική ταχύτητα** και η συνιστώσα υ_t **εφαπτομενική ταχύτητα** του αστέρα. Προφανώς είναι $\upsilon^2 = \upsilon_r^2 + \upsilon_t^2$.

Η γωνιακή ταχύτητα μ του αστέρα, που είναι $\mu = \frac{\upsilon_t}{r}$ καλείται **ίδια κίνηση** αυτού και μετριέται σε δευτ. τόξου/έτος. Αυτή αναλύεται σε δύο συνιστώσες, κατ' απόκλιση και κατ' ορθή αναφορά, που είναι αντίστοιχα μ_δ και μ_ασυνδ, όπου μ_δ και μ_α είναι η

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μεταβολή της αποκλίσεως και της ορθής αναφοράς του αστέρα σε δευτ.τόξου/έτος. Από τη σχέση $v_t^2 = v_\alpha^2 + v_\delta^2$ βγαίνει εύκολα πως $\mu^2 = \mu_\delta^2 + \mu_\alpha^2 \sigma\upsilon\nu^2\delta$.



Σχήμα 2.2

Η ακτινική ταχύτητα προσδιορίζεται από το φάσμα του αστέρα με το φαινόμενο Doppler: $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v_r}{c} \Rightarrow v_r = c\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$. Κατά μέσο όρο είναι $v_r \sim 20$ km/s, ενώ οι ακραίες περιπτώσεις που παρατηρήθηκαν είναι +543 km/s και - 389 km/s.

Η ίδια κίνηση υπολογίζεται από προσδιορισμούς των θέσεων του αστέρα σε διαφορετικές εποχές, που πρέπει ν' απέχουν όσο το δυνατόν περισσότερο, επειδή πρόκειται για ποσότητα εξαιρετικά μικρή. Μόνο 100 περίπου αστέρες έχουν ίδια κίνηση μεγαλύτερη από 0".1/έτος. Η μεγαλύτερη που παρατηρήθηκε είναι του **αστέρα** του **Barnard**, που ανέρχεται σε 10".3/έτος.

Για τον υπολογισμό εξάλλου της εφαπτομενικής ταχύτητας χρειάζεται να γνωρίζουμε την απόσταση r.

Τόσο για την ακτινική ταχύτητα όσο και για την ίδια κίνηση των αστέρων υπάρχουν ειδικοί κατάλογοι όπως οι FK4, AGK3, General Catalogue of Stellar Radial Velocities, κλπ.

2.3. Βασικά χαρακτηριστικά των αστέρων

Τα βασικά φυσικά χαρακτηριστικά ενός αστέρα, εκείνα δηλαδή που είναι απαραίτητα για να έχουμε πλήρη εικόνα του, είναι: 1) η φωτεινότητα, 2) το φαινόμενο μέγεθος, 3) ο δείκτης χρώματος, 4) το απόλυτο μέγεθος, 5) ο φασματικός τύπος,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

6) η μάζα, 7) η ακτίνα, 8) η πυκνότητα, 9) η ένταση βαρύτητας, 10) η θερμοκρασία, 11) η περιστροφή, 12) το μαγνητικό πεδίο και 13) η χημική σύσταση. Τα βασικά αυτά χαρακτηριστικά δεν είναι όλα βέβαια ανεξάρτητα μεταξύ τους, συνδέονται όμως με σχετικά απλές σχέσεις. Θα δούμε τώρα μερικά από τα χαρακτηριστικά αυτά, ενώ τα υπόλοιπα θ' αναφερθούν πιο κάτω σε άλλες παραγράφους.

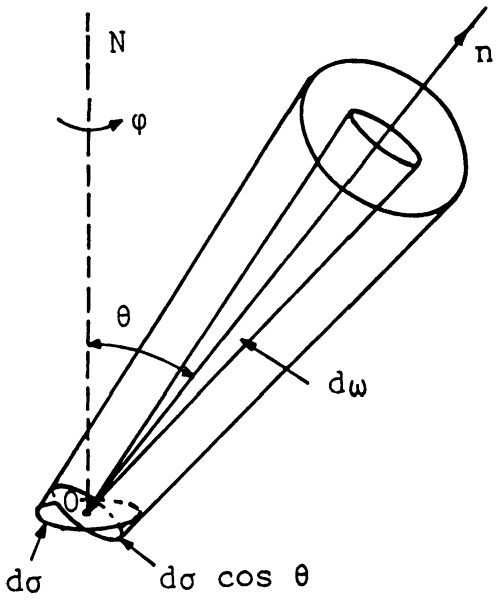
2.3.1. Φωτεινότητα αστέρα

Για να ορίσουμε τη φωτεινότητα ενός αστέρα, χρειάζεται να δώσουμε πρώτα μερικούς γενικότερους ορισμούς που θα είναι χρήσιμοι και σε άλλα κεφάλαια του βιβλίου.

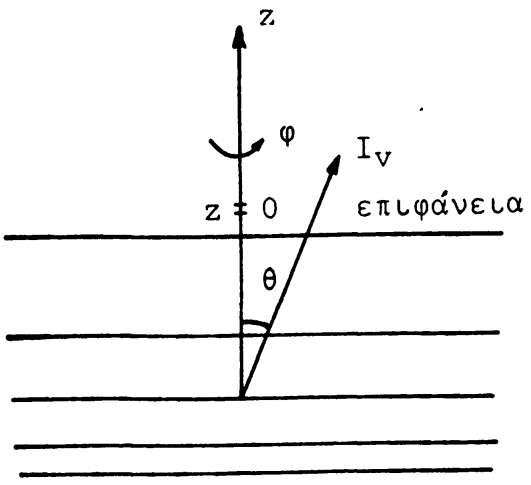
α) **Ένταση ακτινοβολίας**

Θεωρούμε τη στοιχειώδη επιφάνεια ds (σχ. 2.3) σε ένα σημείο O(x,ψ,z) μιας αστρικής ατμόσφαιρας και τη διεύθυνση Οη που σχηματίζει γωνία θ με την κάθετη ON πάνω στη dσ. Η ενέργεια ακτινοβολίας dE_ν, συχνότητας μεταξύ ν και ν+dν, που διασχίζει στο χρόνο dt την επιφάνεια dσ κατά τη διεύθυνση Οη και περιλαμβάνεται στη στοιχειώδη στερεή γωνία dω, είναι ανάλογη προς το γινόμενο dσ συνθ dω dν dt:

$$dE_\nu = I_\nu \, d\sigma \, \text{συν}\theta \, d\omega \, d\nu \, dt \qquad (2.1)$$



Σχήμα 2.3



Σχήμα 2.4

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Ο συντελεστής αναλογίας I_ν καλείται **μονοχρωματική ένταση ακτινοβολίας** στο θεωρούμενο σημείο O(x,ψ,z), κατά τη διεύθυνση Oη(θ,φ) και τη χρονική στιγμή t. Επειδή το dσ συνθ είναι η προβολή της dσ κατά τη διεύθυνση Oη, μπορούμε να πούμε πως η I_ν είναι η ενέργεια ανά μονάδα στερεής γωνίας και μονάδα συχνότητας που περνάει στη μονάδα του χρόνου από τη μονάδα επιφάνειας κάθετα προς τη θεωρούμενη διεύθυνση ακτινοβολίας. Έτσι όπως ορίζεται, η ένταση ακτινοβολίας είναι συνάρτηση της θέσεως, της διευθύνσεως, της συχνότητας και του χρόνου, δηλαδή $I_\nu = I_\nu(x,\psi,z,\theta,\varphi,t)$.

Αντί της συχνότητας ν, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε στη φασματική κατανομή το μήκος κύματος λ, οπότε από τη σχέση $c = \lambda\nu$ έχουμε $d\nu = -(c/\lambda^2)d\lambda$ και σύμφωνα με τον ορισμό $I_\nu d\nu = -I_\lambda d\lambda \Rightarrow I_\lambda = (c/\lambda^2)I_\nu \Rightarrow \nu I_\nu = \lambda I_\lambda$.

Συνήθως στα διάφορα αστροφυσικά προβλήματα θεωρούμε τις αστρικές ατμόσφαιρες αποτελούμενες από παράλληλα επίπεδα στρώματα και το πεδίο ακτινοβολίας ανεξάρτητο του χρόνου, οπότε μπορούμε να γράψουμε $I_\nu = I_\nu(z,\theta,\varphi)$. Στην περίπτωση αυτή, z είναι η απόσταση από την επιφάνεια της ατμόσφαιρας (αστέρα), που θεωρείται σαν επίπεδο αναφοράς, οπότε το z είναι θετικό προς τα έξω, προς τον παρατηρητή, και αρνητικό προς τα μέσα, προς το κέντρο του αστέρα (σχ. 2.4).

Από το σχήμα 2.5 έχουμε: $d\omega = \frac{dA}{r^2} = \frac{r\,d\theta\; r\,\eta\mu\theta\,d\varphi}{r^2} = \eta\mu\theta\,d\theta\,d\varphi$, οπότε η μέση ένταση ακτινοβολίας $\bar{I}_\nu$ στο σημείο O(x,ψ,z) για τις διάφορες διευθύνσεις, θα είναι:

$$\bar{I}_\nu = \frac{\int_\omega I_\nu d\omega}{\int_\omega d\omega} = \frac{1}{4\pi}\int_\omega I_\nu\, d\omega = \frac{1}{4\pi}\int_{\theta=0}^{\pi}\int_{\varphi=0}^{2\pi} I_\nu\,\eta\mu\theta\,d\theta\,d\varphi \qquad (2.2)$$

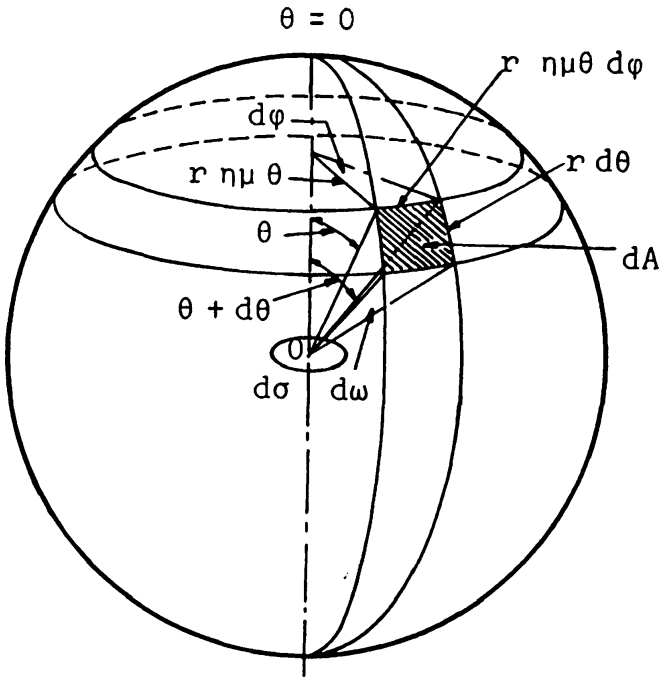
Αν υποθέσουμε πως η I_ν είναι ανεξάρτητη της αζιμουθιακής γωνίας φ, πράγμα που σημαίνει ότι κάθε στρώμα της αστρικής ατμόσφαιρας είναι ομογενές, η $\bar{I}_\nu$ γίνεται: $\bar{I}_\nu = \frac{1}{2}\int_0^\pi I_\nu\,\eta\mu\theta\,d\theta$. Αν η I_ν είναι ανεξάρτητη και της διευθύνσεως, δηλαδή αν το πεδίο ακτινοβολίας είναι ισότροπο, τότε η I_ν βγαίνει έξω από το ολοκλήρωμα, οπότε $\bar{I}_\nu = I_\nu$. Αν τέλος ολοκληρώσουμε ως προς τη συχνότητα, λαμβάνουμε την

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ολική ένταση ακτινοβολίας $I = \int_0^\infty I_\nu d\nu$. Στην περίπτωση ενός μέλανος σώματος, η I_ν δίνεται από τον τύπο του Planck:

$$I_\nu = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1} \quad \text{ή ακόμα,} \quad B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp(hc/k\lambda T)-1}$$

όπου h είναι η σταθερά του Planck και k η σταθερά του Boltzmann.



Σχήμα 2.5

Στις μεγάλες συχνότητες, ή μικρές θερμοκρασίες, είναι $h\nu/kT \gg 1, \exp(h\nu/kT) \gg 1$, οπότε $B_\nu \sim \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp(-h\nu/kT)$ (**προσέγγιση Wien**). Στις μικρές συχνότητες, ή μεγάλες θερμοκρασίες, είναι $h\nu/kT \ll 1$, $\exp(h\nu/kT) \sim 1 + h\nu/kT$, οπότε $B_\nu = \frac{2\nu^2 kT}{c^2}$ (**προσέγγιση Rayleigh-Jeans**).

β) Ροή ακτινοβολίας

Σύμφωνα με τη σχέση 2.1, η ενέργεια μονοχρωματικής ($d\nu$=1Hz) ακτινοβολίας που περνάει από τη μονάδα επιφάνειας ($d\sigma$=1 cm^2) στη μονάδα του χρόνου (dt=1 sec) κατά τη διεύθυνση Oη(θ,φ) είναι: $I_\nu \sigma\upsilon\nu\theta \, d\omega$. Συνεπώς η ενέργεια που περνάει τη $d\sigma$ από όλες τις διευθύνσεις αλλά κατά τη θετική φορά του άξονα Oz, δηλαδή για $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, είναι:

$$F_\nu^+ = \int_\omega I_\nu \sigma\upsilon\nu\theta \, d\omega \implies F_\nu^+ = \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} I\nu \, \sigma\upsilon\nu\theta \, \eta\mu\theta \, d\theta \, d\varphi$$

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η ενέργεια αυτή καλείται μονοχρωματική **προς τα έξω ροή ακτινοβολίας** στο 0. Ομοίως η ενέργεια που περνάει τη dσ από όλες τις διευθύνσεις αλλά κατά την αντίθετη φορά, δηλαδή για $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$, είναι:

$$F_\nu^- = \int_{\theta=\frac{\pi}{2}}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} I_\nu \, |\sigma\upsilon\nu\theta| \, \eta\mu\theta \, d\theta \, d\varphi$$

Η ενέργεια αυτή καλείται μονοχρωματική **προς τα μέσα ροή ακτινοβολίας**.

Τέλος, η ενέργεια που περνάει τη dσ από όλες τις διευθύνσεις ανεξάρτητα από φορά, δηλαδή για $0 < \theta < \pi$, είναι:

$$F_\nu = F_\nu^+ - F_\nu^- = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} I_\nu \, \sigma\upsilon\nu\theta \, \eta\mu\theta \, d\theta \, d\varphi \qquad (2.3)$$

και καλείται μονοχρωματική **καθαρή ροή ακτινοβολίας**.

Ο ορισμός αυτός δεν αντιστοιχεί στη γενική έννοια της ροής στη Φυσική, αλλά στην πυκνότητα ροής, δηλαδή στη ροή ανά μονάδα επιφάνειας.

Εξάλλου πολύ συχνά θέτουμε $F_\nu = \pi \mathcal{F}_\nu$, οπότε γράφουμε:

$$\pi \mathcal{F}_\nu = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} I_\nu \, \sigma\upsilon\nu\theta \, \eta\mu\theta \, d\theta \, d\varphi \qquad (2,4)$$

Όταν τα ατμοσφαιρικά στρώματα είναι ομογενή έχουμε:

$$\pi \mathcal{F}_\nu = 2\pi \int_0^{\pi} I_\nu \, \sigma\upsilon\nu\theta \, \eta\mu\theta \, d\theta \implies \mathcal{F}_\nu = 2 \int_0^{\pi} I_\nu \, \sigma\upsilon\nu\theta \, \eta\mu\theta \, d\theta$$

ενώ όταν το πεδίο ακτινοβολίας είναι ισότροπο: $F_\nu = 0 \Rightarrow \mathcal{F}_\nu = 0$. Στην περίπτωση αυτή η προς τα έξω ροή ακτινοβολίας στο θεωρούμενο σημείο θα είναι: $F_\nu^+ = \pi I_\nu$, ή γενικότερα $F_\nu^+ = \pi \bar{I}_\nu$ ($\bar{I}_\nu \equiv I_\nu$. Στην επιφάνεια συνεπώς ενός αστέρα, όπου $F_\nu^- = 0$, θα είναι $F_\nu = \pi \bar{I}_\nu$. Επειδή συνήθως υποθέτουμε ότι υπάρχει και σφαιρική συμμετρία, η μέση ένταση $\bar{I}_\nu$ θα είναι η ίδια για κάθε σημείο της επιφάνειας του αστέρα και συνεπώς παριστάνει τη μέση ένταση της ακτινοβολίας για ολόκληρη την επιφάνειά του. Αυτό σημαίνει προφανώς πως η μέση ένταση της ακτινοβολίας που εξέρχεται από το ορατό ημισφαίριο του αστέρα είναι $\bar{I}_\nu = \frac{F_\nu}{\pi}$. Όταν τέλος ολοκληρώσουμε ως

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

προς τη συχνότητα λαμβάνουμε την **ολική ροή ακτινοβολίας**: $F = \int_0^\infty F$

Εξάλλου, αν ένας αστέρας θεωρηθεί ως μέλαν σώμα, στην επιφάνειά του θα ε
$F = \sigma T_{eff}^4$ (νόμος των Steffan-Boltzmann), όπου T_{eff} είναι η επιφανειακή (ενερ

θερμοκρασία και σ=σταθ.

γ) **Φωτεινότητα**

Ύστερα από τα παραπάνω προκύπτει πως η μονοχρωματική ροή L_ν μέσα
ολόκληρη την επιφάνεια ($4\pi R^2$) του αστέρα είναι:

$$L_\nu = 4\pi R^2 F_\nu \quad \text{ή} \quad L_\nu = 4\pi R^2 \pi \bar{I}_\nu$$

Η ποσότητα L_ν καλείται **μονοχρωματική φωτεινότητα**, ενώ η ποσό

$L = \int_0^\infty L_\nu d\nu$ καλείται **ολική φωτεινότητα** ή **βολομετρική φωτεινότητα** ή

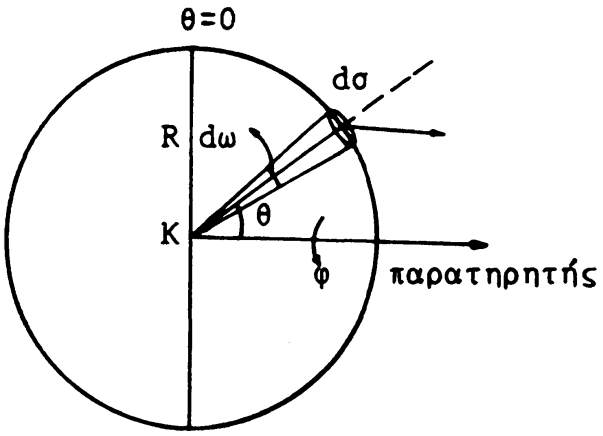
απλά **φωτεινότητα** (luminosity) του αστέρα. Για τον Ήλιο π.χ. είναι:
$L_\theta = 3.840 \cdot 10^{33}$ erg/sec $= 3.840 \cdot 10^{26}$ W. Είναι φανερό πως πρόκειται για την
ακτινοβολίας του αστέρα.

Η φωτεινότητα προφανώς δεν μεταβάλλεται με την απόσταση από
αστέρα. Έτσι σε μία απόσταση γενικά d, στην επιφάνεια δηλαδή μιας σφαίρας ακ
d, η ροή θα είναι $\frac{L}{4\pi R^2} = F_d$. Η ποσότητα αυτή καλείται **λαμπρότητα** (brightı
του αστέρα στη θεωρούμενη απόσταση και είναι ο **φωτισμός** που παράγ
αστέρας σε απόσταση d, η ενέργεια δηλαδή που περνάει καθ' όλες τις διευθύν
στη μονάδα του χρόνου από τη μονάδα επιφάνειας, κάθετη προς τη διεύθυνση
αστέρα. Έτσι αν η Γη βρίσκεται σε απόσταη r από έναν αστέρα, η ροή ακτινοβο
του αστέρα ακριβώς έξω από την ατμόσφαιρα αυτής είναι $\frac{L}{4\pi R^2} = F_r$ και καλ
φαινόμενη λαμπρότητα του αστέρα. Όταν r=10 pc η προκύπτουσα λαμπρό
καλείται **απόλυτη λαμπρότητα** του αστέρα. Στην επιφάνεια τέλος του αστ
(r=R), η ροή είναι $F = \frac{L}{4\pi R^2}$ και καλείται **επιφανειακή λαμπρότητα**. Κα
προκύπτει εύκολα θα έχουμε $\frac{F_r}{F} = \frac{R^2}{r^2}$, πράγμα που σημαίνει ότι η ροή ακτινοβο
μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα προς το τετράγωνο της αποστάσεως.



δ) **Ένταση ακτινοβολίας στον παρατηρητή**

Ας υπολογίσουμε τώρα τη μέση ένταση της ακτινοβολίας που φθάνει στη Γη από το φωτεινό δίσκο ενός αστέρα, δηλαδή από το προς τον παρατηρητή ημισφαίριο αυτού (σχ. 2.6). Η ενέργεια που περνάει από το στοιχείο dσ της επιφάνειας του αστέρα στη μονάδα του χρόνου (dt=1 sec) και κατά τη διεύθυνση του παρτηρητή είναι:



$$I_\nu \sigma\upsilon\nu\theta ds = I_\nu \sigma\upsilon\nu\theta R^2 d\omega = I_\nu R^2 \sigma\upsilon\nu\theta \eta\mu\theta \, d\theta \, d\varphi$$

οπότε η ενέργεια που περνάει από ολόκληρο το προς τον παρατηρητή ημισφαίριο κατά την ίδια διεύθυνση είναι:

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} I_\nu R^2 \, \sigma\upsilon\nu\theta \, \eta\mu\theta \, d\theta \, d\varphi$$

Σχήμα 2.6

Υποθέτοντας ότι ο αστέρας έχει σφαιρική συμμετρία και το πεδίο ακτινοβολίας είναι ομογενές και ισότροπο λαμβάνουμε:

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} I_\nu R^2 \, \sigma\upsilon\nu\theta \, \eta\mu\theta \, d\theta \, d\varphi = \bar{I}_\nu R^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \sigma\upsilon\nu\theta \, \eta\mu\theta \, d\theta \, d\varphi = \pi R^2 \bar{I}_\nu$$

Από την ενέργεια αυτή το ποσοστό που αποκόπτει το φωτιζόμενο από τον αστέρα ημισφαίριο της γήινης ατμόσφαιρας (και γενικότερα ολόκληρη η Γη) είναι:

$$\pi R^2 \bar{I}_\nu \frac{\pi R_r^2}{\pi R^2} = \pi R_r^2 \bar{I}_\nu,$$

όπου R_r είναι η ακτίνα της Γης.

Από το άλλο μέρος αν υποθέσουμε ότι $\bar{I}'_\nu$ είναι η μέση ένταση της ακτινοβολίας που φθάνει στην επιφάνεια της γήινης ατμόσφαιρας, με ανάλογους συλλογισμούς

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
16

βρίσκουμε ότι η ενέργεια κατά τη διεύθυνση της παρατηρήσεως, που σχηματίζει γωνία θ' με την κάθετο πάνω στην επιφάνεια της ατμόσφαιρας, είναι:

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \bar{I}'_v R_r \, \sigma\upsilon\nu\theta' \, \eta\mu\theta' \, d\theta' \, d\varphi' = \pi R_r^2 \, \bar{I}'_v$$

Επειδή προφανώς $\pi R_r^2 \, \bar{I}_v = \pi R_r^2 \, \bar{I}'_v$ έπεται ότι $\bar{I}_v = \bar{I}'_v$ πράγμα που σημαίνει ότι η ένταση της ακτινοβολίας δεν μεταβάλλεται με την απόσταση.

2.3.2. Φαινόμενο μέγεθος αστέρα

Φαινόμενο μέγεθος ενός αστέρα καλείται η ποσότητα $m = k \log l$, όπου k=σταθ. και l η ροή που φθάνει στον παρατηρητή, δηλαδή η ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας και χρόνου. Τούτο μετριέται σε "μεγέθη" αστρικά. Λέμε π.χ. ότι το φαινόμενο μέγεθος του πολικού αστέρα (α UMi) είναι 2.12 "μεγέθη" και γράφουμε $2^m.12$ ή m = 2.12 mag.

Η ροή l συνδέεται προς τη φαινόμενη λαμπρότητα F_r με τη σχέση $l = \int_0^{\infty} F_{r,\lambda} H_\lambda \, d\lambda$, όπου H_λ είναι μία συνάρτηση που εξαρτάται από τη διαφάνεια της γήινης ατμόσφαιρας, των οπτικών μερών του οργάνου παρατηρήσεως (φακών, ηθμών κλπ.) και την καμπύλη ευαισθησίας του δέκτη.

Έτσι έχουμε: $m = k \log \int_0^{\infty} F_{r,\lambda} H_\lambda \, d\lambda,$

ή επειδή $F_{r,\lambda} = F_\lambda \frac{R^2}{r^2}$, $m = k \log \int_0^{\infty} \frac{F_\lambda R^2}{r^2} H_\lambda \, d\lambda$ (2.5).

Το φαινόμενο μέγεθος είναι η πρώτη ποσότητα που άρχισαν να προσδιορίζουν οι αστρονόμοι στην αρχαιότητα. Προς το σκοπό αυτό, ο Ίππαρχος, ο πατέρας της Αστρονομίας, διαίρεσε τους ορατούς αστέρες σε έξη "μεγέθη" χαρακτηρίζοντας τους πιο λαμπρούς σαν πρώτου μεγέθους και τους πιο αμυδρούς σαν έκτου μεγέθους. Ο διαχωρισμός αυτός στηρίζεται στον ψυχοφυσικό νόμο των

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Fechner και Weber, σύμφωνα με τον οποίο η ένταση του αισθήματος είναι ανάλογη προς το λογάριθμο της εντάσεως του ερεθίσματος.

Για να υπάρξει μία όσο το δυνατό καλή προσέγγιση προς την κλίμακα των αρχαίων αστρονόμων, ο Pogson πρότεινε το 1856 ως σταθερά αναλογίας στην παραπάνω σχέση την τιμή - 2.5. Έτσι έχουμε:

$$m = -2.5 \log I \Rightarrow m_1 - m_2 = -2.5 \log \frac{I_1}{I_2} \Rightarrow \frac{I_1}{I_2} = 2.512^{m_2 - m_1}$$

Για τη μέτρηση όμως των μεγεθών των αστέρων απαιτείται προφανώς ο καθορισμός του μηδενός της κλίμακας. Τούτο γίνεται με συχνές μετρήσεις ορισμένης σειράς σταθερών αστέρων γύρω από το βόρειο πόλο.

Οι ασθενέστεροι αστέρες που εχουν παρατηρηθεί έχουν μεγέθη 23^m - 24^m, ο δε φωτισμός που προκαλεί ένας αστέρας πρώτου μεγέθους είναι 10^{-6} lx.

Το φαινόμενο μέγεθος m ενός αστέρα εξαρτάται προφανώς από το μήκος κύματος λ της ακτινοβολίας στο οποίο γίνεται η παρατήρηση. Έτσι ανάλογα με τη φασματική περιοχή στην οποία γίνεται η παρατήρηση και η οποία απομονώνεται με τη βοήθεια ηθμών, διακρίνουμε διάφορα φαινόμενα μεγέθη, καθώς και συστήματα μεγεθών, καθένα από τα οποία αντιστοιχεί σε ορισμένο μήκος κύματος, το **ενεργό μήκος κύματος $\lambda_{\varepsilon v}$**. Αυτό ορίζεται από τη σχέση:

$$\lambda_{\varepsilon v} = \int_0^\infty \lambda I_\lambda S_\lambda F_\lambda q_\lambda P_\lambda^{F(z)} d\lambda \Big/ \int_0^\infty I_\lambda S_\lambda F_\lambda q_\lambda P_\lambda^{F(z)} d\lambda$$

όπου I_λ είναι η κατανομή της ενέργειας στο φάσμα του αστέρα

S_λ είναι η ευαισθησία του δέκτη

F_λ είναι η διαφάνεια του ηθμού

q_λ είναι η διαφάνεια του τηλεσκοπίου

P_λ είναι η διαφάνεια της ατμόσφαιρας στο ζενίθ

F(z) είναι η μάζα αέρα που αντιστοιχεί στη ζενιθία απόσταση και προσδιορίζεται πειραματικά.

Έχουμε λοιπόν τα παρακάτω φαινόμενα μεγέθη:



α) **Οπτικό μέγεθος m_v** (ή **m**): Είναι το μέγεθος που προσδιορίζεται με το μάτι, είτε με τηλεσκόπιο είτε χωρίς τηλεσκόπιο. Επειδή το μάτι είναι περισσότερο ευαίσθητο στην πράσινη-κίτρινη περιοχή του φάσματος, το αντίστοιχο ενεργό μήκος κύματος είναι: $\lambda_{εv}$=5400 Å.

β) **Φωτο-οπτικό μέγεθος m_{pv}**: Είναι το μέγεθος που εξομοιώνεται προς το οπτικό φωτογραφικά, με τη χρησιμοποίηση κατάλληλου κίτρινου ηθμού, σε τρόπο ώστε να έχουμε: $\lambda_{εv}$=5400 Å.

γ) **Φωτογραφικό μέγεθος m_{pg}**: Αυτό λαμβάνεται φωτογραφικά με πλάκες ευαίσθητες στην κυανή περιοχή του φάσματος ή με κατάλληλο δέκτη ώστε να είναι: $\lambda_{εv}$=4300 Å.

δ) **Βολομετρικό μέγεθος m_{bol}**: Το μέγεθος αυτό αναφέρεται σ' ολόκληρο το φάσμα, είναι ένα μέτρο δηλαδή ολόκληρης της ενέργειας που εκμπέμπεται από τον αστέρα και φθάνει στη γήινη ατμόσφαιρα. Για τον έμμεσο προσδιορισμό του από το οπτικό μέγεθος m_v, βρίσκεται με διάφορους τρόπους η **βολομετρική διόρθωση** B.C.=m_{bol}-m_v. Για τον καθορισμό του μηδενός της κλίμακας δεχόμαστε B.C.=0 για όλους τους αστέρες με φασματικό τύπο σαν του Ηλίου (G. 2V).

Οι σπουδαιότεροι κατάλογοι φαινομένων μεγεθών είναι οι εξής:

α) Revised Harvard Photometry (HR), μέγεθος m_v, 9100 αστέρες.

β) Harvard Photographic Photometry (HPP), μέγεθος m_{pg}, 6000 αστέρες

γ) Harvard Photovisual Photometry (HPP_V), μέγεθος m_{pg}, 42000 αστέρες

δ) Photoelectric Catalogue, μεγέθη U,B,V, 20000 αστέρες (βλ. πιο κάτω).

ε) Arizona-Tonantzintla Catalogue, μεγέθη U,B,V,R,I, 1325 αστέρες (βλ. πιο κάτω).

2.3.3. Δείκτης χρώματος και φωτομετρικά συστήματα

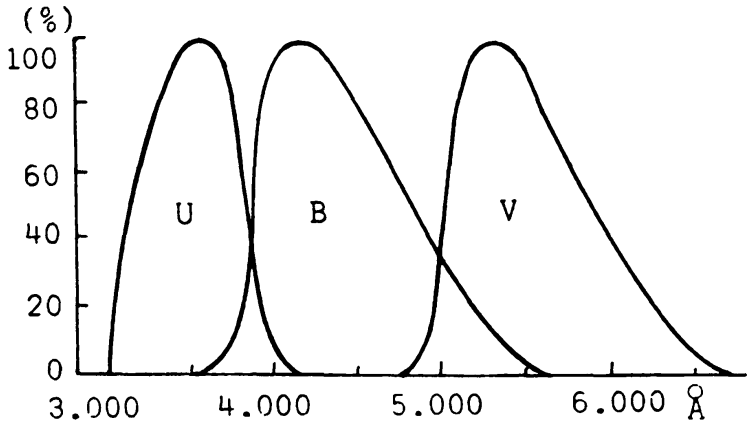
Δείκτης χρώματος (C.I.) ή απλούστερα **χρώμα** καλείται η διαφορά δύο φαινομένων μεγεθών: C.I.= m_{λ_1}-m_{λ_2}, όπου λ_1<λ_2. Π.χ. C.I.= m_{pg}-m_v, C.I.= m_{pg}-m_{pv}.

Από τον ορισμό αυτό προκύπτει πως όταν ένας αστέρας είναι λαμπρότερος στο ερυθρό από ό,τι στο κυανό ($m_{\lambda_2} < m_{\lambda_1}$), θα είναι C.I.> 0. Όταν αντίθετα είναι λαμπρότερος στο κυανό, θα είναι C.I.< 0.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Με τη χρησιμοποίηση των φωτοηλεκτρικών δεκτών για την εκτέλεση φωτομετρικών παρατηρήσεων μεγάλης ακρίβειας, δημιουργήθηκαν διάφορα φωτομετρικά συστήματα, συστήματα δηλαδή που αναφέρονται στον προσδιορισμό του φαινόμενου μεγέθους των αστέρων σε καθορισμένες φασματικές περιοχές, σε καθορισμένο δηλαδή ενεργό μήκος κύματος, με τη βοήθεια κατάλληλων ηθμών. Τα σπουδαιότερα από τα συστήματα αυτά είναι τα εξής: α) το **"σύστημα U.B.V."** που είναι το πιο συνηθισμένο και όπου τα U,B,V παριστάνουν το φαινόμενο μέγεθος αντίστοιχα στο υπεριώδες U ($\lambda_{\varepsilon v}$=3500 Å), στο κυανό B ($\lambda_{\varepsilon v}$=4350 Å), στο ορατό V ($\lambda_{\varepsilon v}$=5550 Å) (βλ. σχ. 2.7). β) Το **"σύστημα έξη χρωμάτων"**, στο οποίο μετρούνται τα μεγέθη U ($\lambda_{\varepsilon v}$ = 3500 Å), V ($\lambda_{\varepsilon v}$ = 4200 Å), B ($\lambda_{\varepsilon v}$ = 4900 Å), G ($\lambda_{\varepsilon v}$ = 5700 Å), R ($\lambda_{\varepsilon v}$ = 7200 Å), I ($\lambda_{\varepsilon v}$ = 10300 Å).

Στα συστήματα αυτά οι δείκτες χρώματος γράφονται ως U-B, B-V, κλπ. Από το άλλο μέρος είναι δυνατό να πάμε από το ένα σύστημα στο άλλο, να βρούμε δηλαδή τις σχετικές εξισώσεις μετασχηματισμού του μηδενός και της κλίμακας, με παρατηρήσεις ορισμένων "στάνταρ" αστέρων, αστέρων δηλαδή με γνωστά μεγέθη και δείκτες χρώματος.



Σχήμα 2.7: Ποσοστό διερχομένου φωτός συναρτήσει του λ

Η διαφορά μεταξύ δύο μεγεθών ενός αστέρα, ο δείκτης χρώματος δηλαδή, οφείλεται σε δύο αίτια: α) στην κατανομή της ενέργειας στο φάσμα του αστέρα και β) στη μεσοαστρική απορρόφηση, κατά την οποία η κυανή ακτινοβολία απορροφάται ισχυρότερα από τον μεσοαστρικό κονιορτό, με αποτέλεσμα οι αστέρες να φαίνονται ερυθρότεροι από ό,τι είναι. Έτσι ένας αστέρας έχει ένα ίδιο (πραγματικό) δείκτη χρώματος π.χ. $(B-V)_o$ και ένα φαινόμενο (μετρούμενο) B-V. Η διαφορά αυτών γράφεται $E_{B-V}=(B-V)-(B-V)_o$ και καλείται γενικά **υπεροχή χρώματος**. Η απορ-

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ρόφηση Α, εξάλλου, δίνεται κατά προσέγγιση σε αστρικά μεγέθη από τη σχέση: $A = 3E_{B-V}$.

2.3.4. Απόλυτο μέγεθος αστέρα

Η φαινόμενη λαμπρότητα ενός αστέρα εξαρτάται, καθώς αναφέρθηκε, από τη φωτεινότητά του και την απόστασή του (ανεξάρτητα από τη μεσοαστρική απορρόφηση της ακτινοβολίας του). Για να έχουμε ένα μέτρο της επιφανειακής του λαμπρότητας (ίδιας λαμπρότητας) ή της φωτεινότητάς του, αναφερόμαστε στην απόλυτη λαμπρότητά του, δηλαδή στη φαινόμενη λαμπρότητα που θα είχε αν η απόστασή του από τη Γη ήταν 10 pc. Έτσι ορίζουμε ως **απόλυτο μέγεθος** M ενός αστέρα το φαινόμενο μέγεθος που θα είχε αν η απόστασή του ήταν 10 pc. Κατ' αναλογία λοιπόν προς το φαινόμενο μέγεθος έχουμε: $M_2 - M_1 = 2.5 \log \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}$, όπου Λ είναι η αντίστοιχη ροή που θα έφθανε στον παρατηρητή.

Καθώς το μέγεθος αυξάνει με το τετράγωνο της αποστάσεως r, η διαφορά m-M ανάμεσα στο φαινόμενο και στο απόλυτο μέγεθος αποτελεί ένα μέτρο για την εκτίμηση της αποστάσεως, που καλείται μη **διορθωμένο μέτρο αποστάσεως**. Έτσι έχουμε:

$$m-M = 2.5 \log \frac{\Lambda}{l} = 2.5 \log \frac{F_{10}}{F_r} = 2.5 \log \left(\frac{r}{10}\right)^2 = 5 (\log r - \log 10) \Rightarrow m-M = 5\log r - 5$$

Όταν ένας αστέρας γίνεται αμυδρότερος κατά Α μεγέθη λόγω μεσοαστρικής απορροφήσεως, τότε η σχέση αυτή γίνεται: $m - M = 5 \log r - 5 + A$ και η διαφορά m - M καλείται **μέτρο αποστάσεως** του αστέρα.

Τα απόλυτα μεγέθη των αστέρων περιλαμβάνονται μεταξύ $M \sim -9^m$ και $M \sim +20^m$, ενώ του Ηλίου είναι $M_{pg} = +5^m.4$ και $M_V = +4^m.8$.

Από τα παραπάνω βγαίνει το συμπέρασμα πως το απόλυτο βολομετρικό μέγεθος M_{bol} ενός αστέρα αποτελεί μέτρο της φωτεινότητάς του (που μετριέται σε erg/sec ή σε ηλιακές μονάδες). Πραγματικά, επειδή το βολομετρικό μέγεθος του Ηλίου είναι $+4^m.8$ θα έχουμε για έναν αστέρα:


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$4.8 - M_{bol} = 2.5 \log \frac{\Lambda}{\Lambda_\theta} \Rightarrow \quad 4.8 - M_{bol} = 2.5 \log \frac{L}{L_\theta} \Rightarrow \quad \log \frac{L}{L_\theta} = 1.81 - 0.4 M_{bol}$$

Έτσι προσδιορίζοντας τη φωτεινότητα του αστέρα από τη μελέτη του φάσματός του, βρίσκουμε το βολομετρικό του μέγεθος.

2.3.5. Φασματικός τύπος των αστέρων

Το σπουδαιότερο χαρακτηριστικό ενός αστέρα είναι το φάσμα του, από το οποίο μπορούμε να αντλήσουμε πλήθος πληροφοριών. Το φάσμα αυτό προέρχεται από τα εξωτερικά στρώματα του αστέρα, από την ατμόσφαιρά του, καθόσον τα φωτόνια από τα βαθύτερα στρώματα δεν μπορούν να διαφύγουν λόγω απορροφήσεώς τους από τα υπερκείμενα στρώματα. Έτσι μπορούμε να έχουμε πληροφορίες για τη χημική σύσταση της ατμόσφαιρας του αστέρα, τη θερμοκρασία, την πίεση, κλπ.

Το φάσμα ενός αστέρα είναι βασικά ένα φάσμα απορροφήσεως, ένα φάσμα δηλαδή με ένα φωτεινό υπόβαθρο (συνεχές φάσμα), που διακόπτεται από ένα μεγάλο αριθμό σκοτεινών γραμμών, των γραμμών απορροφήσεως. Σε μερικές όμως περιπτώσεις παρατηρούνται και λαμπρές γραμμές, οι γραμμές εκπομπής.

Η μορφή του φάσματος συνδέεται, καθώς αναφέρθηκε, με φυσικές ιδιότητες του αστέρα. Θα ήταν συνεπώς σκόπιμο να έχουμε ένα κατά το δυνατό αντικειμενικό τρόπο περιγραφής της μορφής του φάσματος, σε τρόπο ώστε να μπορούμε να τη συσχετίσουμε προς τις φυσικές ιδιότητες του αστέρα που βρίσκονται πίσω από τη μορφή αυτή. Αυτό σημαίνει να κάνουμε μία ταξινόμηση των αστέρων με βάση τη μορφή του φάσματος και να αναζητήσουμε στη συνέχεια τις σχέσεις που υπάρχουν ανάμεσα στις παραμέτρους ταξινομήσεως και στις βασικές παραμέτρους της φυσικής δομής των αστέρων. Πραγματικά υπάρχουν διάφορες τέτοιες ταξινομήσεις.

Οι σπουδαιότερες από τις **φασματικές ταξινομήσεις** είναι οι εξής:

α) **Ταξινόμηση του Harvard:** Η ταξινόμηση αυτή είναι εμπειρική, είναι η πιο παλιά και η πιο συνηθισμένη. Σύμφωνα με αυτή, οι αστέρες διαιρούνται σε ορισμένους **φασματικούς τύπους**, που χαρακτηρίζονται με τα γράμματα O, B, A, F, G, K,M και τις δεκαδικές υποδιαιρέσεις τους. Έτσι λέμε π.χ. ότι ένας αστέρας είναι φασματικού

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ

τύπου Α0, Β1, G2 κλπ. Οι αστέρες που ανήκουν στους τύπους Ο και Β καλούνται αστέρες **προγενέστερων τύπων**, αυτοί που ανήκουν στους τύπους Α, F, G αστέρες **ενδιαμέσων τύπων** και αυτοί που ανήκουν στους τύπους Κ, Μ αστέρες **μεταγενέστερων τύπων**.

Ο φασματικός τύπος ενός αστέρα προσδιορίζεται με βάση την εμφάνιση των διαφόρων γραμμών απορροφήσεως στο φάσμα. Από το άλλο μέρος και καθώς εξηγείται πιο κάτω, κάθε φασματικός τύπος αντιστοιχεί σε ορισμένη περιοχή επιφανειακής θερμοκρασίας Τ, που βαίνει ελαττούμενη με αυτόν. Η περιοχή αυτή καθώς και τα κύρια χαρακτηριστικά κάθε φασματικού τύπου είναι τα εξής:

Τύπος Ο: $T > 25000\ ^{o}K$. Σ' αυτόν ανήκουν οι πιο θερμοί αστέρες με φασματικές γραμμές ατόμων που έχουν ιονισθεί πολλές φορές, κυρίως όμως ατόμων HeII. Οι γραμμές του υδρογόνου είναι ασθενείς. Μερικές φορές περιέχονται γραμμές εκπομπής.

Τύπος Β: $11000 < T < 25000\ ^{o}K$. Γραμμές του HeII δεν υπάρχουν, είναι όμως ισχυρές του HeI. Οι γραμμές της σειράς Balmer του HI αρχίζουν να γίνονται έντονες.

Τύπος Α: $7500 < T < 11000\ ^{o}K$. Οι γραμμές του HI έχουν την πιο μεγάλη τους ένταση. Εμφανίζονται ασθενείς γραμμές ιόντων μετάλλων (CaII).

Τύπος F: $6000 < T < 7500\ ^{o}K$. Οι γραμμές του CaII είναι έντονες. Οι γραμμές των ουδετέρων και των ιονισμένων ατόμων των άλλων μετάλλων είναι εξίσου έντονες. Η ένταση των γραμμών του HI πέφτει.

Τύπος G: $5000 < T < 6000\ ^{o}K$. Οι γραμμές του CaII και της ταινίας G του CH είναι πολύ έντονες. Υπάρχουν γραμμές πολλών ουδέτερων ατόμων μετάλλων, όπως π.χ. του FeI. Η ένταση των γραμμών του HI πέφτει περισσότερο.

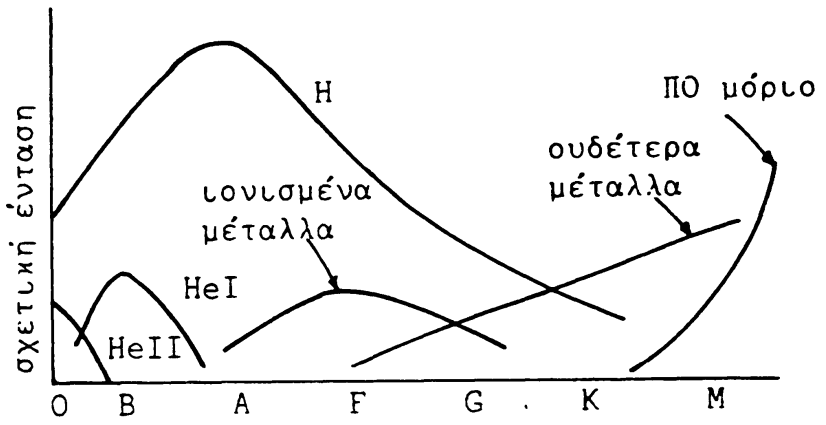
Τύπος Κ: $3500<T<5000\ ^{o}K$. Έντονες γραμμές μετάλλων. Εμφάνιση ταινιών μορίων.

Τύπος Μ: $2200 < T < 3500\ ^{o}K$. Σ' αυτόν ανήκουν οι πιο ψυχροί αστέρες. Χαρακτηρίζεται από γραμμές ουδέτερων ατόμων, ιδιαίτερα του CaI και από ταινίες του TiO.

Στο παρακάτω σχήμα 2.8 δίνεται η σχετική ένταση των διαφόρων χαρακτηριστικών φασματικών γραμμών καθώς μεταβαίνουμε προοδευτικά από τον ένα φασματικό τύπο στον άλλο.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Στους παραπάνω φασματικούς τύπους ανήκει το 99.95% περίπου των αστέρων. Υπάρχουν όμως και ορισμένοι άλλοι τύποι, με αστέρες που ενώ έχουν θερμοκρασία χαρακτηριστική ενός από τους παραπάνω τύπους, το φάσμα τους περιέχει γραμμές χτυπητά διαφορετικές από τις κανονικές. Έτσι έχουμε τους παρακάτω πρόσθετους τύπους:



Σχήμα 2.8: Σχετική ένταση των γραμμών του φάσματος των αστέρων συναρτήσει του φασματικού τύπου

Τύπος S: Από απόψεως θερμοκρασίας οι αστέρες είναι τύπου M. Χαρακτηρίζονται όμως από έντονες ταινίες των μορίων ZiO, YO, LaO.

Τύποι R και N: Από απόψεως θερμοκρασίας οι αστέρες είναι των τύπων K και M. Χαρακτηρίζονται όμως από έντονες ταινίες ενώσεων του άνθρακα (CN, CO, C_2), ενώ απουσιάζουν οι ταινίες του TiO. Οι αστέρες που ανήκουν στους τύπους αυτούς χαρακτηρίζονται σαν αστέρες άνθρακα και κατατάσσονται σήμερα στον κοινό τύπο C.

Τύποι P, W και Q: Από απόψεως θερμοκρασίας οι αστέρες είναι τύπου O. Στους τύπους αυτούς, που χαρακτηρίζονται από την εμφάνιση γραμμών εκπομπής, ανήκουν αντίστοιχα τα πλανητικά νεφελώματα, οι αστέρες Wolf-Rayet και οι νόβα.

Στο σύστημα αυτό φασματικής ταξινομήσεως του Harvard, προκειμένου να έχουμε ένα στοιχείο αναφερόμενο στη φωτεινότητα του αστέρα, που δεν εξαρτάται μόνο από την επιφανειακή θερμοκρασία αλλά και από την επιφάνεια του αστέρα, βάζουμε πριν από το φασματικό τύπο και ένα πρόσθετο μικρό γράμμα που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

χαρακτηρίζει τη φωτεινότητα. Γράφουμε π.χ. gKO που σημαίνει αστέρας γίγας (giant) φασματικού τύπου KO.

Οι σπουδαιότεροι κατάλογοι φασματικών τύπων είναι οι εξής:

1) Henry-Draper Catalogue (HD) με ~ 225000 αστέρες.

2) Potsdammer Spektraldurchmusterung (PSD) με ~ 65000 αστέρες.

3) Bergedorfer Spektraldurchmusterung (BSD) με 170000 αστέρες.

β) **Ταξινόμηση του Yerkes** (ή **σύστημα MK**): Η ταξινόμηση αυτή, που είναι περισσότερο σε χρήση σήμερα, είναι μία δισδιάστατη ταξινόμηση με βάση από το ένα μέρος το φάσμα και από το άλλο μέρος τη φωτεινότητα. Αυτό σημαίνει πως στην ταξινόμηση αυτή χρησιμοποιούνται δύο παράμετροι: ο **φασματικός τύπος** και η **τάξη φωτεινότητας**.

Για το φάσμα χρησιμοποιούνται οι τύποι της ταξινομήσεως του Harvard, με μερικές προσθήκες και παραλείψεις: οι τύποι P, W και Q δεν χρησιμοποιούνται, ενώ οι τύποι S και C (αντικαταστάτης των R και N) συμπληρώνονται από παραμέτρους που χαρακτηρίζουν την αφθονία ορισμένων μορίων που περιέχονται στον αστέρα π.χ. R And $S7_6$. Επιπλέον, για το χαρακτηρισμό των παρατηρούμενων ανωμαλιών στο φάσμα ορισμένων αστέρων χρησιμοποιούνται τα παρακάτω προθέματα:

m (metallic) : ανώμαλη ένταση γραμμών μετάλλων

n (nebulous) : διάχυτες πλατιασμένες γραμμές

nn : πολύ διάχυτες γραμμές

s (sharp) : σαφείς γραμμές

e (emission) : γραμμές εκπομπής

v (variable) : μεταβλητό φάσμα

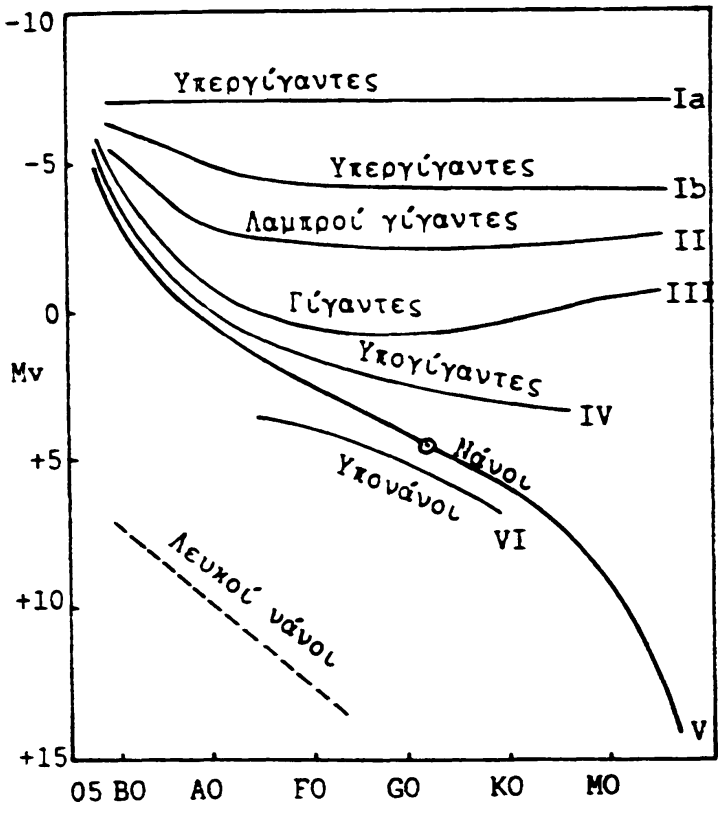
K (γραμμή K του CaII) : ισχυρές γραμμές H και K του CaII

P ή pec (peculiar) : ιδιομορφίες που πρέπει να περιγραφούν λεπτομερειακά.

Σχετικά με τη φωτεινότητα, οι αστέρες χωρίζονται σε έξη τάξεις που χαρακτηρίζονται με τους αριθμούς, I, II, III, IV, V, VI, κάθε δε τάξη υποδιαιρείται σε τρεις μικρότερες (αν χρειάζεται), που χαρακτηρίζονται με τα γράμματα a,b,c. Έτσι γράφουμε π.χ. για τον α Κύκνου, α Cyg A2 Ia, και για τον Ήλιο Sun G2 V.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Οι αστέρες που ανήκουν στις παραπάνω τάξεις φωτεινότητας χαρακτηρίζονται κατά σειρά με τις ονομασίες: υπεργίγαντες, λαμπροί γίγαντες, γίγαντες, υπογίγαντες, νάνοι και υπονάνοι. Η σχέση εξάλλου ανάμεσα στο φασματικό τύπο και την τάξη φωτεινότητας (απόλυτο μέγεθος) δίνεται στο σχήμα 2.9. Πρέπει ακόμα να σημειωθεί πως το 99% των αστέρων ανήκουν στην τάξη V (αστέρες κύριας ακολουθίας - βλ.πιο κάτω).



Σχήμα 2.9

Εκτός από τις παραπάνω ταξινομήσεις που είναι ποιοτικές, γίνονται δηλαδή με εξέταση των φασμάτων από πεπειραμένους παρατηρητές (χωρίς μετρήσεις), υπάρχουν και άλλες, ανάμεσα στις οποίες είναι η ποσοτική ταξινόμηση των Παρισίων. Η περιγραφή τους όμως ξεφεύγει από το σκοπό του βιβλίου.

Καθώς είπαμε παραπάνω, η μορφή του φάσματος και συνεπώς ο φασματικός τύπος εξαρτάται από τις φυσικές ιδιότητες της ατμόσφαιρας του αστέρα. Γεννιέται λοιπόν τώρα το ερώτημα: ποιές φυσικές συνθήκες είναι υπεύθυνες για τις παρατηρούμενες διαφορές στους φασματικούς τύπους και τάξεις φωτεινότητας; Η αρχική σκέψη ήταν πως υπεύθυνη για τις διαφορές ήταν η χημική σύσταση, ότι δηλαδή οι αστέρες τύπου Ο και Β ήταν πολύ πλούσιοι σε ήλιο, οι τύπου Α ήταν σχεδόν αποκλειστικά από υδρογόνο κ.ο.κ. Το 1920 όμως ο Saha έδειξε ότι οι φασματικές διαφορές οφείλονται σε διαφορετικές συνθήκες διεγέρσεως και ιονισμού των ατόμων, πράγμα που σημαίνει σε διαφορετικές θερμοκρασίες και ηλεκτρονικές πιέσεις. Συγκεκριμένα, το ήλιο διεγείρεται πολύ δύσκολα, σε τρόπο ώστε μόνο οι πιο θερμοί αστέρες να

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

παρουσιάζουν ισχυρές γραμμές ηλίου. Από το άλλο μέρος, για να παρουσιαστούν οι γραμμές του υδρογόνου, χρειάζεται αρκετή ενέργεια για τη σχετική διέγερση, ενώ για τον ιοσνιμό βέβαια χρειάζεται πολύ περισσότερη. Έτσι για κάπως υψηλές θερμοκρασίες θα έχουμε επικράτηση των γραμμών αυτών, ενώ για σχετικά χαμηλότερες και υψηλότερες αυτές θα παρουσιάζονται ασθενείς και αυτό γιατί στις χαμηλές θερμοκρασίες δεν διεγείρονται τα άτομα του Η, ενώ στις υψηλές ιονίζονται. Τα ουδέτερα μέταλλα, τέλος, που έχουν χαμηλό δυναμικό ιονισμού (ιονίζονται εύκολα), θα εμφανίζονται στους ψυχρούς αστέρες. Το ίδιο ισχύει και για τα μόρια (βλ. σχ. 2.6).

Έτσι μπορούμε να πούμε πως η εμφάνιση των διακρόρων φασματικών γραμμών σε ένα φάσμα εξαρτάται από τη θερμοκρασία, την ηλεκτρονική πίεση και την αφθονία των αντίστοιχων χημικών στοιχείων. Η επίδραση πάντως των δύο τελευταίων παραμέτρων είναι δευτερεύουσας σημασίας, ιδιαίτερα δε της αφθονίας των χημικών στοιχείων είναι αμελητέα. Αν και αυτό φαίνεται περίεργο, ωστόσο ερμηνεύεται εύκολα από το γεγονός ότι οι διαφορές στη χημική σύσταση των αστέρων είναι μικρές και επιπλέον απαιτούνται μεγάλες διαφορές για μία σημαντική αλλαγή στη μορφή του φάσματος. Έτσι, ως ρυθμιστικοί παράγοντες μένουν η θερμοκρασία και η πίεση. Γίθεται λοιπόν το ερώτημα: σε μία δισδιάστατη ταξινόμηση σαν του Yerkes ποια φυσική παράμετρος καθορίζει κατά κύριο λόγο το φασματικό τύπο και ποια τη φωτεινότητα; Η απάντηση είναι: η φασματική σειρά O, B, A, F, G, K, M είναι μία σειρά που καθορίζεται βασικά από τη θερμοκρασία, ενώ η σειρά φωτεινότητας I, II, III, IV, V, VI είναι μία σειρά που καθορίζεται βασικά από την ηλεκτρονική πίεση.

3.6. Μάζα των αστέρων

Άμεση μέτρηση της μάζας ενός αστέρα είναι δυνατή μόνο στην περίπτωση των διπλών αστέρων, με βάση τις κινήσεις αυτών και τις δυνάμεις βαρύτητας μεταξύ τους, φαινόμενα που θα εξεταστούν λεπτομερειακά στο τέταρτο κεφάλαιο.

Στην περίπτωση αστέρων με μεγάλη ένταση βαρύτητας, όπως π.χ. στην περίπτωση των λευκών νάνων, είναι δυνατό, μετρώντας τη μετατόπιση Doppler $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

που οφείλεται στη βαρύτητα και δίνεται από τη σχέση $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = G\frac{M}{c^2R}$, να υπολογίσουμε τη μάζα Μ.

Δυστυχώς ο προσδιορισμός της μάζας των αστέρων είναι εξαιρετικά δύσκολος, γιατί εκτός από τις άλλες δυσκολίες χρειάζονται και μακροχρόνιες παρατηρήσεις. Έτσι γνωρίζουμε τη μάζα μόνο καμιά εικοσαριά αστέρων, από τους οποίους 3 είναι λευκοί νάνοι, 2 υπογίγαντες, 1 γίγαντας και οι υπόλοιποι νάνοι. Ακόμα και ενός μόνο γίγαντα να προσδιορίσουμε τη μάζα, θα ήταν μεγάλη βοήθεια για την ανάπτυξη της θεωρίας εξελίξεως των αστέρων.

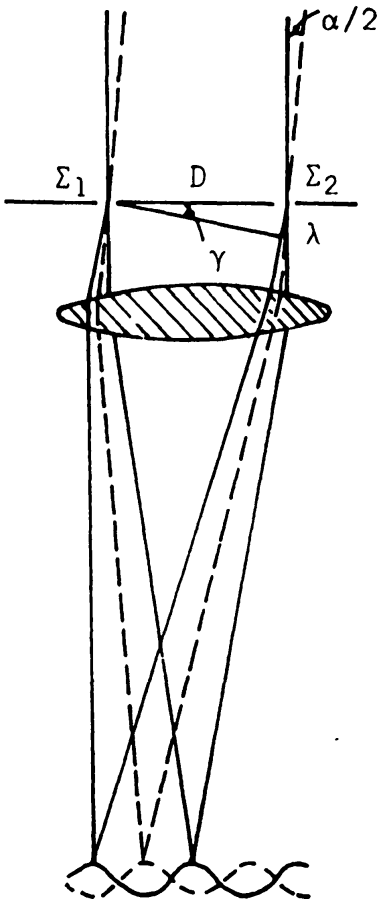
2.3.7. Ακτίνα των αστέρων

Για τη μέτρηση της ακτίνας των αστέρων υπάρχουν τέσσερις μέθοδοι, τρεις γεωμετρικές και μία φωτομετρική, η τελευταία όμως δεν είναι τόσο ακριβής. Οι μέθοδοι αυτές είναι οι εξής:

α) **Μέθοδος συμβολής:** Η αρχή της μεθόδου στηρίζεται στο φαινόμενο της συμβολής. Έτσι αν μπροστά από τον αντικειμενικό φακό του τηλεσκοπίου (σχ. 2.10) τοποθετήσουμε ένα διάφραγμα με δύο σχισμές Σ_1 και Σ_2, όπου $\Sigma_1\Sigma_2 = D$, το φως μιας σημειακής πηγής περνώντας από τις σχισμές παθαίνει παράθλαση και οι διερχόμενες ακτίνες συμβάλλουν δίνοντας κροσσούς συμβολής, εναλλάξ φωτεινούς και σκοτεινούς. Η απόσταση d ανάμεσα στα μέγιστα εντάσεως δίνεται από τη σχέση: $d = n\frac{\lambda}{D}$ (n=0,1,2,...). Αν η φωτεινή πηγή δεν είναι σημειακή, όπως στην περίπτωση ενός αστέρα με φαινόμενη διάμετρο α, τότε οι κροσσοί που δημιουργούνται από τα διάφορα σημεία της φωτεινής πηγής αλληλεπικαλύπτονται. Εφόσον α « d το σύστημα των κροσσών παραμένει, αν και συγκεχυμένο, και ο αστέρας εξακολουθεί να είναι ένα σημείο στο συμβολόμετρο. Αυξάνοντας όμως την απόσταση D, ελαττώνουμε το d που πλησιάζει έτσι το α. Για μία τιμή της αποστάσεως D οι κροσσοί συγχωνεύονται και το όλο σύστημα εξαφανίζεται. Στο σημείο αυτό είναι $\alpha = 1.22\frac{\lambda}{D}$, και έτσι βρίσκουμε τη διάμετρο του αστέρα σε δευτερόλεπτα τόξου. Αν λοιπόν γνωρίζουμε την απόσταση


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

του αστέρα, βρίσκουμε εύκολα την ακτίνα του. Με αυτόν τον τρόπο βρέθηκαν οι ακτίνες 10 περίπου μεγάλων αστέρων. Π.χ. ο α Tau έχει $R = 48\ R_\odot$ και ο α Ori έχει $R = 750\ R_\odot$



Σχήμα 2.10

Για τη μέθοδο αυτή χρησιμοποιήθηκε αρχικά το συμβολόμετρο του Michelson. Πιο πρόσφατα χρησιμοποιήθηκαν δύο φωτοηλεκτρικοί δέκτες τοποθετημένοι σε μεγάλη απόσταση (εκατοντάδες μέτρα), που μετατρέπουν το φως του αστέρα σε σήματα. Αυτά αναμιγνύονται ηλεκτρονικά σε τρόπο ώστε να δημιουργηθούν φαινόμενα συμβολής ανάλογα προς τα παραπάνω. Η τελευταία τεχνική που εφαρμόζεται είναι μία παραλλαγή της ολογραφίας.

β) **Μέθοδος επιπροσθήσεως**: Αυτή στηρίζεται στην επικάλυψη των αστέρων από το δίσκο της Σελήνης καθώς αυτή κινείται πάνω στον ουρανό. Η επικάλυψη αυτή δεν γίνεται ακαριαία, όπως θα συνέβαινε αν ο αστέρας ήταν ένα φωτεινό σημείο, αλλά διαρκεί ένα μικρό χρονικό διάστημα κατά το οποίο η λαμπρότητά του φθίνει βαθμιαία. Έτσι, μετρώντας τη διάρκεια αυτή με κατάλληλο τρόπο, μπορούμε να μετρήσουμε τη διάμετρο του αστέρα. Η μέθοδος αυτή παρουσιάζει δυσκολίες λόγω φαινομένων παραθλάσεως και των ανωμαλιών του χείλους της Σελήνης.

γ) **Μέθοδος διπλών αστέρων**: Κατά τη μέθοδο αυτή εκμεταλλευόμαστε το φαινόμενο της εκλείψεως, σε ένα ζεύγος αστέρων, του μικρότερου αστέρα από το μεγαλύτερο, κατά την περιφορά του γύρω από αυτόν. Έτσι θεωρώντας τις τέσσερις θέσεις του μικρού αστέρα, διαμέτρου d, σε σχέση με τον μεγάλο αστέρα, διαμέτρου D

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

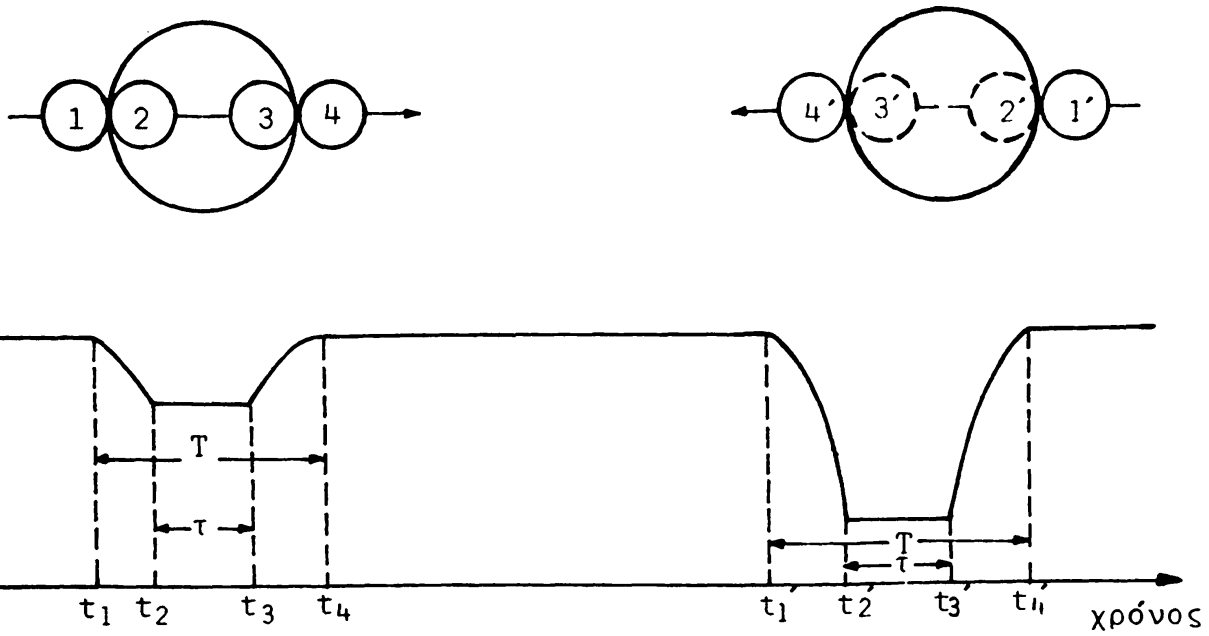
(σχ. 2.11), θα έχουμε με βάση την καμπύλη μεταβολής της λαμπρότητας του ζεύγους την ακτίνα περιφοράς r και την περίοδο περιφοράς T:

$$D+d = u(t_4-t_1) \Rightarrow D+d = \frac{2\pi r}{T}(t_4-t_1) \Rightarrow D+d = \frac{C}{T}(t_4-t_1)$$

$$D+d = u(t_3-t_2) \Rightarrow D+d = \frac{2\pi r}{T}(t_3-t_2) \Rightarrow D+d = \frac{C}{T}(t_3-t_2)$$

όπου $C = 2\pi r$.

Από τις σχέσεις αυτές λαμβάνουμε εύκολα τους λόγους $\frac{D}{C}$ και $\frac{d}{C}$. Έτσι αν βρούμε με φασματοσκοπικές παρατηρήσεις (βλ. κεφ. 4) την ταχύτητα περιφοράς u και στη συνέχεια το μήκος C, λαμβάνουμε τις διαμέτρους D και d.



Σχήμα 2.11

Η μέθοδος αυτή περιπλέκεται όταν η τροχιά είναι ελλειπτική, ή η απόσταση των αστέρων μικρή, καθώς και από την αμαύρωση κέντρου-χείλους των αστέρων. Πάντως μέχρι σήμερα έχουν βρει με αυτόν τον τρόπο την ακτίνα 20 περίπου αστέρων.

δ) **Φωτομετρική μέθοδος:** Αν M_θ, L_θ και R_θ είναι το απόλυτο μέγεθος, η φωτεινότητα και η ακτίνα αντίστοιχα του Ηλίου και M, L και R τα ίδια μεγέθη ενός αστέρα θα έχουμε καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$M - M_\odot = -2.5 \log \frac{L}{L_\odot} = -2.5 \log \frac{4\pi R^2 F}{4\pi R_\odot^2 F_\odot}$$

όπου $F_\odot$ και F είναι η επιφανειακή λαμπρότητα (ροή) Ηλίου και αστέρα. Από τη σχέση αυτή λαμβάνουμε:

$$\log \frac{R}{R_\odot} = \frac{M_\odot - M}{5} - 0.5 \log \frac{F}{F_\odot}$$

Αρκεί συνεπώς να προσδιορίσουμε τα M και F, δεδομένου ότι γνωρίζουμε τα $M_\odot$, $R_\odot$ και $F_\odot$. Αν λοιπόν $M=M_{bol}$ και θεωρήσουμε τον αστέρα ως μέλαν σώμα, οπότε μπορούμε να θέσουμε $F= \sigma T_{eff}^4$, βρίσκουμε την R. Στην πράξη όμως εκείνο που παρατηρούμε είναι το M_v ή το M_{pg} και συνεπώς πρέπει να γνωρίζουμε τη F_λ στην αντίστοιχη φασματική περιοχή ή την ένταση $B_\lambda=B_\lambda(T_{rad})$ από τον νόμο του Planck. Προς τούτο απαιτείται η θερμοκρασία ακτινοβολίας T_{rad}, που μπορεί να βρεθεί είτε από λεπτομερειακή θεωρητική ανάλυση, είτε από το δείκτη χρώματος κατά προσέγγιση.

2.3.8. Πυκνότητα

Η πυκνότητα ρ ενός αστέρα προσδιορίζεται από το γνωστό τύπο $\rho = \frac{M}{V} = \frac{3M}{4\pi R^3}$ αν γνωρίζουμε τη μάζα M και την ακτίνα R.

2.3.9. Ένταση βαρύτητας

Η ένταση βαρύτητας g ενός αστέρα προσδιορίζεται από τη σχέση $g = G \frac{M}{R^2}$ όταν είναι γνωστά τα M και R. Εξάλλου είναι δυνατό να υπολογιστεί, με μικρή όμως ακρίβεια, από τη φασματική ανάλυση με βάση τη θεωρία των αστρικών ατμοσφαιρών.

2.3.10. Θερμοκρασία

Η θερμοκρασία είναι ένα μέγεθος που δεν μπορούμε ούτε να παρατηρήσουμε άμεσα, ούτε και να το ορίσουμε με ένα και μοναδικό τρόπο. Εμφανίζεται πάντα ως παράμετρος στις διάφορες σχέσεις που δίνουν τα παρατηρούμενα μεγέθη, όπως

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

είναι η ένταση ακτινοβολίας, η κατανομή των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων, και συνεπώς θα μπορούσαμε γενικά να θεωρήσουμε ως θερμοκρασία ενός σώματος την παράμετρο εκείνη που στην κατάλληλη εξίσωση, δίνει εξαγόμενο (για ένα μέγεθος) που συμφωνεί με την παρατήρηση. Έτσι κάθε σχετική εξίσωση ορίζει και μία διαφορετική θερμοκρασία, με αποτέλεσμα να μιλάμε για διάφορες θερμοκρασίες, όπως π.χ. για ενεργό θερμοκρασία, για ηλεκτρονική, για θερμοκρασία χρώματος κλπ. Όλες αυτές οι θερμοκρασίες συμφωνούν και ταυτίζονται σε μία και μοναδική μόνο στην κατάσταση της **θερμοδυναμικής ισορροπίας**, γεγονός που θα μπορούσε να θεωρηθεί και σαν ορισμός αυτής.

Σύμφωνα λοιπόν με τα αναφερθέντα, διακρίνουμε τα παρακάτω σπουδαιότερα είδη θερμοκρασίας:

1) **Ενεργός θερμοκρασία T_{eff}:** Είναι η θερμοκρασία ενός μέλανος σώματος που ακτινοβολεί το ίδιο συνολικό ποσό ενέργειας με το παρατηρούμενο από τον αστέρα. Είναι βασικό μέγεθος, μη παρατηρούμενο άμεσα. Αντιστοιχεί στο M_{bol}.

2) **Θερμοκρασία ακτινοβολίας T_{rad}:** Είναι η θερμοκρασία ενός μέλανος σώματος που ακτινοβολεί το ίδιο ποσό ενέργειας με το παρατηρούμενο από τον αστέρα σ' ορισμένη φασματική περιοχή.

3) **Θερμοκρασία λαμπρότητας T_b:** Είναι η θερμοκρασία ενός μέλανος σώματος που ακτινοβολεί το ίδιο ποσό ενέργειας με το παρατηρούμενο από τον αστέρα σ' ορισμένο μήκος κύματος, $T_b = \lim T_{rad}$ για $\Delta\lambda \Longrightarrow 0$.

4) **Θερμοκρασία χρώματος T_c:** Είναι η θερμοκρασία ενός μέλανος σώματος που δείχνει σε μία ορισμένη περιοχή του φάσματος, στην οποία γίνεται η παρατήρηση, την ίδια κατανομή της εντάσεως.

5) **Κινητική θερμοκρασία T_{kin}:** Είναι η θερμοκρασία που προκύπτει από την παρατηρούμενη κατανομή Maxwell των ταχυτήτων των σωματιδίων. Έτσι έχουμε από την κινητική θεωρία των αερίων:

α) πιθανότερη ταχύτητα: $$U_{pr} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{2kT_{kin}}{m}}$$

(θερμική ταχύτητα)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

β) μέση ταχύτητα: $\bar{U} = \sqrt{\frac{8kT_{kin}}{m}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} U_{pr}$

γ) μέση τετραγωνική ταχύτητα: $U_{rms} = \overline{U^2} = \sqrt{\frac{3kT_{kin}}{m}} = \sqrt{\frac{3}{2}} U_{pr}$

όπου μ = μοριακό βάρος, R = σταθερά των αερίων

m = μάζα σωματιδίου, k = σταθερά του Boltzmann

6) **Ηλεκτρονική θερμοκρασία T_e:** Είναι η κινητική θερμοκρασία των ηλεκτρονίων.

7) **Θερμοκρασία διεγέρσεως T_{ex}:** Είναι η θερμοκρασία που προκύπτει από το θεωρούμενο σχετικό αριθμό των ατόμων σε μία στάθμη διεγέρσεως με βάση το νόμο του Boltzmann (βλ. πιο κάτω).

8) **Θερμοκρασία ιονισμού T_{ion}:** Είναι η θερμοκρασία που προκύπτει από το θεωρούμενο σχετικό αριθμό ατόμων σε μία κατάσταση ιονισμού από ορισμένη στάθμη ενέργειας, με βάση το νόμο του Saha (βλ. πιο κάτω).

2.3.11. Περιστροφή των αστέρων

Η περιστροφή των αστέρων είναι δυνατό να προσδιοριστεί με άμεσο και έμμεσο τρόπο.

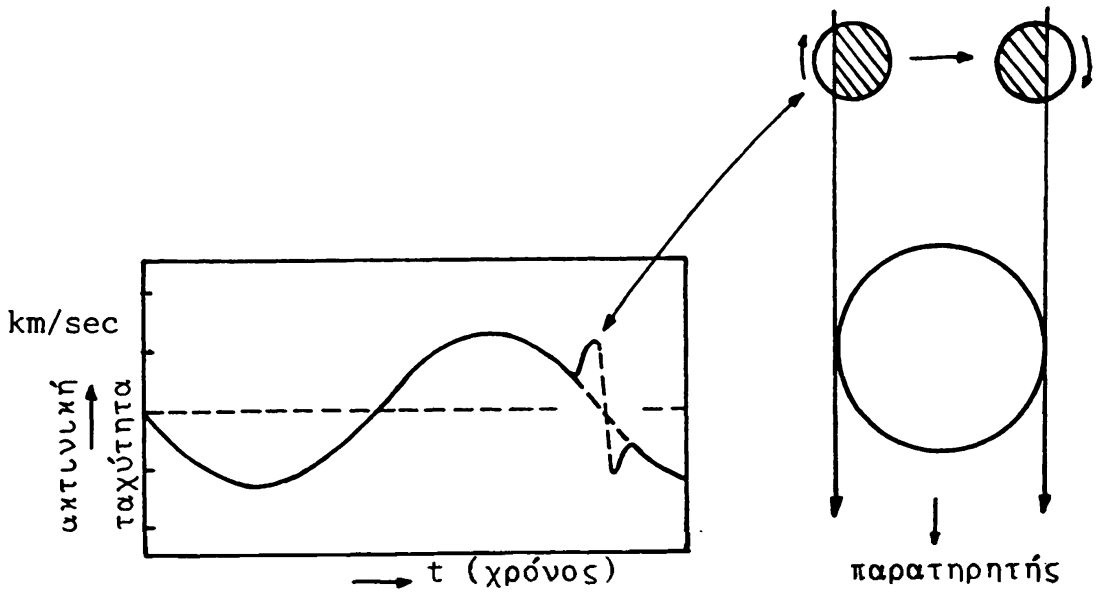
α) **Άμεσος τρόπος:** Αυτός εφαρμόζεται μόνο στην περίπτωση του Ηλίου και ορισμένων διπλών αστέρων (μεταβλητών δι' εκλείψεως), στους οποίους ο μικρότερος παθαίνει έκλειψη από τον μεγαλύτερο καθώς περιφέρεται γύρω του.

Στην περίπτωση του Ηλίου η περιστροφή προσδιορίζεται, καθώς θα δούμε στο σχετικό κεφάλαιο, με παρατήρηση της μετατοπίσεως διαφόρων σχηματισμών πάνω στο δίσκο, όπως είναι οι κηλίδες, καθώς και με τη βοήθεια φασματοσκοπικών παρατηρήσεων και του φαινόμενου Doppler (μετατόπιση των φασματικών γραμμών).

Στην περίπτωση των μεταβλητών δι' εκλείψεως αστέρων και όταν, πριν από την έκλειψη ή μετά από αυτήν (σχ. 2.12), ένα μέρος του αστέρα είναι για λίγο χρόνο ορατό, είναι δυνατό να βρούμε φασματοσκοπικά, με το φαινόμενο Doppler, την ταχύτητα περιστροφής του μικρότερου αστέρα.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Έτσι, στην καμπύλη που παριστάνει την ταχύτητα περιφοράς του μικρότερου αστέρα γύρω από τον μεγαλύτερο, επιπροστίθεται η μικρότερη καμπύλη, λόγω περιστροφής του μικρότερου γύρω από τον άξονά του.



Σχήμα 2.12

β) **Έμμεσος τρόπος:** Έμμεσα μπορούμε να προσδιορίσουμε την περιστροφή από την πλάτυνση των φασματικών γραμμών λόγω φαινόμενου Doppler: Το φως από το χείλος που πλησιάζει προς τον παρατηρητή προκαλεί μία μικρή μετατόπιση των φασματικών γραμμών προς το ιώδες, ενώ το χείλος που απομακρύνεται, προς το ερυθρό. Επειδή οι μετατοπίσεις αυτές είναι μικρές, οι γραμμές παρουσιάζουν μία πλάτυνση. Το πρόβλημα είναι τώρα πως θα ξεχωρίσουμε αυτή την πλάτυνση από άλλες πλατύνσεις που οφείλονται σε άλλα φαινόμενα (θερμοκρασία, στροβιλισμό, πίεση, κλπ.). Υπάρχουν βέβαια γι' αυτό διάφορες μέθοδοι που ξεφεύγουν όμως από το σκοπό του βιβλίου.,

Τα αποτελέσματα των μετρήσεων πάντως έδειξαν πως η περιστροφή σχετίζεται με το φασματικό τύπο και τη φωτεινότητα. Έτσι στους νάνους αστέρες (κύρια ακολουθία) η γραμμική ταχύτητα περιστροφής ελαττώνεται από τον τύπο Β (250 km/s) προς τον Μ (<10 km/s). Στους προγενέστερους τύπους, οι νάνοι



περιστρέ-φονται ταχύτερα από τους γίγαντες, ενώ οι αστέρες με γραμμές εκπομπής (Oe,Be) ακόμα ταχύτερα. Από το άλλο μέρος, στους μεταγενέστερους τύπους (από τον τύπο A5 και ύστερα), οι γίγαντες περιστρέφονται ταχύτερα από τους νάνους. Οι υπεργίγαντες, τέλος, έχουν μικρή ή καθόλου περιστροφή.

2.3.12. Μαγνητικό πεδίο αστέρων

Καθώς αναφέρθηκε στο πρώτο μέρος, το μαγνητικό πεδίο ενός αστέρα προσδιορίζεται από το φάσμα του με βάση το φαινόμενο Zeeman, το οποίο, όπως και η περιστροφή, προκαλεί μία πλάτυνση των φασματικών γραμμών. Αυτή όμως είναι εύκολο να διαχωριστεί, γιατί α) το φαινόμενο Zeeman εξαρτάται από τον παράγοντα Landé και συνεπώς μερικές γραμμές δεν επηρεάζονται από το μαγνητικό πεδίο και β) οι συνιστώσες στις οποίες αναλύεται μία γραμμή, με βάση το φαινόμενο Zeeman, παρουσιάζουν διαφορετική πόλωση.

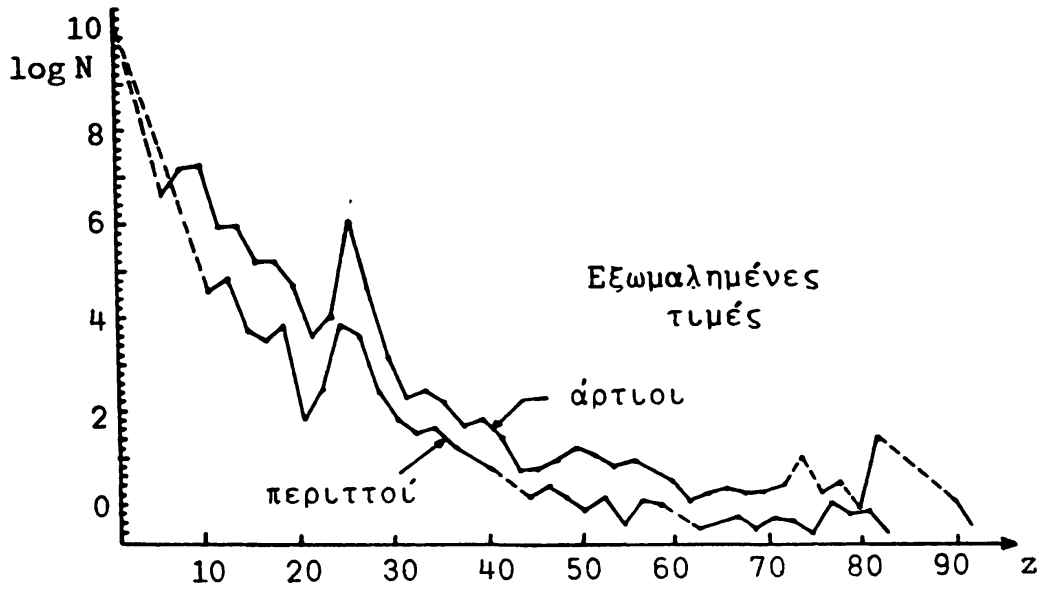
Οι αστέρες με μαγνητικό πεδίο καλούνται **μαγνητικοί αστέρες**, στη φασματική δε ταξινόμηση είναι τύπου A_p. Τα μετρούμενα μαγνητικά πεδία είναι της τάξεως των 500 Gauss, ενώ σε ακραίες περιπτώσεις μετρήθηκαν μαγνητικά πεδία της τάξεως των 35000 Gauss. Πρέπει ακόμα να σημειωθεί πως το μαγνητικό πεδίο είναι μεταβλητό, με περίοδο της τάξεως μερικών εβδομάδων, και μεταβάλλεται πότε κανονικά και πότε ακανόνιστα, ενώ μερικές φορές παρουσιάζει αντιστροφή της πολικότητας.

2.3.13. Χημική σύσταση αστέρων

Η χημική σύσταση των αστρικών ατμοσφαιρών είναι γνωστή στις περισσότερες περιπτώσεις μόνο ποιοτικά, από το φάσμα τους. Μόνο για μία δεκάδα περίπου αστέρες είναι γνωστή με αρκετή ακρίβεια, καθώς επίσης στην περίπτωση του Ηλίου. Γνωστή είναι ακόμα των μετεωριτών και φυσικά του φλοιού της Γης και της Σελήνης.

Από τις μέχρι σήμερα μελέτες προκύπτει, πως ουράνια σώματα εντελώς ανόμοια, τόσο στη φυσική δομή όσο και στην ηλικία και την απόσταση, παρουσιάζουν την ίδια σχεδόν χημική σύσταση. Επιπλέον, η **αφθονία των χημικών στοιχείων**, η

σχετική αναλογία δηλαδή αυτών, δείχνει ορισμένες κανονικότητες που ερμηνεύονται θεωρητικά και που θα ήταν δυνατό να αποδοθούν σε μία κοσμική κατανομή. Στο σχήμα 2.13 δίνεται η κατανομή αυτή, στο ηλιακό σύστημα, που μοιάζει πάρα πολύ με εκείνη του Γαλαξία μας. Στον αξονα των τετμημένων είναι ο ατομικός αριθμός Z και στον άξονα των τεταγμένων ο λογάριθμος του αριθμού των ατόμων, σε σχέση με το λογάριθμο του αριθμού των ατόμων του πυριτίου: $\log N_{Si}=6$. Από το σχήμα αυτό βλέπουμε πως στην αρχή έχουμε μία γρήγορη πτώση με τον ατομικό αριθμό. Επίσης πως τα στοιχεία με άρτιο ατομικό αριθμό είναι πιο άφθονα και ότι για ορισμένους ατομικούς αριθμούς παρουσιάζονται τοπικά μέγιστα.



Σχήμα 2.13: Η αφθονία των χημικών στοιχείων στο ηλιακό σύστημα

Τα περισσότερο άφθονα 10 πρώτα στοιχεία δίνονται στον παρακάτω πίνακα 2.1. Σε μερικούς αστέρες εμφανίζονται πάντως σοβαρές αποκλίσεις από το γενικό κανόνα. Σχετικά με την προέλευση των χημικών στοιχείων, η άποψη που επικρατεί είναι πως το Η και το Ηe σχηματίσθηκαν κατά τη μεγάλη έκρηξη, ενώ τα άλλα στοιχεία στο εσωτερικό των αστέρων, όπου συντελούνται και σχετικές μεταβολές στην αφθονία τους (βλ. πιο κάτω).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 2.1

Z	Στοιχεία	N	Z	Στοιχεία	N
1	H	91.800	7	N	0.009
2	He	8.000	14	Si	0.003
8	O	0.092	12	Mg	0.002
6	C	0.032	16	S	0.0021
10	Ne	0.025	26	Fe	0.0005

2.4. Σχέσεις χαρακτηριστικών των αστέρων

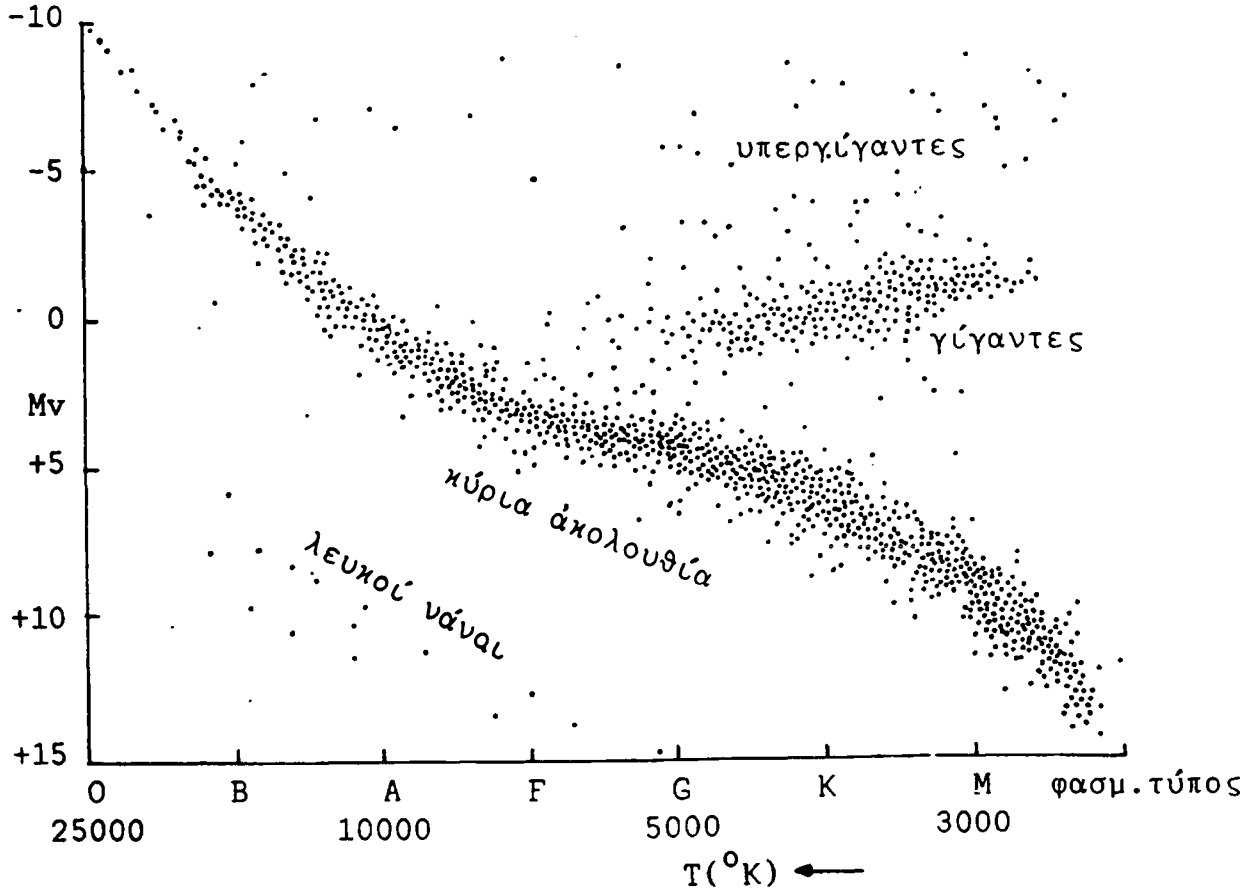
2.4.1. Διάγραμμα Hertzsprung-Russel (HR)

Λίγο μετά το 1910, οι Hertzsprung (1911) και Russel (1913), ανεξάρτητα ο ένας από τον άλλο, ανακάλυψαν μία συσχέτιση που αποτελεί μία από τις σπουδαιότερες συνθέσεις παρατηρήσεων της Αστρονομίας και που είναι γνωστή ως διάγραμμα Hertzsprung-Russel (HR). Στο διάγραμμα αυτό, στην πρωταρχική του μορφή, γινόταν συσχέτιση του απόλυτου μεγέθους M_V των αστέρων της περιοχής του Ηλίου, δηλαδή των κοντινών αστέρων, και του φασματικού τύπου. Το αρχικό διάγραμμα δηλαδή είχε στον έναν άξονα το M_V και στον άλλον το φασματικό τύπο (σχ. 2.14).

Στο διάγραμμα HR οι αστέρες παρουσιάζονται συγκεντρωμένοι σε τέσσερις βασικά περιοχές. Οι πιο πολλοί είναι συγκεντρωμένοι σε μία ζώνη που διασχίζει διαγώνια το διάγραμμα και αποτελεί την **κύρια ακολουθία**. Οι αστέρες της ζώνης αυτής, ανάμεσα στους οποίους είναι και ο Ήλιος, ονομάζονται **νάνοι αστέρες**. Οι αστέρες κάτω και αριστερά από την κύρια ακολουθία είναι οι **λευκοί νάνοι** και πάνω από αυτή κατά σειρά οι **γίγαντες** και οι **υπεργίγαντες**. Τις ονομασίες τους αυτές τις οφείλουν στο μέγεθός τους: για δεδομένη θερμοκρασία $T=T_{eff}$, η φωτεινότητα των αστέρων και συνεπώς το απόλυτο μέγεθός τους M_V εξαρτάται από την ακτίνα ($L=4\pi R^2\sigma T_{eff}^4$, σ=σταθερά των Stefan-Boltzmann). Εξάλλου σε μία πιο λεπτομερειακή

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ανάλυση διακρίνουμε έξη τάξεις φωτεινότητας με ανάλογες ονομασίες των αστέρων, καθώς αναφέρεται πιο πάνω (βλ. σχ. 2.9).



Σχήμα 2.14: Διάγραμμα Hertzsprung-Russel

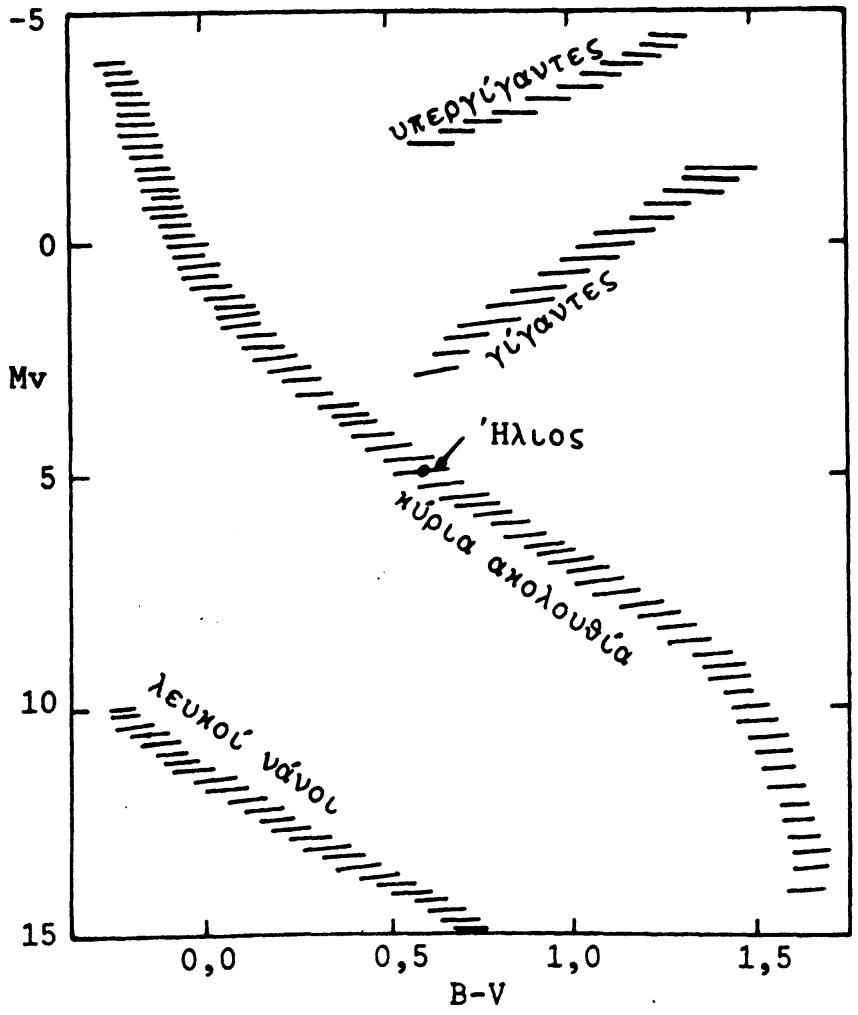
Καθώς θα δούμε πιο κάτω, η θέση ενός αστέρα στο διάγραμμα HR εξαρτάται από τη μάζα και την ηλικία του, δηλαδή από τη φάση της εξελίξεως στην οποία βρίσκεται.

2.4.2. Διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος

Με την πάροδο του χρόνου και την ανακάλυψη του νόμου του Saha αποδείχτηκε πως οι διαφορές στα αστρικά φάσματα, και συνεπώς οι διάφοροι φασματικοί τύποι, οφείλονται σε διαφορές της επιφανειακής θερμοκρασίας των αστέρων και έτσι ο φασματικός τύπος αντικαταστάθηκε από τη θερμοκρασία. Καθώς όμως είναι δύσκολο να προσδιοριστεί με ακρίβεια η επιφανειακή θερμοκρασία από τις παρατηρήσεις, οι παρατηρητές σήμερα, αντί γι' αυτή, στο διάγραμμα βάζουν το

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

δείκτη χρώματος B-V, οπότε έχουμε, καθώς λέμε γενικότερα, το διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος. Το διάγραμμα αυτό, που φαίνεται για τους κοντινούς αστέρες στο σχήμα 2.15, είναι πιο κατάλληλο γιατί επιτρέπει να περιλάβουμε σ' αυτό και τους A_p αστέρες, πράγμα που δημιουργεί προβλήματα στο προηγούμενο διάγραμμα.

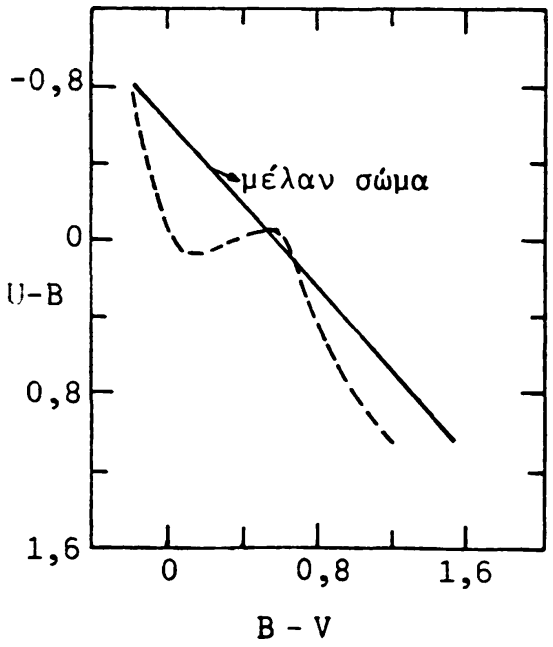


Σχήμα 2.15: Διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.4.3. Διάγραμμα δύο χρωμάτων

Στο διάγραμμα αυτό, που δίνεται στο σχήμα 2.16 για τους αστέρες της κύριας ακολουθίας (καμπύλη γραμμή), χρησιμοποιούμε στους δύο άξονες τους δείκτες χρώματος U-B και B-V. Αν οι αστέρες ακτινοβολούσαν σαν μελανά σώματα, τότε η σχέση των δύο δεικτών θα ήταν γραμμική. Καθώς όμως φαίνεται από το σχήμα, υπάρχουν αποκλίσεις, που είναι πιο σημαντικές στις ψηλές θερμοκρασίες. Η μορφή της καμπύλης ερμηνεύεται εύκολα με βάση τη μεταβολή των δεικτών χρώματος U-B και B-V με τη θερμοκρασία και την ασυνέχεια Balmer του συνεχούς φάσματος των αστέρων.



Σχήμα 2.16: Διάγραμμα δύο χρωμάτων

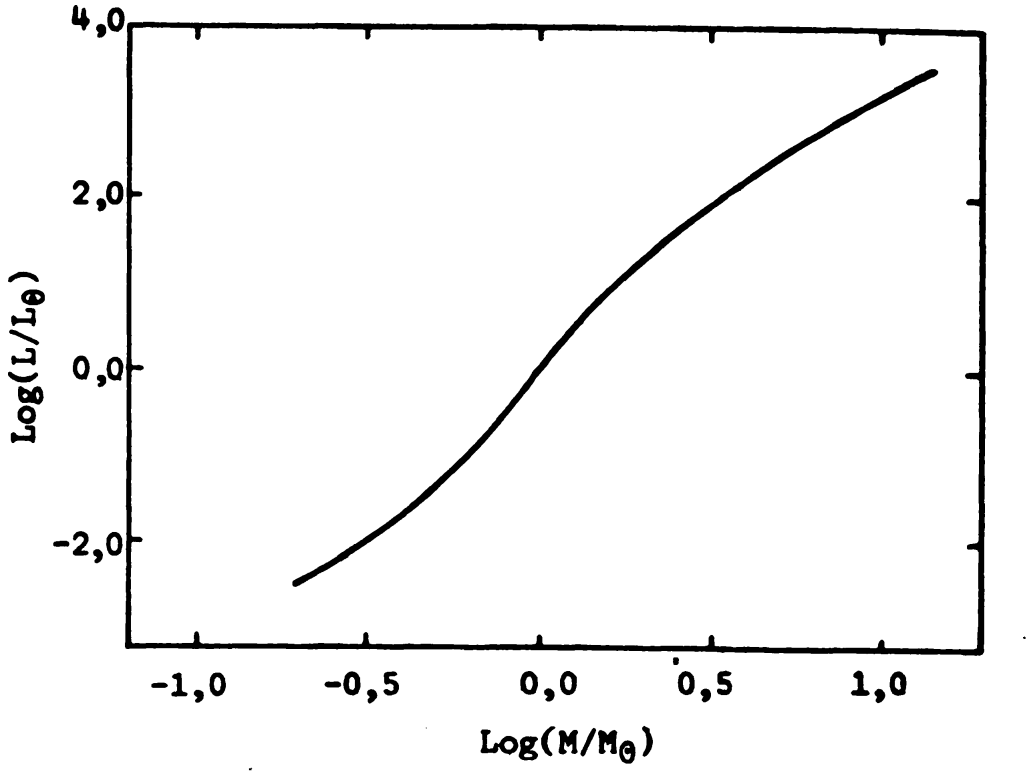
Το διάγραμμα αυτό μας βοηθάει να βρούμε τη μεσοαστρική απορρόφηση, την εξασθένιση δηλαδή της ακτινοβολίας των αστέρων λόγω απορροφήσεώς της από τον μεσοαστρικό κονιορτό. Πιο συγκεκριμένα, οι δύο δείκτες B-V και U-B επηρεάζονται από τη μεσοαστρική απορρόφηση. Έτσι αν γνωρίζουμε το νόμο μεταβολής της απορροφήσεως του μεσοαστρικού κονιορτού με το μήκος κύματος, είναι δυνατό να βρούμε την προκαλούμενη απορρόφηση συγκρίνοντας την καμπύλη παρατηρήσεως του διαγράμματος προς εκείνη που υπολογίζεται θεωρητικά.

2.4.4. Σχέση φωτεινότητας - μάζας

Στους αστέρες της κύριας ακολουθίας υπάρχει στενή συσχέτιση ανάμεσα στη μάζα και στη φωτεινότητα ή το βολομετρικό μέγεθος. Γενικά έχουμε τη σχέση: $\log M/M_\odot = 0.14 M_{bol} + 0.55$ ή $L \propto M^{2.85}$ (σχ. 2.17). Η εξήγηση είναι ότι οι αστέρες της κύριας ακολουθίας έχουν γίνει, θα λέγαμε, με την ίδια συνταγή. Καθώς θα δούμε πιο κάτω, η μάζα καθορίζει τη δομή του αστέρα και η δομή τη φωτεινότητα. Αντίθετα, για

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

τους αστέρες που δεν ανήκουν στην κύρια ακολουθία η εσωτερική δομή είναι διαφορετική, με αποτέλεσμα να μην ισχύει γι αυτούς η παραπάνω σχέση.



Σχήμα 2.17: Διάγραμμα φωτεινότητας - μάζας

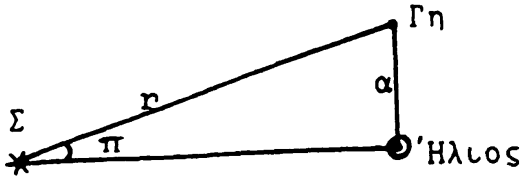
2.5. Αποστάσεις των αστέρων

Ο προσδιορισμός των αποστάσεων των αστέρων, και γενικότερα των ουρανίων σωμάτων, γίνεται με διάφορες μεθόδους που μπορούν να χωριστούν σε δύο κατηγορίες: στις γεωμετρικές και στις φωτομετρικές. Μερικές από αυτές θα αναφερθούν σε άλλα κεφάλαια επειδή συνδέονται με φαινόμενα που περιγράφονται σε αυτά.

1) **Γεωμετρικές**: Οι σπουδαιότερες είναι οι εξής:

α) **Με την ετήσια παράλλαξη** τόσο στις Γεωμετρικές όσο και στις Φωτομετρικές μεθόδους: Κατ' αυτή, αρκεί να μετρήσουμε τη γωνία υπό την οποία φαίνεται η ακτίνα

της τροχιάς της Γης από τον αστέρα και που καλείται **ετήσια παράλλαξη**. Προς τούτο, αρκεί να προσδιορίσουμε τις συντεταγμένες του αστέρα σε δύο εποχές που διαφέρουν κατά 6 μήνες.



Σχήμα 2.18

Από το σχήμα 2.18 έχουμε ημπ $=\frac{\alpha}{r}$. Η ακτίνα α (μέση απόσταση Γης-Ηλίου) λαμβάνεται ως μονάδα μετρήσεως και καλείται **αστρονομική μονάδα** (a.u.). Εξάλλου επειδή π<1" λαμβάνουμε:

$$\pi = \frac{\alpha}{r} \Rightarrow r = \frac{\alpha}{\pi(rad)} \quad \text{ή} \quad r = \frac{206265\alpha}{\pi''}$$

Αν π = 1", r = 206265 a.u.= 1 pc (parsec). Εξ ορισμού δηλαδή 1 pc είναι η απόσταση για την οποία π = 1". Έτσι έχουμε: $r(pc) = \frac{1}{\pi''}$. Η μεγαλύτερη παράλλαξη που έχει παρατηρηθεί είναι π = 0".76 και συνεπώς ο κοντινότερος αστέρας απέχει $r = \frac{1}{0.76} = 1.32$ pc. Ο αστέρας αυτός ανήκει στον αστερισμό του Κενταύρου, που βρίσκεται στο νότιο ημισφαίριο, και καλείται εγγύτατος Κενταύρου (Proxima Centauri).

β) **Με τη δυναμική παράλλαξη:** Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται στους διπλούς αστέρες της κύριας ακολουθίας. Καθώς προκύπτει από τον τρίτο νόμο του Κέπλερ, η μέση απόσταση A (σε a.u) ανάμεσα στους αστέρες του ζεύγους είναι: $A = [T^2(M_1+M_2)]^{1/3}$, όπου M_1 και M_2 είναι οι μάζες των δύο αστέρων (σε ηλιακές μάζες) και T η περίοδος περιφοράς (σε έτη). Έτσι η γωνία α με την οποία φαίνεται από τη Γη η A είναι:

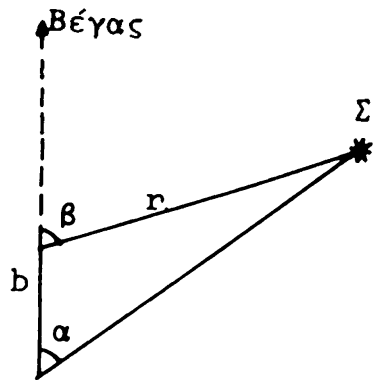
$$\alpha'' = \pi'' A(a.u.) \Rightarrow \pi'' = \frac{\alpha''}{[T^2(M_1+M_2)]^{1/3}}$$

Τα α" και T βρίσκονται με την παρατήρηση, αλλά το M_1+M_2 δεν είναι γνωστό. Για τον προσδιορισμό του εφαρμόζουμε τη μέθοδο των διαδοχικών προσεγγίσεων. Κατ' αυτή δίνουμε στο M_1+M_2 μία λογική τιμή, π.χ. $M_1+M_2 = 1M_\odot$ οπότε λαμβάνουμε μία προσεγγιστική τιμή της π", και στη συνέχεια, γνωρίζοντας το φαινόμενο μέγεθος m των αστέρων, μία προσεγγιστική τιμή του απόλυτου μεγέθους M από τη σχέση M=m+5-5logπ". Από τη σχέση τώρα $M-M_\odot = -2.5 \log \frac{L}{L_\odot}$ βρίσκουμε τη φωτεινότητα L

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

και από τη σχέση φωτεινότητας-μάζας τη μάζα των αστέρων και συνεπώς το άθροισμά τους M_1+M_2. Με βάση αυτό έχουμε μία νέα τιμή της π" και ακολουθώντας την ίδια πορεία βρίσκουμε νέα τιμή του M_1+M_2. Συνεχίζουμε έτσι με διαδοχικές προσεγγίσεις μέχρις ότου οι τιμές γίνουν σταθερές και σύμφωνες.

γ) **Με την αιώνια παράλλαξη**: Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται για τον προσδιορισμό της αποστάσεως ομάδων αστέρων, όπως π.χ. σμηνών, και στηρίζεται στην κίνηση του ηλιακού συστήματος. Καθώς δηλαδή το ηλιακό σύστημα κινείται με ταχύτητα 20 km/s προς τον αστερισμό του Ηρακλή (σχ. 2.19) διαγράφει μία βάση b που αυξάνει σταθερά με το χρόνο. Είναι συνεπώς δυνατό μετρώντας τη b και τις γωνίες α και β να βρούμε την απόσταση. Επειδή όμως οι αστέρες έχουν ίδια κίνηση, βρίσκουμε την απόσταση της ομάδας στατιστικά (στατιστικές παραλλάξεις) προσδιορίζοντας δηλαδή το



Σχήμα 2.19

$$\overline{\eta\mu(\beta-\alpha)} = \frac{b}{r}\eta\mu\alpha \quad \Rightarrow \quad r = \frac{b\eta\mu\alpha}{\eta\mu(\beta-\alpha)}.$$

2) **Φωτομετρικές**: Αυτές στηρίζονται στη σύγκριση του φαινόμενου μεγέθους και του απόλυτου μεγέθους των αστέρων, δηλαδή στη σχέση:

$$m-M = 5\log r-5 \quad \Rightarrow \quad \log r = 0.2(m-M+5)$$

και διαφέρουν μεταξύ τους μόνο στον τρόπο προσδιορισμού του M. Οι σπουδαιότερες είναι οι ακόλουθες:

α) **Με τη φασματοσκοπική παράλλαξη**: Κατ' αυτή, μετρώντας τη σχετική ένταση ορισμένων γραμμών ή με βάση τη φασματική ταξινόμηση του αστέρα στο σύστημα Yerkes, μπορούμε από το διάγραμμα HR να βρούμε το M και στη συνέχεια από την παραπάνω σχέση την απόσταση r. Το σφάλμα σ' αυτή είναι μεγάλο (20-40%), λόγω σφαλμάτων στην ταξινόμηση και τη βαθμονομία του διαγράμματος HR.

β) **Με το διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος**: Αυτή χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της αποστάσεως των αστρικών σμηνών. Προς τούτο σχηματίζουμε

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

το διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος για τους αστέρες του σμήνους, οπότε εμφανίζεται η κύρια ακολουθία αυτών. Στη συνέχεια κάνουμε παράλληλη μετατόπιση της κύριας ακολουθίας ώστε να συμπέσει με την κύρια ακολουθία του διαγράμματος HR των αστέρων της γειτονιάς του Ηλίου ή σμήνους γνωστής αποστάσεως. Από το μέγεθος της μετατοπίσεως, μετρούμενο σε "μεγέθη", κάνουμε τη σχετική αναγωγή στα απόλυτα μεγέθη των αστέρων του σμήνους και βρίσκουμε την απόσταση του σμήνους. Η μέθοδος αυτή είναι αρκετά ακριβής.

γ) **Με τους κηφείδες**: Οι κηφείδες είναι μία κατηγορία μεταβλητών αστέρων στους οποίους η περίοδος μεταβολής της λαμπρότητας είναι συνάρτηση του απόλυτου μεγέθους. Έτσι από την καμπύλη φωτός ενός κηφείδα ενός σμήνους ή ενός γαλαξία, βρίσκουμε την περίοδο του Τ και από τη σχέση Τ= φ(Μ) το απόλυτο μέγεθός του και στη συνέχεια την απόστασή του που είναι καί απόσταση του σμήνους ή του γαλαξία.

2.6. Κατανομή των αστέρων στο χώρο

Μία απλή παρατήρηση του ουρανού με γυμνό μάτι δείχνει αμέσως πως ο αριθμός των αστέρων που περιέχονται σε μία στερεή γωνία μεταβάλλεται με τη διεύθυνση πάνω στον ουρανό. Το φαινόμενο γίνεται πιο έκδηλο όταν η παρατήρηση γίνεται με τηλεσκόπιο. Ιδιαίτερα μεγάλη παρουσιάζεται η πυκνότητα των αστέρων όταν κυττάζουμε κατά μήκος του γαλαξιακού επιπέδου.

Από την παρατήρηση προκύπτει επίσης πως ο αριθμός των αστέρων αυξάνει γρήγορα με την ελάττωση της λαμπρότητας. Στον πίνακα 2.2 δίνεται ο αριθμός N(m) των αστέρων που είναι λαμπρότεροι από το μέγεθος m_{pg}.

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 2.2

m_{pg}	N(m)	m_{pg}	N(m)
6	$3 \cdot 10^3$	14	$12 \cdot 10^6$
8	32 "	16	55 "
10	270 "	18	240 "
12	1800 "	20	945 "

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Πιο αναλυτικά, οι λαμπροί αστέρες είναι ομοιόμορφα διανεμημένοι στον ουρανό, ενώ οι αμυδρότεροι αστέρες (πιο απομακρυσμένοι) είναι συγκεντρωμένοι ολοένα και περισσότερο προς ένα μέγιστο κύκλο, που είναι ο γαλαξιακός ισημερινός. Από το άλλο μέρος, μέσα στο γαλαξιακό επίπεδο παρουσιάζεται μεγαλύτερη συγκέντρωση προς τη διεύθυνση του αστερισμού του Τοξότη, που είναι και η διεύθυνση του γαλαξιακού κέντρου.

Σε ό,τι αφορά τη συγκέντρωση των διαφόρων τύπων αστέρων σε σχέση με το γαλαξιακό επίπεδο, παρατηρείται πολύ μεγάλη συγκέντρωση αστέρων Ο και Β, κηφείδων και ανοικτών σμηνών, μεγάλη συγκέντρωση αστέρων Α, νόβα, Τ Tauri και νεφελωμάτων, μέση συγκέντρωση αστέρων F, μεταβλητών αστέρων τύπου Mira και σκοτεινών νεφών, μικρή συγκέντρωση αστέρων G και K και καμία συγκέντρωση μεταβλητών αστέρων τύπου RR Lyrae και σφαιρωτών σμηνών. Σχετικά με τη λαμπρότητα των αστέρων της γειτονιάς του Ηλίου (μέχρι r=10 pc), μεταξύ 254 αστέρων που εξετάστηκαν, περιλαμβάνονται 244 νάνοι, 8 λευκοί νάνοι, 2 υπογίγαντες και κανένας γίγαντας ή υπεργίγαντας.

Η μελέτη της κατανομής των αστέρων στο χώρο γίνεται θεωρητικά με στατιστικές μεθόδους. Έτσι αν B(m)dm είναι ο αριθμός των αστέρων με φαινόμενο μέγεθος που περιλαμβάνεται μεταξύ m και m+dm και N(m) ο αριθμός των αστέρων με μέγεθος μικρότερο του m (λαμπρότερων από το μέγεθος m) ανά τετραγωνική μοίρα, θα είναι προφανώς:

$$N(m) = \int_{-\infty}^{m} B(m)\, dm$$

Οι αριθμοί B(m) και N(m) εξαρτώνται φυσικά από τη θεωρούμενη διεύθυνση. Στην πιο απλή περίπτωση μπορούμε να θεωρήσουμε πως ο χώρος είναι Ευκλείδιος, ομοιόμορφα γεμάτος με αστέρες, με το ίδιο απόλυτο μέγεθος κατά μέσο όρο και χωρίς μεσοαστρική απορρόφηση. Στην περίπτωση αυτή, αν r είναι η απόσταση από τον παρατηρητή, θα έχουμε:


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$\left.\begin{array}{l} N \propto r^3 \\ F \propto r^{-2} \end{array}\right] \Rightarrow N \propto F^{-3/2} \Rightarrow \log \frac{N}{N_o} = -\frac{3}{2} \log \frac{F}{F_o}$$

και επειδή $\log \frac{F}{F_o} = \log \frac{l}{l_o} = -0.4\,(m-m_o)$, προκύπτει $\log N(m) = 0.6m + \text{σταθ.}$ Η παρατήρηση δείχνει μικρότερη κλίση στη μεταβολή του N(m) με το φαινόμενο μέγεθος, πράγμα που σημαίνει πως οι παραπάνω υποθέσεις δεν στέκουν και ιδιαίτερα η ομοιόμορφη κατανομή των αστέρων και η έλλειψη μεσοαστρικής απορροφήσεως.

Στην πραγματικότητα λοιπόν, η πυκνότητα αστέρων D(r) στην απόσταση r από τον Ήλιο, ο λόγος δηλαδή του αριθμού των αστέρων ανά κυβικό pc στην απόσταση r προς τον αριθμό των αστέρων ανά κυβικό pc στην περιοχή του Ηλίου [D(o)=1)], δεν είναι σταθερή. Από το άλλο μέρος, ο αριθμός των αστέρων ανά κυβικό pc με απόλυτο μέγεθος μεταξύ M και M+dM είναι φ(M,r)dM, όπου φ(M,r)=φ[m+5-5logr-A(r)] (**συνάρτηση φωτεινότητας**) και A(r) η ολική μεσοαστρική απορρόφηση στην απόσταση r σε αστρικά μεγέθη. Έτσι ο αριθμός B(m,r) dm dr των αστέρων ανά τετραγωνική μοίρα, με φαινόμενο μέγεθος μεταξύ m και m+dm που βρίσκονται σε απόσταση μεταξύ r και r+dr είναι: $B(m,r)\,dm\,dr = \frac{4\pi r^2}{41253} D(r)$ φ[m+5-5logr-A(r)]dmdr, οπότε ο ολικός αριθμός των αστέρων με φαινόμενο μέγεθος μεταξύ m και m+dm μέσα στη στερεή γωνία που αντιστοιχεί σε μία τετραγωνική μοίρα στον ουρανό θα είναι:

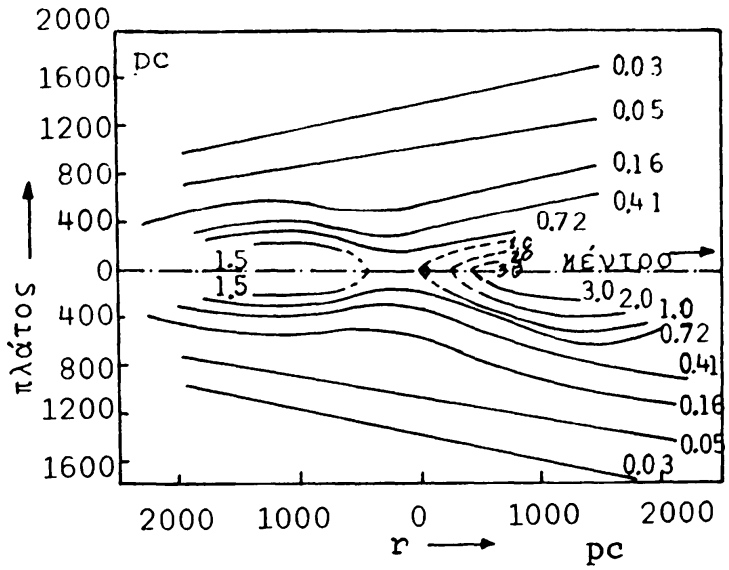
$$B(m) = \frac{4}{41253} \int_o^\infty r^2\, D(r)\, \varphi\,[m + 5 - 5\log r - A(r)]\, dr$$

Η σχέση αυτή είναι η **θεμελιώδης εξίσωση της αστρικής στατιστικής**.

Δεδομένου ότι από την παρατήρηση έχουμε τον B(m), μπορούμε από την εξίσωση αυτή να βρούμε τη συνάρτηση D(r). Η λύση της όμως είναι εξαιρετικά δύσκολη. Με ορισμένες απλουστεύσεις είναι δυνατό να λυθεί με τη μορφή ενός συστήματος γραμμικών εξισώσεων, όπως και έγινε αρχικά από τον Kapteyn.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η εικόνα που προέκυψε από τις στατιστικές μελέτες, φαίνεται στο σχήμα 2.20, στο οποίο δίνεται μία τομή κάθετη στο γαλαξιακό επίπεδο με τις αντίστοιχες ισόπυκνες γραμμές.



Σχήμα 2.20: Πυκνότητα αστέρων στο Γαλαξία

2.7. Οι ατμόσφαιρες των αστέρων

2.7.1. Γενικά

Η μελέτη της ατμόσφαιρας των αστέρων, και κατ' επέκταση του εσωτερικού τους, στηρίζεται στη μελέτη του φάσματός τους. Καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, η ακτινοβολία που δεχόμαστε από έναν αστέρα προέρχεται από τα επιφανειακά του στρώματα, που αποτελούν εξ ορισμού την ατμόσφαιρά του. Η ατμόσφαιρα αυτή δεν είναι καθορισμένη με ακρίβεια ούτε προς τα έξω (προς τον παρατηρητή), ούτε προς τα μέσα (προς το κέντρο του αστέρα). Ωστόσο τα πιο εξωτερικά στρώματα μιας αστρικής ατμόσφαιρας, τα χρωμοσφαιρικά όπως λέγονται, δεν συμβάλλουν πολύ στο σχηματισμό του φάσματος του αστέρα και η μελέτη τους διαχωρίζεται από εκείνο που θεωρούμε σήμερα ως "περιεχόμενο" της θεωρίας των αστρικών ατμοσφαιρών. Τα εσωτερικά πάλι στρώματα δεν συμβάλλουν στο φάσμα, για διαφορετικό όμως λόγο: γιατί η ακτινοβολία τους απορροφάται από τα υπερκείμενα στρώματα. Έτσι όταν

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μιλάμε για αστρική ατμόσφαιρα, αναφερόμαστε σε μία στιβάδα αρκετά περιορισμένη, πάχους μερικών εκατοντάδων χιλιομέτρων στην περίπτωση νάνων αστέρων και μερικών εκατοντάδων χιλιάδων χιλιομέτρων στην περίπτωση υπεργιγάντων.

Κατά τη μελέτη των αστρικών ατμοσφαιρών κάνουμε ορισμένες παραδοχές, που απλουστεύουν αρκετά τα παρουσιαζόμενα προβλήματα, που είναι και πολλά και πολύπλοκα. Έτσι δεχόμαστε ότι:

α) Το πάχος της ατμόσφαιρας είναι πολύ μικρό κλάσμα της ακτίνας του αστέρα και συνεπώς μπορούμε να αγνοήσουμε την καμπυλότητα της ατμόσφαιρας και να τη μελετήσουμε σα να αποτελείται από στιβάδες επίπεδες, παράλληλες και ομογενείς, οπότε οι διάφορες ιδιότητές της είναι συναρτήσεις μιας μεταβλητής μόνο, της συντεταγμένης z κατά τη διεύθυνση του παρατηρητή.

β) Η ατμόσφαιρα βρίσκεται σε υδροστατική ισορροπία, πράγμα που σημαίνει πως ισχύει η σχέση: $\frac{dP}{dz} = - gp$ (βαρομετρική εξίσωση), όπου P η πίεση, g η ένταση βαρύτητας και ρ η πυκνότητα.

γ) Η ατμόσφαιρα βρίσκεται σε σταθερή ενεργειακή κατάσταση, δεν υπάρχει δηλαδή σ' αυτήν ούτε απώλεια, ούτε δημιουργία ενέργειας. Η ενέργεια παράγεται στο εσωτερικό του αστέρα και περνάει μέσα από την ατμόσφαιρα είτε με ακτινοβολία είτε με μεταφορά (η αγωγιμότητα είναι μηδενική).

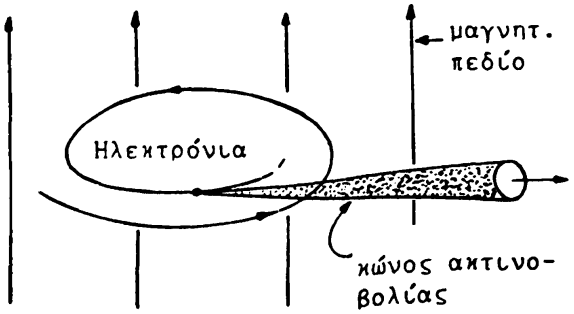
Τα παρατηρούμενα με τη βοήθεια των διαφόρων οργάνων χαρακτηριστικά της ακτινοβολίας είναι βασικά: α) η κατανομή της ενέργειας στο συνεχές φάσμα του αστέρα και β) η ένταση των φασματικών γραμμών. Έτσι η προσπάθειά μας είναι να ερμηνεύσουμε αυτές τις μετρούμενες ποσότητες συγκρίνοντάς τες με τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών, προς ορισμένα δηλαδή "μοντέλα ατμοσφαιρών", με βασικό στόχο να προσδιορίσουμε τις διάφορες φυσικές παραμέτρους που χαρακτηρίζουν τη δομή της ατμόσφαιρας.

2.7.2. Προέλευση της ακτινοβολίας

Η ακτινοβολία που δεχόμαστε από τους αστέρες είναι δυνατό να οφείλεται βασικά σε τρεις γνωστές φυσικές διαδικασίες από τις οποίες και χαρακτηρίζεται:

α) **Θερμική ακτινοβολία**: Είναι η ακτινοβολία που εκπέμπει κάθε σώμα λόγω της θερμοκρασίας του. Στην περίπτωση μέλανος σώματος, η ένταση της ακτινοβολίας δίνεται, καθώς είναι γνωστό, από το νόμο του Planck: $B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1}$. Το μήκος κύματος $\lambda_{max.}$ που αντιστοιχεί στο μέγιστο της εντάσεως ορίζεται από τη σχέση: $\lambda_{max.}T = 0.2898$ (**νόμος του Wien**).

β) **Συγχροτρονική ακτινοβολία**: Είναι η ακτινοβολία που εκπέμπεται όταν ηλεκτρόνια με σχετικιστικές ταχύτητες στρέφονται γύρω από ένα μαγνητικό πεδίο. Η εκπομπή γίνεται μέσα σε ένα στενό κώνο με άξονα κάθετο στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου και γωνία $\alpha \sim 2m_oc^2/E$, όπου m_o η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου και E η ενέργειά του (σχ. 2.21). Το φάσμα της ακτινοβολίας αυτής είναι συνεχές. Όταν η κατανομή ενέργειας των ηλεκτρονίων δίνεται από τη σχέση $N(E)dE \propto E^{-\gamma}dE$ η ένταση της ακτινοβολίας είναι: $I_\nu \propto H^{\gamma+1}\nu^{-(\gamma-1)})^{1/2}$, όπου H είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου.



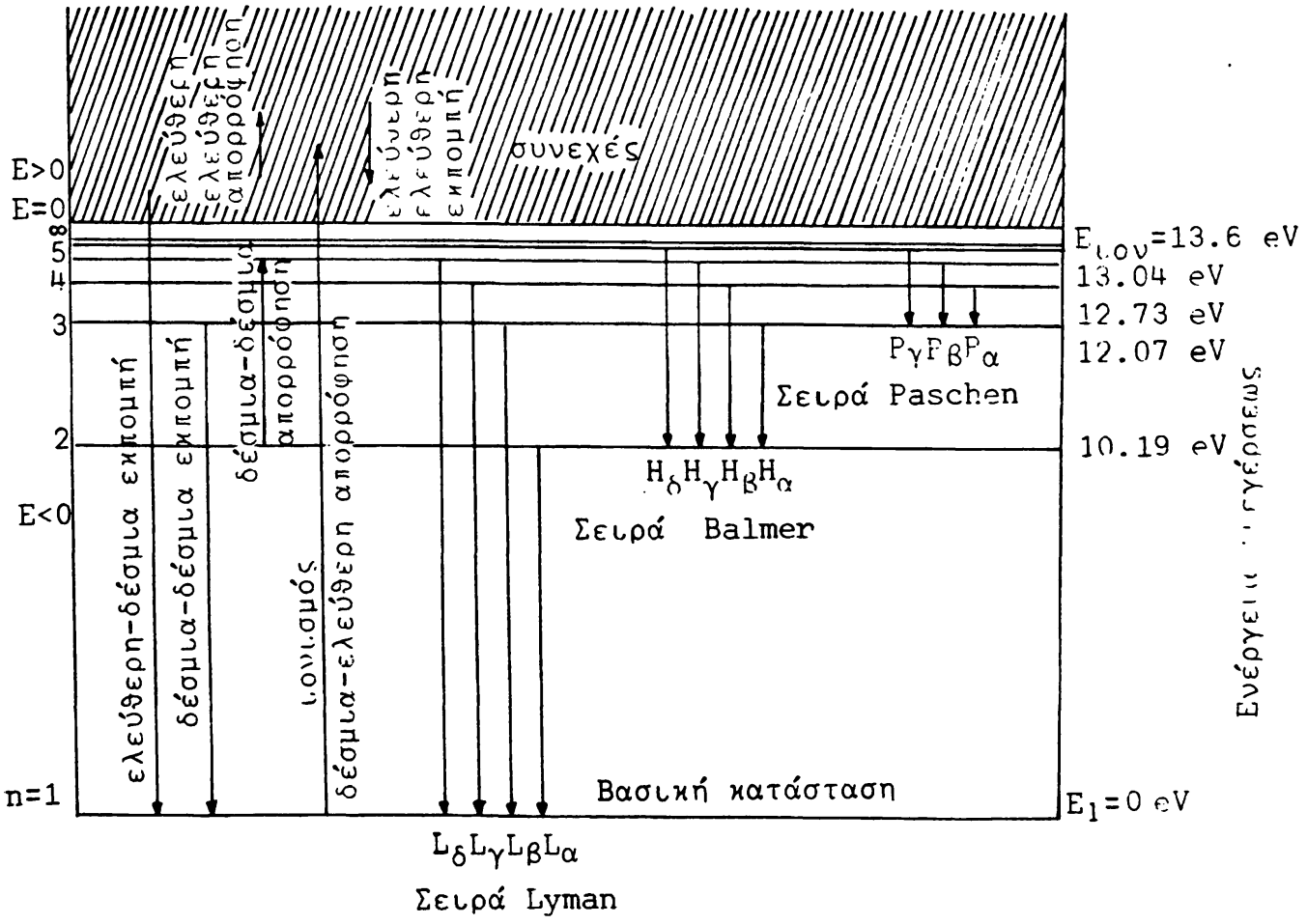
Σχήμα 2.21: Αρχή της συγχροτρονικής ακτινοβολίας

γ) **Ακτινοβολία πλάσματος**: Η ακτινοβολία αυτή παρατηρείται στα μεγάλα μήκη κύματος (ραδιοκύματα) και οφείλεται σε ταλαντώσεις πλάσματος, ενός δηλαδή αερίου με υψηλό ιονισμό, που στο σύνολό του όμως εμφανίζεται ουδέτερο (περιέχει ίσο αριθμό θετικών ιόντων και ηλεκτρονίων). Η **συχνότητα πλάσματος**, η συχνότητα δηλαδή πάνω από την οποία η ακτινοβολία διαφεύγει από το πλάσμα είναι: $V_{\pi\lambda} = (\frac{e^2}{\pi m_e} N_e)^{1/2}$, όπου m_e είναι η μάζα ηλεκτρονίου και N_e η πυκνότητα ηλεκτρονίων.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.7.3. Εκπομπή και απορρόφηση της ακτινοβολίας

Από την Ατομική Φυσική γνωρίζουμε πως σε ένα αέριο είναι δυνατό να διεγερθεί ένα άτομο είτε απορροφώντας την ενέργεια ενός φωτονίου ακτινοβολίας, είτε κατόπιν συγκρούσεώς του με ένα σωματίδιο και απορροφήσεως κινητικής ενέργειας από αυτό. Και στις δύο περιπτώσεις, διέγερση του ατόμου σημαίνει, στο μοντέλο του Bohr, μετάσταση ενός εξωτερικού ηλεκτρονίου του από μία ελλειπτική τροχιά σε μία άλλη μεγαλύτερης ενέργειας. Στο διάγραμμα των σταθμών ενέργειας του Grotrian (σχ. 2.22), διέγερση σημαίνει μετάσταση του ηλεκτρονίου και συνεπώς



Σχήμα 2.22: Διάγραμμα σταθμών ενέργειας του υδρογόνου

του ατόμου από μία στάθμη ενέργειας E_η σε μία υψηλότερη E_m, σε τρόπο ώστε $E_m=E_\eta+E_\alpha$, όπου E_α η ενέργεια που απορρόφησε το άτομο για να διεγερθεί και που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

καλείται **ενέργεια διεγέρσεως**. Η μετάσταση αυτή, που χαρακτηρίζεται ως "δέσμια-δέσμια" απορρόφηση από το γεγονός ότι το ηλεκτρόνιο είναι δεσμευμένο από το άτομο και στις δύο καταστάσεις, αντιστοιχεί στο φάσμα του ατόμου σε μία γραμμή απορροφήσεως. Από το άλλο μέρος, σε ένα διεγερμένο άτομο είναι δυνατό το ηλεκτρόνιο να πέσει σε μία στάθμη ενέργειας κατώτερη, είτε μόνο του είτε κατόπιν εξαναγκασμού, π.χ. κατόπιν συγκρούσεώς του με ένα σωματίδιο. Και στις δύο περιπτώσεις έχουμε αποδιέγερση του ατόμου και την εκπομπή ενός φωτονίου ακτινοβολίας με ενέργεια ίση με τη διαφορά ενεργειών των δύο σταθμών. Στην πρώτη περίπτωση πρόκειται για **αυτόματη εκπομπή**, ενώ στη δεύτερη για **εξαναγκασμένη εκπομπή**. Η μετάσταση αυτή του ηλεκτρονίου που χαρακτηρίζεται ως "δέσμια-δέσμια" εκπομπή, αντιστοιχεί, στο φάσμα του ατόμου, σε μία γραμμή εκπομπής.

Είναι όμως δυνατό, η ενέργεια που θα απορροφήσει ένα άτομο να είναι τόσο μεγάλη ώστε το ηλεκτρόνιο να αποσπασθεί από το άτομο οπότε αυτό γίνεται ιόν. Το φαινόμενο αυτό καλείται **ιονισμός** και στο μοντέλο του Bohr αντιστοιχεί στο πέρασμα του ηλεκτρονίου από μία ελλειπτική τροχιά σε μία υπερβολική. Στο διάγραμμα σταθμών ενέργειας το ηλεκτρόνιο θα βρεθεί πάνω από τη στάθμη με E=0 (η=∞), στο γραμμοσκιασμένο μέρος, όπου μπορεί να έχει πια οποιαδήποτε ενέργεια (κινητική), που θα είναι βέβαια το υπόλοιπο μετά την αφαίρεση εκείνης που χρειάστηκε για να ιονισθεί, μετά την αφαίρεση δηλαδή της **ενέργειας ιονισμού**. Η μετάσταση αυτή, που χαρακτηρίζεται ως "δέσμια-ελεύθερη" απορρόφηση, αντιστοιχεί στο συνεχές φάσμα απορροφήσεως του ατόμου. Το αντίστροφο φαινόμενο, η σύλληψη δηλαδή από το άτομο ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου και η δέσμευσή του σε μία ελλειπτική τροχιά, καλείται **επανασύνδεση**. Η σχετική μετάσταση χαρακτηρίζεται ως "ελεύθερη-δέσμια" εκπομπή και αντιστοιχεί στο συνεχές φάσμα εκπομπής του ατόμου.

Τέλος είναι δυνατό, ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο να μεταβάλει την ενέργειά του λόγω **ελαστικής κρούσεως**, λόγω δηλαδή μεταβολής της τροχιάς του κατά το πέρασμά του κοντά από ένα ιόν, με αποτέλεσμα να κερδίσει ή να χάσει ενέργεια. Στην περίπτωση αυτή απορροφάται ή εκπέμπεται αντίστοιχα ακτινοβολία, η αντίστοιχη



μετάσταση χαρακτηρίζεται ως "ελεύθερη-ελεύθερη" απορρόφηση ή "ελεύθερη-ελεύθερη" εκπομπή και αντιστοιχεί στο συνεχές φάσμα του ατόμου. Η ακτινοβολία που εκπέμπεται στην τελευταία περίπτωση καλείται συχνά **ακτινοβολία πεδήσεως**.

Το συνεχές φάσμα των αστέρων οφείλεται κατά κύριο λόγο σε "δέσμιες-ελεύθερες" και "ελεύθερες-ελεύθερες" μεταστάσεις, το δε γραμμικό προφανώς σε "δέσμιες-δέσμιες" μεταστάσεις.

2.7.4. Συνεχές φάσμα των αστέρων

2.7.4.1. Συντελεστής εξασθενήσεως

Όπως είναι γνωστό, όταν μία δέσμη ακτινοβολίας περνάει μέσα από ένα υλικό μέσο εξασθενεί. Θεωρούμε μία δέσμη εντάσεως I_ν που διασχίζει μία στοιχειώδη ποσότητα ύλης διατομής $d\sigma$ και πάχους ds. Η ενέργεια που χάνει η δέσμη στη στερεή γωνία $d\omega$, στην περιοχή συχνοτήτων $d\nu$ και στο χρόνο dt είναι:

$$dI_\nu = - k_\nu I_\nu \, d\sigma \, d\omega \, ds \, d\nu \, dt$$

Ο συντελεστής k_ν καλείται **γραμμικός συντελεστής εξασθενήσεως** και είναι βασικό χαρακτηριστικό της ύλης. Ο συντελεστής αυτός εξαρτάται από τη συχνότητα της ακτινοβολίας, τη χημική σύσταση της ύλης, καθώς και από τις φυσικές ιδιότητες αυτής, δηλαδή την πυκνότητα, την πίεση και τη θερμοκρασία.

Με τη γενική έννοια της εξασθενήσεως, στην προκειμένη περίπτωση εννοούμε την αφαίρεση ενός κλάσματος ενέργειας από τη δέσμη, λόγω αλληλεπιδράσεως αυτής με το υλικό μέσο. Είναι όμως δυνατό, ένα μέρος του κλάσματος αυτού να εκπεμφθεί ξανά κατά διάφορες διευθύνσεις αλλά στην ίδια συχνότητα, διεγείροντας π.χ. διάφορα άτομα, φαινόμενο που ονομάζουμε **διάχυση** της ακτινοβολίας. Όταν συμβαίνει αυτό για το σύνολο της αφαιρούμενης ενέργειας, λέμε ότι έχουμε **καθαρή διάχυση**. Όταν αντίθετα τα φωτόνια αφανίζονται χρησιμεύοντας έτσι στη μεταβολή της εσωτερικής καταστάσεως της ύλης, με μετατροπή π.χ. της ενέργειάς τους σε κινητική, λέμε ότι έχουμε **καθαρή απορρόφηση**. Έτσι είναι δυνατό ο παραπάνω συντελεστής εξασθενήσεως k_ν να γραφτεί ως άθροισμα δύο συντελεστών σ_ν και κ_ν,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

από τους οποίους ο πρώτος είναι ο **γραμμικός συντελεστής διαχύσεως** και ο δεύτερος ο **γραμμικός συντελεστής απορροφήσεως**: $k_\nu = \sigma_\nu + \kappa_\nu$.

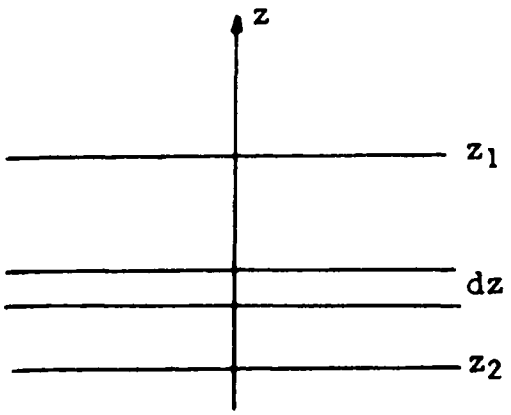
Όταν η διάχυση οφείλεται σε ελεύθερα ηλεκτρόνια (**διάχυση Thomson**), όπως συμβαίνει κατά κύριο λόγο στους θερμούς αστέρες, τότε ο συντελεστής διαχύσεως σ είναι ανεξάρτητος της συχνότητας ν:

$$\sigma_{el} = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 0.67\cdot10^{-24}\ cm^2$$

Όταν οφείλεται σε άτομα ή μόρια (**διάχυση Rayleigh**), όπως συμβαίνει σε ψυχρούς αστέρες, τότε $\sigma_e = \sigma_{el}\left(\frac{\lambda_o}{\lambda}\right)^4 \propto \lambda^{-4}$. Από το άλλο μέρος, η συνεχής απορρόφηση (συντελεστής κ_ν) οφείλεται σε διάφορα ουδέτερα άτομα και ιόντα. Στον Ήλιο οφείλεται κυρίως στο ιόν H^-.

2.7.4.2. Οπτικό πάχος και βάθος

Θεωρούμε μία στιβάδα πάχους z_1z_2 μιας αστρικής ατμόσφαιρας με παράλληλες επίπεδες στιβάδες (σχ. 2.23), όπου z είναι η διεύθυνση προς τον παρατηρητή. Καλούμε μονοχρωματικό **οπτικό πάχος** της στιβάδας αυτής το μέγεθος $\tau_\nu = -\int_{z_1}^{z_2} k_\nu\, dz$. Αν υποθέσουμε ότι το κατώτερο όριο είναι μηδέν, ότι η στιβάδα δηλαδή είναι επιφανειακή ($z = z_1 = 0$), τότε το $\tau_\nu = -\int_{o}^{z_2} k_\nu\, dz$ καλείται μονοχρωματικό **οπτικό βάθος** της στάθμης z_2. Γενικά συνεπώς γράφουμε: $\tau_\nu = -\int_{o}^{z} k_\nu\, dz$. Επειδή το γεωμετρικό βάθος αυξάνει προς το εσωτερικό της ατμόσφαιρας, θα αυξάνει και το τ_ν, που είναι σημειωτέον χωρίς διαστάσεις. Έτσι όταν λέμε π.χ. πως η ακτινοβολία προέρχεται από οπτικό βάθος 1, αυτό σημαίνει πως η ακτινοβολία που εξέρχεται από την ατμόσφαιρα προέρχεται από μία επιφανειακή στιβάδα οπτικού πάχους 1. Το γεωμετρικό πάχος της εξαρτάται βέβαια από την τιμή του συντελεστή εξασθενήσεως.



Σχήμα 2.23

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.7.4.3. Συντελεστής εκπομπής

Ένα θερμό μέσο δεν απορροφάει μόνο ενέργεια αλλά και εκπέμπει. Έτσι ένας στοιχειώδης όγκος $dV=d\sigma\, ds$ του μέσου ακτινοβολεί στη στερεή γωνία $d\omega$, στο χρόνο dt και στη ζώνη συχνοτήτων $d\nu$, την ενέργεια $dE_\nu = \varepsilon_\nu d\sigma\, ds\, d\omega\, d\nu dt$. Ο συντελεστής ε_ν καλείται **γραμμικός συντελεστής εκπομπής** του υλικού μέσου και εξαρτάται και αυτός από τις ίδιες φυσικές παραμέτρους που εξαρτάται και ο συντελεστής απορροφήσεως. Στην έννοια της εκπομπής στην προκειμένη περίπτωση συμπεριλαμβάνονται δύο ξεχωριστές φυσικές διαδικασίες. Στην πρώτη, τα φωτόνια προέρχονται από καθαρή διάχυση, της οποίας η συμβολή μπορεί να γραφεί $\sigma_\nu \bar{I}_\nu = \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int_\omega I_\nu f(\theta)\, d\omega$, όπου θ είναι η γωνία ανάμεσα στην προσπίπτουσα ακτίνα και τη διαχεόμενη και $f(\theta)$ η **συνάρτηση φάσεως**, που στην περίπτωση διαχύσεως Rayleigh είναι $f(\theta) = \frac{3}{4}(1+\sigma\upsilon\nu\theta)$, ενώ σε ισότροπη διάχυση είναι $f(\theta) = 1$.

Η δεύτερη συμβολή στο συντελεστή ε_ν προέρχεται από καθαρή εκπομπή, δηλαδή από τη μετατροπή σε ακτινοβολία της ενέργειας που περιέχεται στην ύλη με άλλες μορφές, όπως ιονισμού, κινητική των σωματιδίων κλπ. Αν λοιπόν ο σχετικός γραμμικός συντελεστής παρασταθεί με το ζ, θα έχουμε $\varepsilon_\nu = \zeta_\nu + \sigma_\nu \bar{I}_\nu$.

2.7.4.4. Συνάρτηση πηγή

Συνάρτηση πηγή καλείται ο λόγος $\frac{\varepsilon_\nu}{k_\nu} = S_\nu$. Η έννοια αυτή είναι πολύ βασική στη θεωρία διαδόσεως της ακτινοβολίας και εκφράζει τον τρόπο κατά τον οποίο η απορροφούμενη από την ύλη ενέργεια ανακατανέμεται κατά διεύθυνση, συχνότητα και άλλες μορφές ενέργειας. Για ένα αέριο, η έκφραση της S_ν είναι τόσο πολύπλοκη ώστε δεν μπορούμε να την προσδιορίσουμε παρά σε πολύ απλές περιπτώσεις ατόμων με 2 ή 3 στάθμες ενέργειας. Στην πραγματικότητα η S_ν εξαρτάται από το πεδίο ακτινοβολίας στη θεωρούμενη συχνότητα, το πεδίο ακτινοβολίας σε οποιαδήποτε άλλη συχνότητα ικανή για διέγερση ή ιονισμό του αερίου και από όλες τις μορφές συγκρούσεων, ικανών να προκαλέσουν διέγερση ή αποδιέγερση του θεωρούμενου ατόμου.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Σύμφωνα με τα παραπάνω έχουμε λοιπόν:

$$S_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{k_\nu} = \frac{\zeta_\nu+\sigma_\nu+\bar{I}_\nu}{\kappa_\nu+\sigma_\nu} = \frac{\zeta_\nu}{\kappa_\nu+\sigma_\nu} + \frac{\sigma_\nu}{\kappa_\nu+\sigma_\nu}\bar{I}_\nu$$

Στην περίπτωση τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας (βλ.πιο κάτω) με καθαρή απορρόφηση και ισότροπη διάχυση είναι:

$$\cdot\ S_\nu = \frac{\kappa_\nu}{\kappa_\nu+\sigma_\nu} B_\nu + \frac{\sigma_\nu}{\kappa_\nu+\sigma_\nu}\bar{I}_\nu \quad (\zeta_\nu / \kappa_\nu = B_\nu = \text{συνάρτηση Planck})$$

Στην περίπτωση τέλος μόνο καθαρής απορροφήσεως $S_\nu = \bar{I}_\nu$.

2.7.4.5. Τοπική θερμοδυναμική ισορροπία

Μία σημαντική απλούστευση, που χρησιμοποιείται πολύ στα διάφορα προβλήματα της Αστροφυσικής, είναι ότι δεχόμαστε προσεγγιστικά, πως στη θεωρούμενη αστρική ατμόσφαιρα επικρατεί κατάσταση **τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας (ΤΘΙ)**. Η ΤΘΙ είναι μία ειδική περίπτωση μιας γενικότερης καταστάσεως των αερίων, της θερμοδυναμικής ισορροπίας, που ισοδυναμεί με την παραδοχή ότι η θερμοδυναμική κατάσταση του αερίου σε ένα σημείο καθορίζεται από μία μόνο παράμετρο, την απόλυτη θερμοκρασία Τ. Η διαφορά ανάμεσα στην ΤΘΙ και στην πλήρη θερμοδυναμική ισορροπία είναι, ότι στη μέν δεύτερη η θερμοκρασία Τ έχει την ίδια τιμή σε ολόκληρο το θεωρούμενο αέριο μέσο, ενώ στην πρώτη έχουμε μέσα στην ατμόσφαιρα μία μεταβολή της Τ, στην περιοχή όμως κάθε σημείου της καμπύλης μεταβολής της Τ θεωρούμε ότι Τ= σταθ.

Σε ένα μέσο όπου επικρατεί θερμοδυναμική ισορροπία ισχύουν οι παρακάτω βασικοί νόμοι:

α) **Νόμος των Maxwell-Boltzmann:** Ο νόμος αυτός, που καθορίζει την κατανομή των σωματιδίων και ειδικότερα των ηλεκτρονίων ενός αερίου μίγματος, εκφράζεται από τη σχέση:

$$dN = N(2\pi\, m\, k\, T)^{3/2} \exp(p^2 / 2m\, k\, T) \cdot 4\pi\, p^2\, dp$$

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

όπου N είναι ο αριθμός των σωματιδίων, m η μάζα σωματιδίου, k η σταθερά Boltzmann, T η απόλυτη θερμοκρασία, p η ορμή σωματιδίου.

β) **Νόμος του Boltzmann:** Ο νόμος του Boltzmann καθορίζει την κατανομή των ηλεκτρονίων (ή ατόμων) στις διάφορες στάθμες ενέργειας και επιτρέπει έτσι να προβλέψουμε την ένταση των φασματικών γραμμών στην περίπτωση ΤΘΙ. Σύμφωνα με αυτόν έχουμε:

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} \exp(-X_{n,m} / kT) \quad \text{ή} \quad \frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m}{g_n} 10^{-x_{n,m}\theta}$$

όπου N_m και N_n είναι ο αριθμός των ατόμων στη μονάδα όγκου που βρίσκονται στις στάθμες ενέργειας m και n αντίστοιχα (m>n), g_m και g_n ο βαθμός πολλαπλότητας (η στατιστικό βάρος: για το Η είναι $g=n^2$) της αντίστοιχης στάθμης, $X_{n,m} = E_m - E_n$ η ενέργεια διεγέρσεως σε eV για τη μετάσταση του ατόμου από τη στάθμη n στη στάθμη m και τέλος $\theta = \frac{5040^\circ}{T}$ η **συνάρτηση θερμοκρασίας** ($T = T_{ex}$=θερμοκρασία διεγέρσεως). Ο παραπάνω τύπος παίρνει εύκολα τη μορφή:

$$\frac{N_m}{N} = \frac{g_m}{U(T)} \exp(-X_{1,m} / kT)$$

όπου N είναι ο ολικός αριθμός ατόμων στη μονάδα του όγκου και $U(T) = \sum_m g_m \exp(-X_{1,m} / kT)$. Η συνάρτηση U(T) καλείται **συνάρτηση καταμερισμού ή άθροισμα καταστάσεων**.

γ) **Νόμος του Saha**: Ο νόμος αυτός συνδέει τον αριθμό των ατόμων ανά μονάδα όγκου που βρίσκονται σε δύο διαδοχικές καταστάσεις ιονισμού και έχει τη μορφή:

$$\frac{N_{r+1}}{N_r} P_e = \frac{2U_{r+1}}{U_r} \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \exp(-X_r / kT)$$

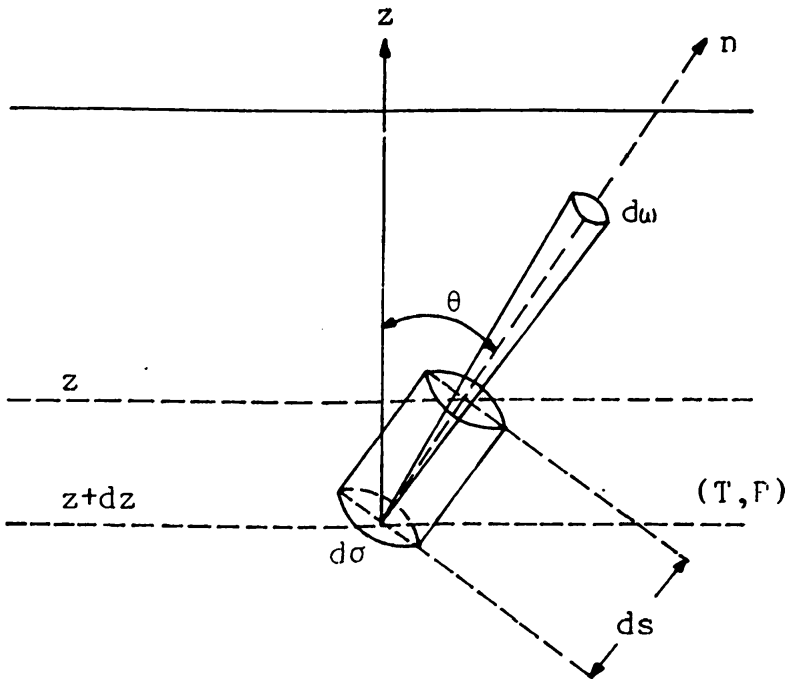
όπου N_r είναι ο αριθμός των ατόμων στη μονάδα όγκου που είναι r φορές ιονισμένα, N_{r+1} ο αριθμός των ατόμων στη μονάδα όγκου που είναι r+1 φορές ιονισμένα, $P_e = N_e kT$ η ηλεκτρονική πίεση, N_e ο αριθμός ηλεκτρονίων στη μονάδα του όγκου,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$U_r(T) = \sum_{s=0}^{\infty} g_{r,s} \exp(-X_{r,s}/kT)$ το άθροισμα καταστάσεων, $g_{r,s}$ ο βαθμός πολλαπλότητας ή στατιστικό βάρος της στάθμης διεγέρσεως s, $X_{r,s}$ η ενέργεια διεγέρσεως της στάθμης s, m_e η μάζα του ηλεκτρονίου, $T = T_{ion}$ η θερμοκρασία ιονισμού και X_r το δυναμικό ιονισμού.

2.7.4.6. Η εξίσωση διαδόσεως της ακτινοβολίας

Θεωρούμε στο βάθος z μιας αστρικής ατμόσφαιρας (σχ. 2.24) μία στιβάδα θερμοκρασίας T και πιέσεως P και μέσα σ' αυτήν ένα στοιχειώδη κύλινδρο με τομή dσ,



Σχήμα 2.24

ύψος ds και γενέτειρες παράλληλες προς τη διεύθυνση παρατηρήσεως, που σχηματίζει με την κάθετο στη στιβάδα γωνία θ. Αν I_ν είναι η ένταση της ακτινοβολίας στη βάση του κυλίνδρου, η μεταβολή της ενέργειας μιας δέσμης κατά το πέρασμά της από τον κύλινδρο είναι: $d I_\nu\, d\sigma\, d\omega\, d\nu\, dt$. Η μεταβολή αυτή οφείλεται από το ένα μέρος στην εκπομπή μέσα στον κύλινδρο της ενέργειας $\varepsilon_\nu\, d\sigma\, ds\, d\omega\, d\nu\, dt$ και από το

άλλο μέρος στην απορρόφηση της ενέργειας $k_\nu I_\nu$ dσ ds dω dν dt. Έτσι μπορούμε να γράψουμε: $d\cdot I_\nu$ dσ dνdω dt = ε_ν dσ ds dω dν dt - $k_\nu I_\nu$ dσ ds dω dν dt

ή επειδή ds = - dz / συνθ = -dz / μ

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = k_\nu I_\nu - \varepsilon_\nu \Rightarrow \mu \frac{dI_\nu}{k_\nu dz} = I_\nu - \frac{\varepsilon_\nu}{k_\nu} \Rightarrow \mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu$$

Η εξίσωση αυτή είναι η **εξίσωση διαδόσεως της ακτινοβολίας**, η λύση της οποίας αποτελεί το κύριο πρόβλημα της Αστροφυσικής, ένα πρόβλημα εξαιρετικά δύσκολο, επειδή δεν είναι γενικά γνωστή η συνάρτηση πηγή $S_\nu(\tau_\nu)$.

Όταν η S_ν είναι γνωστή, η λύση της εξισώσεως δίνει την ένταση της εξερχόμενης από τον αστέρα ακτινοβολίας:

$$I_\nu(\tau_\nu = 0,\mu) = \int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu)\, e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu}} \frac{d\tau_\nu}{\mu}$$

Η σχέση αυτή αποτελεί και τη μεταβολή της I_ν με το μ=συνθ., το **νόμο αμαυρώσεως κέντρου-χείλους**, καθώς λέμε.

Στην περίπτωση του Ηλίου είναι δυνατό μετρώντας την $I_\nu(0,\mu)$ να βρούμε τη μεταβολή της S_ν με το οπτικό βάθος. Αυτό γίνεται προσεγγιστικά είτε με ανάλυση της $S_\nu(\tau_\nu)$ σε σειρά, είτε με αριθμητικές μεθόδους. Όταν π.χ. η $S_\nu(\tau_\nu)$ θεωρηθεί σαν γραμμική συνάρτηση, τότε λαμβάνουμε $I_\nu(0,\mu)=S_\nu(\tau=\text{συνθ.})$, που αποτελεί τη λεγόμενη προσέγγιση Eddington-Barbier.

Στην περίπτωση όμως των αστέρων δεν μπορούμε να μετρήσουμε την $I_\nu(0,\mu)$. Εκείνο που παρατηρούμε είναι η ροή ακτινοβολίας. Έτσι θέτοντας την $I_\nu(0,\mu)$ στη σχέση που δίνει τη ροή, λαμβάνουμε τελικά για την εξερχόμενη από τον αστέρα ροή:

$$F_\nu(0) = 2\int_0^\infty S_\nu(\tau_\nu)\, E_2(\tau_\nu)\, d\tau_\nu, \quad \text{όπου} \quad E_2(\tau_\nu) = \int_1^\infty e^{-\tau_\nu x} \frac{dx}{x^2} \quad \text{και} \quad x = \frac{1}{\mu}$$

Όταν και εδώ η $S_\nu(\tau_\nu)$ θεωρηθεί σαν γραμμική συνάρτηση, βρίσκουμε με προσεγγιστικές μεθόδους $F_\nu(0) = S_\nu(\tau = \frac{2}{3})$.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Όταν τώρα η S_ν δεν είναι άμεσα γνωστή, που είναι και η γενική περίπτωση, η λύση της εξισώσεως διαδόσεως της ακτινοβολίας είναι εξαιρετικά δύσκολη. Έχουν βρεθεί πάντως ακριβείς λύσεις, η ανάπτυξή τους όμως ξεφεύγει από τα πλαίσια του βιβλίου.

2.7.4.7. Ισορροπία ακτινοβολίας

Συνήθως στα διάφορα προβλήματα δεχόμαστε ότι η μεταβίβαση της ενέργειας γίνεται αποκλειστικά με ακτινοβολία, πράγμα που σημαίνει πως η ακτινοβολία που εκπέμπεται στη μονάδα του χρόνου από ένα στοιχειώδη όγκο είναι ίση με την απορροφούμενη, δηλαδή ότι η ολική ροή ακτινοβολίας είναι σταθερή. Η κατάσταση αυτή χαρακτηρίζεται ως **ισορροπία ακτινοβολίας** και εκφράζεται από την εξίσωση συνέχειας: $\int_0^\infty k_\nu S_\nu \, d\nu = \int_0^\infty k_\nu \bar{I}_\nu \, d\nu$.

Στην κατάσταση της ισορροπίας ακτινοβολίας, για τον υπολογισμό της ολικής εντάσεως και της ολικής ροής διακρίνουμε δύο περιπτωσεις:

α) **Περίπτωση γκρίζας ατμόσφαιρας**: Γκρίζα ατμόσφαιρα σημαίνει ατμόσφαιρα στην οποία ο συντελεστής εξασθενήσεως k_ν είναι ανεξάρτητος της συχνότητας: $k_\nu = k \Rightarrow \kappa_\nu = \kappa$, $\sigma_\nu = \sigma$. Είναι μία απλούστευση που γίνεται συχνά, αλλά που απέχει βέβαια αρκετά από την πραγματικότητα. Στην περίπτωση αυτή έχουμε $S = \bar{I}$ και η εξίσωση διαδόσεως γίνεται $\mu \frac{dI}{d\tau} = I - \bar{I}$. Από αυτή λαμβάνουμε τελικά με τη λεγόμενη προσέγγιση Eddington, κατά την οποία δεχόμαστε πως και στις επιφανειακές στιβάδες η ένταση I μπορεί να θεωρηθεί ανεξάρτητη του μ, όπως δηλαδή συμβαίνει στις βαθιές στιβάδες:

$$I(0,\mu) = \frac{3F}{4\pi}\left(\mu+\frac{2}{3}\right), \quad \text{οπότε} \quad I(0,1) = \frac{5F}{4\pi} \quad \text{και} \quad \frac{I(0,\mu)}{I(0,1)} = \frac{3\mu+2}{5}$$

Η σχέση αυτή μας δίνει την αμαύρωση κέντρου-χείλους του ηλιακού δίσκου και συμφωνεί κατά τρόπο ικανοποιητικό με τις παρατηρήσεις. Στην περίπτωση της

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

προσεγγίσεως Eddington μπορούμε να υπολογίσουμε τη συνάρτηση T(τ), που δίνεται από τη σχέση:

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4} T_{eff}^4 \left(\tau + \frac{2}{3}\right) \Rightarrow T(0) = 0.841 T_{eff}$$

β) **Πραγματική περίπτωση**: Στην περίπτωση αύτή, για τον υπολογισμό της ολικής εντάσεως I, της ολικής ροής F καθώς και της $\bar{I}$ είναι ανάγκη να έχουμε μία μέση τιμή $\bar{\kappa}$ του συντελεστή απορροφήσεως (υποθέτουμε πως $\sigma_\nu = 0$), σε τρόπο ώστε να είναι $\int_0^\infty F_\nu \, d\nu = F =$ σταθ. Ένας τέτοιος συντελεστής είναι ο μέσος συντελεστής Rosseland, που ορίζεται από τη σχέση:

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu \; / \; \int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} \, d\nu$$

και που χρησιμοποιείται αρκετά στα σχετικά προβλήματα.

2.7.4.8. Πίεση της ακτινοβολίας

Στους θερμούς αστέρες, κατά την αντιμετώπιση των σχετικών προβλημάτων πρέπει μαζί με την πίεση του αερίου να λαμβάνεται υπόψη και η πίεση της ακτινοβολίας. Κάθε φωτόνιο, καθώς είναι γνωστό, έχει ενέργεια $E = h\nu$ και ορμή $h\nu/c$ κατά τη διεύθυνση της κινήσεώς του. Εξάλλου, κατά την απορρόφηση ενός φωτονίου από ένα άτομο, η ορμή του μεταφέρεται στο άτομο. Καθώς είδαμε, η ενέργεια που περνάει από τη μονάδα επιφάνειας, στη μονάδα του χρόνου και στη γωνία $d\omega$ είναι $I \sigma\upsilon\nu\theta \, d\omega$, όπου θ η γωνία μεταξύ διευθύνσεως της δέσμης και της καθέτου στην επιφάνεια. Η αντίστοιχη ορμή είναι συνεπώς $\frac{I \sigma\upsilon\nu\theta \, d\omega}{c}$ και η συνιστώσα της κάθετα στην επιφάνεια $\frac{I \sigma\upsilon\nu^2\theta \, d\omega}{c}$. Έτσι η πίεση της ακτινοβολίας θα είναι: $P_r = \frac{1}{c} \int_\omega I \sigma\upsilon\nu^2\theta \, d\omega$. Στην περίπτωση ισότροπης ακτινοβολίας βρίσκουμε: $P_r = \frac{4\pi I}{3c} = \frac{u}{3}$, όπου $u = \frac{4\pi I}{c}$ είναι η **πυκνότητα ενέργειας**.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.7.4.9. Διάδοση της ενέργειας με μεταφορά

Στις αστρικές ατμόσφαιρες η μεταβίβαση της ενέργειας δεν γίνεται μόνο με ακτινοβολία αλλά και με μεταφορά. Το πρόβλημα που παρουσιάζεται είναι: πότε γίνεται με ακτινοβολία και πότε με μεταφορά; Την απάντηση έδωσε ο Schwarzschild που καθόρισε και το ομώνυμο κριτήριο.

Θεωρούμε μία ατμόσφαιρα που βρίσκεται σε ισορροπία ακτινοβολίας και στην οποία η θερμοκρασία ελαττώνεται προς τα έξω, καθώς και μία μάζα αερίου που ανέρχεται μέσα στην ατμόσφαιρα λόγω μιας τυχαίας διαταραχής. Καθώς ανεβαίνει η μάζα αυτή διαστέλλεται αδιαβατικά οπότε η θερμοκρασία της πέφτει. Έτσι αν γίνει ψυχρότερη, και συνεπώς πυκνότερη, από το περιβάλλον της, ξανακατεβαίνει, οπότε η διάταξη των στρωμάτων παραμένει σταθερή και η ύλη ουσιαστικά αδιατάρακτη. Αν όμως η μάζα παραμείνει θερμότερη από το περιβάλλον της παρά την αδιαβατική της ψύξη, πράγμα που σημαίνει πως η πτώση της θερμοκρασίας μέσα σ' αυτή είναι μικρότερη από την πτώση θερμοκρασίας του περιβάλλοντος λόγω ύψους, τότε σαν λιγότερο πυκνή από το περιβάλλον εξακολουθεί ν' ανεβαίνει, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ρεύματος μεταφοράς. Βλέπουμε λοιπόν πως η μεταφορά αρχίζει όταν η αδιαβατική μεταβολή $|\frac{dT}{dz}|_{ad}$ γίνει μικρότερη της μεταβολής $|\frac{dT}{dz}|_{rad}$ κατά την ισορροπία ακτινοβολίας:

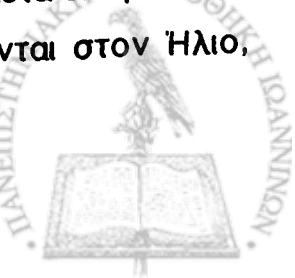
$$|\frac{dT}{dz}|_{ad} < |\frac{dT}{dz}|_{rad}$$

Η σχέση αυτή αποτελεί τη συνθήκη του Schwarzschild για τη δημιουργία μεταφοράς μέσα σε μία ατμόσφαιρα. Η συνθήκη αυτή παίρνει εύκολα τη μορφή:

$$(\frac{d\ln T}{d\ln p})_{ad} < (\frac{d\ln T}{d\ln p})_{rad}$$

2.7.4.10. Μοντέλα ατμοσφαιρών

Με την έννοια μοντέλο μιας ατμόσφαιρας εννοούμε τη μεταβολή των φυσικών παραμέτρων αυτής με το οπτικό βάθος, δηλαδή της θερμοκρασίας T(τ) και της πιέσεως P(τ). Ανάλογα με τον τρόπο δημιουργίας τους, τα μοντέλα αυτά διακρίνονται σε ημι-εμπειρικά και θεωρητικά. Στα ημι-εμπειρικά, που αναφέρονται στον Ήλιο,



χρησιμοποιούμε από το ένα μέρος την ακριβή παρατήρηση της $I(0,\mu)$ για την εύρεση της S_ν και από το άλλο μέρος θεωρητικούς υπολογισμούς. Αντίθετα, στα θεωρητικά στηριζόμαστε βασικά σε θεωρητικούς υπολογισμούς.

α) **Ημι-εμπειρικά μοντέλα:** Αυτά αναφέρονται στον Ήλιο. Για το σχηματισμό τους βρίσκουμε από ακριβείς παρατηρήσεις την $I_\nu(O,\mu)$ και στη συνέχεια από τη σχέση: $I_\nu(O,\mu) = \int_0^\infty S_\nu e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu}} \frac{d\tau_\nu}{\mu}$ τη συνάρτηση $S_\nu(\tau_\nu)$. Επειδή στον Ήλιο κυριαρχεί η απορρόφηση και όχι η διάχυση, είναι $S_\nu = B_\nu$, οπότε βρίσκουμε την $T(\tau)$ και στη συνέχεια από τη βαρομετρική εξίσωση με κατάλληλη μέθοδο την $P(\tau)$.

β) **Θεωρητικά μοντέλα**: Αναφορικά με τον Ήλιο πρέπει να εκπληρώνονται δύο συνθήκες: 1) η ολική ακτινοβολία πρέπει να δίνει τη σωστή φωτεινότητα και 2) ο νόμος διατηρήσεως της ενέργειας να ικανοποιείται σε κάθε βάθος. Έτσι μεταβάλλουμε τις αρχικές υποθέσεις σε τρόπο ώστε οι σχετικοί υπολογισμοί να οδηγούν σε εξαγόμενα που συμφωνούν με τις συνθήκες αυτές.

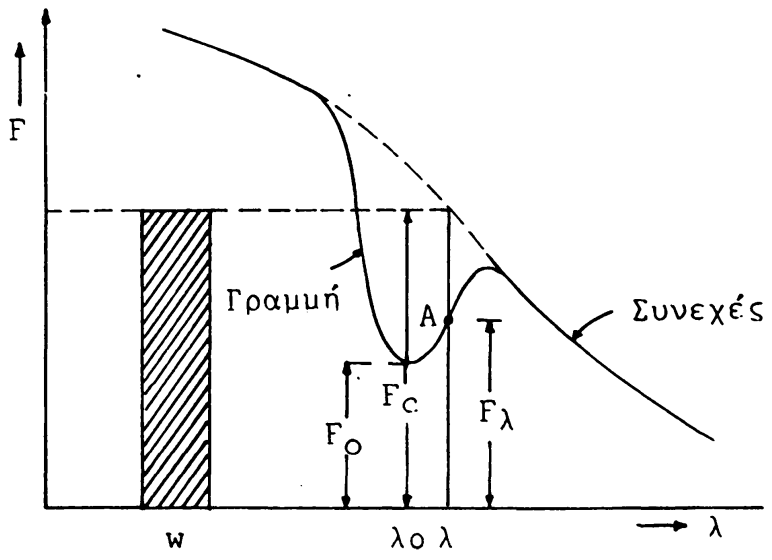
Σχετικά με τους αστέρες το μόνο που παρατηρούμε είναι η ολική ροή. Η γενική πορεία που ακολουθούμε είναι η εξής: Από μία χοντρική ανάλυση του φάσματος απορροφήσεως βρίσκουμε την T_{eff}, τη χημική σύσταση και την ένταση βαρύτητας. Στη συνέχεια, από τη σχέση: $T^4(\tau) = \frac{3}{4} T_{eff}^4 (\tau + \frac{2}{3})$ βρίσκουμε την $T^{(o)}(\tau)$ σε μηδενική προσέγγιση και ύστερα, από τη βαρομετρική εξίσωση, την $P^{(o)}(\tau)$. Μετά, υπολογίζουμε τη ροή $F(\tau)$ και ελέγχουμε αν είναι σταθερή. Αν δεν είναι, μεταβάλλουμε την $T(\tau)$ με διάφορους τρόπους, οπότε παίρνουμε την πρώτη προσέγγιση $T^1(\tau)$ της θερμοκρασίας. Στη συνέχεια από τη βαρομετρική εξίσωση βρίσκουμε την $P^1(\tau)$ και υπολογίζουμε ξανά την $F(\tau)$. Συνεχίζουμε έτσι με διαδοχικές προσεγγίσεις μέχρις ότου επιτύχουμε να είναι η F ικανοποιητικά σταθερή. Για την παραπέρα βελτίωση του μοντέλου απαιτείται λεπτομερειακή ανάλυση του φάσματος απορροφήσεως (βλ. πιο κάτω).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.7.5. Φάσμα απορροφήσεως των αστέρων

2.7.5.1. Το προφίλ μιας φασματικής γραμμής

Η μεταβολή της ροής με το μήκος κύματος μέσα σε μία γραμμή απορροφήσεως ενός αστέρα, ή της εντάσεως στην περίπτωση του Ηλίου, έχει τη μορφή του σχήματος 2.25, όπου F_c, F_λ και F_o είναι αντίστοιχα η ροή που αντιστοιχεί στο συνεχές φάσμα, στο σημείο Α(Δλ) της γραμμής και στο κέντρο της γραμμής. Το μέγεθος $R_\lambda = \frac{F_c - F_\lambda}{F_c}$ καλείται **βάθος** της γραμμής στο σημείο Α(Δλ), όπου $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_o$ η απόσταση από το κέντρο της γραμμής, η δε συνάρτηση R(λ) καλείται **προφίλ** της γραμμής. Το μέγεθος $W = \int_o^\infty R(\lambda)d\lambda$, εξάλλου καλειται **ισοδύναμο πλάτος** της γραμμής, εκφράζεται σε $m\mathring{A}$ και παριστάνει το μέρος της ενέργειας που αφαιρείται από το συνεχές φάσμα με την απορρόφηση μέσα στη γραμμή. Αν σχηματίσουμε ένα ορθογώνιο ισοδύναμο με το εμβαδό του προφίλ και με ύψος ίσο προς τη μονάδα (ροή συνεχούς), τότε το W είναι το πλάτος του ορθογωνίου αυτού σε $m\mathring{A}$ (βλ. σχήμα).



Σχήμα 2.25: Προφίλ μιας φασματικής γραμμής απορροφήσεως

Το προφίλ μιας γραμμής απορροφήσεως είναι στην πραγματικότητα μία σύνθεση άλλων απλουστέρων προφίλ που οφείλονται σε ξεχωριστά φυσικά φαινόμενα.

Καθένα από τα φαινόμενα αυτά προκαλεί μία πλάτυνση στο αρχικό προφίλ, που θα είχε θεωρητικά μία στενή ορθογώνια και κοφτή μορφή, αντιστοιχούσα στη μετάσταση ηλεκτρονίων από μία στάθμη ενέργειας σε μία άλλη. Έτσι ανάλογα με το φαινόμενο που προκαλεί την πλάτυνση μιας γραμμής διακρίνουμε τις παρακάτω πλατύνσεις.

α) **Φυσική πλάτυνση:** Αυτή οφείλεται στην απόσβεση λόγω ακτινοβολίας, στο μοντέλο του κλασικού αρμονικού ταλαντωτή, ή στην πλάτυνση των διεγερμένων σταθμών ενέργειας στο διάγραμμα του Grotrian σύμφωνα με την αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg. Αυτή είναι της τάξεως του 10^{-4} Å και είναι αμελητέα εμπρός στις άλλες.

β) **Πλάτυνση πιέσεως ή λόγω κρούσεων:** Αυτή οφείλεται στις αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων κατά την κίνησή τους, στη διατάραξη δηλαδή των σταθμών ενέργειας ενός ατόμου από τα ηλεκτρικά πεδία των γύρω σωματιδίων.

γ) **Πλάτυνση Doppler:** Αυτή οφείλεται στη θερμική κίνηση των ατόμων.

2.7.5.2. Συντελεστής εξασθενήσεως μέσα στη γραμμή

Το προφίλ μιας φασματικής γραμμής δεν είναι ουσιαστικά παρά η μεταβολή ενός συντελεστή εξασθενήσεως k_λ που προκαλεί στην περιοχή της γραμμής μία πρόσθετη (εκλεκτική) εξασθένηση σ' εκείνη του συντελεστή εξασθενήσεως k_ν του συνεχούς φάσματος. Ο συντελεστής εξασθενήσεως αυτός έχει τη μορφή: $k_\lambda = k_{\lambda_o} H(a,u)$, όπου k_{λ_o} είναι ο συντελεστής στο κέντρο λ_o της γραμμής, που δίνεται από τη σχέση:

$$k_{\lambda_o} = N_{r,s} f \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D}$$

Στη σχέση αυτή, $N_{r,s}$ είναι ο αριθμός των ατόμων ανά μονάδα μάζας, r φορές ιονισμένων, που βρίσκονται στη στάθμη διεγέρσεως s, f είναι η ισχύς του ταλαντωτή (αριθμός ταλαντωτών ανά άτομο στο οποίο οφείλεται η απορρόφηση) και $\Delta\lambda_D$ το καλούμενο πλάτος Doppler, που δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_o}{c} \left(\frac{2RT}{M} + \xi_t^2 \right)^{1/2}$$

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

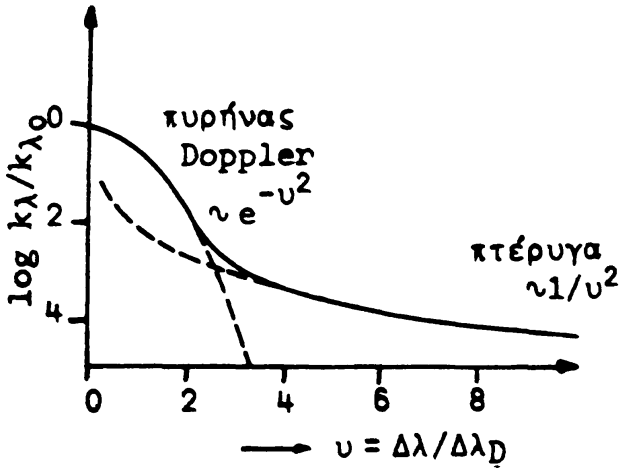
όπου R είναι η σταθερά των αερίων, M η ατομική μάζα του θεωρούμενου ατόμου και ξ_t η ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας στροβιλισμού (τυρβωδών κινήσεων).

Εξάλλου, η συνάρτηση H(a,υ) (**συνάρτηση Voigt**) είναι το γινόμενο συγκερασμού (convolution) της συναρτήσεως $e^{-\upsilon^2}$, που δίνει τη μεταβολή του k_{λ_o} μέσα στη γραμμή λόγω της θερμικής κίνήσεως των ατόμων, και της συναρτήσεως $\frac{a}{\pi}\frac{1}{a^2+\upsilon^2}$ που δίνει τη μεταβολή του k_{λ_o} μέσα στη γραμμή λόγω κρούσεων. Είναι δηλαδή:

$$H(a,\upsilon) = e^{-\upsilon^2} * \frac{a}{\pi}\frac{1}{a^2+\upsilon^2} = \frac{a}{\pi}\int_{-\infty} \frac{e^{-\omega^2}d\omega}{a^2+(\upsilon-\omega)^2}$$

όπου $\upsilon = \frac{\lambda-\lambda_o}{\Delta\lambda_D}$, $\omega = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}$, $a = \frac{\gamma\lambda^2}{4\pi c\,\Delta\lambda_D}$ και γ η σταθερά αποσβέσεως των ταλαντωτών. Η συνάρτηση αυτή δίνεται από πίνακες συναρτήσει των a και υ.

Η μορφή που παίρνει ο συντελεστής απορροφήσεως k_λ, ύστερα από τα παραπάνω φαίνεται στο σχήμα 2.26.



Σχήμα 2.26: Προφίλ του συντελεστή εξασθενήσεως μέσα στη φασματική γραμμή

2.7.5.3. Η εξίσωση διαδόσεως της ακτινοβολίας

Εδώ θα επεκτείνουμε όσα αναφέρθηκαν στην περίπτωση του συνεχούς φάσματος, σε τρόπο ώστε να περιλάβουν τις γραμμές απορροφήσεως.

Πριν από όλα όμως γεννιέται το ερώτημα: που πηγαίνει η ενέργεια που απορροφάται μέσα στις συγκεκριμένες περιοχές του φάσματος που καλύπτουν οι γραμμές απορροφήσεως, ή με άλλα λόγια με ποιούς μηχανισμούς και σε ποιές συχνότητες ξαναεκπέμπεται; Οι μηχανισμοί αυτοί είναι οι εξής: α) **καθαρή**

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

απορρόφηση, που συμβαίνει στην ΤΘΙ και κατά την οποία η ενέργεια ξαναεκπέμπεται σε διάφορες συχνότητες, οπότε $k_\lambda = \kappa_\lambda$ (συντελεστής απορροφήσεως), β) **σύμφωνη διάχυση**, κατά την οποία κάθε φωτόνιο ξαναεκπέμπεται στην ίδια μεν συχνότητα, αλλά σε τυχαία διεύθυνση, οπότε $k_\lambda = \sigma_\lambda$ (συντελεστής σύμφωνης διαχύσεως), γ) **ασύμφωνη διάχυση**, κατά την οποία κάθε φωτόνιο ξαναεκπέμπεται όχι ακριβώς στην ίδια συχνότητα λ, αλλά σε γειτονική λ', ανήκουσα στην ίδια φασματική γραμμή, οπότε $k_\lambda = \sigma_{\lambda'}$ (συντελεστής ασύμφωνης διαχύσεως). Γενικά δηλαδή είναι $k_\lambda = \kappa_\lambda + \sigma_\lambda + \sigma_{\lambda'}$.

Ο πιο σημαντικός από τους μηχανισμούς αυτούς είναι η καθαρή απορρόφηση. Στην περίπτωση αυτή η εξίσωση διαδόσεως της ακτινοβολίας παίρνει τη μορφή $\mu \frac{dI_\nu}{dt_\nu} = I_\nu - B_\nu$, όπου $dt_\nu = d\tau_\nu + d\tau_\lambda = (\kappa_\nu + \kappa_\lambda)dz$, κ_ν ο συντελεστής απορροφήσεως για το συνεχές φάσμα και κ_λ ο συντελεστής απορροφήσεως μέσα στη γραμμή (υποθέτουμε $\sigma_\nu = 0$). Στην επιφάνεια θα είναι:

για μεν τον Ήλιο:
$$I_\lambda(0,\mu) = I_\nu(0,\mu) = \int_0^\infty B_\nu(t_\nu)\, e^{-\frac{t_\nu}{\mu}} \frac{dt_\nu}{\mu}$$

για ένα δε αστέρα:
$$F_\lambda(0) = F_\nu(0) = 2\int_0^\infty B_\nu(t_\nu)\, E_2(t_\nu)\, dt_\nu.$$

Για τη λύση των παραπάνω εξισώσεων πρέπει να γνωρίζουμε τη συνάρτηση $B_\nu(t_\nu)$. Συνήθως, όταν θέλουμε να έχουμε κάπως γενικά αποτελέσματα, χρησιμοποιούμε διάφορες αναλυτικές εκφράσεις ή σχηματικά μοντέλα που οδηγούν σε προσεγγιστικές λύσεις. Δύο τέτοια ακραία μοντέλα είναι τα εξής:

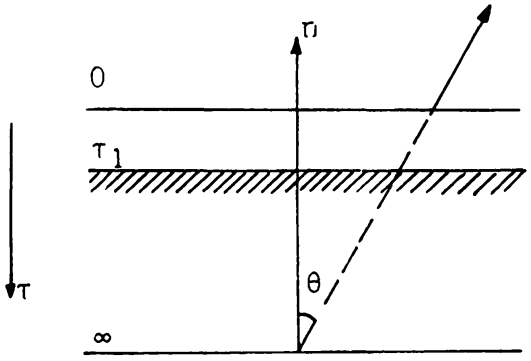
1) **Μοντέλο Milne-Eddington**: Στο μοντέλο αυτό, τόσο το συνεχές φάσμα όσο και το γραμμικό φάσμα προέρχονται από το ίδιο στρώμα της ατμόσφαιρας, η δε μορφή του φάσματος οφείλεται στη διαφορά του συντελεστή απορροφήσεως στο συνεχές και στις γραμμές απορροφήσεως. Στο μοντέλο αυτό δεχόμαστε για τη $B_\nu(t_\nu)$ τη σχέση $B_\nu(t_\nu) = B_\nu(\tau) = B_o(1+\beta_o\tau)$, όπου $t_\nu = \sigma(\tau)$ και β_o είναι μία παράμετρος που εξαρτάται από το λ και έχει δοθεί σε πίνακα από τον Unsöld. Επιπλέον δεχόμαστε ότι ο λόγος $\frac{\kappa_\lambda}{\kappa_\nu} = \eta_\lambda$ είναι ανεξάρτητος του οπτικού βάθους. Έτσι λαμβάνουμε τελικά:


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

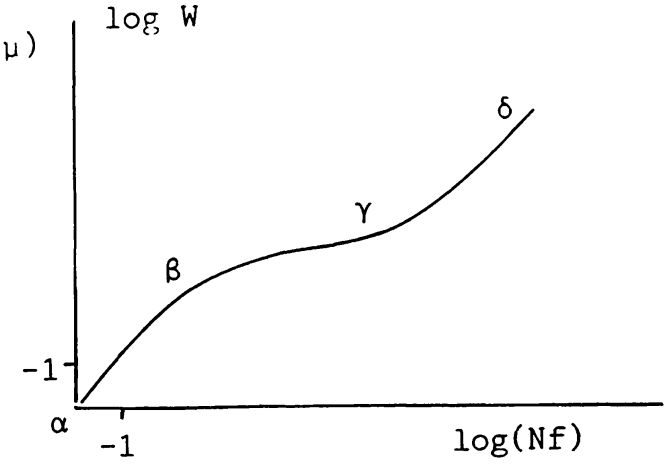
$$I_\lambda = B_o\left(1 + \frac{\beta_o \mu}{1+\eta_\lambda}\right)$$

2) **Μοντέλο Schuster-Schwarzschild**: Στο μοντέλο αυτό το συνεχές φάσμα προέρχεται από το εσωτερικό πυκνότερο στρώμα της ατμόσφαιρας (φωτόσφαιρα), το δε γραμμικό από ένα πολύ λεπτό εξωτερικό στρώμα αυτής (ανατρεπτική στιβάδα), στο οποίο δεν δημιουργείται αξιοσημείωτη συνεχής απορρόφηση (σχ. 2.27). Στο μοντέλο αυτό δεχόμαστε για την $B_\nu(\tau)$: α) $B_\nu(\tau) = B_o$ για $0 < \tau < \tau_1$ και β) $B_\nu(\tau) = B_o[1+\beta_o(\tau-\tau_1)]$ για $\tau > \tau_1$, τελικά δε καταλήγουμε στη σχέση:

$$I_\lambda = B_o\left(1+\beta_o \mu e^{-\frac{\tau_1}{\mu}}\right)$$



Σχήμα 2.27



Σχήμα 2.28: Καμπύλη αυξήσεως

2.7.5.4. Καμπύλη αυξήσεως

Καμπύλη αυξήσεως (ή **αναπτύξεως**) καλείται η συνάρτηση $\log W = f[\log(Nf)]$, όπου N είναι ο αριθμός των ατόμων που είναι υπεύθυνα για μία φασματική γραμμή με ισοδύναμο πλάτος W. Η καμπύλη αυτή (σχ. 2.28) αποτελείται από τρία μέρη: στο πρώτο μέρος αβ, που αντιστοιχεί σε ασθενείς γραμμές ($\tau << 1$), το ισοδύναμο πλάτος W αυξάνει ανάλογα προς το Nf, στο δεύτερο μέρος βγ, που αντιστοιχεί σε γραμμές μέσης εντάσεως, το W ελάχιστα αυξάνει με το Nf και στο τρίτο μέρος γδ, που αντιστοιχεί σε ισχυρές γραμμές, το W αυξάνει ανάλογα προς το $(Nf)^{1/2}$.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Χρησιμοποιώντας κατάλληλες μορφές της καμπύλης αυξήσεως είναι δυνατό να προσδιορίσουμε διάφορες φυσικές παραμέτρους, όπως τη θερμοκρασία διεγέρσεως, τη θερμοκρασία ιονισμού, το στροβιλισμό και τη χημική σύσταση μιας ατμόσφαιρας. Η ανάπτυξη όμως του θέματος ξεφεύγει από τα πλαίσια του βιβλίου.

2.7.5.5. Μοντέλο ατμοσφαιρών

Με τη βοήθεια της καμπύλης αυξήσεως είναι δυνατό να βελτιώσουμε πάρα πολύ το μοντέλο της ατμόσφαιρας ενός αστέρα. Η γενική πορεία που ακολουθούμε είναι η εξής: Ξεκινώντας από μία χοντρική ανάλυση του γραμμικού φάσματος βρίσκουμε, καθώς αναφέρθηκε στην παράγραφο 2.7.4.10, ένα μοντέλο της ατμόσφαιρας. Με βάση το μοντέλο αυτό υπολογίζουμε το ισοδύναμο πλάτος W των γραμμών και το συγκρίνουμε προς εκείνο που βρίσκουμε από την παρατήρηση. Από τις διαφορές που προκύπτουν, υπολογίζουμε διορθώσεις $\Delta T, \Delta P, \Delta g, \Delta \varepsilon_i$ (ε_i = αφθονία χημικών στοιχείων) τις οποίες εισάγουμε στο μοντέλο που κατασκευάσαμε. Στη συνέχεια, υπολογίζουμε τα νέα ισοδύναμα πλάτη W και τα συγκρίνουμε με τις παρατηρήσεις κ.ο.κ. Προχωρούμε έτσι με διαδοχικές προσεγγίσεις μέχρις ότου επιτύχουμε να συμφωνήσουν τα αποτελέσματα των υπολογισμών με τις παρατηρήσεις.

2.8. Εσωτερική δομή των αστέρων

2.8.1. Γενικά

Καθώς είδαμε παραπάνω, η ακτινοβολία που δεχόμαστε από τους αστέρες προέρχεται από τα εξωτερικά τους στρώματα, την ατμόσφαιρά τους. Το εσωτερικό τους μπορεί να μελετηθεί μόνο με θεωρητικούς υπολογισμούς. Σκοπός των υπολογισμών αυτών είναι η κατασκευή ενός μοντέλου για το εσωτερικό ενός αστέρα, που θα στηρίζεται στις ιδιότητες της ύλης και στους φυσικούς νόμους και θα οδηγεί στα βασικά χαρακτηριστικά του αστέρα, που είναι γνωστά από τη μελέτη της ατμόσφαιράς του,

Κατά τη μελέτη αυτή θεωρούμε ότι οι αστέρες παρουσιάζουν σφαιρική συμμετρία, ότι δεν παρουσιάζουν περιστροφή και ότι δεν έχουν ισχυρά μαγνητικά

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πεδία. Με τις υποθέσεις αυτές δεν έχουμε παρά μία μεταβλητή, την απόσταση r από το κέντρο του αστέρα.

Επειδή κατά μεγάλη πλειοψηφία οι αστέρες υπάρχουν και είναι σταθεροί επί τεράστια χρονικά διαστήματα, μπορούμε να δεχθούμε ότι βρίσκονται σε υδροστατική ισορροπία. Από το άλλο μέρος, γνωρίζουμε πως η ενέργεια που παράγεται στις κεντρικές περιοχές των αστέρων διαδίδεται προς τις εξωτερικές στιβάδες με ακτινοβολία και μεταφορά. Η αγωγιμότητα είναι αμελητέα, εκτός από την περίπτωση των λευκών νάνων, λόγω της τεράστιας πυκνότητάς τους.

Μπορούμε λοιπόν τώρα να δούμε τους βασικούς νόμους που αναφέρονται στην εσωτερική δομή. Τα μεγέθη που εμφανίζονται στις σχετικές εξισώσεις έχουν την εξής σημασία: r είναι η απόσταση από το κέντρο του αστέρα (μεταβάλλεται αντίθετα από το γεωμετρικό βάθος z), R η ακτίνα του αστέρα, M_r η μάζα σφαίρας ακτίνας r, M η ολική μάζα του αστέρα, L_r η φωτεινότητα που αντιστοιχεί σε επιφάνεια ακτίνας r, L η φωτεινότητα του αστέρα.

2.8.2. Βασικές εξισώσεις

Στις βασικές εξισώσεις που θα ακολουθήσουν και που καθορίζουν τη φυσική δομή του αστέρα, τα διάφορα φυσικά μεγέλη T, P, M, L, κλπ. δίνονται κατ' αρχή συναρτήσει του r. Επειδή όμως σε έναν αστέρα εκείνο που είναι πρωταρχικής σημασίας είναι η μάζα του, συνηθίζεται να δίνονται τα μεγέθη αυτά συναρτήσει της M_r. Έτσι σε κάθε περίπτωση θα δίνονται δύο τύποι.

2.8.2.1. Εξίσωση συνέχειας της μάζας

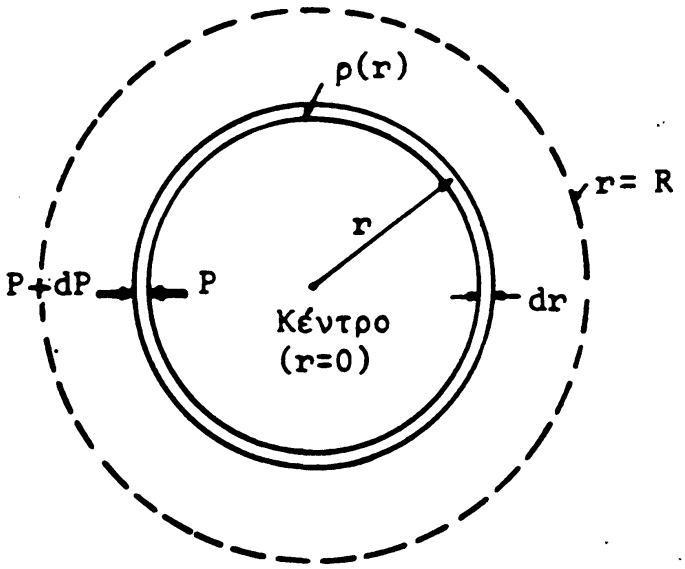
Θεωρούμε σε απόσταση r από το κέντρο του αστέρα (σχ.2.29) στοιχειώδη στιβάδα πάχους dr και όγκου $dV = 4\pi r^2 dr$. Η μάζα της στιβάδας είναι προφανώς:

$$dM_r = \rho dV = 4\pi r^2 \rho dr \quad \Rightarrow \quad \frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho \qquad (2.1)$$

Από τη σχέση αυτή θα ήταν δυνατό κατ' αρχήν να υπολογίσουμε τη μάζα ενός αστέρα αν γνωρίζαμε τη συνάρτηση ρ(r) και την ακτίνα του αστέρα. Στην πράξη αυτό



είναι αδύνατο, γι αυτό καθώς θα δούμε παρακάτω, η μάζα των αστέρων σε ελάχιστες περιπτώσεις μας είναι γνωστή.



Σχήμα 2.29

2.8.2.2. Εξίσωση υδροστατικής ισορροπίας

Θεωρούμε στην παραπάνω στιβάδα στοιχειώδη κύλινδρο με βάση dσ, ύψος dr και μάζα dm. Η ισορροπία δυνάμεων γράφεται:

$(P+dP)\,d\sigma + gdm - Pd\sigma = 0 \Rightarrow dPd\sigma = -gdm \Rightarrow dPd\sigma = -g\rho\, d\sigma dr \Rightarrow \frac{dP}{dr} = -g\rho$

και επειδή $g = G\frac{M_r}{r^2}$, $\frac{dP}{dr} = -\rho\frac{GM_r}{r^2}$. Με τη βοήθεια της 2.1 λαμβάνουμε:

$$\frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} \qquad (2.2)$$

2.8.2.3. Εξίσωση ισορροπίας ενέργειας

Αν ε είναι ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας, ανά gr ύλης και sec, στη στιβάδα, τότε:

$$\frac{dL}{dM_r} = \varepsilon \qquad (2.3)$$

Από αυτή έχουμε: $dL = \varepsilon\, dM_r = \varepsilon\rho\, dV = \varepsilon\rho\, 4\pi r^2\, dr \Rightarrow \frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \rho\varepsilon$

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.8.2.4. Εξίσωση διαδόσεως ενέργειας

α) **Διάδοση με ακτινοβολία:** Στην περίπτωση αυτή, ύστερα από σχετικούς υπολογισμούς λαμβάνουμε:

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{rad} = \frac{3\,\bar{\kappa}\,L_r}{16\,\pi r^2\,a\,c\,T^3} \qquad \left(\frac{dT}{dM_r}\right)_{rad} = -\frac{3\,\bar{\kappa}\,L_r}{64\,\pi^2 r^4\,a\,c\,T^3} \qquad \left(a = \frac{4\sigma}{c}\right) \qquad (2.4)$$

Η εξίσωση αυτή δείχνει πως η φωτεινότητα ενός αστέρα δεν εξαρτάται μόνο από την παραγωγή ενέργειας, αλλά και από τη μεταβολή της θερμοκρασίας.

β) **Διάδοση με μεταφορά:** Οι σχετικοί υπολογισμοί δίνουν:

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{rad} = \frac{dP}{dr}\,\frac{T}{P}\left(1-\frac{1}{\gamma}\right) \quad \Rightarrow \quad \left(\frac{dT}{dM_r}\right)_{ad} = \left(\frac{1}{\gamma}-1\right)\frac{T}{P}\,\frac{GM_r}{4\pi r^4} \qquad (2.5)$$

όπου $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ = λόγος της ειδικής θερμότητας υπό σταθερή πίεση και υπό σταθερό όγκο. Για τα ιονισμένα αέρια είναι γ = 5/3.

2.8.3. Φυσικές ιδιότητες της ύλης

Στις παραπάνω βασικές διαφορικές εξισώσεις εμφανίζονται τα μεγέθη P, $\bar{\kappa}$ και ε. Τα μεγέθη αυτά, όταν ο αστέρας βρίσκεται σε σταθερή κατάσταση κοντά στη θερμοδυναμική ισορροπία, εξαρτώνται από την πυκνότητα, τη θερμοκρασία και τη χημική σύσταση A, που είναι φυσικά συνάρτηση της αποστάσεως r από το κέντρο του αστέρα. Έχουμε δηλαδή:

$$P = P(\rho,T,A) \qquad (2.6)$$

$$\bar{\kappa} = \bar{\kappa}(\rho,T,A) \qquad (2.7)$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho,T,A) \qquad (2.8)$$

Θα δούμε τώρα τις χαρακτηριστικές εξισώσεις των μεγεθών αυτών.

2.8.3.1. Καταστατική εξίσωση

Η πίεση του αερίου P_g στο εσωτερικό ενός αστέρα και η πυκνότητα ρ, επειδή ουσιαστικά πρόκειται για αέριο από ιόντα και που συνεπώς πλησιάζει το τέλειο αέριο,



μπορούν να συνδεθούν με τη γνωστή εξίσωση των τελείων αερίων $P_g = \frac{k\rho T}{\mu m_H}$, όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann, m_H η μάζα του ατόμου του υδρογόνου, μ το μέσο μοριακό βάρος που δίνεται από τη σχέση $\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z}$ και X, Y, Z το κλάσμα μάζας αντίστοιχα του υδρογόνου, του ηλίου και των βαρύτερων στοιχείων (μετάλλων) στο αστρικό αέριο. Έτσι τελικά στην περίπτωση διαδόσεως της ενέργειας με ακτινοβολία έχουμε: $P = P_r + P_g = \frac{1}{3} aT^4 + \frac{k\rho T}{\mu m_H}$, όπου $P_r = \frac{1}{3} aT^4$ είναι η πίεση της ακτινοβολίας. Από το άλλο μέρος, όταν η διάδοση γίνεται με μεταφορά θα είναι $P=K\rho^Y$ όπου K=σταθερά.

2.8.3.2. <u>Μέσος συντελεστής απορροφήσεως $\bar{\kappa}$ (Rosseland)</u>

Ο συντελεστής αυτός εμφανίζεται στην εξίσωση (2.4) διαδόσεως της ενέργειας με ακτινοβολία. Οι σχετικοί υπολογισμοί, που είναι αρκετά πολύπλοκοι, οδηγούν στη σχέση $\bar{\kappa} = \bar{\kappa}_0 \rho^{\lambda-1} T^{\nu-3}$, όπου τα λ και ν είναι σταθερές και ο $\bar{\kappa}_0$ εξαρτάται από τη χημική σύσταση. Ο $\bar{\kappa}$ έχει υπολογιστεί για διάφορες συνθήκες και δίνεται σε πίνακες.

2.8.3.3. <u>Παραγωγή ενέργειας</u>

Στην εξίσωση (2.3) της ισορροπίας της ενέργειας εμφανίζεται ο ρυθμός παραγωγή ενέργειας ε που έχει πραγματικά μία τεράστια τιμή. Αρκεί να σκεφθεί κανείς μόνο, πως ο Ήλιος ακτινοβολεί $4 \cdot 10^{33}$ erg/sec, ενέργεια που αντιστοιχεί σε μία απώλεια μάζας 4 εκατομμυρίων τόννων το δευτερόλεπτο. Με άλλα λόγια, η ενέργεια που ακτινοβολεί ο Ήλιος σε ένα δευτερόλεπτο θα μπορούσε να τροφοδοτήσει το ανθρώπινο γένος για μερικά δισεκατομμύρια χρόνια!... Η τεράστια αυτή ενέργεια παράγεται στις κεντρικές περιοχές των αστέρων, όπου επικρατούν τεράστιες θερμοκρασίες, κατά τη διάρκεια πυρηνικών αντιδράσεων και κυρίως κατά την καύση του H σε H_e.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Κατά τη σχετική αντίδραση, όπως είναι γνωστό, έχουμε ένα έλλειμμα μάζας περίπου 1%, που μετατρέπεται σε ενέργεια με βάση τη σχέση $E = mc^2$.

Οι πυρηνικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στους αστέρες είναι οι εξής:

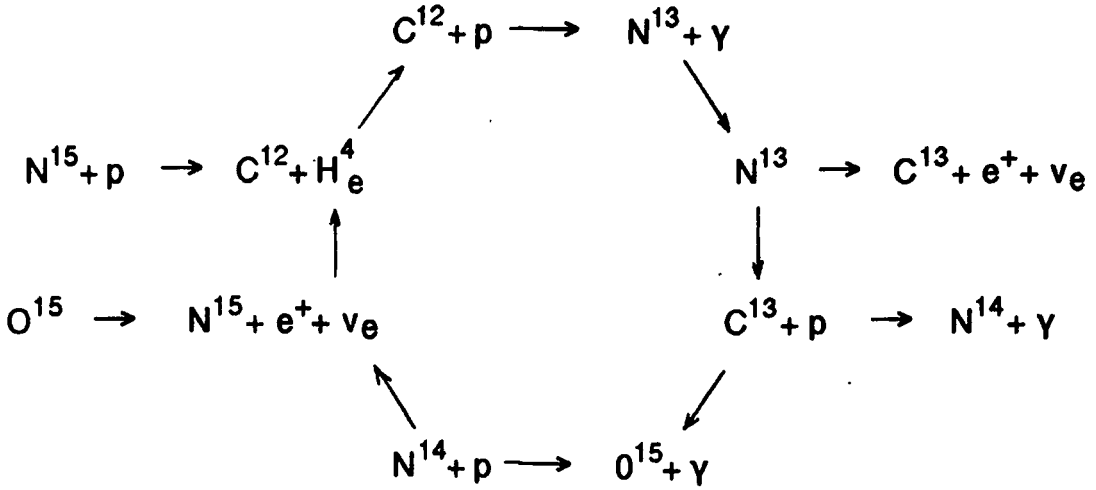
1) **Αντίδραση πρωτονίου-πρωτονίου:** Αυτή λαμβάνει χώρα στους $10^{6.7}$-$10^{7.2}$ °K κυρίως, αποτελεί καύση του Η σε H_e και περιλαμβάνει τις αντιδράσεις:

$$H^1 + H^1 \rightarrow D^2 + e^+ + \nu_e$$
$$D^2 + H^1 \rightarrow H^3_e + \gamma$$
$$H^3_e + H^3_e \rightarrow H^4_e + H^1 + H^1$$

ή συνοπτικά $H^1(p,e^+\nu_e)\, D^2(p,\gamma)\, H^3_e\, (H^3_e,2p)\, H^4_e$

Η αντίδραση αυτή είναι δυνατό να ακολουθήσει και άλλες πορείες.

2) **Κύκλος του άνθρακα:** Λαμβάνει χώρα στους $10^{7.2}$-$10^{7.7}$ °K κυρίως, αποτελεί καύση του Η σε H_e και περιλαμβάνει τις αντιδράσεις:



ή συνοπτικά: $N^{14}(p,\gamma)\, 0^{15}(e^+,\nu_e)\, N^{15}(p,\alpha)\, C^{12}(p,\gamma)\, N^{13}(e^+,\nu_e)\, C^{13}(p,\gamma)\, N^{14}$

Και ο κύκλος αυτός μπορεί να ακολουθήσει διαφορετική πορεία.

3) **Τριπλή αντίδραση-άλφα:** Λαμβάνει χώρα στους 10^8 °K περίπου, αποτελεί καύση του H_e σε C και περιλαμβάνει τις αντιδράσεις:

$$2H^4_e \Rightarrow B^8_e\,(\alpha,\gamma)\, C^{12}$$

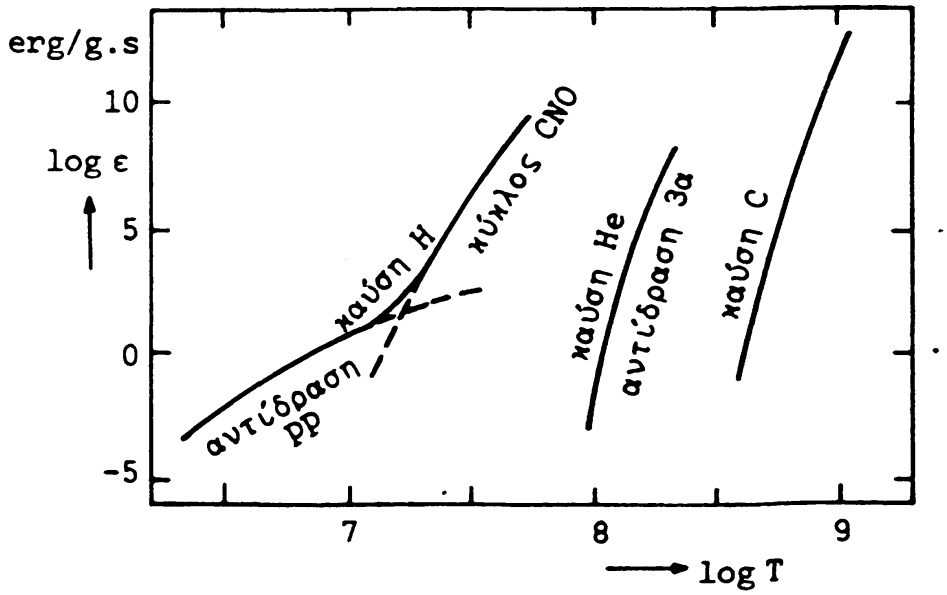
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4) **Αντίδραση καύσεως άνθρακα:** Λαμβάνει χώρα στους 10^9 °K περίπου, αποτελεί καύση του C σε Να ή N_e και περιλαμβάνει τις αντιδράσεις:

$$C^{12}(C^{12},p)Na^{23} \quad \text{ή} \quad C^{12}(C^{12},\alpha)Ne^{20}$$

Ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας, εξάλλου, δίνεται από τη σχέση: $\varepsilon = \varepsilon_o \rho T^{\eta}$, όπου η είναι σταθερά και το ε_o εξαρτάται από τη χημική σύσταση.

Στο σχήμα 2.30 δίνεται χαρακτηριστικά η εξάρτηση του ε από τη θερμοκρασία σε συνδυασμό με τις παραπάνω πυρηνικές αντιδράσεις. Πρέπει ακόμα να σημειωθεί πως η καύση του υδρογόνου παίζει σπουδαίο ρόλο στους αστέρες της κύριας ακολουθίας, η οποία μάλιστα σήμερα ορίζεται με βάση το γεγονός αυτό. Συγκεκριμένα, το ανώτερο μέρος χαρακτηρίζεται από τον κύκλο του άνθρακα και το κατώτερο από την αντίδραση πρωτονίου-πρωτονίου. Η καύση του H_e γίνεται μετά την εξάντληση του Η.



Σχήμα 2.30: Ρυθμός παραγωγής ενέργειας συναρτήσει της θερμοκρασίας

2.8.4. Μοντέλα

Για την κατασκευή ενός μοντέλου πρέπει, αφού δοθεί η χημική σύσταση, να λύσουμε το σύστημα των παραπάνω επτά εξισώσεων [(2.1)-(2.8)], από το οποίο θα προκύψουν τα μεγέθη P,ρ,T,M,L,$\bar{\kappa}$ και ε συναρτήσει της αποστάσεως r. Εκείνο που



χρειάζεται ακόμα για τη λύση των εξισώσεων είναι οι 4 οριακές συνθήκες. Πράγματι έχουμε: για r=0 (κέντρο) M_r=0, L_r=0 και για r=R (M_r=M), P=0, T=T_o. Η επιφανειακή θερμοκρασία T_o μπορεί να βρεθεί από τη θεωρία των αστρικών ατμοσφαιρών, επειδή όμως είναι μικρή σε σχέση με τις τεράστιες θερμοκρασίες του εσωτερικού, τη θεωρούμε συχνά ίση με μηδέν.

Για πολλά χρόνια οι Αστροφυσικοί υπόθεταν πως το παραπάνω σύστημα διαφορικών εξισώσεων έχει μία λύση μόνο. Μάλιστα έχει διατυπωθεί και ένα σχετικό θεώρημα, το θεώρημα "Vogt-Russel", κατά το οποίο για δεδομένη χημική σύσταση και μάζα υπάρχει μία μόνο λύση του συστήματος, πράγμα που σημαίνει ότι η δομή του αστέρα καθορίζεται κατά μοναδικό τρόπο. Σήμερα ξέρουμε πως αυτό δεν ισχύει πάντα. Ύστερα από τα παραπάνω μπορούμε να θεωρήσουμε δύο ακραία μοντέλα: 1) Το μοντέλο του Eddington (στάνταρ), στο οποίο ολόκληρη η ενέργεια διαδίδεται με ακτινοβολία και 2) το μοντέλο μεταφοράς, στο οποίο ολόκληρη η ενέργεια διαδίδεται με μεταφορά.

Ο τρόπος υπολογισμού όμως των μοντέλων αυτών είναι αρκετά πολύπλοκος και ξεφεύγει από τα πλαίσια του βιβλίου.

2.9. Εξέλιξη των αστέρων

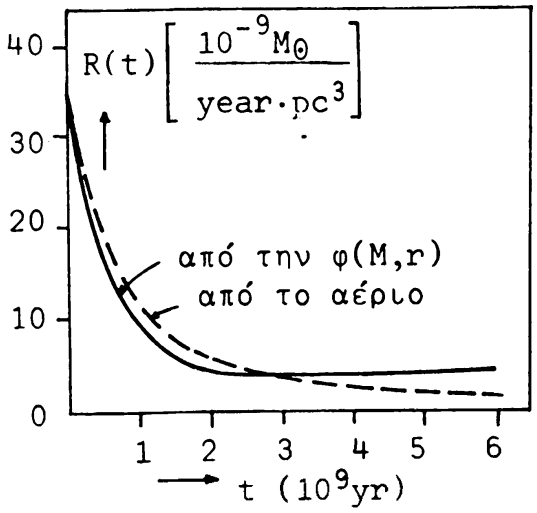
2.9.1.Χρόνος, ρυθμός, περιοχές και τρόπος σχηματισμού των αστέρων

Ο σχηματισμός των αστέρων, καθώς αναφέρθηκε στο πρώτο μέρος, άρχισε στις πρώτες φάσεις δημιουργίας του σύμπαντος και συνεχίζεται μέχρι σήμερα. Ο **χρόνος σχηματισμού** τους, από το άλλο μέρος, ποικίλλει. Έτσι, για τους αστέρες τύπου Ο και Β είναι μεταξύ 10^5 και 10^6 έτη, πράγμα που σημαίνει πως οι αστέρες αυτοί είναι αρκετά νέα σώματα. Επίσης σχετικά νέοι σχηματισμοί είναι οι αστρικοί όμιλοι και τα περισσότερα ανοικτά σμήνη, που έχουν ηλικία μερικών εκατομμυρίων ετών. Τα σφαιρωτά σμήνη αντίθετα έχουν μεγάλες ηλικίες που φθάνουν τα 10^{10} έτη.

Ο **ρυθμός σχηματισμού** R(t) των αστέρων, που ορίζεται ως το άθροισμα μαζών των αστέρων που δημιουργούνται στη μονάδα του χρόνου και στη μονάδα του όγκου τη χρονική στιγμή t, μπορεί να προσδιοριστεί είτε από τη συνάρτηση



φωτεινότητας φ(M,r) (βλ. § 2.6), είτε από τη διαθέσιμη ποσότητα αερίου, και φαίνεται στο σχήμα 2.31. Καθώς προκύπτει από αυτό, στην αρχή ο ρυθμός ήταν πολύ μεγάλος, στη συνέχεια έπεσε γρήγορα και σήμερα είναι σχεδόν σταθερός.



Σχήμα 2.31

Σχετικά με τις **περιοχές σχηματισμού** των αστέρων, παρατηρούμε ότι όσο νεώτεροι είναι τόσο περισσότερο συγκεντρωμένοι προς το γαλαξιακό επίπεδο εμφανίζονται, πράγμα άλλωστε που αποτελεί μια ένδειξη ότι σχηματίζονται από μεσοαστρική ύλη. Επιπλέον, αυτοί δεν είναι ομοιόμορφα κατανεμημένοι στο γαλαξιακό επίπεδο, αλλά συγκεντρωμένοι στις σπείρες. Σήμερα πιστεύουμε πως όλοι οι αστέρες σχηματίζονται εκεί και μετά απομακρύνονται προς μεγαλύτερα γαλαξιακά πλάτη και πως μόνο οι εξαιρετικά μεγάλης ηλικίας αστέρες των σφαιρωτών σμηνών σχηματίστηκαν από τυρβώδεις κινήσεις του αερίου στην αρχική φάση δημιουργίας του Γαλαξία.

Σε ό,τι αφορά τον **τρόπο σχηματισμού** των αστέρων, τυχαίες συγκεντρώσεις της μεσοαστρικής ύλης λόγω τυρβωδών κινήσεων είναι βιώσιμες όταν η ακτίνα της συμπυκνώσεως υπερβαίνει ορισμένο κρίσιμο μέγεθος (κριτήριο του Jeans). Το κριτήριο αυτό έχει σήμερα γενικευθεί και αναφέρεται σε μία κρίσιμη μάζα $M_{κρ.}(T,ρ) = 3.7 \left(\frac{RT}{μG}\right)^{3/2} \frac{1}{P_κ}$ ($P_κ$ = κεντρική πυκνότητα). Έτσι μία συμπύκνωση μάζας M είναι βιώσιμη μόνον όταν $M>M_{κρ.}$ Ένας άλλος τρόπος σχηματισμού είναι με διάσπαση σε μικρά μέρη ενός αρχικά μεγάλου μεσοαστρικού νέφους με μάζα ίση προς μερικές χιλιάδες ηλιακές.

2.9.2. Φάσεις εξελίξεως των αστέρων

Θα εξετάσουμε τώρα την εξελικτική πορεία των αστέρων κατά τη διάρκεια της ζωής τους, από τη γέννεσή τους μέχρι το θάνατό τους και σε συνδυασμό με το διάγραμμα HR.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η ιστορία της ζωής ενός αστέρα που προήλθε από ένα πρωτοαστέρα, είναι διαφορετική από την ιστορία ενός αστέρα που σχηματίσθηκε αργότερα, ή σχηματίζεται σήμερα, μέσα σε ένα γαλαξία. Οι αστέρες που προέρχονται από πρωτοαστέρες, που είναι μεγαλύτερης ηλικίας, ανήκουν στον πληθυσμό ΙΙ ενώ οι αστέρες που δημιουργήθηκαν αργότερα, στα μεταγενέστερα στάδια εξελίξεως ενός γαλαξία, ανήκουν στον πληθυσμό Ι.

Την πορεία αυτή, τη χωρίζουμε σε τέσσερις φάσεις: 1) την προαστρική ή την πριν από την κύρια ακολουθία, 2) της καύσεως του Η ή της κύριας ακολουθίας, 3) της καύσεως του He ή την μετά την κύρια ακολουθία, 4) την τελική.

2.9.2.1. Προαστρική φάση (πριν από την κύρια ακολουθία)

Η γενική πορεία ενός προαστέρα στη φάση αυτή είναι η πιο άγνωση και η πιο αμφισβητούμενη σήμερα.

Μετά το σχηματισμό ενός πρωτοαστέρα, λόγω της συνεχιζόμενης βαρυτικής συστολής του, η θερμοκρασία στο εσωτερικό του μεγάλωνε συνέχεια μέχρις ότου έφτασε σε ένα σημείο όπου άρχισαν πυρηνικές αντιδράσεις μεταξύ των πυρήνων δευτερίου (H^2), που υπήρχαν σε μία ορισμένη ποσότητα από το πρωταρχικό αέριο, και των πρωτονίων, με αποτέλεσμα το σχηματισμό ηλίου (He^4). Κατά τη διάρκεια της περιόδου αυτής "καύσεως" του δευτερίου, το παραγόμενο ποσό ενέργειας δημιουργούσε την απαιτούμενη πίεση για την εξισορρόπηση των δυνάμεων βαρυτικής συστολής, εξασφαλίζοντας έτσι μία περίοδο σταθερότητας του αστέρα. Όταν εξαντλήθηκε το δευτέριο, ξανάρχισε η συστολή μέχρις ότου η κεντρική θερμοκρασία έφτασε σε τιμές που απαιτούνται για την καύση διαδοχικά του λιθίου (Li), του βυρηλλίου (Be) και του βορίου (Bo) σε ήλιο, με αντίστοιχη εμφάνιση περιόδων σταθερότητας του αστέρα, μικρών πάντως λόγω των πολύ μικρών ποσοτήτων των στοιχείων αυτών στο πρωταρχικό αέριο.

Πριν συνεχίσουμε την παρακολούθηση της παραπέρα πορείας ενός αστέρα του πληθυσμού ΙΙ, ας δούμε πως δημιουργούνται οι αστέρες του πληθυσμού Ι στα μεταγενέστερα στάδια εξελίξεως ενός γαλαξία, όταν δηλαδή υπάρχουν ήδη σ' αυτόν

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αστέρες και μεσοαστρική ύλη από υδρογόνο και βαρύτερα χημικά στοιχεία (από σουπερνόβα) καθώς και κονιορτός. Οι αστέρες αυτοί δημιουργούνται από νέφη αερίου και κονιορτού. Ως πρόδρομοί τους μπορούν να θεωρηθούν μικρά πυκνά νέφη μεσοαστρικού κονιορτού, τα **σφαιρίδια**, που φαίνονται να προβάλλονται συχνά πάνω σε φωτεινά νεφελώματα. Η ακόλουθη φάση είναι τα **αντικείμενα Herbig-Haro**, αυτόφωτα δηλαδή σώματα με σχήμα περίπου σφαιρικό και εμφάνιση ομιχλώδη που αλλάζει με τα χρόνια. Την πρώτη φάση της αστρικής μορφής πιστεύεται ότι την αποτελούν οι αστέρες τύπου T-Tauri, που βρίσκονται πάντα πολύ στενά συνδεδεμένοι με μεσοαστρικό αέριο και κονιορτό.

Η ακριβής λοιπόν πορεία για το σχηματισμό των αστέρων δεν μας είναι γνωστή. Εκείνο που φαίνεται βέβαιο είναι πως η δημιουργία τους είναι απόρροια βαρυτικής συστολής ενός νέφους αερίου και κονιορτού. Με τη συστολή του νέφους η δυναμική ενέργεια βαρύτητας μετατρέπεται εν μέρει σε κινητική ή θερμική ενέργεια και εν μέρει ακτινοβολείται. Στην αρχή, η συστολή είναι γρήγορη λόγω ελεύθερης πτώσεως και το κέντρο του νέφους φτάνει την αστρική πυκνότητα πολύ σύντομα, μέσα σε χίλια περίπου χρόνια. Ο πυρήνας που σχηματίζεται έτσι περιέχει μικρό μόνο κλάσμα της ολικής μάζας του νέφους, σιγά-σιγά όμως αυξάνει καθώς το υπόλοιπο υλικό του νέφους συσσωρεύεται πάνω του. Η διαδικασία αυτή κρατάει, για έναν αστέρα σαν τον Ήλιο, ένα εκατομμύριο χρόνια περίπου.

Η θερμοκρασία του αρχικού νέφους πιστεύεται ότι είναι περίπου 10 ^{o}K, αλλά με το σχηματισμό του πυρήνα αυξάνει γρήγορα, διασπώντας τα μόρια του H_2, και ιονίζοντας όλα τα άτομα. Ο κονιορτός που πέφτει προς τον πυρήνα εμποδίζει την ακτινοβολία, λόγω απορροφήσεως, να βγει από το νέφος· με την πάροδο όμως του χρόνου τα σωματίδια του κονιορτού απορροφούν την ακτινοβολία από τον πυρήνα και την ξαναεκπέμπουν σε μήκη κύματος κυρίως του υπερύθρου και λίγο του ορατού φάσματος, ενώ αργότερα, όταν πλέον εκλείψει ο κονιορτός, η υπέρυθρη ακτινοβολία ελαττώνεται σημαντικά, η δε επιφανειακή θερμοκρασία φτάνει τους 4000 ^{o}K ως 7000 ^{o}K ή και ακόμη παραπάνω, ανάλογα με τη μάζα του νέφους.

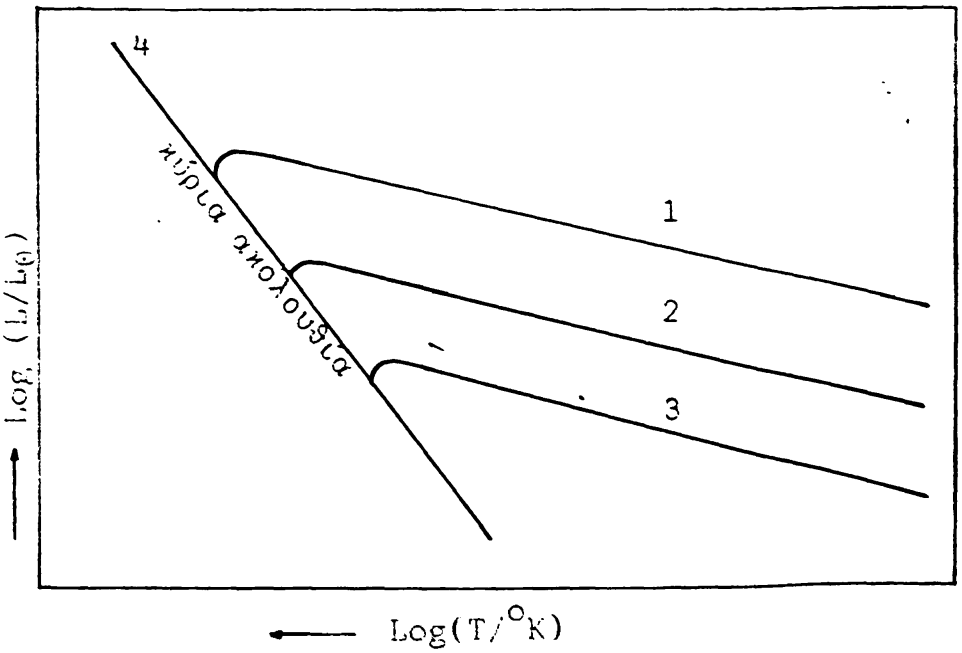
Από εδώ και πέρα, και στις δύο περιπτώσεις, η συστολή συνεχίζεται με αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας στην κεντρική περιοχή μέχρι της τιμής

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$2 \cdot 10^6$ °K περίπου, οπότε αρχίζουν πυρηνικές αντιδράσεις καύσεως του υδρογόνου σε ήλιο.

Με βάση τα ανωτέρω, η αρχική αυτή κατάσταση χαρακτηρίζεται από μία τεράστια ακτίνα, μικρή φωτεινότητα και μικρή επιφανειακή θερμοκρασία. Έτσι η θέση του σχηματισμού αυτού στο διάγραμμα HR είναι στην κάτω δεξιά γωνία.

Για τη μετέπειτα πορεία οι αστρονόμοι αρχικά ξεκινούσαν το συλλογισμό τους από την υπόθεση ότι η πορεία ενός προαστέρα προς την κύρια ακολουθία, προς την καθαυτό δηλαδή αστρική φάση, είναι μία πορεία στην οποία η μεν ακτίνα ελαττώνεται, η δε φωτεινότητα και η επιφανειακή θερμοκρασία αυξάνουν σταθερά. Οι σχετικοί υπολογισμοί γίνονταν με βάση την άποψη ότι η ενέργεια στο στάδιο αυτό διαδίδεται με ακτινοβολία και τα αποτελέσματα συμφωνούν με τον παραπάνω συλλογισμό. Η πορεία που προκύπτει από τις εργασίες αυτές φαίνεται στο σχήμα 2.32, για τρεις



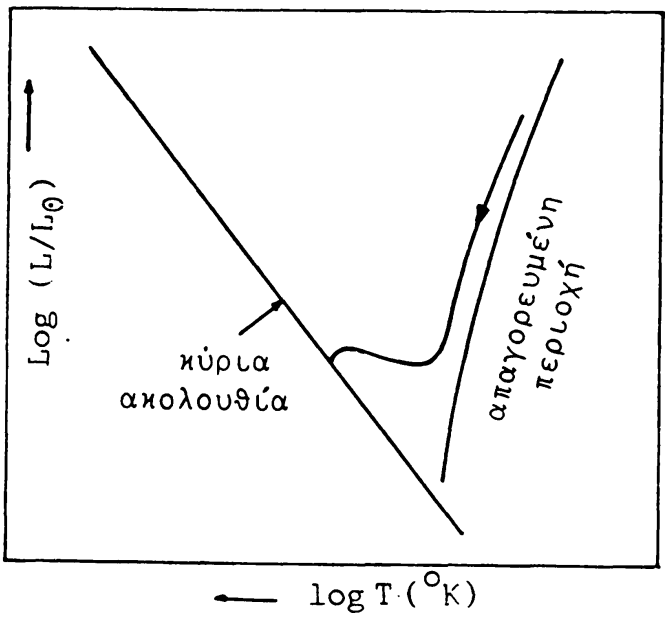
Σχήμα 2.32

αστέρες διαφορετικής μάζας. Από αυτό φαίνεται πως λίγο πριν φτάσει ένας αστέρας στην κύρια ακολουθία παρουσιάζει ένα μέγιστο. Αυτό οφείλεται στο ότι, όταν ο αστέρας φτάνει στην κύρια ακολουθία, οπότε αρχίζουν οι πυρηνικές αντιδράσεις στο κέντρο του, έχουμε μία αύξηση της θερμοκρασίας και της πιέσεως σ' αυτό, που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακολουθείται από μία μικρή διαστολή του και πτώση της φωτεινότητας και της επιφανειακής θερμοκρασίας.

Ο Ιάπωνας αστρονόμος Hayashi, όμως, λύνοντας το παραπάνω σύστημα εξισώσεων με τη χρησιμοποίηση καλύτερων οριακών συνθηκών και την παραδοχή της διαδόσεως της ενέργειας με μεταφορά, κατέληξε στο συμπέρασμα πως υπάρχει στο διάγραμμα HR μία περιοχή απαγορευμένη (σχ. 2.33), για την οποία δηλαδή δεν υπάρχουν αποδεκτές λύσεις του συστήματος.



Σχήμα 2.33: Πορεία προαστέρα κατά Hayashi

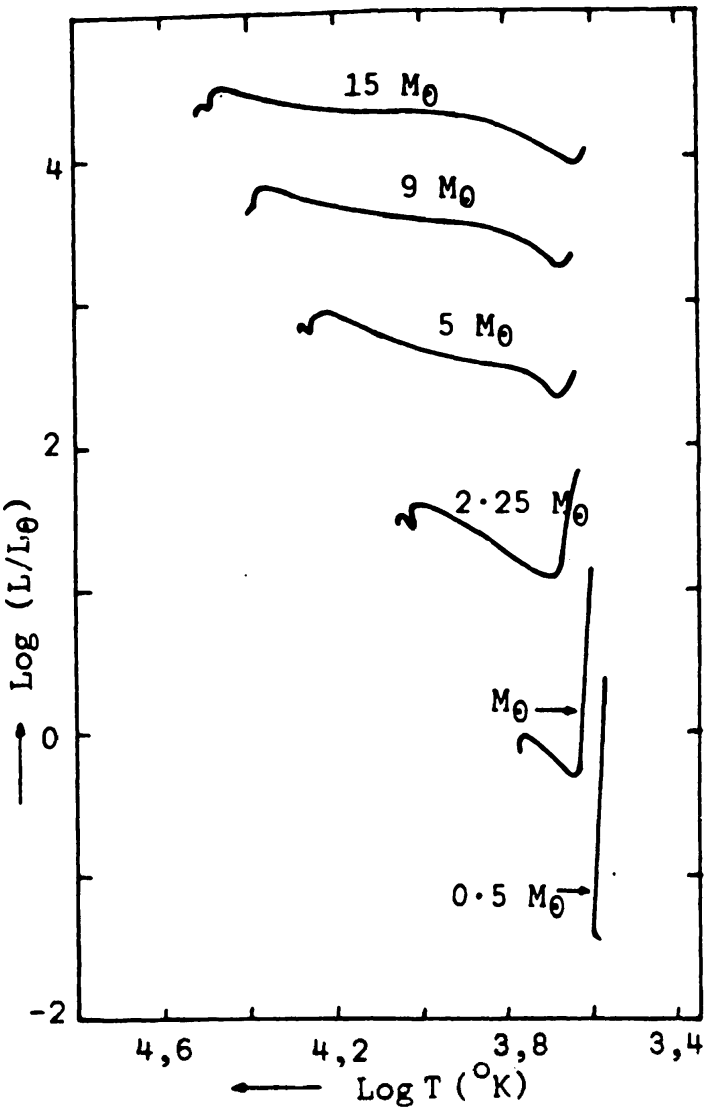
Ο Hayashi βρήκε ακόμα πως η πορεία ενός προαστέρα προς την κύρια ακολουθία, στο διάγραμμα HR, είναι εντελώς διαφορετική από ό,τι πίστευαν (σχ. 2.33). Κατ' αυτόν, όταν ο προαστέρας αρχίζει για πρώτη φορά να εκπέμπει φως, είναι ακόμα μεγάλος σε μέγεθος και αρκετά ψυχρός. Έτσι η θέση του είναι στην πάνω δεξιά γωνία του διαγράμματος HR, στην περιοχή δηλαδή των ερυθρών γιγάντων. Πολύ γρήγορα όμως συστέλλεται διατηρώντας την επιφανειακή του θερμοκρασία σχεδόν σταθερή. Καθώς εξάλλου μικραίνει σε μέγεθος, εκπέμπει λιγότερο φως, οπότε η λαμπρότητά του πέφτει και ο προαστέρας ακολουθεί, στο διάγραμμα HR, μία σχεδόν κατακόρυφη πορεία. Σε κάποια στιγμή η δημιουργούμενη στο κέντρο του θερμότητα φτάνει στην επιφάνεια, οπότε η επιφανειακή του θερμοκρασία αρχίζει να ανεβαίνει με αποτέλεσμα να μεγαλώνει η λαμπρότητά του. Έτσι αρχίζει η πορεία του προς τα αριστερά για να καταλήξει τελικά αυτός στην κύρια ακολουθία. Το σημείο συναντήσεώς του με αυτήν εξαρτάται από τη μάζα του, πριν δε φτάσει σε αυτή εμφανίζεται ως μεταβλητός τύπου T Tauri.

Στο σχήμα 2.34 δίνεται η πορεία προς την κύρια ακολουθία μερικών αστέρων διαφορετικής μάζας.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.9.2.2. Φάση καύσεως του υδρογόνου (της κύριας ακολουθίας)

Η έναρξη της φάσεως αυτής συμπίπτει με την έναρξη των πυρηνικών αντιδράσεων στο κέντρο του αστέρα, δηλαδή με την καύση του Η σε Ηe, και χαρακτηρίζεται από την άφιξή του στην κύρια ακολουθία. Με την έναρξη των πυρηνικών αντιδράσεων αυξάνει η εσωτερική πίεση στον "προαστέρα" ταχύτατα, με αποτέλεσμα να ισορροπήσει τις δυνάμεις βαρύτητας και έτσι να αποκατασταθεί υδροστατική ισορροπία. Σ' αυτή τη φάση λοιπόν σταματάει εντελώς η συστολή και αρχίζει μία περίοδος σταθερότητας του αστέρα, που είναι πράγματι πια ένας αστέρας. Η στιγμή αυτή καλείται **μηδενική ηλικία** του αστέρα. Στο εξής η πορεία εξαρτάται από την ολική μάζα του αστέρα κατά κύριο λόγο και από τη χημική του σύσταση κατά δεύτερο λόγο.



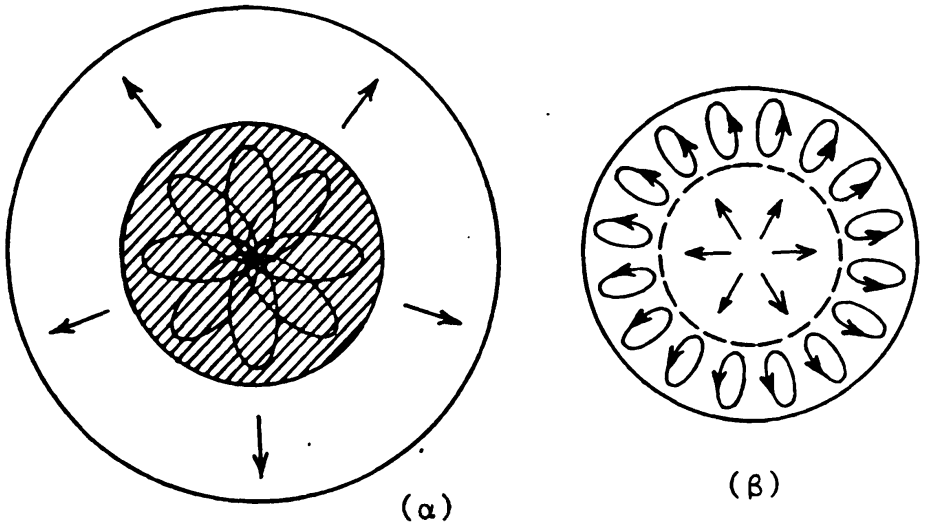
Σχήμα 2.34: Πορεία αστέρων διαφόρων μαζών προς την κύρια ακολουθία

Το πόσο θα παραμείνει στην κύρια ακολουθία εξαρτάται από τη μάζα του, ο δε χρόνος παραμονής του είναι $t_{\pi} = 6 \cdot 10^9 (M/M_{\odot})^{-2}$ έτη. Για έναν αστέρα π.χ. τύπου Β3 (Μ~10 $M_{\odot}$) ο χρόνος αυτός είναι της τάξεως των 60 εκατομμυρίων ετών.

Η πορεία του εξαρτάται επίσης από τη μάζα του. Έτσι, σε έναν αστέρα με μάζα π.χ. πενταπλάσια περίπου της ηλιακής, μετά την εξάντληση του υδρογόνου στον πυρήνα, δημιουργείται μία ζώνη καύσεως υδρογόνου γύρω από αυτόν, που στην αρχή είναι παχειά. Όσο συνεχίζεται

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

όμως η καύση, αυξάνει ο πυρήνας από το προστιθέμενο συνεχώς ήλιο, ενώ το πάχος της ζώνης μικραίνει. Από το άλλο μέρος, στην αρχή ο πυρήνας αντέχει, λόγω της πυκνότητάς του, το υλικό πάνω από αυτόν και υπάρχει μία κάποια ισορροπία. Στη συνέχεια όμως με τη διαρκή επισσώρευση υλικού σ' αυτόν και την υπέρβαση ενός ορίου (όριο Schönberg-Chandrasekhar) η ισορροπία καταστρέφεται και ο πυρήνας αρχίζει να συστέλλεται ταχύτητα, ενώ ταυτόχρονα η καύση στη ζώνη επιταχύνεται και το κέλυφος πάνω από αυτήν διαστέλλεται. Παράλληλα αναπτύσοονται στο κέλυφος ρεύματα μεταφοράς που μεταφέρουν στην επιφάνεια του αστέρα μεγαλύτερο μέρος της παραγόμενης ενέργειας. Η φάση αυτή είναι η αρχή της ζωής του αστέρα ως **ερυθρού γίγαντα**. Στο μεταξύ η θερμοκρασία στο εσωτερικό συνεχίζει να αυξάνει λόγω της συστολής του πυρήνα, με αποτέλεσμα να αρχίσει η επόμενη φάση.



Σχήμα 2.35

Καθώς είδαμε, το σημείο αφίξεως ενός αστέρα στην κύρια ακολουθία εξαρτάτα από τη μάζα του. Έτσι συνηθίζουμε να χωρίζουμε την κύρια ακολουθία σε ανώτερο τμήμα, που περιλαμβάνει αστέρες με $M>1.5\ M_\odot$ και κατώτερο τμήμα που περιλαμβάνει αστέρες με $M<1.5\ M_\odot$. Οι ιδιότητες των αστέρων που ανήκουν στα δύο τμήματα διαφέρουν αρκετά. Αυτοί που ανήκουν στο ανώτερο τμήμα έχουν

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

θερμοκρασία στο κέντρο $T_c > 2 \cdot 10^7$ °K, και η καύση του H σε H_e γίνεται στον πυρήνα τους με τον κύκλο του άνθρακα ($\varepsilon \propto T^{15.6}$). Οι αστέρες αυτοί έχουν έναν πυρήνα μεταφοράς, στον οποίο δηλαδή η ενέργεια διαδίδεται με μεταφορά, που περιβάλλεται από μία ζώνη ακτινοβολίας, στην οποία δηλαδή η ενέργεια διαδίδεται με ακτινοβολία (σχ. 2.35α). Το μέγεθος του πυρήνα είναι τόσο μεγαλύτερο όσο μεγαλύτερη είναι η μάζα, με άλλα λόγια όσο ψηλότερα είναι ο αστέρας στο διάγραμμα HR.

Από το άλλο μέρος, οι αστέρες του κατώτερου τμήματος έχουν θερμοκρασία $T < 2 \cdot 20^7$ °K, και η καύση του H σε He γίνεται σ' αυτούς με τον κύκλο πρωτονίου-πρωτονίου ($\varepsilon \propto T^{5.3}$). Οι αστέρες αυτοί έχουν έναν πυρήνα ακτινοβολίας, που περιβάλλεται από μία ζώνη μεταφοράς, όσο δε μικρότερη είναι η μάζα τόσο βαθύτερη είναι η ζώνη μεταφοράς (σχ. 2.35β).

2.9.2.3. Φάση καύσεως του ηλίου (μετά την κύρια ακολουθία)

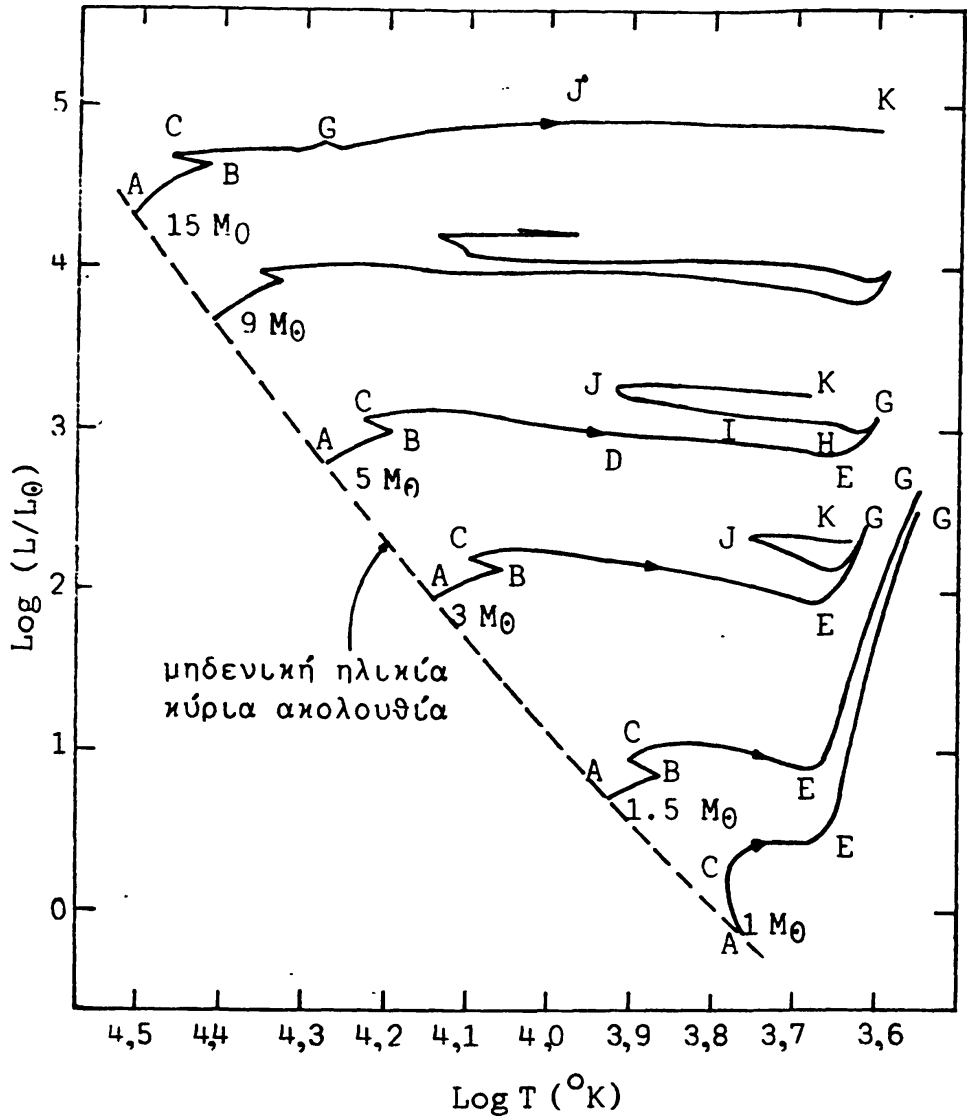
Η φάση αυτή αρχίζει με την εξάντληση του H του πυρήνα και συνεπώς την απόκτηση ενός πυρήνα αποκλειστικά από He. Όταν η θερμοκρασία γίνει περίπου 10^8 °K αρχίζει η καύση του ηλίου του πυρήνα σε άνθρακα, για λίγο όμως χρόνο. Ύστερα αρχίζει ξανά η βαρυτική συστολή μέχρις ότου η θερμοκρασία γίνει αρκετά υψηλή ώστε να επικρατήσει η καύση του ηλίου. Η ισορροπία μεταξύ καύσεως του ηλίου στον πυρήνα και καύσεως του υδρογόνου στη ζώνη κλίνει προς το μέρος του ηλίου, ενώ η επιφάνεια του αστέρα γίνεται θερμότερη και λαμπρότερη. Σ' αυτή τη φάση οι εξωτερικές στιβάδες του αστέρα γίνονται ασταθείς και είναι δυνατό να αρχίσουν να διαστέλλονται και να συστέλλονται με αποτέλεσμα την περιοδική μεταβολή της λαμπρότητας του αστέρα. Έτσι έχουμε ένα **μεταβλητό αστέρα**.

Μετά την εξάντληση του ηλίου στον πυρήνα, δημιουργείται μία ζώνη καύσεως ηλίου γύρω από τον πυρήνα. Στη συνέχεια αρχίζει ξανά η βαρυτική συστολή του από άνθρακα πυρήνα, ενώ το κέλυφος διαστέλλεται. Ο αστέρας έτσι μπορεί να γίνει ένας **υπεργίγαντας**.

Πριν προχωρήσουμε στις τελευταίες φάσεις της ζωής ενός αστέρα, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι και οι αστέρες μικρότερης ή μεγαλύτερης μάζας από τον

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

παραπάνω ακολουθούν την ίδια γενική πορεία με ορισμένες διαφορές στις λεπτομέρειες. Στο σχήμα 2.36 δίνεται η παραπάνω πορεία κατά τον Iben για αστέρες διαφορετικών μαζών. Παρακολουθώντας σαν παράδειγμα την πορεία ενός αστέρα με M= 5 $M_\odot$ μπορούμε να αντιστοιχήσουμε στις διάφορες φάσεις της τα εξής φαινόμενα:



Σχήμα 2.36: Πορεία εξελίξεως αστέρων διαφόρων μαζών μετά την κύρια ακολουθία

O : Μηδενική ηλικία. Έναρξη καύσεως Η

A : Καύση του Η στον πυρήνα μέχρις εξαντλήσεως

B : Φάση γενικής συστολής

C : Καύση του Η στη ζώνη γύρω από τον πυρήνα

D : Περιορισμός της ζώνης καύσεως του Η

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

E : Γρήγορη συστολή του πυρήνα και διαστολή του κελύφους

F : Φάση ερυθρού γίγαντα

G : Έναρξη καύσεως ηλίου

H : Πρώτη φάση καύσεως του He στον πυρήνα

I : Εξαφάνιση της ζώνης καύσεως του H]

J : Κύρια φάση καύσεως του He] Κηφείδες;

K : Γενική συστολή και καύση του He σε ζώνη γύρω από τον πυρήνα (υπεργίγαντας).

2.9.2.4. Τελική φάση

Οι τελευταίες φάσεις της ζωής ενός αστέρα είναι οι πιο αβέβαιες. Βασικά μετά τη φάση της καύσεως του ηλίου υπάρχουν τρεις διαφορετικοί δρόμοι. Τον ποιο θ' ακολουθήσει ένας αστέρας εξαρτάται από τη μάζα του.

α) Στην περίπτωση ενός αστέρα με μάζα ίση περίπου προς την ηλιακή M_H, η συστολή του πυρήνα, που αποτελείται ήδη από άνθρακα, μπορεί να μη δημιουργήσει θερμοκρασίες αρκετά υψηλές ώστε να αρχίσει η καύση του άνθρακα. Η αύξηση πάντως της θερμοκρασίας επιταχύνει το ρυθμό καύσεως στη ζώνη ηλίου, όπως στην περίπτωση της καύσεως στη ζώνη του υδρογόνου κατά την προηγούμενη φάση, ενώ ταυτόχρονα το εξωτερικό κέλυφος διαστέλλεται και ψύχεται. Η διαστολή όμως εδώ είναι τόσο μεγάλη ώστε το κέλυφος αποσπάται εντελώς από τον πυρήνα, με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί ένα **πλανητικό νεφέλωμα**. Ο πυρήνας, αφού χάσει το κέλυφός του, παραμένει ένας θερμός πολύ πυκνός αστέρας, ένας **λευκός νάνος**. Σε μικρότερης μάζας αστέρες, π.χ. σε αστέρες με μάζα ίση προς το μισό της ηλιακής, η καύση του ηλίου μπορεί να μην είναι σημαντική λογω της χαμηλής κεντρικής θερμοκρασίας. Στην περίπτωση αυτή πάντως ο αστέρας συνεχίζει τη βαρυτική συστολή για να καταλήξει πάλι σε λευκό νάνο, χωρίς να απορρίψει το κέλυφος. Άλλοι πάλι μεγαλύτερης μάζας αστέρες τελειώνουν τη ζωή τους σαν λευκοί νάνοι, ύστερα από απώλεια μάζας, όπως γίνεται π.χ. στην περίπτωση ανταλλαγής μάζας μεταξύ των μελών ενός ζεύγους αστέρων.

Οι λευκοί νάνοι χαρακτηρίζονται από την τεράστια πυκνότητα της ύλης ($\rho \sim 10^6$ έως 10^8 gr·cm^{-3}) σ' αυτούς. Στις φανταστικές πυκνότητες των λευκών νάνων

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

η ύλη δε συμπεριφέρεται κατά το συνηθισμένο τρόπο. Τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν πλέον να κινούνται τυχαία, αλλά υπόκεινται σε περιορισμούς λόγω της στενής παρουσίας άλλων ηλεκτρονίων, με αποτέλεσμα ο αριθμός των επιτρεπομένων ενεργειακών καταστάσεων ενός ηλεκτρονίου να είναι μικρότερος από τον κανονικό. Πρόκειται δηλαδή, όπως λέμε, για ένα **εκφυλισμένο αέριο ηλεκτρονίων**. Έτσι η τεράστια πυκνότητα των λευκών νάνων οφείλεται στο γεγονός ότι, όταν όλη η διαθέσιμη πυρηνική ενέργεια καταναλωθεί, ο αστέρας συστέλλεται λόγω βαρύτητας συνέχεια μέχρις ότου σταματήσει η συστολή από την πίεση του εκφυλισμένου ηλεκτρονικού αερίου. Σε ένα τέτοιο αέριο εξάλλου, οι πυρήνες είναι κανονικά διανεμημένοι στο χώρο, καθώς δε η πίεση αυξάνει η συγκράτησή τους γίνεται πιο σφιχτή, σε τρόπο ώστε τελικά η διάταξή τους να αποτελεί ένα είδος κρυσταλλικού πλέγματος. Η κατάσταση αυτή είναι προφανώς πολύ πλησιέστερη προς τη στερεά παρά προς την αέρια, γι αυτό και μιλάμε για ένα **κβαντικό στερεό**.

Πρέπει ακόμα να τονισθεί ότι μόνο αστέρες με μάζα μικρότερη από 1.4 M_H (όριο του Chandrasekhar) περίπου μπορούν να γίνουν λευκοί νάνοι. Μετά το στάδιο εξάλλου του λευκού νάνου, στο οποίο ο αστέρας δεν διαθέτει παρά τη θερμική του ενέργεια μόνο, η φωτεινότητα του αστέρα ελαττώνεται συνέχεια μέχρις ότου η ενέργειά του εξαντληθεί και καταλήξει αυτός σε μία σκοτεινή μάζα, σε ένα **μαύρο νάνο**.

β) Στην περίπτωση ενός αστέρα με μάζα $M>1.4\ M_H$ η θερμοκρασία στον πυρήνα του αυξάνει εύκολα στην κατάλληλη τιμή ($\sim 6\cdot 10^8\ ^oK$), ώστε να αρχίσει η καύση του άνθρακα, κατά την οποία αντιδρούν πυρήνες άνθρακα μεταξύ τους. Επειδή ένας τέτοιος πυρήνας περιέχει ήδη μερικά από τα άλλα παράγωγα της καύσεως του ηλίου, όπως οξυγόνο και νέο, που θα λάβουν μέρος στις πυρηνικές αντιδράσεις, τελικά ύστερα από διάφορους τύπους πυρηνικών αντιδράσεων σχηματίζεται ένας αστρικός πυρήνας που περιέχει μία ποικιλία βαρέων πυρήνων και ιδιαίτερα άφθονο Fe^{56}.

Όταν ο πυρήνας αυτός υφίσταται βαρυτική κατάρρευση, ακολουθούν αυτήν και οι επιφανειακές στιβάδες και επειδή η κατάρρευση είναι απότομη και εκρηκτική, ελαφρά χημικά στοιχεία από τις εξωτερικές στιβάδες φθάνουν στον υπέρθερμο πυρήνα, με αποτέλεσμα τη δημιουργία πυρηνικών αντιδράσεων με ένα τρομερό ρυθμό.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η κατάρρευση δημιουργεί επίσης ένα κύμα κρούσεως το οποίο παρασύρει τα εξωτερικά μέρη του αστέρα δημιουργώντας επιταχυνόμενα σωματίδια, που θα γίνουν κοσμικές ακτίνες, καθώς και ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας και άλλα αέρια. Κατά τις τελευταίες στιγμές της κατάρρευσης οι πυρηνικές αντιδράσεις συνθέτουν πολύ βαρέα χημικά στοιχεία, ειδικά με την προσθήκη νετρονίων σε βαρείς πυρήνες. Στη συνέχεια, μία μεγάλη ποσότητα ύλης με βαρέα στοιχεία εκτινάσσεται με έκρηξη στο μεσοαστρικό χώρο, γεγονός που παρατηρείται ως **σουπερνόβα** και κατά το οποίο η λαμπρότητα του αστέρα μπορεί να ξεπεράσει για λίγο τη λαμπρότητα ολοκλήρου του αντίστοιχου γαλαξία. Κατ' αυτόν τον τρόπο εμπλουτίζεται συνέχεια ο αστρικός χώρος με βαρέα στοιχεία.

Παρά το ότι το εξωτερικό μέρος του αστέρα εκτινάχθηκε, το κεντρικό, που περιέχει ένα κλάσμα της αρχικής ύλης συνεχίζει να συστέλλεται. Η βιαιότητα όμως της εκρήξεως συμπιέζει την ύλη σε μία τελική πυκνότητα της τάξεως του 10^{14}-10^{15} $gr \cdot cm^{-3}$ φέρνοντας έτσι τον αστέρα σε μία κατάσταση πυκνότητας πέρα από τους λευκούς νάνους. Τα ηλεκτρόνια στη φάση της συμπιέσεως επιταχύνονται σε σχετικιστικές ταχύτητες και διατρυπώντας τους πυρήνες αντιδρούν με τα πρωτόνια και σχηματίζουν νετρόνια. Σ' ακόμα μεγαλύτερες πιέσεις και πυκνότητες, οι πυρήνες διαλύονται στα συστατικά τους νετρόνια και μερικά πρωτόνια, οπότε ο αστέρας μοιάζει τώρα σαν ένας τεράστιος ατομικός πυρήνας. Σ' αυτή την κατάσταση η ύλη είναι πλέον ασυμπίεση και αποτελεί ένα **εκφυλισμένο αέριο νετρονίων**, του οποίου η πίεση ισορροπεί τις δυνάμεις βαρύτητας. Ο αστέρας είναι πλέον ένας **αστέρας νετρονίων**, με μία διάμετρο 10 - 30 km και μάζα 1 - 3 M_H.

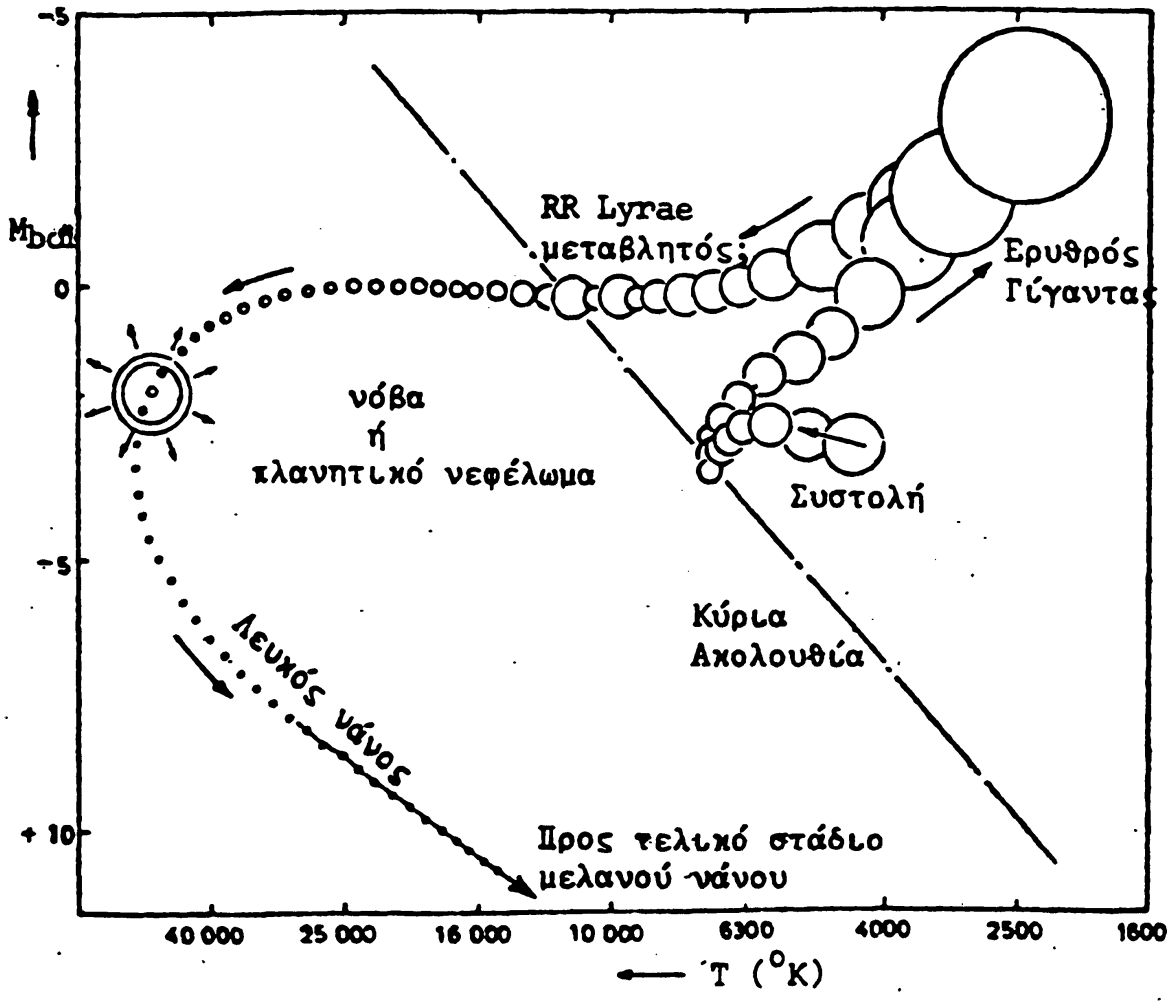
Η ύπαρξη των αστέρων αυτών είχε προβλεφθεί θεωρητικά από το 1930, πλην όμως δεν είχαν παρατηρηθεί ουράνια σώματα ύποπτα για μία τέτοια παραδοχή. Η ανακάλυψη όμως το 1967 των **παλμιτών (pulsars)** εδικαίωσε την υπόθεση για την ύπαρξη αστέρων νετρονίων.

γ) Στην περίπτωση αστέρων με μεγαλύτερη μάζα, η τελική κατάρρευση γίνεται τόσο γρήγορα, ώστε να έχουμε υπερκερασμό της εκρηκτικής φάσεως, η δε τελική πυκνότητα τείνει θεωρητικά στο άπειρο. Στην περίπτωση αυτή έχουμε έτσι μία **μελανή οπή**. Η ονομασία σχετίζεται με τη γενική θεωρία της σχετικότητας,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

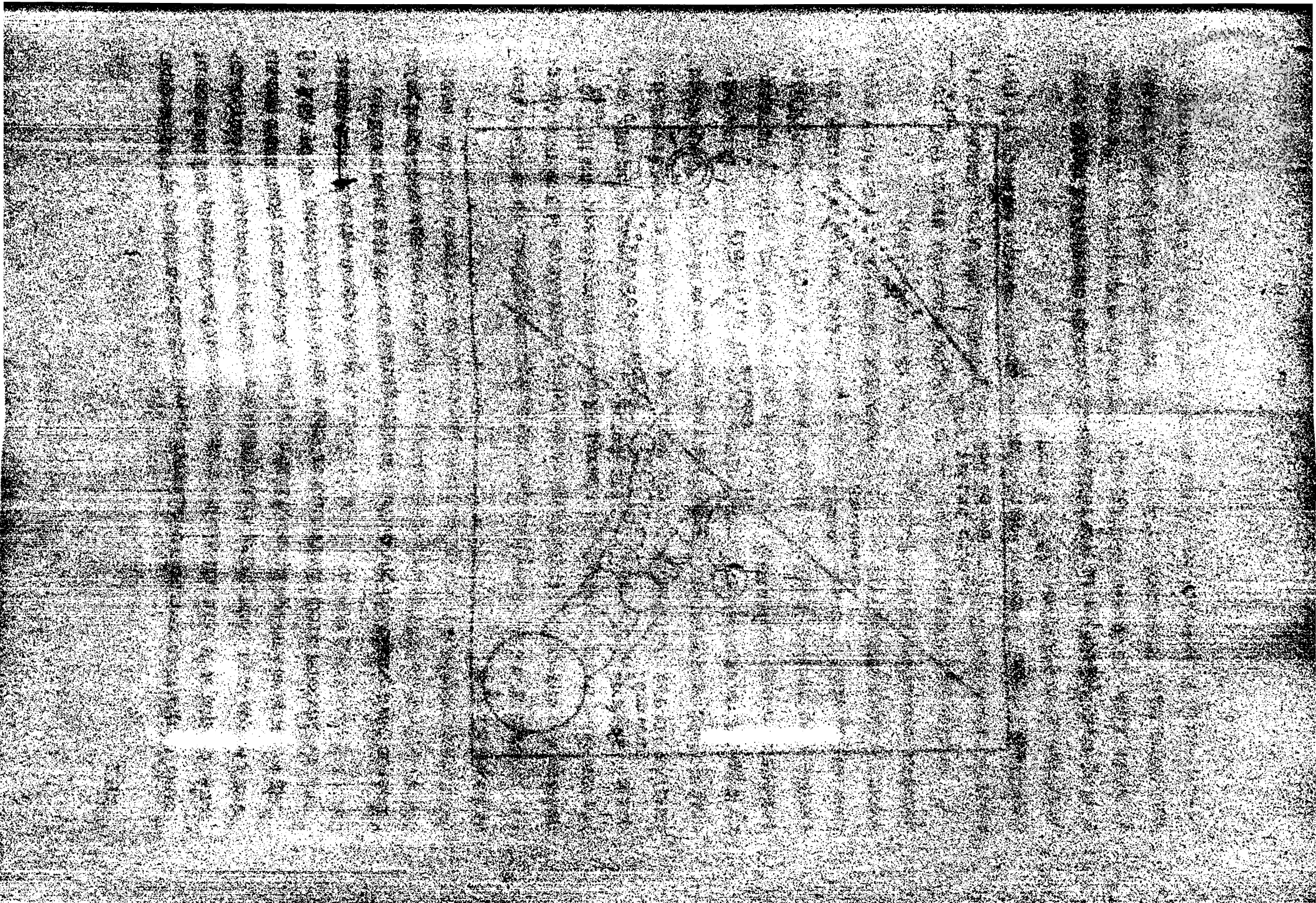
σύμφωνα με την οποία το πεδίο βαρύτητας στα σώματα αυτά είναι τόσο ισχυρό, ώστε τα φωτόνια δεν μπορούν να διαφύγουν, οπότε τα σώματα αυτά είναι αόρατα. Από καιρό γίνονται προσπάθειες για την έμμεση παρατήρησή τους ή μάλλον για την έμμεση διαπίστωση της υπάρξεώς τους, με τη μελέτη ορισμένων διπλών αστέρων (βλ. § 3.5.6), τα δε αποτελέσματα είναι τόσο ενθαρρυντικά, ώστε κανένας να μην αμφισβητεί σήμερα την ύπαρξή τους.

Στο σχήμα 2.37 δίνεται μία παραστατική εικόνα της εξελίξεως ενός αστέρα μάζας ίσης περίπου με την ηλιακή.



Σχήμα 2.37: Πορεία εξελίξεως αστέρα μάζας ίσης με την ηλιακή

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

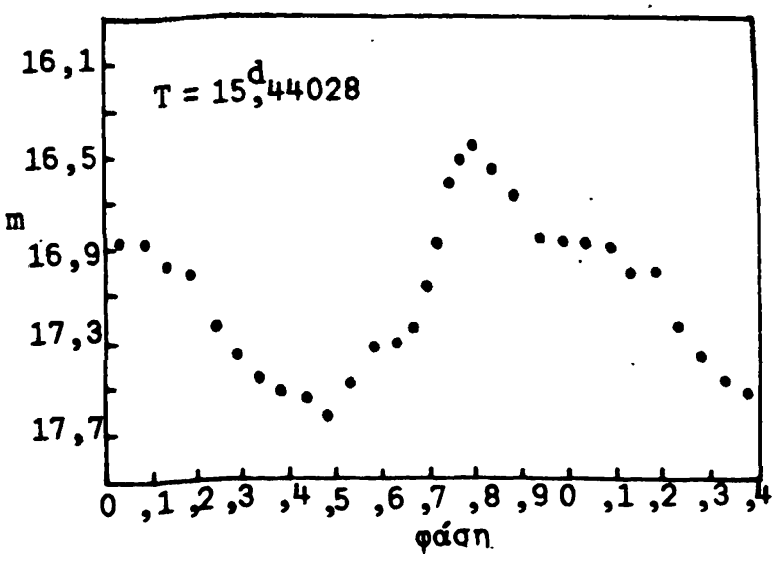


ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Μεταβλητοί και ιδιότυποι αστέρες

3.1. Γενικά

Καθώς είδαμε στα προηγούμενα κεφάλαια, οι αστέρες, κατά τη διάρκεια της ζωής και εξελίξεώς τους, περνούν περιόδους ηρεμίας, ή καλύτερα αργών μεταβολών, καθώς και περιόδους που χαρακτηρίζονται από γρήγορες και εντυπωσιακές μεταβολές. Στις περιόδους ηρεμίας τους εμφανίζονται ως **κανονικοί αστέρες**, ενώ στις περιόδους εντόνων μεταβολών ως **μεταβλητοί** αστέρες. Σε ορισμένες πάλι φάσεις της ζωής τους παρουσιάζονται και ως **ιδιότυποι** αστέρες.



Σχήμα 3.1: Καμπύλη φωτός μεταλβητού αστέρα

Οι μεταβλητοί αστέρες χαρακτηρίζονται βασικά από τη μεταβολή της λαμπρότητάς τους, που μετριέται είτε οφθαλμοσκοπικά, είτε φωτογραφικά, είτε ακριβέστερα φωτοηλεκτρικά (σφάλμα μικρότερο του 1%). Η μεταβολή της λαμπρότητας ενός αστέρα με το χρόνο μας δίνει την **καμπύλη φωτός** αυτού (σχ. 3.1), από την οποία προκύπτει η **περίοδος** και το **πλάτος** της μεταβολής, ενώ η **φάση** σε δεδομένη στιγμή, ο

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

χρόνος δηλαδή με μονάδα μετρήσεως την περίοδο, μετριέται συνήθως με αρχή το προηγούμενο μέγιστο της καμπύλης φωτός.

Οι μεταβλητοί αστέρες διακρίνονται σε **φυσικούς μεταβλητούς**, στους οποίους η μεταβολή της λαμπρότητας οφείλεται σε φυσικά αίτια, και σε **εκλειπτικούς μεταβλητούς**, στους οποίους η μεταβολή της λαμπρότητας οφείλεται σε φαινόμενα εκλείψεως ενός ζεύγους αστέρων, φαινόμενα που θα εξετασθούν στο κεφάλαιο περί διπλών αστέρων.

Οι φυσικοί μεταβλητοί, που θα εξεταστούν εδώ, διακρίνονται σε **παλλόμενους μεταβλητούς**, που η μεταβλητότητά τους οφείλεται σε περιοδική συστολή και διαστολή της ατμόσφαιράς τους (ανάπαλση) και σε **εκρηκτικούς μεταβλητούς**, που χαρακτηρίζονται από απότομες και βίαιες μεταβολές.

3.2. Ονοματολογία μεταβλητών - Κατάλογοι

Η ονομασία των μεταβλητών αστέρων διαφέρει από εκείνη των κανονικών. Κάθε μεταβλητός χαρακτηρίζεται από ένα ή δύο κεφαλαία λατινικά γράμματα, που ακολουθούνται από την ονομασία του αστερισμού στον οποίο ανήκει. Τα γράμματα ακολουθούν την αφλαβητική σειρά με πρώτο το R και τελευταίο το Z και δίνονται με βάση τη σειρά ανακαλύψεως του μεταβλητού. Ύστερα από το Z χρησιμοποιούνται συνδυασμοί δύο γραμμάτων κατά τη σειρά RR, RS-RZ, SS, ST-SZ,...,ZZ. Στη συνέχεια γίνεται επιστροφή στην αρχή του αλφάβητου: AA, AB-AZ, BB, BC-BZ,...,QZ. Με τον τρόπο αυτό έχουμε 334 δυνατότητες. Αν υπάρχουν και άλλοι μεταβλητοί σε έναν αστερισμό, τότε συνεχίζουμε με αριθμούς γράφοντας V335, V336, κλπ. (V = variable = μεταβλητός). Έτσι λοιπόν έχουμε π.χ. R. Monocerotis, T Tauri, RR Lyrae, UV Ceti, AG Pegasi, BF Cygni, V 378 Orionis, V 999 Sagittarii κλπ.

Μερικοί ωστόσο λαμπροί μεταβλητοί, που χρησιμοποιούνται και σαν πρότυποι, διατηρούν την αρχική τους ονομασία. Έτσι π.χ. γράφουμε ο Algol, ο β Canis Majoris, ο δ Cephei.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, οι διάφοροι τύποι μεταβλητών αστέρων φαίνονται στον πίνακα 3.1, ενώ η θέση τους στο διάγραμμα HR φαίνεται στο σχήμα 3.2.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 3.1

Παλλόμενοι μεταβλητοί	Εκρηκτικοί μεταβλητοί
Κηφείδες τύπου: δ Cephei; W Virginis	Νόβα
Τύπου RR Lyrae	Τύπου Νόβα: συμβιοτικοί; τύπου R Cygni
" δ Scuti	Σούπερ Νόβα
" β Canis Majoris	Τύπου U Geminorum ή SS Cygni
" Mira	" Z Camelopardalis
RV Tauri	" R Coronae Borealis
Ημικανονικοί (μακροπερίοδοι)	Μη κανονικοί (ανώμαλοι)
Μη κανονικοί (ανώμαλοι)	Τύπου UV Ceti (εκλάμψεων)
Τύπου α^2 Cannum Venaticorum (μαγνητικοί)	

Οι σπουδαιότεροι κατάλογοι μεταβλητών είναι οι ακόλουθοι:

1) Ο Γενικός Κατάλογος μεταβλητών αστέρων (GCVS), του Kukarkin κ.ά.

2) Ο Κατάλογος υπόπτων μεταλβητών, του Kukarkin κ.ά.

3) Ο Geschichte und Literatur den Veränderlichen Sterne, που συμπληρώνεται μέχρι σήμερα.

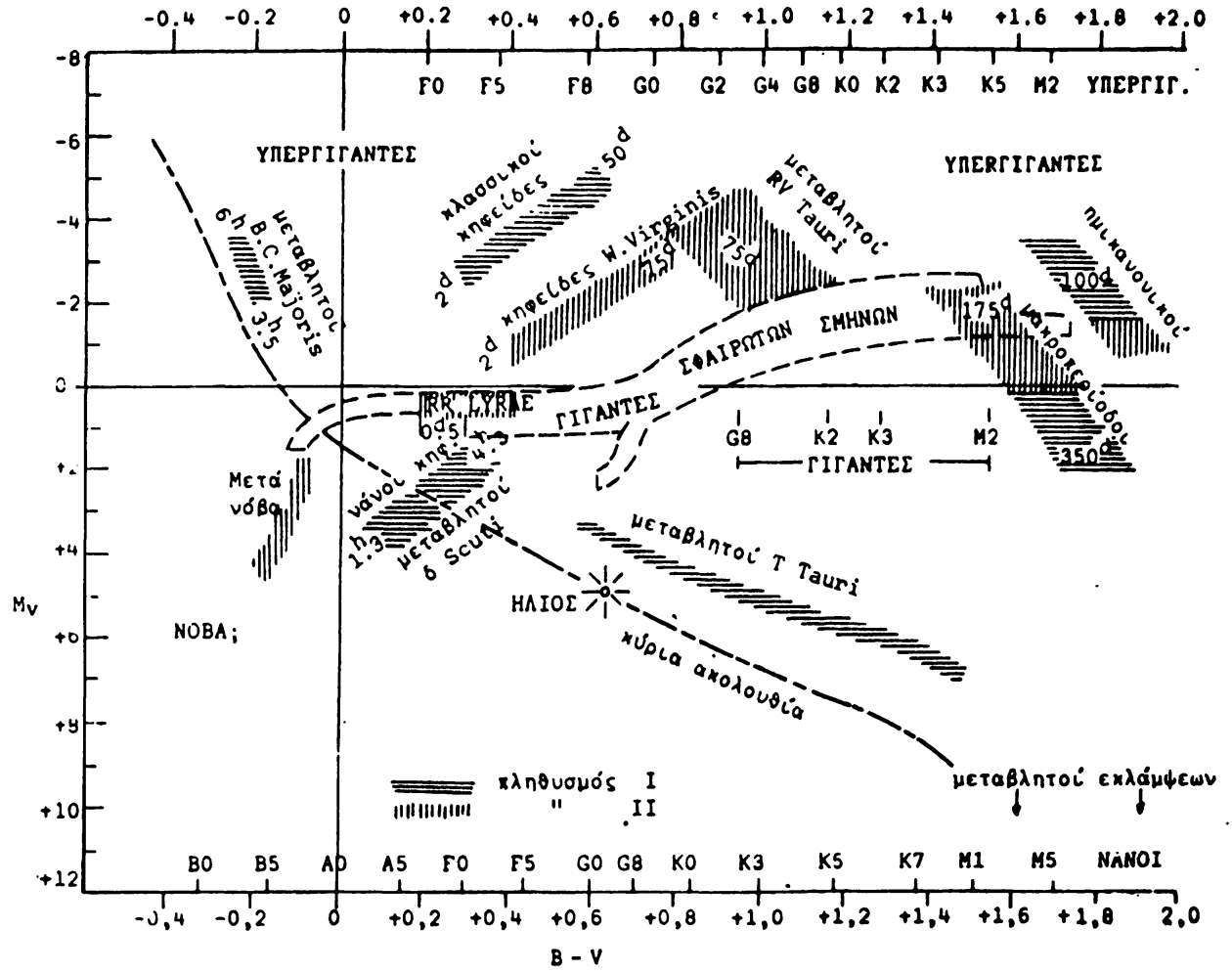
3.3. Παλλόμενοι μεταβλητοί

Τα σπουδαιότερα χαρακτηριστικά των διαφόρων τύπων παλλόμενων μεταβλητών φαίνονται στον πίνακα 3.2.

Από τον πίνακα αυτόν, καθώς και από τη θέση των μεταβλητών αστέρων στο διάγραμμα HR (σχ. 3.2), είναι λογικό να συμπεράνει κανείς πως η εμφάνιση της αστάθειας και η έναρξη της αναπάλσεως σε έναν αστέρα εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της ισορροπίας του. Σε κάποια στιγμή ο αστέρας γίνεται ασταθής σε

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μικρές ταλαντώσεις και τότε αρχίζει να πάλλεται αυτόματα με αυξανόμενο πλάτος ταλαντώσεως, για να αποκτήσει σύντομα ένα σταθερό παλμό. Αργότερα η ανάπαλση θα σταματήσει και ο αστέρας από μεταβλητός θα γίνει και πάλι κανονικός.



Σχήμα 3.2: Διάγραμμα HR των μεταβλητών αστέρων

Ένα πρόβλημα που απασχόλησε πολύ τους αστροφυσικούς ήταν το πως συντηρείται η ανάπαλση, από που δηλαδή προέρχεται η αναγκαία ενέργεια. Η εξήγηση βασίζεται σε ένα "μηχανισμό βαλβίδας", που δρα σε κάποιο βάθος στον αστέρα, δίνοντας την αναγκαία "ώθηση" για τη συντήρηση του πλάτους της αναπάλσεως. Ο μηχανισμός αυτός είναι η αύξηση της αδιαφάνειας (συντελεστή απορροφήσεως) σε μία στιβάδα HeII που βρίσκεται σε κάποιο βάθος μέσα στον

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αστέρα. Σύμφωνα μ' αυτόν, καθώς οι εξωτερικές στιβάδες του αστέρα συστέλλονται και ο αστέρας συμπιέζεται, η προκύπτουσα αύξηση της θερμοκρασίας προκαλεί και δεύτερο ιονισμό του He στη ζώνη του HeII, με αποτέλεσμα την αύξηση της αδιαφάνειας και συνεπώς την παρεμπόδιση της κανονικής ροής της ακτινοβολίας προς τα έξω. Η συγκρατούμενη έτσι επιπλέον ακτινοβολία αυξάνει την πίεση στα εξωτερικά στρώματα του αστέρα δίνοντας την αναγκαία "ώθηση" για τη συντήρηση της αναπάλσεως που αλλοιώς θα αποσβενόταν.

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 3.2

Τύπος	Πρωτότυπο	$\bar{M}_V$	Φασματικός τύπος	Περιοχή περιόδων	Χαρακτηριστική περίοδος
		μεταξύ	μεταξύ	μεταξύ	μεταξύ
Κλασικοί κηφείδες	δ Cephei	-0.5 και -6	F6 και K2	1^d και 50^d	5^d και 10^d
Κηφείδες Πληθυσμού II	W Virginis	0 " -3	F2 " G6	2^d " 75^d	12^d " 28^d
Τύπου RR Lyrae	RR Lyrae	+0.5 " +1	A2 " F6	$1^h.5$ " 24^h	$0^d.5$
Νάνοι κηφείδες	δ Scuti	+4 " +2	A2 " F5	1^h " 3^h	2^h
Τύπου β Canis majoris	β Canis majoris	-3	B1, B2	4^h " 6^h	5^h
Τύπου Mira (μακροπερίοδοι)	o Ceti	+1 " -2	M1 και M6	130^d " 500^d	270^d
Τύπου RV Tauri	RV Tauri	-3	G, K	20^d " 150^d	75^d
Ημικανονικοί	α Herculis	-1 " -3	F, K, M	100^d " 200^d	100^d
Μη κανονικοί (ανώμαλοι)	CO Cygni	-0.5 " -4	K, M	80^d " 200^d	100^d
Τύπου α^2 Cannum Venaticorum	α^2 Cannum Venaticorum	+1 " -1	Ap	1^d " 25^d	7^d

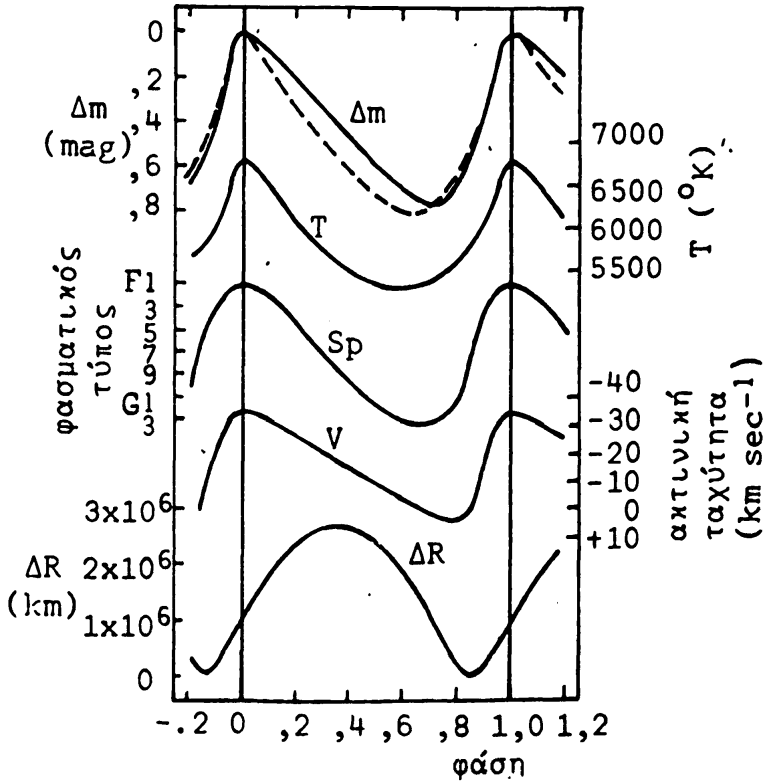
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Το βάθος της παραπάνω στιβάδας ιονισμού του He εξαρτάται από τη δομή του αστέρα, που είναι συνάρτηση της φάσεως εξελίξεως στην οποία βρίσκεται Όταν είναι πολύ βαθειά ή πολύ επιφανειακή, η ανάπαλση δεν είναι δυνατό να συντηρηθεί. Εξάλλου πρέπει να τονιστεί, ότι είναι δυνατό και άλλες ζώνες ιονισμού, π.χ. του HI και του HeI, να παίζουν ρόλο στο μηχανισμό αναπάλσεως του αστέρα.

3.3.1. Κηφείδες

Οι κηφείδες είναι οι πιο σημαντικοί μεταβλητοί αστέρες. Η καμπύλη φωτός τους επαναλαμβάνεται με μεγάλη κανονικότητα σε όλες της τις λεπτομέρειες, γι' αυτό και η περίοδός τους καθορίζεται με ακρίβεια.

Λόγω της μεγάλης λαμπρότητάς τους είναι παρατηρήσιμοι και μέσα στα σφαιρωτά σμήνη καθώς και σε άλλους γαλαξίες, γεγονός που μας επιτρέπει, καθώς είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, να προσδιορίζουμε από την καμπύλη φωτός τους την απόσταση του σφαιρωτού σμήνους ή του γαλαξία στον οποίο ανήκουν.



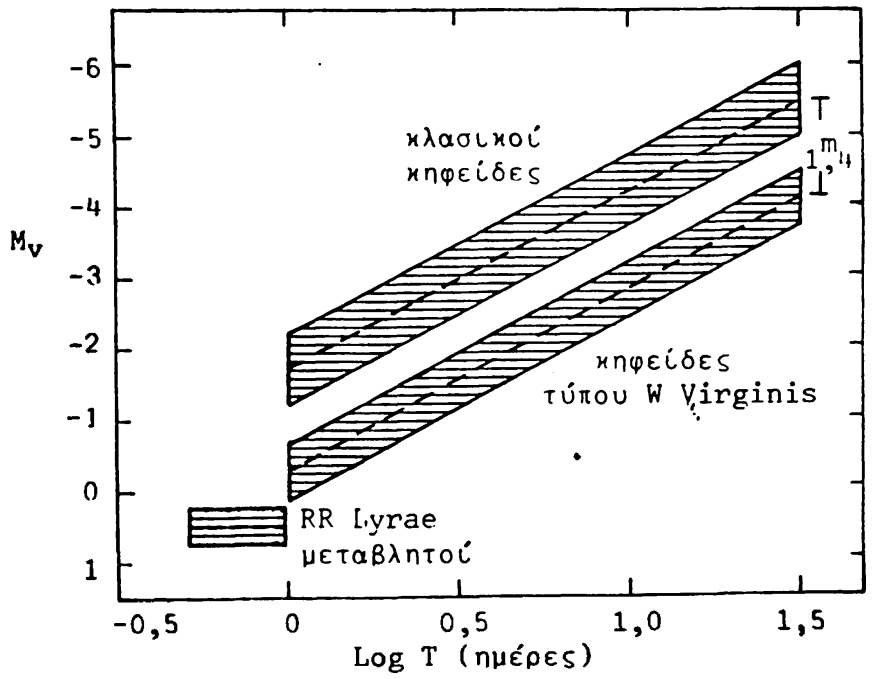
Σχήμα 3.3: Μεταβολή διαφόρων στοιχείων κηφείδα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Διακρίνονται σε δύο ομάδες, στους κλασικούς ή τύπου δ Cephei και στους τύπου W Virginis. Οι πρώτοι, που ανήκουν στον πληθυσμό I, βρίσκονται στο γαλαξιακό επίπεδο και στα ανοικτά σμήνη, ενώ οι δεύτεροι, που ανήκουν στον πληθυσμό II, βρίσκονται σε μεγάλα γαλαξιακά πλάτη και στα σφαιρωτά σμήνη.

Το μέγεθος καθώς και διάφορα άλλα χαρακτηριστικά τους μεταβάλλονται όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3. Σύμφωνα μ' αυτό, το ανερχόμενο τμήμα της καμπύλης φωτός έχει πολύ μεγαλύτερη κλίση από το κατερχόμενο. Η μεταβολή εξάλλου της ακτίνας ΔR παρουσιάζει μέγιστο στον κατερχόμενο κλάδο της μεταβολής των άλλων χαρακτηριστικών.

Η πιο σημαντική φυσική σχέση που παρατηρείται στους κηφείδες είναι η σχέση μεταξύ περιόδου T και φωτεινότητας L (ή απόλυτου μεγέθους M_V) που φαίνεται στο σχήμα 3.4, στο οποίο περιλαμβάνονται κατά συνθήκη και οι μεταβλητοί τύπου RR Lyrae. Δεδομένου ότι το απόλυτο μέγεθος M_V συνδέεται με την απόσταση r του αστέρα, η σχέση αυτή μας επιτρέπει να προσδιορίζουμε την απόσταση των κηφείδων, βρίσκοντας την περίοδό τους από την καμπύλη φωτός.



Σχήμα 3.4: Σχέση απόλυτου μεγέθους και περιόδου για τους κηφείδες

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η παραπάνω σχέση, που είναι γνωστή ως **νόμος φωτεινότητας-περιόδου** ανακαλύφθηκε αρχικά το 1912 από την Leavitt, η οποία μελετώντας τους κηφείδες των Νεφών του Μαγγελάνου, δύο μικρών γειτονικών γαλαξιών του νοτίου ημισφαιρίου, βρήκε πως το μέσο φαινόμενο μέγεθος αυτών - τους οποίους μπορεί να θεωρήσει κανείς κατά προσέγγιση στην ίδια απόσταση - αυξάνει με την περίοδο καμπύλης φωτός. Ο Shapley αργότερα, αναγνωρίζοντας τη μεγάλη σημασία της σχέσεως αυτής για τον καθορισμό της κλίμακας των αποστάσεων του σύμπαντος, προσπάθησε να βρει το σημείο-μηδέν αυτής της σχέσεως, με άλλα λόγια να προσδιορίσει την απόσταση ενός κηφείδα, πράγμα που θα επέτρεπε να βρίσκει κανείς, από την περίοδο, το απόλυτο μέγεθος και κατ' επέκταση την απόσταση του αστέρα. Αυτό όμως ήταν εξαιρετικά δύσκολο επειδή οι κηφείδες είναι σχετικά σπάνιοι και επιπλέον κανένας δεν βρισκόταν σ' αρκετά κοντινή απόσταση ώστε να προσδιορισθεί η τριγωνομετρική του παράλλαξη και συνεπώς η απόστασή του. Έτσι αναγκάστηκε να χρησιμοποιήσει τη λιγότερο ακριβή μέθοδο της αιώνιας παραλλάξεως (στατιστική), που του επέτρεψε πάντως να προσδιορίσει τις αποστάσεις πολλών γαλαξιών. Οι αποστάσεις όμως αυτές, καθώς θα δούμε στο τέταρτο μέρος του βιβλίου, αναθεωρήθηκαν το 1950 από τον Baade ύστερα από προσεκτική μελέτη του γαλαξία της Ανδρομέδας, γεγονός που οδήγησε στο διπλασιασμό της κλίμακας αποστάσεων του σύμπαντος.

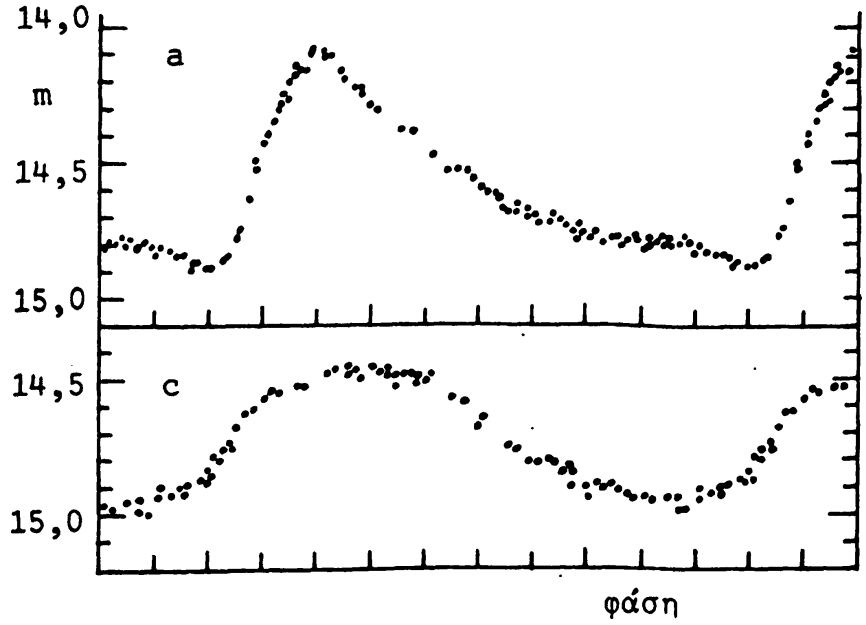
3.3.2. Μεταβλητοί RR Lyrae

Οι μεταβλητοί αυτοί είναι αστέρες γίγαντες με μικρή περίοδο αναπάλσεως και καμπύλη φωτός όμοια προς εκείνη των κλασικών κηφείδων. Κατά πάσα πιθανότητα ανήκουν πάντα στον πληθυσμό ΙΙ και βρίσκονται συχνά στα σφαιρωτά σμήνη, στην άλω και στο κέντρο του Γαλαξία.

Ανάλογα με τα χαρακτηριστικά της καμπύλης φωτός τους διακρίνονται στις ομάδες RRa (ασύμμετρη καμπύλη, π.χ. RR Lyr) και RRc (ημιτονοειδής καμπύλη, π.χ. SX UMa), που φαίνονται στο σχήμα 3.5.

Η μάζα τους είναι της τάξεως της ηλιακής και η ακτίνα τους $R \sim 8.5\ R_\theta$.

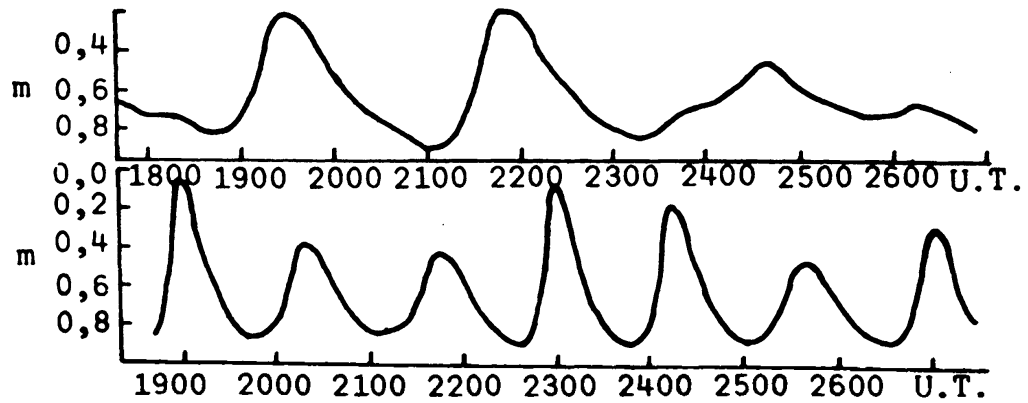
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



Σχήμα 3.5: Καμπύλες φωτός μεταβλητών τύπου RR Lyrae

3.3.3. Μεταβλητοί δ Scuti

Οι μεταβλητοί αυτοί είναι γνωστοί και ως νάνοι κηφείδες και ανήκουν στον πληθυσμό I. Η κυριώτερη διαφορά τους από τους άλλους κηφείδες είναι στη μάζα, που είναι μικρότερη ενώ οι διαφορές τους από τους μεταβλητούς RR Lyrae



Σχήμα 3.6: Καμπύλες φωτός μεταβλητών τύπου δ Scuti

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

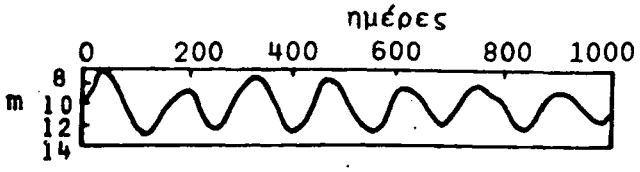
αναφέρονται στο φάσμα, στο απόλυτο μέγεθος και στις κινήσεις. Η καμπύλη φωτός τους είναι σαν αυτή του σχήματος 3.6.

3.3.4. Μεταβλητοί δ Canis Majoris

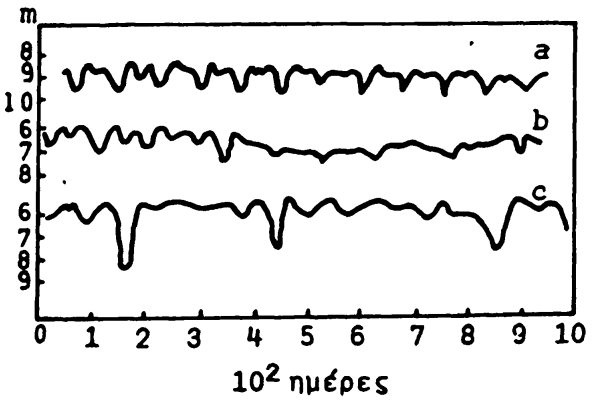
Οι μεταβλητοί αυτοί είναι γνωστοί και ως μεταβλητοί β Cephei. Αποτελούν μία μικρή αλλά ομογενή ομάδα μεταβλητών. Αντίθετα προς τους κηφείδες, το μέγιστο της λαμπρότητάς τους συμπίπτει με το ελάχιστο της ακτίνας. Το πλάτος μεταβολής τους είναι πολύ μικρό ($< 0^m.1$)) και κατά την επικρατέστερη άποψη οι μεταβλητοί αυτοί είναι μέλη πολύ στενών ζευγών αστέρων.

3.3.5. Μεταβλητοί Mira

Οι αστέρες αυτοί αποτελούν την πρώτη ομάδα μιας μεγάλης κατηγορίας παλλόμενων μεταβλητών, που παρουσιάζουν - αντίθετα προς αυτούς που είδαμε μέχρι τώρα - μεγάλη περίοδο αναπάλσεως και καλούνται γι' αυτό **μακροπερίοδοι μεταβλητοί** (βλ. πιν. 3.1 και 3.2).



Σχήμα 3.7: Καμπύλη φωτός μεταβλητού τύπου Mira



Σχήμα 3.8: Καμπύλες φωτός μεταβλητών τύπου RV Tauri

Οι μεταβλητοί τύπου Mira είναι γίγαντες μεταγενεστέρων τύπων και παρουσιάζουν μεγάλο πλάτος μεταβολής της λαμπρότητάς τους (σχ. 3.7). Διακρίνονται ανάλογα με τη μορφή της καμπύλης φωτός στις ομάδες a, b και c. Το φάσμα τους περιέχει σχεδόν πάντα γραμμές εκπομπής καθώς και μοριακές ταινίες. Οι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

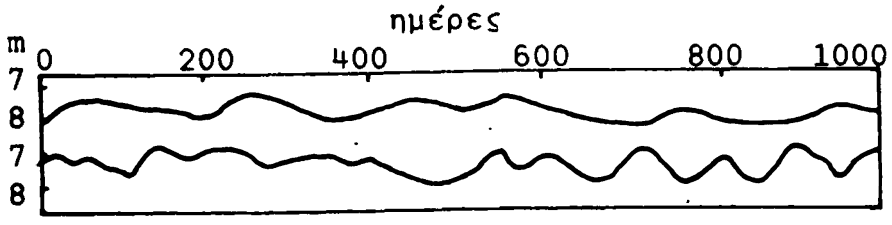
αστέρες αυτοί παρουσιάζουν επίσης ραδιοεκπομπή οφειλόμενη στη ρίζα OH και στο μόριο H_20, καθώς και εκπομπή υπέρυθρης ακτινοβολίας. Η μάζα τους είναι ίση περίπου προς την ηλιακή, η δε ακτίνα τους μεταβάλλεται κατά την ανάπαλση πάρα πολύ. Στον Mira (ο Cet) π.χ. μεταβάλλεται μεταξύ ~320 R_θ (μέγιστο) και ~220 R_θ (ελάχιστο).

3.3.6. Μεταβλητοί RV Tauri

Οι αστέρες αυτοί, επίσης μακροπερίοδοι, είναι υπεργίγαντες φασματικού τύπου G,...,K και χαρακτηρίζονται από καμπύλη φωτός που παρουσιάζει εναλλασσόμενα κανονικά αβαθή και βαθειά ελάχιστα (σχ.3.8a). Διακρίνονται στις ομάδες RVa και RVb. Στην πρώτη, ανήκουν οι αστέρες που παρουσιάζουν κατά μέσον όρο σταθερή λαμπρότητα (V Vul, σχ. 3.8b), ενώ στη δεύτερη, αστέρες των οποίων η μέση λαμπρότητα μεταβάλλεται μέχρι και 3 μεγέθη, με περίοδο μερικών ετών (R Scu, σχ. 3.8c).

3.3.7. Ημικανονικοί μεταβλητοί

Πρόκειται και πάλι για μακροπερίοδους γίγαντες και υπεργίγαντες των οποίων η καμπύλη φωτός είτε δεν είναι περιοδική στις λεπτομέρειες, παρουσιάζει όμως μία καλή κατά μέσον όρο περιοδικότητα, είτε διαταράσσεται κατά ακανόνιστα διαστήματα από διάφορες ανωμαλίες (σχ. 3.9). Έτσι ανάλογα με το βαθμό περιοδικότητας, τη μορφή της καμπύλης φωτός, αλλά και τη μορφή του φάσματός τους, διακρίνονται στις ομάδες SRa (π.χ. Z Aqr), SRb (π.χ. AF Cyg), SRc (π.χ. μ Cep) και SRd (π.χ. S Vul.).



Σχήμα 3.9: Καμπύλες φωτός ημικανονικών μεταβλητών

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

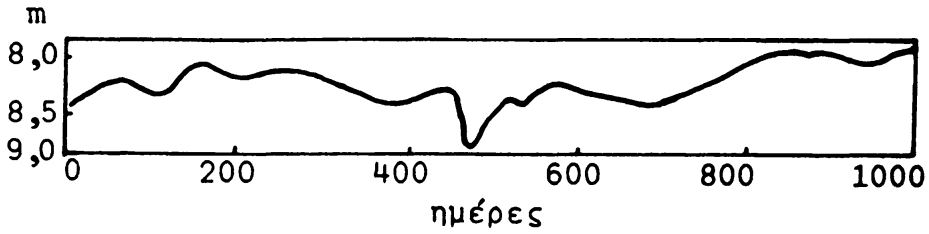
Πρόκειται προφανώς για μεταβλητούς που εμφανίζουν μία τάση προς αστάθεια.

3.3.8. Μη κανονικοί (ανώμαλοι) μεταβλητοί

Οι μακροπερίοδοι μεταβλητοί αυτοί είναι γίγαντες και υπεργίγαντες με ακανόνιστες μεταβολές λαμπρότητας (σχ. 3.10). Η καμπύλη φωτός τους εμφανίζει διάφορες μορφές, πολλές φορές δε διακόπτεται, με άλλα λόγια οι αστέρες γίνονται περιοδικά αόρατοι. Τα διαστήματα πάντως μεταξύ των μεγίστων λαμπρότητας παραμένουν μέσα σε ορισμένα όρια.

Ανάλογα με τη μορφή της καμπύλης φωτός και του φάσματός τους διακρίνονται στις ομάδες La (π.χ. BO Cep), Lb (π.χ. CO Cyg) και Lc (π.χ. TZ Cas).

Πολλοί από τους αστέρες αυτούς είναι στην πραγματικότητα ημικανονικοί, κατατάσσονται όμως στην κατηγορία των ανώμαλων μεταβλητών λόγω ελλείψεως επαρκών στοιχείων.



Σχήμα 3.10: Καμπύλη φωτός παλλόμενου ανώμαλου μεταβλητού

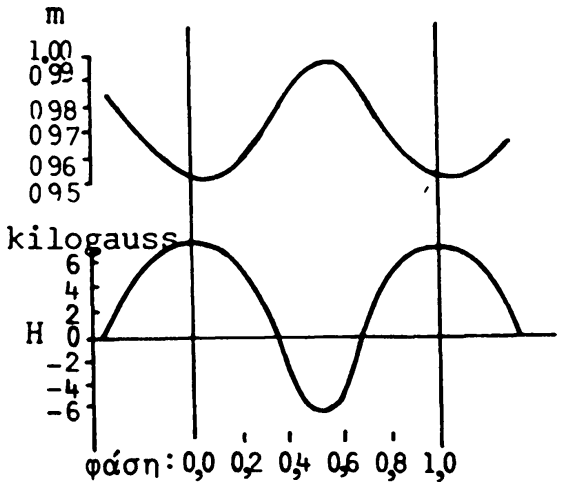
3.3.9. Μεταβλητοί α^2 Cannum Venaticorum

Πρόκειται για μαγνητικούς αστέρες που είναι γνωστοί και ως μαγνητικοί μεταβλητοί, λόγω των περιοδικών μεταβολών του μαγνητικού τους πεδίου, στις οποίες οφείλεται η μεταβολή της λαμπρότητάς τους (σχ. 3.11).

Είναι αστέρες φασματικού τύπου A, με υπερβολικά έντονες γραμμές Si, Mn, Cr, Sr, Eu και σπανίων γαιών στο φάσμα τους. Ανάλογα με τις ανωμαλίες που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

παρουσιάζει το φάσμα τους, διακρίνονται στη Si-ομάδα, στη Mn-ομάδα και στη Eu/Sr/Cr-ομάδα.



Σχήμα 3.11: Καμπύλη φωτός και μεταβολή μαγνητικού πεδίου μεταβλητού τύπου α^2 Cannum Venaticorum

3.4. Εκρηκτικοί μεταβλητοί

Στους εκρηκτικούς μεταβλητούς αστέρες ανήκουν διάφορες κατηγορίες αστέρων, που φαίνονται στον πίνακα 3.1. Πρόκειται γενικά γι' αστέρες μικρής φωτεινότητας, στους οποίους λαμβάνουν χώρα εκρήξεις, κατά ακανόνιστα διαστήματα, που συνοδεύονται από εντυπωσιακές μεταβολές της φωτεινότητάς τους, ενώ σε ορισμένες περιπτώσεις αλληλεπιδρούν με τη μεσοαστρική ύλη.

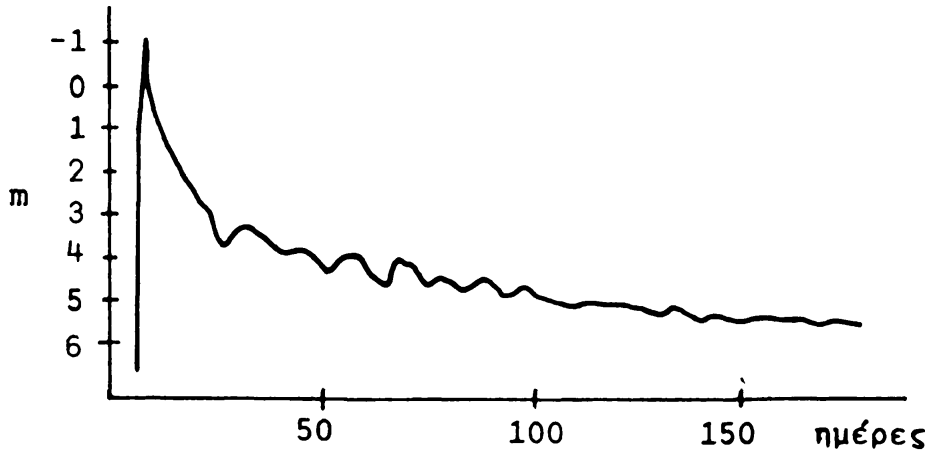
3.4.1. Νόβα

Νόβα σημαίνει νέος αστέρας. Είναι ένας αμυδρός αστέρας που γίνεται ξαφνικά πάρα πολύ λαμπρός, ή που εμφανίζεται σε ένα σημείο του ουρανού για πρώτη φορά. Στην πραγματικότητα υπήρχε βέβαια ένας αστέρας, που ήταν όμως πάρα πολύ αμυδρός για να είναι ορατός, και που υπέστη ξαφνικά μία αύξηση της λαμπρότητάς του κατά εκατομμύρια φορές, δηλαδή μία μεταβολή του μεγέθους του κατά 9-16 mag.

Η άνοδος της λαμπρότητας γίνεται σε σύντομο χρονικό διάστημα, που μπορεί να είναι της τάξεως μιας ημέρας στους ταχείς νόβα και του ενός μηνός στους

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

βραδείς. Αντίθετα, η πτώση είναι πολυ αργή και μπορεί να διαρκέσει έτη ή και δεκαετίες. Γενικά η καμπύλη φωτός έχει τη μορφή του σχήματος 3.12.



Σχήμα 3.12: Καμπύλη φωτός νόβα

Ανάλογα με τη διάρκεια των διαφόρων φάσεων εξελίξεως του φαινομένου, οι νόβα διακρίνονται στους εξής τύπους:

1) Na, ταχύς νόβα, όπως π.χ. ο GK Per
2) Nb, βραδύς νόβα, όπως π.χ. ο DQ Her
3) Nc, εξαιρετικά βραδύς νόβα, όπως π.χ. ο RT Ser
4) Nd, επαναληπτικός νόβα, όπως π.χ. ο T Pyx
5) Ne, όμοιος προς μεταβλητό αστέρα, όπως π.χ. ο P Cyg

Το φάσμα των νόβα παρουσιάζει πλατιές γραμμές εκπομπής οφειλόμενες σε αέρια που απομακρύνονται από τον αστέρα με ταχύτητες της τάξεως των 2000 km/s. Η μορφή του φάσματος των νόβα ερμηνεύεται γενικά σήμερα σαν οφειλόμενη σε ένα κέλυφος που διαστέλλεται με την παραπάνω ταχύτητα, με αποτέλεσμα η ακτίνα του αστέρα να φθάνει μία τιμή της τάξεως των 300 $R_\odot$. Η όλη ενέργεια εξάλλου που εκλύεται κατά το φαινόμενο είναι της τάξεως των 10^{45} erg.

Σχετικά με την ερμηνεία του φαινόμενου των νόβα δεν υπάρχει ακόμα εντελώς ικανοποιητική θεωρία. Κατά πάσα πιθανότητα πρόκειται για επιφανειακό φαινόμενο, ίσως για κάποια αστάθεια της ζώνης μεταφοράς, συνδεόμενο πιθανώς κατά κάποιο τρόπο προς το εσωτερικό του αστέρα και τον πυρήνα. Πρέπει πάντως να σημειωθεί πως ένας στατιστικά σημαντικός αριθμός νόβα είναι μέλη στενών ζευγών αστέρων και

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

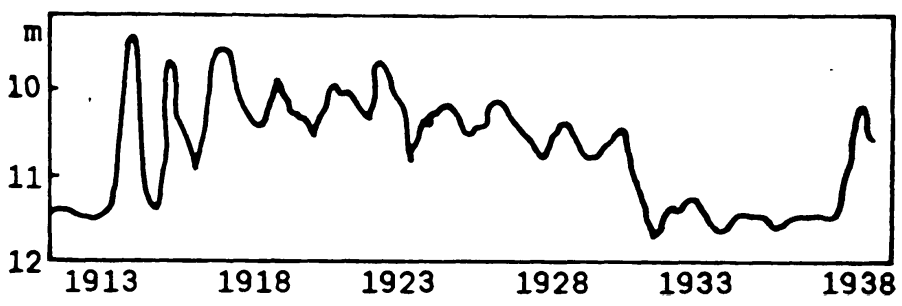
διόλου απίθανο αυτό να ισχύει για όλους τους νόβα, οπότε η έκρηξη θα ήταν δυνατό να οφείλεται στο άλλο μέλος του ζεύγους και να είναι συνέπεια ανταλλαγής μάζας (βλ. § 4.5).

3.4.2. Μεταβλητοί τύπου νόβα

Οι μεταβλητοί αυτοί διακρίνονται σε δύο κατηγορίες: στους **συμβιοτικούς** (τύπου Z And) και στους **τύπου P Cygni**.

Οι συμβιοτικοί είναι αστέρες των οποίων η καμπύλη φωτός μοιάζει με την καμπύλη των επαναληπτικών νόβα. Μετά την αρχική ανάλαμψη, η λαμπρότητα πέφτει με διακυμάνσεις των οποίων το πλάτος ελαττώνεται βαθμιαία (σχ.3.13). Χαρακτηρίζονται από ένα φάσμα που είναι συνδυασμός των γραμμών απορροφήσεως ενός αστέρα γίγαντα ή υπεργίγαντα τύπου M και γραμμών εκπομπής υψηλής διεγέρσεως. Σχετικά με τη φύση τους, υπάρχει η γνώμη ότι πρόκειται για φασματοσκοπικά διπλούς αστέρες ή μεμονωμένους αστέρες που περιβάλλονται από νεφελώδες κέλυφος.

Οι αστέρες P Cygni είναι προγενέστερων τύπων και χαρακτηρίζονται από τις φασματικές τους γραμμές που είναι συνδυασμός γραμμών εκπομπής και απορροφήσεως. Συγκεκριμένα το προφίλ μιας φασματικής γραμμής δείχνει μία κοφτή γραμμή εκπομπής, που φαίνεται να προέρχεται από ένα εσωτερικό κέλυφος, συνοδευόμενη από μία μετατοπισμένη προς το ιώδες πολύ κοφτή γραμμή απορροφήσεως, που φαίνεται να προέρχεται από ένα διαστελλόμενο εξωτερικό κέλυφος.



Σχήμα 3.13: Καμπύλη φωτός μεταλβητού τύπου νόβα (συμβιοτικού)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

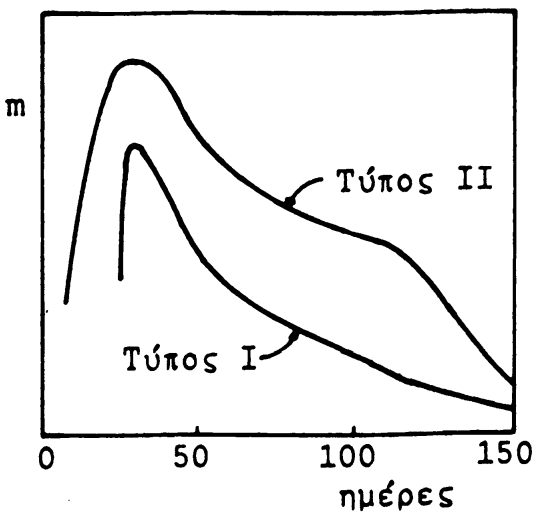
3.4.3. Σουπερνόβα

Οι σουπερνόβα είναι οι πιο εντυπωσιακοί μεταβλητοί αστέρες και ένα από τα πιο καταπληκτικά φαινόμενα που παρατηρούνται στον ουρανό. Κατ' αυτό, η λαμπρότητα του αστέρα, ακολουθώντας μία πορεία ανάλογη προς εκείνη του νόβα, αυξάνει κατά 10^8 φορές. Αυτό σημαίνει πως το μέγεθος του αστέρα μεταβάλλεται κατά 20 mag, γεγονός που μας επιτρέπει να επισημαίνουμε τους σουπερνόβα ακόμα και σε απομακρυσμένους γαλαξίες, των οποίων πολλές φορές υπερβαίνουν κατά πολύ την λαμπρότητα.

Ανάλογα με τη μορφή του κατερχόμενου κλάδου της καμπύλης φωτός, δηλαδή της ελαττώσεως της λαμπρότητας μετά το μέγιστο, διακρίνουμε τους σουπερνόβα στους τύπους I και II.

Στον τύπο I, που ανήκει στον πληθυσμό I, η πτώση της λαμπρότητας στην αρχή είναι γρήγορη (3 mag σε 25-40 μέρες) και μετά βραδύτερη και συνεχής, με εκθετική περίπου μορφή (1 mag σε 65 μέρες).

Στον τύπο II, που ανήκει στον πληθυσμό II, η πτώση στην αρχή είναι ομαλή (1 mag σε 20 ημέρες), μετά γίνεται βραδύτερη και ακανόνιστη (για 90 περίπου μέρες) και στη συνέχεια ακολουθεί ομαλή πορεία όπως στον τύπο I (σχ. 3.14).

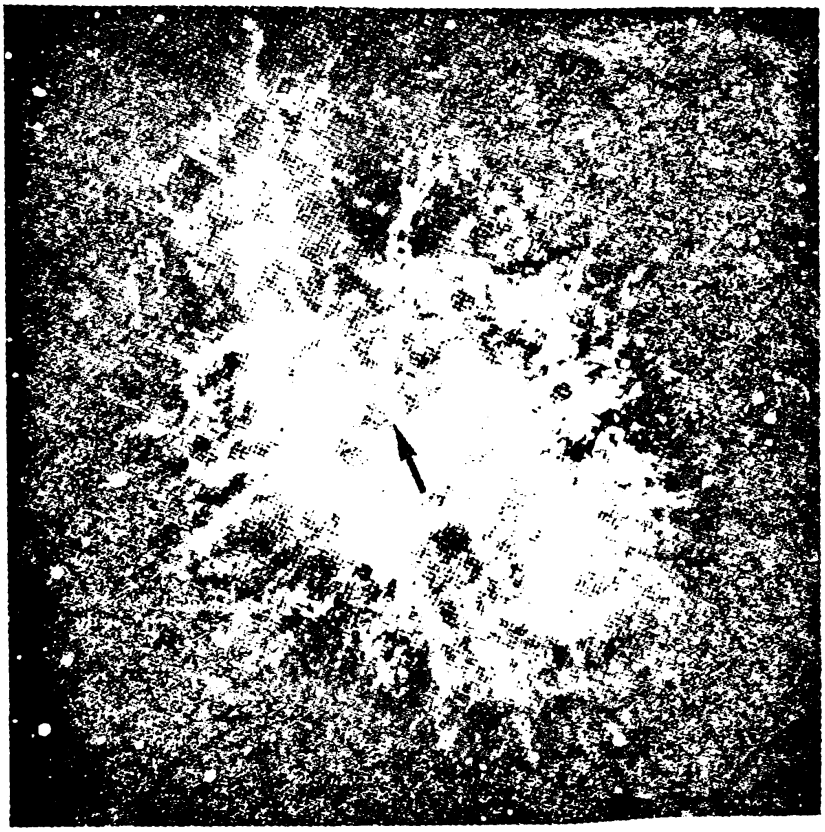


Σχήμα 3.14: Καμπύλες φωτός σουπερνόβα

Η εμφάνιση σουπερνόβα δεν είναι συνηθισμένο φαινόμενο. Δυστυχώς με τα σύγχρονα όργανα δεν έτυχε να παρατηρηθεί ούτε ένας στον Γαλαξία μας. Έχουν όμως φωτογραφηθεί μερικές εκατοντάδες σε άλλους γαλαξίες. Ο πρώτος γνωστός που παρατηρήθηκε στο Γαλαξία μας εμφανίστηκε το 1054 και καταγράφηκε από Κινέζους, Ιάπωνες και Ινδιάνους της Αμερικής. Η λαμπρότητά του ήταν τόση, ώστε ήταν ορατός και την ημέρα. Ο δεύτερος, και αυτός ορατός την ημέρα, εμφανίστηκε το 1572 και μελετή-

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

θηκε από το μεγάλο αστρονόμο Τύχωνα Μπραέ. Ο τρίτος και τελευταίος παρατηρήθηκε το 1604 από τον Κέπλερ και ήταν πιο αμυδρός από τους προηγούμενους. Είναι όμως πιθανό να παρατηρήθηκε και τέταρτος το 1006. Από τη μελέτη των σουπερνόβα άλλων γαλαξιών προκύπτει πως εμφανίζεται σε κάθε γαλαξία, κατά μέσο όρο, ένας κάθε 100 περίπου χρόνια. Το ότι δεν παρατηρήθηκε ακόμα, από το 1604, κανένας στο Γαλαξία μας, μπορεί να οφείλεται σε καθαρά στατιστικούς λόγους. Είναι όμως δυνατό να εμφανίστηκε κάποιος σε καμιά απομακρυσμένη περιοχή του Γαλαξία μας που αποκρύπτεται από παρεμβαλλόμενο κονιορτό.



Σχήμα 3.15: Υπολείμματα σουπερνόβα στον αστερισμό του Ταύρου (το νεφέλωμα Καρκίνος). Το βέλος δείχνει τη θέση του Παλμίτη

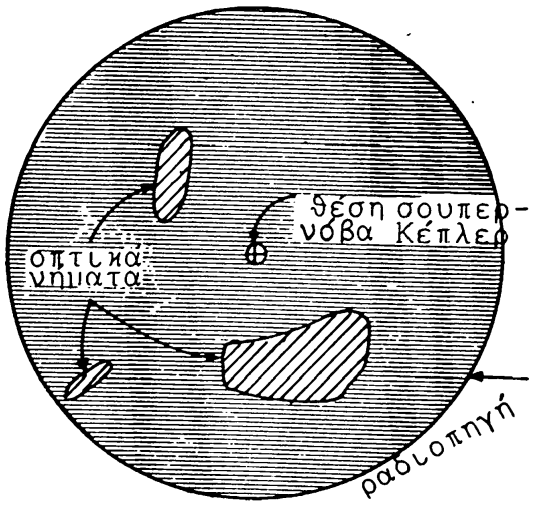
Η εμφάνιση ενός σουπερνόβα είναι αποτέλεσμα της εκρήξεως ενός αστέρα. Κατ' αυτήν, το υλικό του αστέρα εκτινάσσεται με ταχύτητα της τάξεως των 10000 km/s, η δε εκτινασσόμενη μάζα είναι της τάξεως της ηλιακής. Προφανώς δεν

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πρόκειται για επιφανειακό φαινόμενο, όπως στην περίπτωση ενός νόβα, αλλά για κάτι πολυ βαθύτερο και θεμελειακό.

Σήμερα πιστεύεται γενικά, πως η έκρηξη που οδηγεί σε σουπερνόβα οφείλεται σε μία πολύ γρήγορη βαρυτική κατάρρευση, κατά τη διάρκεια της οποίας η δυναμική ενέργεια μετατρέπεται σε τεράστιες ποσότητες θερμότητας και ακτινοβολίας, που είναι της τάξεως των 10^{49} erg. Η ακτινοβολία αυτή, είναι βέβαιο πως είναι συγχροτρονικής φύσεως, αν και η προέλευση του απαραίτητου μαγνητικού πεδίου αποτελεί ένα πρόβλημα χωρίς εξήγηση προς το παρόν. Εξάλλου, ένα αποτέλεσμα της εκρήξεως είναι η σύνθεση και η εξακόντιση στο μεσοαστρικό χώρο βαρέων στοιχείων που θα αποτελέσουν τα αέρια και τον κονιορτό από τα οποία θα προέλθουν οι αστέρες των νεώτερων γενεών. Επιπλέον, μερικοί πυρήνες επιταχυνόμενοι αρκετά θα αποτελέσουν την κοσμική ακτινοβολία.

Τα **υπολείμματα** ενός σουπερνόβα είναι ορατά ως νεφελώματα ή καλύτερα σαν αρεά νεφελώδη νήματα, τα οποία απομακρύνονται από το κέντρο της εκρήξεως, καθώς διαπιστώνεται φασματοπικά σήμερα, με ταχύτητες μεταξύ 10^3 και 10^4 km/s. Το πιο γνωστό από αυτά είναι το νεφέλωμα **Καρκίνος**, στον αστερισμό του Ταύρου, που αποτελεί τα υπολείμματα του σουπερνόβα του 1054 (σχ. 3.15).



Σχήμα 3.16: Σκίτσο υπολειμμάτων του σουπερνόβα του Κέπλερ

Στο σχήμα 3.16 δίνεται ένα σκίτσο των υπολειμμάτων του σουπερνόβα του Κέπλερ. Πρέπει εδώ να τονιστεί, ότι η Ραδιοαστρονομία βοήθησε πάρα πολύ στην αναζήτηση και εντοπισμό υπολειμμάτων σουπερνόβα, δεδομένου ότι αυτά εκπέμπουν έντονη ακτινοβολία στην περιοχή των ραδιοκυμάτων. Έτσι σήμερα γνωρίζουμε πάνω από 100 τέτοια υπολείμματα σουπερνόβα, ανάμεσα στα οποία είναι και των τριών που

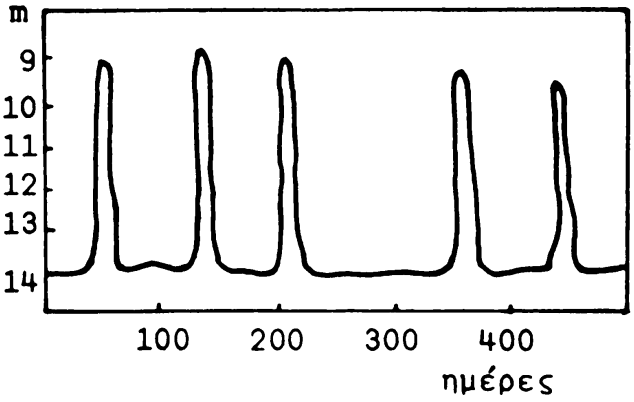
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

παρατηρήθηκαν οπτικά.

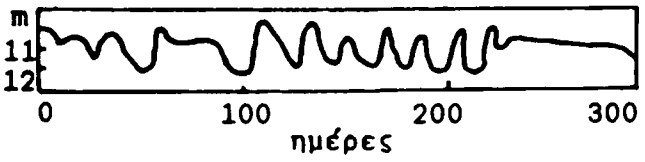
3.4.4. Μεταβλητοί U Geminorum

Οι μεταβλητοί αυτοί είναι γνωστοί και ως **νάνοι νόβα** ή **μεταβλητοί SS Gygni**.

Η λαμπρότητά τους παρουσιάζει μικρές διακυμάνσεις και κατά καιρούς απότομες εξάρσεις, κατά 2-6 mag (σχ. 3.17), που διαρκούν μερικές ημέρες, για να ακολουθήσει βαθμιαία πτώση μέχρι την αρχική τιμή. Μεταξύ δύο εξάρσεων το μέγεθος του αστέρα παραμένει σχεδόν σταθερό.



Σχήμα 3.17: Καμπύλη φωτός μεταβλητού τύπου U Geminorum



Σχήμα 3.18: Καμπύλη φωτός μεταβλητού τύπου Z Camelopardalis

Από 9 αστέρες που μελετήθηκαν με προσοχή, οι 7 είναι διπλοί. Είναι όμως πιθανόν να είναι όλοι διπλοί. Σύμφωνα με την επικρατέστερη άποψη, πρόκειται για στενά ζεύγη αστέρων αποτελούμενα από ένα θερμό υπονάνο αστέρα τύπου Be που περιβάλλεται από αεριώδες κέλυφος, και ένα νάνο τύπου G. Ο αστέρας Be υφίσταται έκρηξη, οπότε το κέλυφός του διαστέλλεται με ταχύτητα 700 km/s.

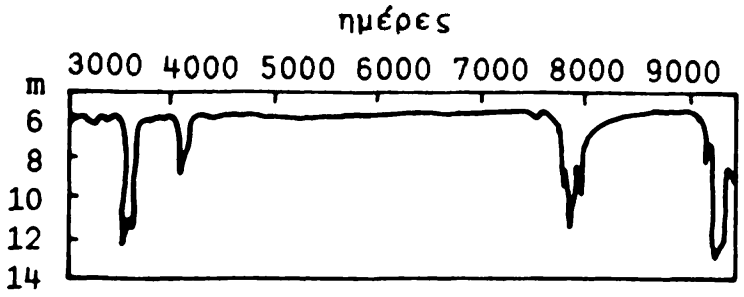
3.4.5. Μεταβλητοί Z Camelopardalis

Οι μεταβλητοί αυτοί είναι όμοιοι προς τους U Gem, με τη διαφορά ότι η λαμπρότητά τους (σχ. 3.18) παραμένει κατά διαστήματα σχεδόν σταθερή μεταξύ μέγιστου και ελάχιστου.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

3.4.6. Μεταβλητοί R Coronae Borealis

Οι μεταβλητοί αυτοί είναι υπεργίγαντες αστέρες των οποίων η λαμπρότητα παραμένει σχεδόν σταθερή για πολλούς μήνες ή και χρόνια (σχ. 3.19). Ξαφνικά όμως αρχίζει μία πτώση της λαμπρότητας κατά μερικά μεγέθη που διαρκεί λιγες ημέρες, το δε ελάχιστο αυτής μπορεί να έχει διάφορες μορφές και βάθη. Στη συνέχεια η λαμπρότητα επανέρχεται στην κανονική της τιμή, αμέσως μεν τις περισσότερες φορές, σιγά-σιγά δε σε ορισμένες περιπτώσεις.



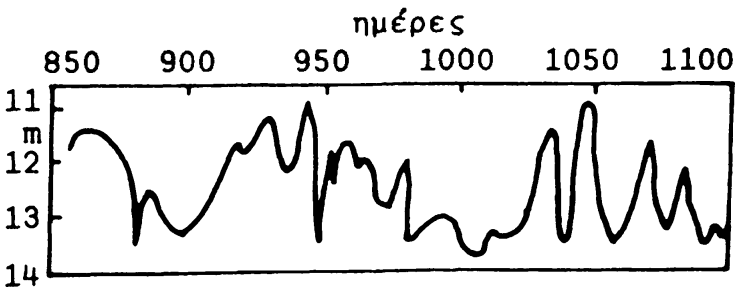
Σχήμα 3.19: Καμπύλη φωτός μεταβλητού τύπου R Coronae Borealis

Το πλάτος της μεταβολής κυμαίνεται μεταξύ 1 και 9 mag.

Οι αστέρες του τύπου αυτού είναι φτωχοί σε υδρογόνο και πλούσιοι σε άνθρακα. Η ερμηνεία της συμπεριφοράς τους στηρίζεται σε αλληλεπιδράσεις του αστέρα με τη μεσοαστρική ύλη.

3.4.7. Μη κανονικοί (ανώμαλοι) μεταβλητοί

Ανώμαλοι μεταβλητοί καλούνται συλλογικά πολυάριθμοι μη κανονικοί μεταβλητοί αστέρες φασματικού τύπου από Β έως Μ, που παρουσιάζουν γρήγορες μεταβολές της λαμπρότητας, εντελώς όμως ακανόνιστες και με μεταβαλλόμενο πλάτος, μέχρι και 4 mag (σχ. 3.20). Συνδέονται συνήθως με διάχυτα νεφελώματα και πολλές φορές ονομάζονται **μεταβλητοί RW Aurigae**.



Σχήμα 3.20: Καμπύλη φωτός ανώμαλου εκρηκτικού μεταβλητού

Είναι οι συνηθέστεροι μεταβλητοί και χωρίζονται στις

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

υποδιαιρέσεις Ia, Ib, In, Is και IT. Οι Ia είναι προγενεστέρων τύπων αστέρες, όπως ο BU Tau. Οι Ib είναι ενδιάμεσων ή μεταγενέστερων τύπων αστέρες, όπως ο CY Tau. Οι In ή μεταβλητοί **τύπου Orionis** συνδέονται με διάχυτα νεφελώματα, όπως ο T Ori. Οι Is ή **κλασικοί RW Aur** είναι γρήγοροι ακανόνιστοι μεταβλητοί, όπως ο XX Oph. Τέλος οι IT ή **μεταβλητοί τύπου T Tauri** συνδέονται με σκοτεινά νεφελώματα και είναι αστέρες νεαρής ηλικίας,της τάξεως 10^6 ετών, που βρίσκονται καθ' οδόν προς την κύρια ακολουθία. Η μεταβολή τους οφείλεται μάλλον σε αλληλεπιδράσεις τους με το μεσοαστρικό νεφέλωμα.

3.4.8. Μεταβλητοί UV Ceti (εκλάμψεων)

Οι μεταβλητοί αυτοί είναι αστέρες της κύριας ακολουθίας, φασματικού τύπου K5 έως M5, που παρουσιάζουν ξαφνικά αναλάμψεις κατά ακανόνιστα διαστήματα. Η ανάλαμψη γίνεται μέσα σε λίγα δευτερόλεπτα το δε μέγεθος του αστέρα ελαττώνεται κατά 6 mag και πλέον, για να επανέλθει στο κανονικό του με μικρές αναπάλσεις ύστερα από 10 έως 100 λεπτά.

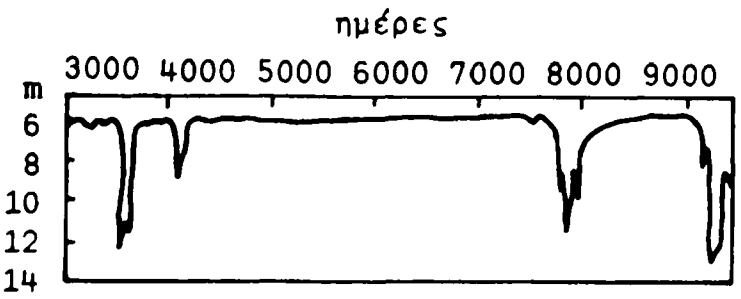
Η συχνότητα εμφανίσεώς τους είναι εξάλλου μεγάλη, αλλά η πιθανότητα παρατηρήσεώς τους πολύ μικρή, λόγω του ότι η σύντομη ανάλαμψή τους γίνεται εντελώς ακανόνιστα.

Το σημαντικότερο στοιχείο είναι ότι το φαινόμενο της αναλάμψεως συνοδεύεται και από ραδιοεκπομπή, πρέπει δε να σημειωθεί ότι η λήψη ραδιοκυμάτων από αστέρα εκλάμψεων ήταν η πρώτη που έγινε από μεμονωμένο αστέρα έξω από το ηλιακό μας σύστημα. Η ραδιοακτινοβολία μεταβάλλεται επίσης γρήγορα όπως η οπτική, η εκλυόμενη όμως ενέργεια είναι κατά 100 φορές περίπου μικρότερη (στην περιοχή 20 cm - 15 m) από ό,τι στην οπτική περιοχή του φάσματος. Πάντως είναι κατά 10^4-10^6 φορές μεγαλύτερη από ό,τι στην περίπτωση των ηλιακών εκλάμψεων. Εξάλλου στο μέγιστο της εκλάμψεως το φάσμα παρουσιάζει πολύ έντονες γραμμές εκπομπής του HI και του CaII, λιγότερο δε έντονες του HeI και του HeII. Το συνεχές φάσμα γίνεται πολύ έντονο στο υπεριώδες, πράγμα το οποίο, σε συνδυασμό με την



3.4.6. Μεταβλητοί R Coronae Borealis

Οι μεταβλητοί αυτοί είναι υπεργίγαντες αστέρες των οποίων η λαμπρότητα παραμένει σχεδόν σταθερή για πολλούς μήνες ή και χρόνια (σχ. 3.19). Ξαφνικά όμως αρχίζει μία πτώση της λαμπρότητας κατά μερικά μεγέθη που διαρκεί λιγες ημέρες, το δε ελάχιστο αυτής μπορεί να έχει διάφορες μορφές και βάθη. Στη συνέχεια η λαμπρότητα επανέρχεται στην κανονική της τιμή, αμέσως μεν τις περισσότερες φορές, σιγά-σιγά δε σε ορισμένες περιπτώσεις.



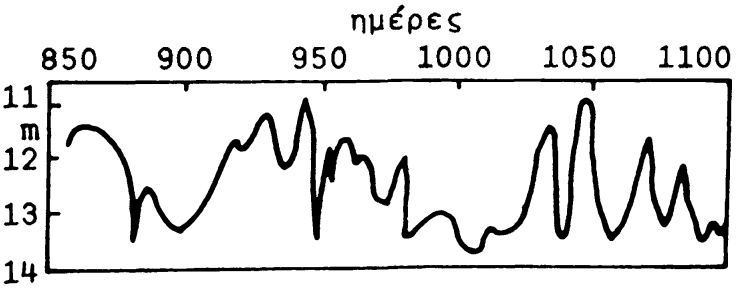
Σχήμα 3.19: Καμπύλη φωτός μεταβλητού τύπου R Coronae Borealis

Το πλάτος της μεταβολής κυμαίνεται μεταξύ 1 και 9 mag.

Οι αστέρες του τύπου αυτού είναι φτωχοί σε υδρογόνο και πλούσιοι σε άνθρακα. Η ερμηνεία της συμπεριφοράς τους στηρίζεται σε αλληλεπιδράσεις του αστέρα με τη μεσοαστρική ύλη.

3.4.7. Μη κανονικοί (ανώμαλοι) μεταβλητοί

Ανώμαλοι μεταβλητοί καλούνται συλλογικά πολυάριθμοι μη κανονικοί μεταβλητοί αστέρες φασματικού τύπου από Β έως Μ, που παρουσιάζουν γρήγορες μεταβολές της λαμπρότητας, εντελώς όμως ακανόνιστες και με μεταβαλλόμενο πλάτος, μέχρι και 4 mag (σχ. 3.20). Συνδέονται συνήθως με διάχυτα νεφελώματα και πολλές φορές ονομάζονται **μεταβλητοί RW Aurigae**.



Σχήμα 3.20: Καμπύλη φωτός ανώμαλου εκρηκτικού μεταβλητού

Είναι οι συνηθέστεροι μεταβλητοί και χωρίζονται στις

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

υποδιαιρέσεις Ia, Ib, In, Is και IT. Οι Ia είναι προγενεστέρων τύπων αστέρες, όπως ο BU Tau. Οι Ib είναι ενδιάμεσων ή μεταγενέστερων τύπων αστέρες, όπως ο CY Tau. Οι In ή μεταβλητοί **τύπου Orionis** συνδέονται με διάχυτα νεφελώματα, όπως ο T Ori. Οι Is ή **κλασικοί RW Aur** είναι γρήγοροι ακανόνιστοι μεταβλητοί, όπως ο XX Oph. Τέλος οι IT ή **μεταβλητοί τύπου T Tauri** συνδέονται με σκοτεινά νεφελώματα και είναι αστέρες νεαρής ηλικίας, της τάξεως 10^6 ετών, που βρίσκονται καθ' οδόν προς την κύρια ακολουθία. Η μεταβολή τους οφείλεται μάλλον σε αλληλεπιδράσεις τους με το μεσοαστρικό νεφέλωμα.

3.4.8. Μεταβλητοί UV Ceti (εκλάμψεων)

Οι μεταβλητοί αυτοί είναι αστέρες της κύριας ακολουθίας, φασματικού τύπου K5 έως M5, που παρουσιάζουν ξαφνικά αναλάμψεις κατά ακανόνιστα διαστήματα. Η ανάλαμψη γίνεται μέσα σε λίγα δευτερόλεπτα το δε μέγεθος του αστέρα ελαττώνεται κατά 6 mag και πλέον, για να επανέλθει στο κανονικό του με μικρές αναπάλσεις ύστερα από 10 έως 100 λεπτά.

Η συχνότητα εμφανίσεώς τους είναι εξάλλου μεγάλη, αλλά η πιθανότητα παρατηρήσεώς τους πολύ μικρή, λόγω του ότι η σύντομη ανάλαμψή τους γίνεται εντελώς ακανόνιστα.

Το σημαντικότερο στοιχείο είναι ότι το φαινόμενο της αναλάμψεως συνοδεύεται και από ραδιοεκπομπή, πρέπει δε να σημειωθεί ότι η λήψη ραδιοκυμάτων από αστέρα εκλάμψεων ήταν η πρώτη που έγινε από μεμονωμένο αστέρα έξω από το ηλιακό μας σύστημα. Η ραδιοακτινοβολία μεταβάλλεται επίσης γρήγορα όπως η οπτική, η εκλυόμενη όμως ενέργεια είναι κατά 100 φορές περίπου μικρότερη (στην περιοχή 20 cm - 15 m) από ό,τι στην οπτική περιοχή του φάσματος. Πάντως είναι κατά 10^4-10^6 φορές μεγαλύτερη από ό,τι στην περίπτωση των ηλιακών εκλάμψεων. Εξάλλου στο μέγιστο της εκλάμψεως το φάσμα παρουσιάζει πολύ έντονες γραμμές εκπομπής του HI και του CaII, λιγότερο δε έντονες του HeI και του HeII. Το συνεχές φάσμα γίνεται πολύ έντονο στο υπεριώδες, πράγμα το οποίο, σε συνδυασμό με την



αντίστοιχη συμπεριφορά των γραμμών εκπομπής, δείχνει πως η θερμοκρασία υπερβαίνει τους 10000 ^{o}K.

Η ομοιότητα της φασματικής συμπεριφοράς των αστέρων εκλάμψεων και των ηλιακών εκλάμψεων, καθώς και το κοινό φαινόμενο της ραδιοεκπομπής, συνηγορούν υπέρ της απόψεως ότι και τα δύο φαινόμενα έχουν κοινή προέλευση και κοινή φυσική ερμηνεία. Αυτή σίγουρα πρέπει να βασίζεται σε μαγνητοϋδροδυναμικούς μηχανισμούς, στους οποίους υπεισέρχονται μαγνητικά πεδία, κινήσεις μεταφοράς και η περιστροφή του αστέρα.

3.5. Ιδιότυποι αστέρες

Στην κατηγορία αυτή περιλαμβάνονται οι αστέρες που παρουσιάζουν χαρακτηριστικές ιδιομορφίες, τόσο στην ακτινοβολία τους όσο και γενικά στη φυσική τους συμπεριφορά, που καθώς πιστεύεται οφείλονται στην ιδιαίτερη φάση της ζωής τους στην οποία βρίσκονται. Οι αστέρες αυτοί, αρκετοί από τους οποίους μόλις πρόσφατα παρατηρήθηκαν και άρχισαν να μας απασχολούν, είναι οι πιο δύσκολα κατανοητοί, ενώ σε μία περίπτωση (μελανές οπές) δεν έχουν άμεσα παρατηρηθεί ακόμα.

3.5.1. Αντικείμενα Herbig-Haro

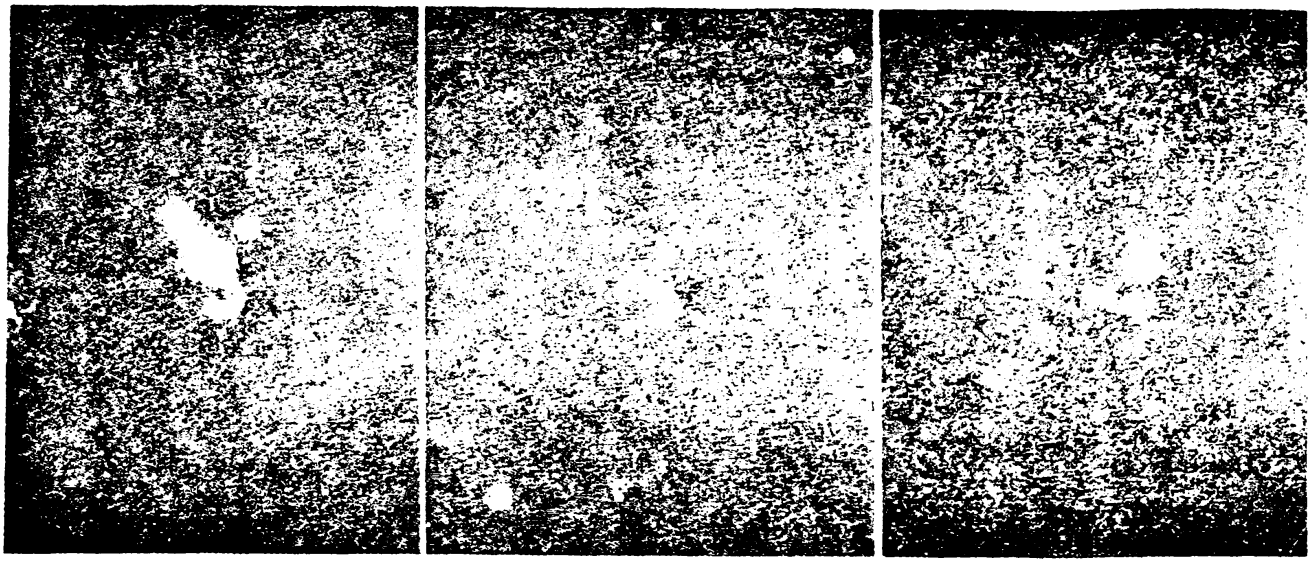
Τα σώματα αυτά πιστεύεται πως αποτελούν μία φάση της προαστρικής περιόδου, δηλαδή μία φάση σχηματισμού των αστέρων αμέσως μετά την αρχική συμπύκνωση ενός μεσοαστρικού νέφους αερίου και κονιορτού. Πρόκειται συγκεκριμένα για συμπυκνώσεις θερμού αερίου, με νεφελώδη εμφάνιση και σχήμα που πλησιάζει το σφαιρικό (σχ. 3.21).

Το οπτικό τους μέγεθος μεταβάλλεται μεταξύ 17 και 21 mag, εμφανίζονται δηλαδή σαν ανώμαλοι μεταβλητοί αστέρες, η δε μάζα τους φαίνεται να είναι μικρότερη από το 0.0001 της ηλιακής.

Ο πρώτος από τους προαστέρες αυτούς ανακαλύφθηκε το 1950 από τους Herbig και Haro. Σήμερα γνωρίζουμε περί τους 50, που βρίσκονται σε διάφορα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

νεφελώματα, όπως του Ωρίωνα, του Ταύρου, του Περσέα κ.ά. και κείνται κοντά σε περιοχές πλούσιες σε αστέρες T Tauri, οι οποίοι αποτελούν το επόμενο σκαλοπάτι στην εξέλιξη των αστέρων.



Σχήμα 3.21: Αντικείμενα Herbig-Haro

Το φάσμα τους είναι χαρακτηριστικό φάσμα εκπομπής με έντονες γραμμές HI και ασυνήθιστα έντονες γραμμές OI, OII, SII και NII, ενώ οι γραμμές H και K του CaII είναι ασθενέστερες. Το συνεχές φάσμα τους, εξάλλου, μοιάζει γενικά με το φάσμα των αστέρων T Tau.

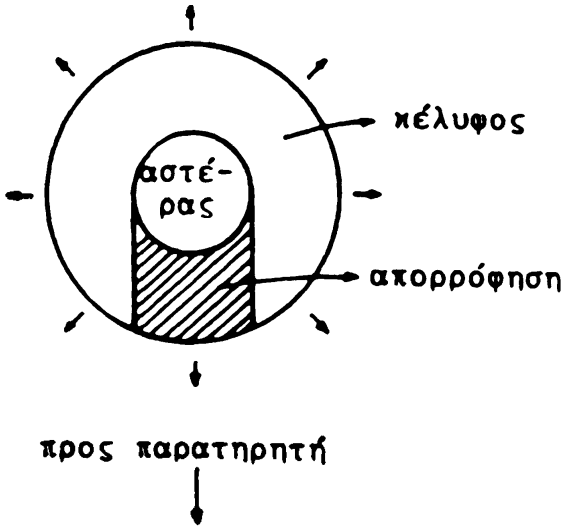
3.5.2. Αστέρες Wolf-Rayet

Πρόκειται για θερμούς αστέρες προγενεστέρων τύπων, των οποίων το φάσμα περιέχει έντονες και πλατιές γραμμές εκπομπής HeI, HeII, CIII, CIV, NIII και NV, στις οποίες συχνά επικάθονται στενές γραμμές απορροφήσεως, μετατοπισμένες προς το ιώδες.

Για την ερμηνεία των αποτελεσμάτων αυτών των παρατηρήσεων δεχόμαστε πως η ατμόσφαιρα του αστέρα (κέλυφος) διαστέλλεται με ταχύτητα 1000 km/s (βλ. σχ.3.22), γεγονός που εξηγεί την προς το ιώδες μετατόπιση των γραμμών απορροφήσεως που προέρχονται από την κεντρική περιοχή του αστέρα. Οι γραμμές εκπομπής, εξάλλου, οφείλονται στο κέλυφος, που έχει θερμοκρασία 20000-50000 ^{o}K.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η πραγματική φύση ωστόσο των αστέρων αυτών παραμένει σκοτεινή. Δεν έχει ακόμα ξεκαθαριστεί αν πρόκειται γι' αστέρες που εξελίσσονται πάνω στην κύρια ακολουθία ή μετά από αυτή. Πάντως, οι περισσότεροι αστρονόμοι πιστεύουν πως έχουν εγκαταλείψει την κύρια ακολουθία. Από το άλλο μέρος, το μεγαλύτερο ποσοστό των αστέρων Wolf-Rayet είναι μέλη ζευγών αστέρων, είναι δε πιθανό πως αυτό ισχύει γενικά για όλους. Έτσι η επικρατέστερη άποψη σήμερα είναι πως οι αστέρες αυτοί αποτελούν το ένα μέλος ενός στενού ζεύγους αστέρων, του οποίου το άλλο μέλος είναι ένας αστέρας τύπου Ο. Η υπόθεση όμως αυτή δεν επαρκεί για την ερμηνεία όλων των παρατηρούμενων χαρακτηριστικών.



Σχήμα 3.22: Σχηματικό μοντέλο αστέρα Wolf-Rayet

3.5.3. Πλανητικά νεφελώματα

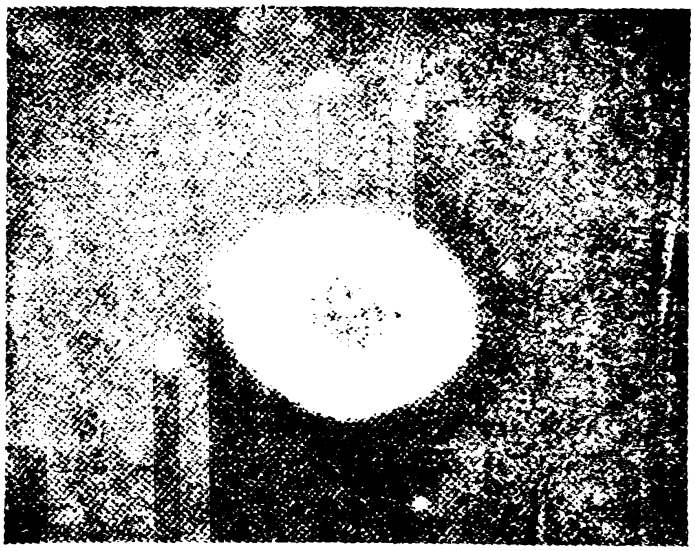
Τα πλανητικά νεφελώματα πήραν την ονομασία τους από την όψη τους, που είναι συχνά ένας μικρός αμυδρός δίσκος και που θυμίζει τους πλανήτες. Πρόκειται όμως για αστέρες με ατμόσφαιρα ένα τεράστιο ορατό κέλυφος χαμηλής πυκνότητας, που διαστέλλεται με ταχύτητα 20-50 km /s, κατά πολύ μικρότερη συνεπώς από ό,τι στους αστέρες Wolf-Rayet,

Εντυπωσιακό παράδειγμα πλανητικού νεφελώματος είναι το δακτυλιοειδές νεφέλωμα του αστερισμού της Λύρας (σχ. 3.23). Η όψη πάντως αυτή καθώς και εκείνη του φωτεινού δίσκου είναι μάλλον σπάνιες. Ωστόσο είναι σχεδόν βέβαιο, πως ένα πολύ μεγάλο ποσοστό των κανονικών αστέρων περνάει από τη φάση του πλανητικού νεφελώματος, η οποία όμως δεν διαρκεί παρά μόνο 30000-50000 έτη. Γι αυτό και ο αριθμός των παρατηρήσιμων πλανητικών νεφελωμάτων είναι μικρός.

Ο κεντρικός αστέρας έχει φάσμα που μπορεί γενικά να χαρακτηριστεί σαν τύπου Ο ή σαν φάσμα αστέρα Wolf-Rayet, αλλά διαφέρει σημαντικά από τους

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αστέρες αυτούς τόσο στη μάζα ($M \sim 0.2\ M_\odot$) όσο και στη φωτεινότητα ($L \sim 100\ L_\odot$), ενώ η θερμοκρασία του είναι μεταξύ 30000 και 150000 °K. Εκπέμπει έντονα στο υπεριώδες, η δε ακτινοβολία του αυτή ιονίζει το HI του κελύφους, ή καλύτερα του νεφελώματος που τον περιβάλλει. Πρέπει εξάλλου να τονιστεί, ότι τελευταία παρατηρήθηκε και εκπομπή ραδιοκυμάτων από τα πιο λαμπρά πλανητικά νεφελώματα.



Σχήμα 3.23: Το δακτυλιοειδές νεφέλωμα της Λύρας

Σχετικά με την προέλευσή τους, πιστεύεται, καθώς αναφέρθηκε και πιο πάνω, πως αποτελούν μία κανονική φάση της εξελίξεως των αστέρων, μιας ορισμένης περιοχής τιμών μάζας, μετά την κύρια ακολουθία. Πολλοί όμως αστρονόμοι πιστεύουν πως υπάρχει κάποιος δεσμός των πλανητικών νεφελωμάτων με τους νόβα, δεδομένου ότι το φάσμα του κεντρικού αστέρα μοιάζει με εκείνο των τέως νόβα, σε μερικές δε περιπτώσεις νόβα παρατηρήθηκε ο σχηματισμός νεφελώματος γύρω από τον αστέρα (π.χ. στο νόβα DQ Her 1934). Επιπλέον, παρουσιάζουν την ίδια κατανομή στο Γαλαξία. Αυτό βέβαια δε σημαίνει πως κάθε νόβα γίνεται πλανητικό νεφέλωμα. Ίσως απαιτείται και η παρέμβαση άλλων παραγόντων, όπως πιθανόν η ύπαρξη μιας περιοχής μεγάλης μεσοαστρικής πυκνότητας.

3.5.4. Λευκοί νάνοι

Οι λευκοί νάνοι αποτελούν, καθώς είδαμε, την κατάληξη σε μία από τις πορείες της τελικής φάσεως εξελίξεως των αστέρων.

Σε σύγκριση με αστέρες ανάλογης μάζας και θερμοκρασίας της κύριας ακολουθίας, οι λευκοί νάνοι έχουν πολύ μικρό απόλυτο μέγεθος (10-16 mag) και βρίσκονται στο κάτω-αριστερά μέρος του διαγράμματος HR. Είναι παρατηρήσιμοι μόνο σε κοντινές αποστάσεις και αποτελούν το 6-10% των κοντινών αστέρων.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η ακτίνα τους είναι πάρα πολύ μικρή ($R \sim 0.013\ R_\odot$), της τάξεως μεγέθους της γήινης, η δε μάζα τους της τάξεως της ηλιακής. Αυτό σημαίνει πως η πυκνότητά τους είναι τεράστια, της τάξεως του 10^6 gr/cm^3. Η ένταση βαρύτητας εξάλλου στην επιφάνειά τους είναι της τάξεως του 10^8 cm/sec^2, με αποτέλεσμα οι φασματικές γραμμές να είναι πολύ πλατυασμένες.

Καθώς είδαμε παραπάνω, η ύλη κάτω από τις συνθήκες αυτές είναι εκφυλισμένη σχεδόν μέχρι την επιφάνεια του αστέρα. Σχετικά με την ενεργειακή τους κατάσταση, είναι βέβαιο πως οι πυρηνικές αντιδράσεις έχουν σταματήσει, βαρυτική δε συστολή δεν είναι πλέον δυνατή, καθόσον η δύναμη βαρύτητας ισορροπείται από τη δύναμη πιέσεως του εκφυλισμένου αερίου ηλεκτρονίων. Η μόνη πηγή ενέργειας που απομένει είναι η θερμική λόγω ψύξεως του αστέρα. Η ψύξη εξάλλου είναι πολύ αργή λόγω της μικρής του επιφάνειας και γι αυτό μπορεί να διαρκέσει δισεκατομμύρια χρόνια πριν ο αστέρας καταλήξει σε μαύρο νάνο.

3.5.5. Αστέρες νετρονίων

Καθώς είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, ένας αστέρας με μάζα $M > 1.4\ M_\odot$ κατά την τελική φάση εξελίξεώς του ακολουθεί διαφορετική πορεία από εκείνη που οδηγεί σε λευκό νάνο. Αφού περάσει από τη φάση του σουπερνόβα καταλήγει σε μία κατάσταση πυκνότητας της τάξεως των 10^{14}-10^{15} gr/cm^3, πολύ πέρα δηλαδή από εκείνη του λευκού νάνου, οπότε αποτελεί πλέον ένα εκφυλισμένο άεριο νετρονίων, ένα αστέρα νετρονίων καθώς λέμε. Η διάμετρος ενός τέτοιου αστέρα είναι μόλις ~20 km!!! Η θερμοκρασία στην επιφάνειά του πρέπει να είναι της τάξεως των 10^7 ^oK, ενώ στο κέντρο του της τάξεως των $6 \cdot 10^9$ ^oK. Λόγω των τεράστιων αυτών θερμοκρασιών η ακτινοβολία που εκπέμπει ο αστέρας στην περιοχή των ακτίνων Χ είναι κατά 10^{10} φορές περισσότερη από ό,τι στην ορατή περιοχή του φάσματος. Οι υπολογισμοί που έγιναν με βάση διάφορα μοντέλα ενός αστέρα νετρονίων οδήγησαν σε τιμές ενέργειας ακτινοβολίας Χ που συμφωνούν αρκετά καλά με την παρατηρούμενη από το νεφέλωμα Καρκίνος και άλλα ανάλογα νεφελώματα, που καθώς αναφέρθηκε παραπάνω είναι τα υπολείμματα της εμφανίσεως σουπερνόβα. Η ύπαρξη των αστέρων

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αυτών είχε προβλεφθεί θεωρητικά, η δε παρατήρησή τους έγινε για πρώτη φορά το 1967 (βλ § .3.5.8).

3.5.6. Μελανές οπές *

Οι μελανές οπές αποτελούν θεωρητικά την κατάληξη στην εξέλιξη σωμάτων με μεγάλη μάζα, από ~3 M_θ (όριο Landau-Oppenheimer-Volkov) μέχρι 10^6-10^9 M_θ κατόπιν τελείας βαρυτικής καταρρεύσεως. Σύμφωνα με τη γενική θεωρία της σχετικότητας, η βαρυτική επίδραση πάνω στα φωτόνια γίνεται από ένα σημείο και έπειτα τόσο ισχυρή, ώστε αυτά δεν μπορούν να διαφύγουν πλέον από το πεδίο του αστέρα, με αποτέλεσμα να μείνει αυτός για πάντα αόρατος.

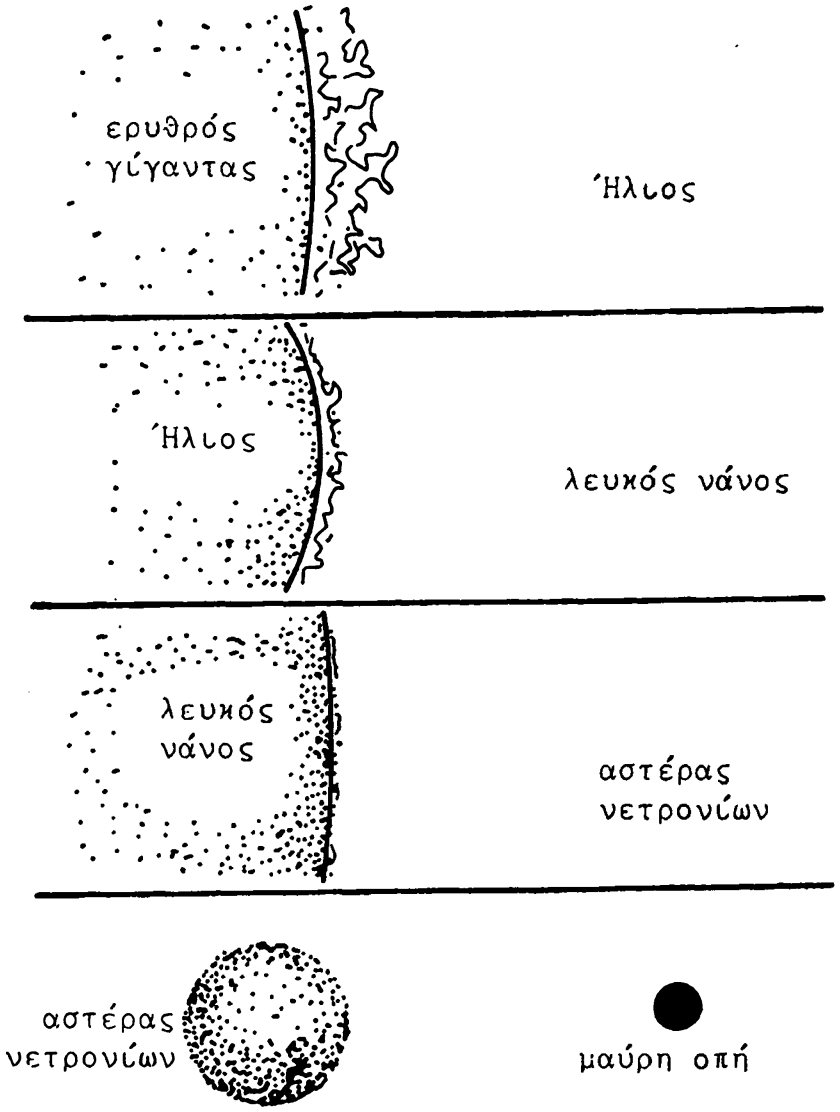
Οι υπολογισμοί έδειξαν ότι, όταν η μάζα ενός αστέρα υπερβαίνει το παραπάνω όριο, μολονότι η πυκνότητα του πυρήνα μπορεί να ξεπερνάει την πυκνότητα ενός αστέρα νετρονίων, δεν μπορεί αυτός να σταθεροποιηθεί, αλλά καταρρέει, περνάει δε στην κατάσταση της μελανής οπής όταν επιτευχθεί η συνθήκη $2GM = Rc^2$. Η οριακή ακτίνα $R = \frac{2GM}{c^2}$ καλείται **ακτίνα του Schwarzschild** και ορίζει μία σφαιρική επιφάνεια, ομόκεντρη του αστέρα, που καθορίζει τα όρια της μελανής οπής και καλείται **ορίζοντας των γεγονότων**. Όταν ένα σώμα ή ένα κύμα βρεθεί μέσα σ' αυτόν δεν μπορεί να βγει πλέον έξω. Αξίζει να σημειωθεί ότι η συνθήκη αυτή είχε διατυπωθεί από τον Laplace (1798), με βάση τη σχέση $u = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$, που δίνει την ταχύτητα διαφυγής u από την επιφάνεια ενός σώματος μάζας M και ακτίνας R, όταν τεθεί u=c. Στο σχήμα 3.24 δίνεται παραστατικά η κλίμακα μεγεθών ενός λευκού νάνου, ενός αστέρα νετρονίων και μιας μελανής οπής με βάση την ακτίνα R. Από την παραπάνω συνθήκη προκύπτει πως όσο μεγαλύτερη είναι η μάζα ενός σώματος τόσο μεγαλύτερη είναι η ακτίνα της μελανής οπής που προκύπτει, τόσο δε μικρότερη θα είναι η κρίσιμη πυκνότητα $\rho_{κρ} = \frac{3M}{4\pi R^3} = \frac{3}{16} c^6 \pi^{-1} G^{-3} M^{-2}$, στην οποία το σώμα μεταπίπτει στην κατάσταση της μελανής οπής. Έτσι ενώ για ένα σώμα με μάζα ίση προς

---

* Προτίμησα τον όρο "μελανή" αντί του εκλαϊκευμένου "μαύρη" κατ' αναλογία προς το μέλαν σώμα, οπότε ταιριάζει μάλλον το "οπή" παρά το "τρύπα"

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

την ηλιακή η πυκνότητα αυτή είναι μεγαλύτερη από τις πυρηνικές πυκνότητες, για ένα σώμα με μάζα ίση προς $5 \cdot 10^9$ ηλιακές μάζες είναι μόλις το ένα δέκατο της πυκνότητας του νερού. Η ακτίνα του εξάλλου είναι $R \sim 2 \cdot 10^{10}$ km. Μία τέτοια μελανή οπή πιστεύεται ότι υπάρχει στο κέντρο ενός γαλαξία γίγαντα, του M87. Επίσης είναι πιθανό να υπάρχει μία μελανή οπή με μάζα $M = 10^6 M_\odot$ και ακτίνα $R \sim 3 \cdot 10^6$ km στο κέντρο του Γαλαξία μας. Οι ενδείξεις των παρατηρήσεων όσο πάνε και πληθαίνουν.

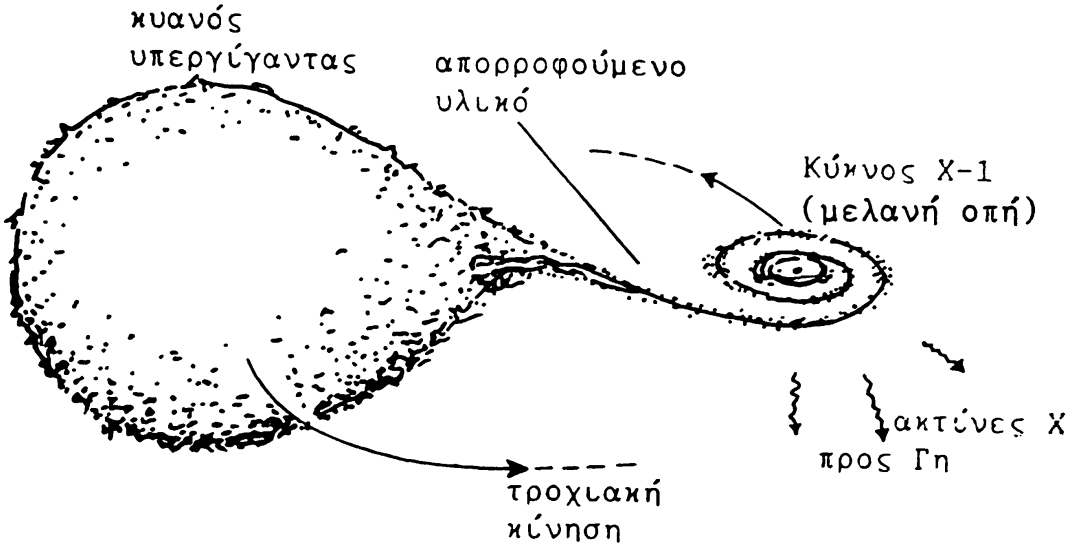


Σχήμα 3.24: Συγκριτικά μεγέθη, κατά προσέγγιση, διαφόρων αστέρων: ερυθρού γίγαντα, Ηλίου, λευκού νάνου, αστέρα νετρονίων και μελανής οπής. Οι συγκρινόμενοι αστέρες έχουν όλοι την ίδια μάζα, ίση περίπου προς την ηλιακή

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Όπως είναι ευκολονόητο άμεση παρατήρηση των μελανών οπών δεν είναι δυνατή. Είναι όμως δυνατό να επιχειρηθεί έμμεσα η διαπίστωση της υπάρξεως των μελανών οπών, προς την κατεύθυνση δε αυτή υπάρχουν δύο δυνατότητες. Η πρώτη είναι να αναζητηθεί η επίδρασή τους στη γειτονική μεσοαστρική ύλη: λόγω της μεγάλης της μάζας μία μελανή οπή θα πρέπει να έλκει κάθε αέριο που βρίσκεται στην περιοχή της. Οι υπολογισμοί δείχνουν πως το αέριο, πριν εξαφανιστεί μέσα στη μελανή οπή για πάντα, πρέπει να περιστρέφεται για κάμποσο καιρό σε σχήμα δακτυλίου ή κελύφους γύρω από αυτήν, παρουσιάζοντας ασυνήθιστες οπτικές ιδιότητες που θα ήταν δυνατό να παρατηρηθούν από τη Γη.

Η πιο πιθανή περίπτωση από της πλευράς αυτής είναι μία πηγή ακτινοβολίας Χ, γνωστή ως Κύκνος Χ-1, που θα μπορούσε να είναι μία μικρή μελανή οπή με μάζα $M \sim 10\ M_\odot$ Πρόκειται δηλαδή για ένα διπλό αστέρα στον οποίο ο κύριος αστέρας είναι ένας κυανός υπεργίγαντας τύπου Β, ο δε αόρατος συνοδός η μελανή οπή (σχ. 3.25).



Σχήμα 3.25: Σχηματικό μοντέλο της πιθανής μελανής οπής Κύκνος Χ-1

Μία άλλη δυνατότητα συνδέεται με τη μελέτη των κέντρων των γαλαξιών, τα οποία θεωρούνται κατάλληλες περιοχές για την αναζήτηση μελανών οπών, λόγω της μεγάλης πυκνότητας της ύλης που επικρατεί εκεί, αλλά και της πιθανής υπάρξεως, κατά τις αρχικές φάσεις δημιουργίας αυτών, αστέρων μεγάλης μάζας που υπέστησαν βαρυτική κατάρρευση αργότερα. Έτσι αν διαπιστωθεί πως τα κέντρα των γαλαξιών περιέχουν λιγότερους αστέρες από ό,τι αναμένεται με βάση τη μάζα του υλικού του

κέντρου, τότε ίσως υπάρχουν μελανές οπές. Προς το παρόν όμως είναι πολυ δύσκολο να γίνει μία τέτοια εξακρίβωση με παρατηρήσεις.

3.5.7. Ραδιοαστέρες

Εκτός από τον Ήλιο, υπάρχουν και άλλοι πολλοί αστέρες που εκπέμπουν ραδιοκύματα. Μέσα στα τελευταία 15 χρόνια έγινε λήψη ραδιοκυμάτων από έξη κατηγορίες αστέρων, τις εξής: από 1) αστέρες εκλάμψεων, 2) ερυθρούς υπεργίγαντες, 3) τον κυανό νάνο, συνοδό ενός ερυθρού υπεργίγαντα, ενός ζεύγους αστέρων, 4) νόβα, 5) παλμίτες και 6) πηγές ακτίνων Χ.

Λόγω της μικρής γωνιώδους διαμέτρου των ραδιοαστέρων η ανίχνευσή τους γίνεται με ευαίσθητα ραδιοσυμβολόμετρα. Τα λαμβανόμενα σήματα είναι πάντα πολύ ασθενικά και παρουσιάζουν μεγάλες μεταβολές.

Η πρώτη λήψη ραδιοκυμάτων έγινε από μεταβλητούς αστέρες εκλάμψεων που είδαμε παραπάνω, στις συχνότητες 240 MHz και 408 MHz. Φαίνεται πως η προέλευσή τους είναι συγχροτρονική.

Αργότερα το 1966 παρατηρήθηκε ραδιοεκπομπή και από ερυθρούς αστέρες υπεργίγαντες, όπως από τον α Ori σε μήκη κύματος 1.9 cm και 21 cm. Επειδή η ραδιοεκπομπή δεν είναι συνεχής, πιστεύεται πως οι αστέρες αυτοί παρουσιάζουν κατά καιρούς ραδιοεξάρσεις.

Μία άλλη ενδιαφέρουσα περίπτωση ήταν η παρατήρηση, το 1970, ραδιοεκπομπή στις συχνότητες 2695 MHz και 8085 MHz από τον Αντάρη (α Sco), ένα διπλό αστέρα που αποτελείται από ένα ερυθρό υπεργίγαντα, τον Αντάρη Α, και ένα κυανό νάνο (συνοδό), τον Αντάρη Β. Λεπτομερείς παρατηρήσεις έδειξαν πως η ακτινοβολία προέρχεται από τον Αντάρη Β, αποτέλεσμα εντελώς αναπάντεχο και προς το παρόν ανερμήνευτο.

Το 1970 παατηρήθηκε επίσης ραδιεκπομπή στα 3.7 cm και 11.1 cm από αστέρες νόβα. Η λήψη είναι σχετικά εύκολη στην περίπτωση των νόβα, λόγω των διαστάσεων που λαμβάνει γρήγορα το διαστελλόμενο κέλυφός τους. Η ραδιο-

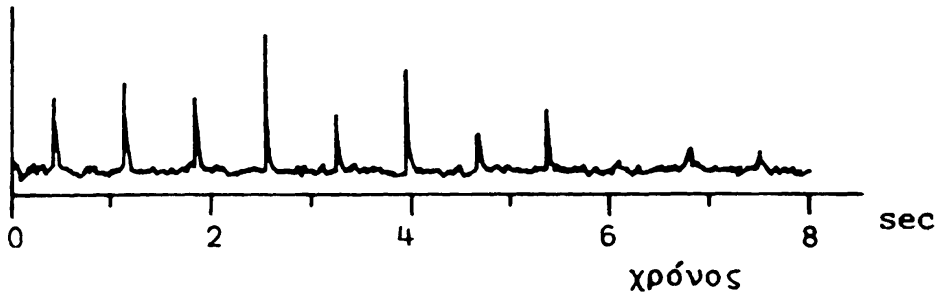
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακτινοβολία, εξάλλου, είναι ακτινοβολία πεδήσεως, προερχόμενη από το ιονισμένο κέλυφος του αστέρα.

Τις δύο υπόλοιπες κατηγορίες ραδιοαστέρων θα δούμε αμέσως παρακάτω.

3.5.8. Παλμίτες (pulsars)

Οι παλμίτες είναι ραδιοαστέρες που εκπέμπουν παλμούς πολύ μικρής και εξαιρετικά σταθερής περιόδου (ακρίβεια $1/10^9$) (σχ. 3.26).



Σχήμα 3.26: Εκπομπή ραδιοακτινοβολίας από παλμίτη. Διακρίνεται η κανονικότητα των παλμών ακτινοβολίας

Ανακαλύφθηκαν τυχαία το 1967 και παρουσιάζουν μεγάλη συγκέντρωση προς το γαλαξιακό επίπεδο. Υπάρχει όμως σημαντικός αριθμός από αυτούς σε μεγαλύτερα γαλαξιακά πλάτη.

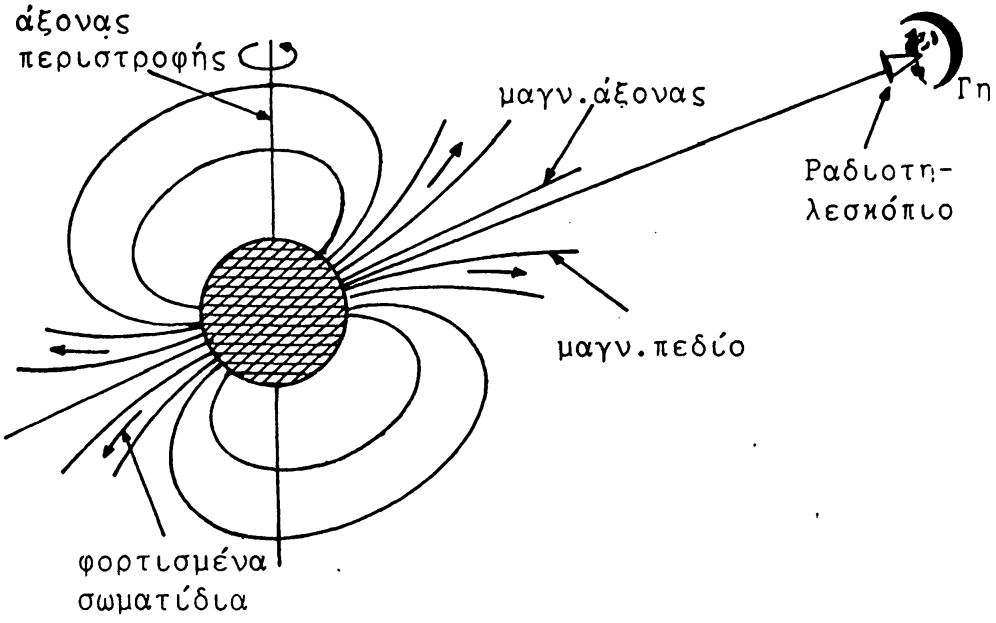
Η μορφή των παλμών τους ποικίλλει, η δε διάρκειά τους κυμαίνεται μεταξύ του 0.1 και του 0.01 της περιόδου, που είναι μεταξύ 0.3 και 3.7 sec.

Το 1968 ανακαλύφθηκε ένας παλμίτης προς την κατεύθυνση του νεφελώματος Καρκίνος. Τρεις μήνες αργότερα ανακαλύφθηκε ότι ένας αστέρας κοντά στο κέντρο του νεφελώματος παρουσίαζε οπτικά παλμούς με την ίδια περίοδο και κατά τον ίδιο τρόπο με τον παλμίτη, πράγμα που δείχνει πως τα δύο ουράνια σώματα πρέπει να ταυτίζονται. Η σημασία της ανακαλύψεως γίνεται ακόμα μεγαλύτερη από το γεγονός ότι το νεφέλωμα είναι, καθώς είδαμε, υπόλειμμα ενός σουπερνόβα και κατά συνέπεια ο παλμίτης μπορεί να ταυτιστεί με το υπόλειμμα του αστέρα που εξερράγη σε σουπερνόβα.

Σήμερα πιστεύεται πως οι παλμίτες είναι οι πυρήνες αστέρων, που αφού υπέστησαν βαρυτική κατάρρευση εξερράγησαν σε σουπερνόβα, με άλλα λόγια ότι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

είναι αστέρες νετρονίων, και που έχουν ισχυρό μαγνητικό πεδίο (μέχρι 10^{12} Gauss) και πολύ γρήγορη περιστροφή. Έτσι, φορτισμένα σωματίδια επιταχύνονται μέχρι σχετικιστικές ταχύτητες, σε κάθε δε περιστροφή εκπέμπεται ένας παλμός του οποίου η ενέργεια προέρχεται από την ενέργεια περιστροφής (σχ. 3.27). Τούτο έχει ως αποτέλεσμα την επιβράδυνση της περιστροφής και κατά συνέπεια μία μικρή βαθμιαία αύξηση της περιόδου, γεγονός που παρατηρείται πραγματικά στους παλμίτες. Τελευταία κατορθώθηκε να διαπιστωθεί με παρατηρήσεις η ύπαρξη μαγνητικου πεδίου της παραπάνω τάξεως μεγέθους.



Σχήμα 3.27: Αστέρας νετρονίων

3.5.9. Πηγές ακτίνων Χ

Οι πηγές ακτίνων Χ είναι ουράνια σώματα που εκπέμπουν έντονα στην περιοχή 0.1-10 Å του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και που ανακαλύφθηκαν τελευταία με την εκτόξευση πυραύλων και δορυφόρων έξω από τη γήινη ατμόσφαιρα.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Σήμερα γνωρίζουμε παραπάνω από 100 τέτοιες πηγές. Η Ισχυρότερη και η πρώτη που ανακαλύφθηκε είναι στον αστερισμό του Σκορπιού, σημειώνεται με το σύμβολο Sco X-1 και ταυτίστηκε με έναν κυανό αστέρα $13^{ου}$ μεγέθους.

Οι περισσότερες από τις πηγές αυτές πιστεύεται ότι είναι περιστρεφόμενοι αστέρες νετρονίων, όπως οι παλμίτες, αν και στην πλειοψηφία τους δεν παρουσιάζουν παλμούς. Αυτό όμως μπορεί να οφείλεται στον προσανατολισμό του άξονα περιστροφής του αστέρα και του μαγνητικού του πεδίου σε σχέση με τη διεύθυνση του Ηλίου. Κατά συνέπεια, η ακτινοβολία Χ είναι συγχροτρονικής προελεύσεως. Μερικές εξάλλου πηγές ακτίνων Χ πιστεύεται πως είναι διπλοί αστέρες - επειδή η ένταση της ακτινοβολίας Χ παρουσιάζει ημιτονοειδή μεταβολή - των οποίων το ένα μέλος είναι αστέρας νετρονίων και το άλλο μέλος κανονικός αστέρας. Πιστεύεται έτσι, ότι υλικό από τον κανονικό αστέρα χάνεται μέσα στον αστέρα νετρονίων προκαλώντας μεταβολές της λαμπρότητας του ζεύγους.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

DO NOT COPY

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Διπλοί αστέρες και συστήματα αστέρων

4.1. Διπλοί αστέρες - Γενικά

Διπλός αστέρας είναι γενικά ένας αστέρας που, ενώ με γυμνό μάτι ή με μικρό τηλεσκόπιο φαίνεται σαν ένας αστέρας, στην πραγματικότητα είναι ένα ζεύγος αστέρων. Με μεγαλύτερο τηλεσκόπιο είναι δυνατό να ξεχωρίζουν οι δύο αστέρες, είναι όμως δυνατό και να μη ξεχωρίζουν.

Ένας διπλός αστέρας μπορεί να είναι ένα καθαρά γεωμετρικό φαινόμενο, οφειλόμενο στο ότι οι οπτικές ακτίνες δύο αστέρων τυχαίνει να σχηματίζουν πάρα πολύ μικρή γωνία, οπότε λέμε πως πρόκειται για **οπτικό ζεύγος**. Αυτή η περίπτωση δεν έχει καμιά φυσική σημασία και δεν θα μας απασχολήσει. Εδώ θα ασχοληθούμε με τα **φυσικά ζεύγη** ή **φυσικούς διπλούς αστέρες**, που αποτελούν ένα σύστημα δύο αστέρων με φυσικό μεταξύ τους δεσμό, που συνδέονται δηλαδή αμοιβαία με βαρυτικές δυνάμεις και υπακούουν στους νόμους της Μηχανικής.

Η μελέτη των διπλών αστέρων αποτελεί, καθώς είδαμε στο κεφάλαιο 2, το μοναδικό μέσο που έχουμε για τον προσδιορισμό των μαζών των αστέρων. Απαιτούνται όμως γι αυτό ακριβείς και μακροχρόνιες παρατηρήσεις, πράγμα που έχει σαν συνέπεια να γνωρίζουμε με ακρίβεια τη μάζα πολύ λίγων αστέρων, καμιά εικοσαριά περίπου.

Εκτός από τα συστήματα των διπλών αστέρων, υπάρχουν φυσικά συστήματα τριπλών, τετραπλών και πολλαπλών αστέρων. Τριπλός π.χ. είναι ο α UMi (πολικός αστέρας), τετραπλός ο β UMa (Mizar), εξαπλός α Gem (Κάστωρ).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Σχετικά με τη συχνότητα της παρουσίας τους μέσα στο Γαλαξία, υπολογίζεται ότι παραπάνω από το 50% των αστέρων είναι μέλη διπλών ή πολλαπλών συστημάτων, πράγμα που σημαίνει πως το ένα τρίτο περίπου όλων των αστέρων είναι διπλοί και πολλαπλοί αστέρες.

Από άποψη παρατηρήσεως οι διπλοί αστέρες διακρίνονται στις εξής κατηγορίες:

α) Σε **οφθαλμοσκοπικά διπλούς**, στους οποίους η απόσταση ανάμεσα στους δύο αστέρες είναι αρκετή ώστε να ξεχωρίζουν στο τηλεσκόπιο ή να ανιχνεύονται με το συμβολόμετρο. Ο πιο λαμπρός από τους δύο αστέρες καλείται **κύριος αστέρας**, ο δε ασθενέστερος **συνοδός**. Η περίοδος περιφοράς γύρω από το κέντρο βάρους στα ζεύγη αυτά κυμαίνεται από ένα μέχρι μερικές χιλιάδες χρόνια. Στην κατηγορία αυτή ανήκουν και οι λεγόμενοι **αστρομετρικοί διπλοί** αστέρες, στους οποίους ο συνοδός είναι αόρατος μεν, αλλά η παρουσία του γίνεται αντιληπτή από τις περιοδικές μεταβολές της θέσεως του κύριου αστέρα.

β) Σε **φασματοσκοπικά διπλούς**, που, όταν δεν ξεχωρίζουν στο τηλεσκόπιο, αναγνωρίζονται από το φάσμα τους, στο οποίο οι γραμμές παρουσιάζουν περιοδική μετατόπιση λόγω φαινομένου Doppler. Όταν και οι δύο αστέρες είναι αρκετά λαμπροί, τότε φαίνονται δύο ομάδες γραμμών που μετατοπίζονται περιοδικά, ενώ όταν ο ένας αστέρας είναι πολύ αμυδρός, εμφανίζεται μία μόνο ομάδα γραμμών. Η περίοδος στα ζεύγη αυτά κυμαίνεται από μερικές ώρες μέχρι μερικούς μήνες. Στην κατηγορία εξάλλου αυτή ανήκουν και ορισμένοι διπλοί αστέρες, που στο φάσμα τους δεν παρατηρείται μεν περιοδική μετατόπιση γραμμών, πλην όμως είναι φανερό πως πρόκειται για επιπρόσθεση δύο φασμάτων.

γ) Σε **φωτομετρικά διπλούς** (ή εκλειπτικούς μεταβλητούς), στους οποίους ο ένας αστέρας παθαίνει περιοδικά έκλειψη κατά τη σχετική κίνησή του γύρω από τον άλλο, με αποτέλεσμα να μεταβάλλεται η λαμπρότητα του ζεύγους. Οι αστέρες αυτοί μπορεί να είναι ταυτόχρονα οφθαλμοσκοπικά ή φασματοσκοπικά διπλοί.

Η μετάβαση από την κατηγορία (α) στην κατηγορία (γ) αντιστοιχεί σε μία μετάβαση από **ανοικτά ζεύγη** σε **κλειστά ζεύγη**. Πραγματικά, όσο πιο απομα-

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

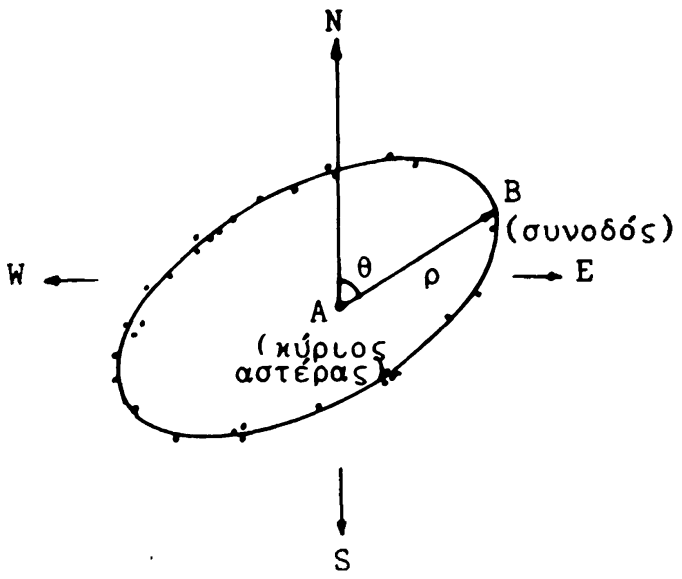
κρυσμένοι είναι μεταξύ τους οι δύο αστέρες του ζεύγους, τόσο πιο εύκολα ξεχωρίζουν στο τηλεσκόπιο οφθαλμοσκοπικά και όσο πιο κοντά είναι, τόσο μεγαλύτερη είναι η μετατόπιση Doppler των φασματικών γραμμών, αλλά και η πιθανότητα εκλείψεως. Βέβαια, αποφασιστικής σημασίας για το ξεχώρισμα των οφθαλμοσκοπικά διπλών είναι και η απόστασή τους από τη Γη.

Οι σπουδαιότεροι **κατάλογοι διπλών αστέρων** είναι οι εξής: 1) ο Γενικός Κατάλογος Διπλών Αστέρων (BDS) του Burnham, 2) ο Νέος Γενικός Κατάλογος Διπλών Αστέρων του Aitken, 3) ο Κατάλογος Διπλών Αστέρων Νοτίου Ημισφαιρίου του Rossister και 4) ο κατάλογος Οφθαλμοσκοπικά Διπλών Αστέρων του Jeffreys κ.ά., που περιέχει 64246 συστήματα αστέρων (διπλούς και πολλαπλούς), με βάση μετρήσεις που έγιναν μέχρι το 1960. Όλες οι μετέπειτα μετρήσεις έχουν συγκεντρωθεί στον "Κατάλογο Παρατηρήσεων" του U.S.Naval Observatory, χωρίς όμως να έχουν δημοσιευθεί.

4.2. Οφθαλμοσκοπικά διπλοί

4.2.1. Παρατηρήσεις

Οι παρατηρήσεις των αστέρων αυτών, που έχουν σαν σκοπό τον προσδιορισμό της φαινόμενης τροχιάς του συνοδού αστέρα Β κατά τη σχετική κίνησή του γύρω από τον κύριο αστέρα Α, γίνονται είτε οπτικά με ένα μικρόμετρο (βλ. μέρος πρώτο, κεφ. 2), είτε φωτογραφικά. Οι μετρήσεις δίνουν τη γωνιώδη απόσταση ρ (σε δευτ. τόξου) των δύο αστέρων και τη γωνία θέσεως θ (σε μοίρες) της αποστάσεώς τους σε σχέση με τη διεύθυνση του βορρά (σχ. 4.1). Οι μετρήσεις αυτές, για διάφορες χρονικές στιγμές, μας δίνουν



Σχήμα 4.1: Σχετική κίνηση αστέρων σε ένα σύστημα διπλού αστέρα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

τη φαινόμενη τροχιά του αστέρα Β κατά τη σχετική κίνησή του γύρω από τον Α, που είναι η προβολή της πραγματικής τροχιάς, μέσα στο χώρο, πάνω στο επίπεδο το εφαπτόμενο στην ουράνια σφαίρα. Όπως είναι γνωστό, η φαινόμενη τροχιά είναι έλλειψη με εστία το Α, η δε πραγματική τροχιά είναι και αυτή έλλειψη, χωρίς όμως να έχει εστία το Α.

4.2.2. Προσδιορισμός της τροχιάς

Το πέρασμα από τη φαινόμενη τροχιά στην πραγματική γίνεται με γεωμετρικές ή αναλυτικές μεθόδους. Για τον καθορισμό της πραγματικής τροχιάς απαιτείται ο προσδιορισμός των παρακάτω επτά παραμέτρων **(στοιχείων της τροχιάς)**: 1) της περιόδου **T**, 2) του χρόνου διαβάσεως $\mathbf{t_o}$ του αστέρα Β από το **περίαστρο** (θέση του Β στην πιο κοντινή απόσταση από τον Α), 3) της εκκεντρότητας **e** της ελλείψεως, 4) της γωνίας θέσεως **Ω** του **αναβιβάζοντος συνδέσμου N**, δηλαδή της γωνίας μεταξύ της διευθύνσεως του βορείου πόλου και της **γραμμής των συνδέσμων N'N**, που είναι η τομή των επιπέδων της πραγματικής τροχιάς και της φαινόμενης (σχ. 4.2), 5) της γωνίας κλίσεως **i** του επιπέδου της πραγματικής τροχιάς σε σχέση με το επίπεδο της φαινόμενης (εφαπτόμενο στην ουράνια σφαίρα), 6) του μήκους **ω** του περιάστρου, της γωνίας δηλαδή του μεγάλου άξονα της πραγματικής τροχιάς (**γραμμή των αψίδων**) με τη γραμμή των συνδέσμων, 7) της μεγάλης ημιδιαμέτρου **a** της ελλείψεως σε αστρονομικές μονάδες, την οποία έχουμε συνήθως σε δευτερόλεπτα τόξου επειδή δεν γνωρίζουμε την παράλλαξη του ζεύγους.

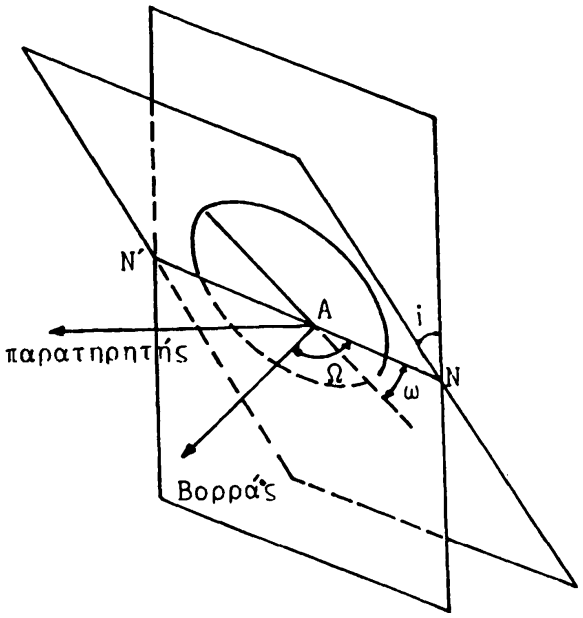
Θα περιγράψουμε τώρα σαν παράδειγμα μία απλή γεωμετρική μέθοδο προσδιορισμού της πραγματικής τροχιάς που οφείλεται στον Zwiers. Μετά τη χάραξη της φαινόμενης ελλειπτικής τροχιάς, τα στοιχεία της πραγματικής βρίσκονται ως εξής:

1) Η περίοδος Τ είναι προφανώς η περίοδος της φαινόμενης κινήσεως.

2) Το κέντρο Ο της φαινόμενης ελλείψεως (σχ.4.3) είναι η προβολή του κέντρου της πραγματικής, οπότε η ΑΟ είναι η προβολή του c (ημιαπόσταση των εστιών) της πραγματικής τροχιάς πάνω στο επίπεδο της φαινόμενης τροχιάς (εφαπτόμενο της

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σφαίρας) και το σημείο τομής P της OA με τη φαινόμενη τροχιά είναι η προβολή του περίαστρου. Έτσι έχουμε την εκκεντρότητα $e = \frac{c}{a} = \frac{OA}{OP}$.



Σχήμα 4.2: Φαινόμενη τροχιά ζεύγους αστέρων

3) Ο χρόνος διαβάσεως t_o από το περίαστρο είναι ο χρόνος όπου ο αστέρας B περνάει από το P και βρίσκεται από τις παρατηρήσεις με παρεμβολή.

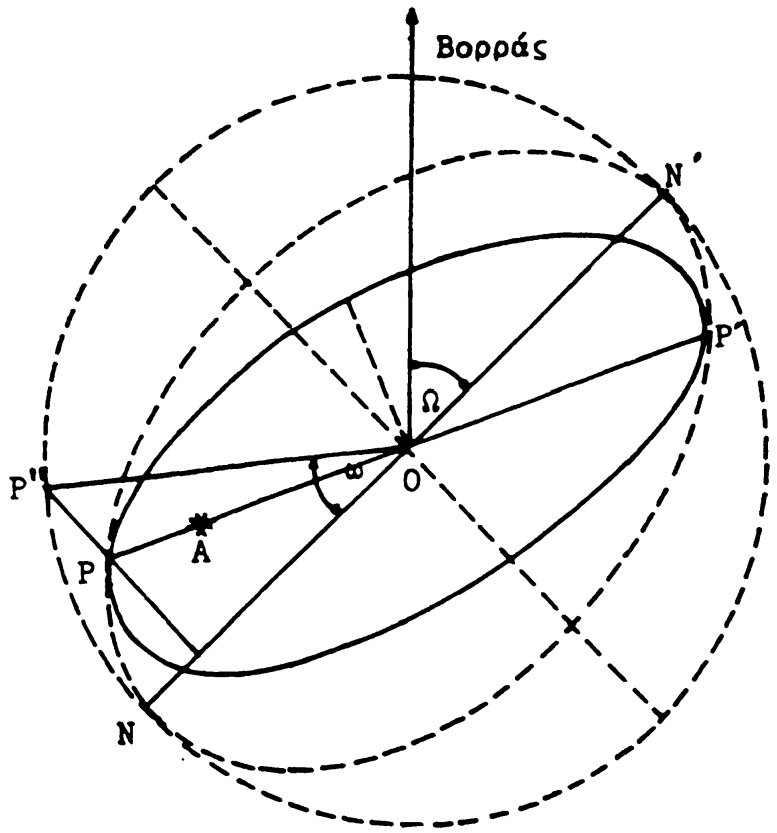
4) Η έλλειψη, καθώς είναι γνωστό, είναι προβολή ενός κύκλου κέντρου 0 και ακτίνας α (έκκεντρος κύκλος) του οποίου το επίπεδο στράφηκε περί τον μεγάλο άξονα κατά γωνία φ, τέτοια ώστε $συνφ=\sqrt{1-e^2}$. Με άλλα λόγια οι τεταγμένες των σημείων της ελλείψεως προκύπτουν από τις τεταγμένες του κύκλου αυτού με πολλαπλασιασμό επί $\sqrt{1-e^2}$. Αν λοιπόν πολλαπλασιάσουμε τις τεταγμένες της φαινόμενης τροχιάς επί $\frac{1}{\sqrt{1-e^2}}$ λαμβάνουμε την έλλειψη NPN'P', που είναι η προβολή του έκκεντρου κύκλου πάνω στο επίπεδο το εφαπτόμενο στην ουράνια σφαίρα. Ο μεγάλος άξονας NN' αυτής της ελλείψεως είναι η διάμετρος του έκκεντρου κύκλου, που είναι και ο μεγάλος άξονας της πραγματικής τροχιάς. Έτσι έχουμε το μεγάλο ημιάξονα α της πραγματικής τροχιάς σε δευτερόλεπτα τόξου.

5) Η θέση του NN' μας δίνει τη γραμμή των συνδέσμων, οπότε έχουμε τη γωνία Ω (βλ. σχ. 4.3).

6) Ο λόγος των αξόνων της ελλείψεως NPN'P' είναι συνί, πράγμα που μας επιτρέπει μεν να προσδιορίσουμε τη γωνία i, όχι όμως και το σημείο της. Αυτό σημαίνει πως έχουμε δύο δυνατές τροχιές, που έχουν την ίδια προβολή πάνω στο εφαπτόμενο επίπεδο της σφαίρας και των οποίων τα επίπεδα είναι συμμετρικά προς αυτό.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

7) Για τον προσδιορισμό της γωνίας ω αρκεί να κατακλίνουμε το επίπεδο της πραγματικής τροχιάς πάνω στο εφαπτόμενο επίπεδο, οπότε ο έκκεντρος κύκλος παίρνει τη θέση του κύκλου που έχει διάμετρο τη NN' και το περίαστρο τη θέση του P", που βρίσκεται πάνω στην κάθετο NN' στο σημείο P. Έτσι η ω είναι η γωνία των NN' και OP".



Σχήμα 4.3

4.2.3. Προσδιορισμός των μαζών

Μετά τον καθορισμό της τροχιάς του αστέρα Β κατά τη σχετική κίνησή του γύρω από τον αστέρα Α, οι μάζες των δύο αστέρων προσδιορίζονται ως εξής:

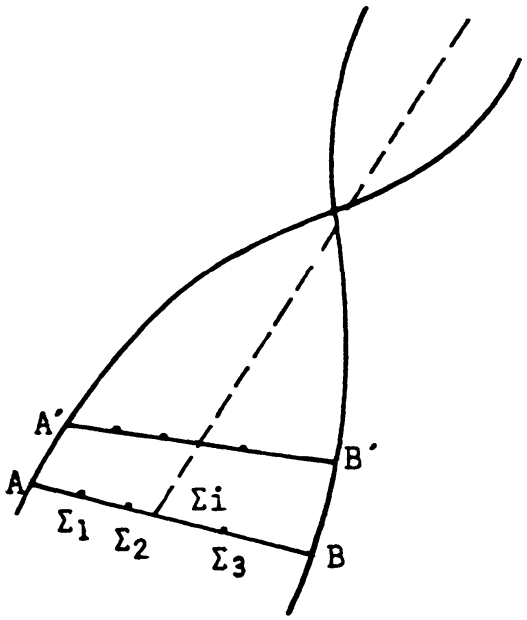
Από τον τρίτο νόμο του Κέπλερ έχουμε: $(M_1+M_2)T^2 = A^3$, όπου οι μάζες M_1 και M_2 των αστέρων του ζεύγους εκφράζονται με μονάδα την ηλιακή μάζα $M_\odot$, η

περίοδος Τ σε έτη και ο μεγάλος ημιάξονας Α σε a.u. Όταν γνωρίζουμε την παράλλαξη π" θέτουμε $A = \frac{a''}{\pi''}$, οπότε:

$$(M_1+M_2)\,T^2 = \left(\frac{a}{\pi}\right)^3 \qquad (4,1)$$

Εξάλλου, καθώς βγαίνει εύκολα από την ισότητα των ορμών των αστέρων, έχουμε:

$M_1A_1 = M_2A_2 \Rightarrow \frac{M_2}{M_1} = \frac{A_1}{A_2}$, όπου A_1 και A_2 είναι οι σχετικές αποστάσεις των δύο αστέρων από το κέντρο βάρους του συστήματος. Έτσι αρκεί να προσδιορίσουμε το λόγο $\frac{A_1}{A_2}$. Το κέντρο βάρους του ζεύγους διαγράφει στον ουρανό, σε σχέση με τους γύρω αστέρες, ευθεία γραμμή, ενώ οι αστέρες του ζεύγους περιοδικές καμπύλες γύρω από αυτήν. Έτσι αν για κάθε παρατήρηση λάβουμε πάνω στο τμήμα AB σχ. 4.4) σημεία Σ_1, Σ_2, Σ_3,... τέτοια ώστε $\frac{\Sigma_1 A}{\Sigma_1 B} = k_1$, $\frac{\Sigma_2 A}{\Sigma_2 B} =$ k_2,... όπου οι k_1, k_2,... είναι αριθμοί ορισμένοι, οι γεωμετρικοί τόποι των Σ_1, Σ_2 για όλες τις παρατηρήσεις θα είναι γενικά καμπύλες γραμμές, ενώ για μία ορισμένη τιμή k_i του k ο τόπος θα είναι ευθεία. Αυτό σημαίνει πως το Σ_i θα είναι το κέντρο βάρους του συστήματος οπότε:



Σχήμα 4.4

$$k_i = \frac{A_1}{A_2} = \frac{M_2}{M_1} \qquad (4.2)$$

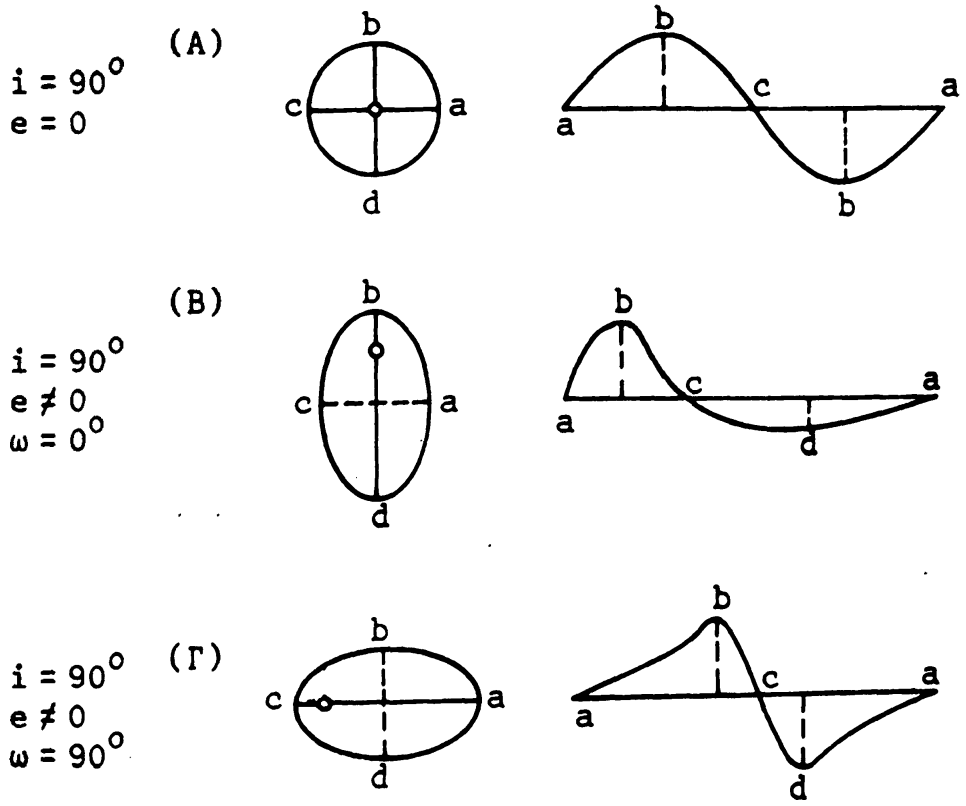
Από τις εξισώσεις (4.1) και (4.2) βρίσκουμε λοιπόν τις μάζες M_1 και M_2.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.3. Φασματοσκοπικά διπλοί

4.3.1. Παρατηρήσεις

Η φωτογραφική παρατήρηση δίνει την ακτινική ταχύτητα V (ταχύτητα κατά τη διεύθυνση της παρατηρήσεως) του ενός, ή και των δύο αστέρων του ζεύγους, όταν είναι και οι δύο αρκετά λαμπροί, ώστε να φαίνονται και τα δύο φάσματα. Η πιο συνηθισμένη πάντως περίπτωση είναι να έχουμε ένα μόνο φάσμα από το οποίο πρέπει να προσδιοριστούν τα στοιχεία τροχιάς.



Σχήμα 4.5: Καμπύλες ακτινικής ταχύτητας φασματοσκοπικά διπλών αστέρων

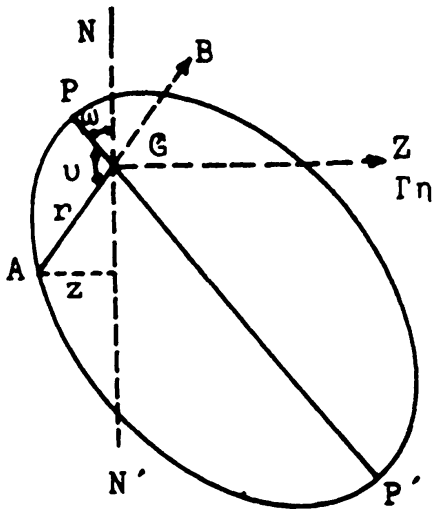
Έτσι αν Δλ είναι η μετρούμενη μετατόπιση Doppler των γραμμών απορροφήσεως του αστέρα, λ το μήκος κύματος και c η ταχύτητα του φωτός, από τις παρατηρήσεις θα έχουμε την ταχύτητα $V=\frac{c\Delta\lambda}{\lambda}$ συναρτήσει του χρόνου, δηλαδή την V(t) (καμπύλη ακτινικής ταχύτητας).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η μορφή της καμπύλης ακτινικής ταχύτητας εξαρτάται από την εκκεντρότητα e της τροχιάς, το μήκος του περιάστρου ω και φυσικά από την κλίση i του επιπέδου της τροχιάς. Έτσι αν υποθέσουμε πως το επιπέδο της τροχιάς περνάει από τον παρατηρητή, οπότε $i=90^o$, και ότι η τροχιά είναι κυκλική (e=o), η καμπύλη V(t) θα είναι ημιτονοειδής της οποίας ο άξονας έχει τεταγμένη γ (σχ.4.5Α). Όταν $e\neq 0$, η καμπύλη αποκλίνει από την ημιτονοειδή μορφή κατά τρόπο που εξαρτάται από την τιμή του ω. Αν π.χ. $\omega=0^o$, οπότε ο μικρός άξονας της τροχιάς έχει τη διεύθυνση του παρατηρητή, θα έχουμε την καμπύλη του σχήματος 4.5Β, ενώ αν είναι $\omega=90^o$, οπότε ο μεγάλος άξονας έχει τη διεύθυνση του παρατηρητή, θα έχουμε την καμπύλη του σχήματος 4.5Γ. Στην πράξη βέβαια θα έχουμε όλες τις ενδιάμεσες μορφές.

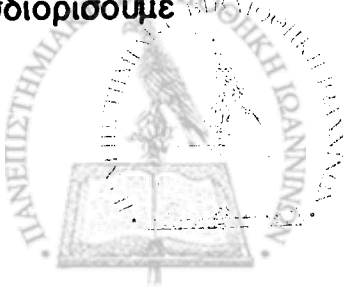
4.3.2. Προσδιορισμός της τροχιάς

Θεωρούμε την κίνηση του πιο λαμπρού αστέρα Α, του οποίου έχουμε προσδιορίσει την καμπύλη V(t), γύρω από το κέντρο βάρους G του συστήματος. Ο αστέρας Β, όπως είναι γνωστό από τη Μηχανική, βρίσκεται στην προέκταση της AG και σε απόσταση $GB = AG\,\frac{M_1}{M_2}$ (σχ.4.6).



Σχήμα 4.6

Καθώς φαίνεται από το σχήμα 4.6 η γωνία Ω δεν υπεισέρχεται στην προβολή της επιβατικής ακτίνας r (απόσταση κέντρου βάρους-αστέρα) πάνω στη γραμμή παρατηρήσεως. Μία μεταβολή της Ω αντιστοιχεί σε μία περιστροφή ολόκληρου του συστήματος γύρω από τη γραμμή παρατηρήσεως, πράγμα που δεν αλλάζει τίποτα στα παρατηρούμενα μεγέθη. Κατά συνέπεια δεν υπάρχει τρόπος να προσδιορίσουμε την Ω.



Αν γ είναι η προβολή, πάνω στη γραμμή παρατηρήσεως, της ταχύτητας του κέντρου βάρους και z η προβολή της r, θα έχουμε:

$$V(t) = \gamma + \frac{dz}{dt} \qquad (4.3)$$

Από το σχήμα εξάλλου λαμβάνουμε:

$$z = r\,\eta\mu(u+\omega)\,\eta\mu i \Rightarrow \frac{dz}{dt} = [\,\eta\mu(u+\omega)\frac{dr}{dt} + r\,\sigma\upsilon\nu(u+\omega)\frac{du}{dt}\,]\,\eta\mu i$$

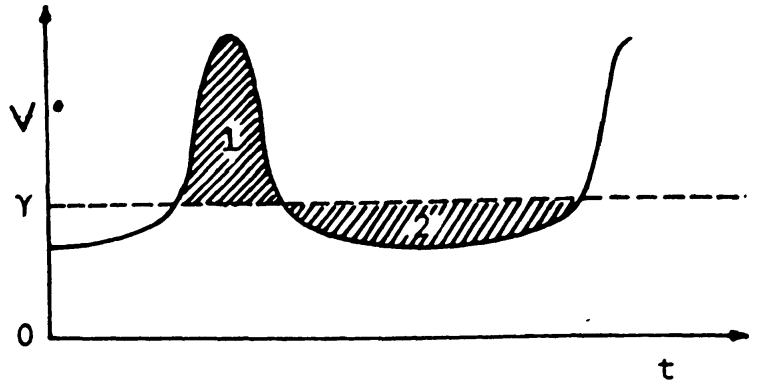
Επειδή $r = \frac{a(1-e^2)}{1+e\sigma\upsilon\nu u}$ και $r^2\frac{du}{dt} = \frac{2\pi}{T}a^2\sqrt{1-e^2}$ (νόμος των εμβαδών, Κέπλερ)

προκύπτει: $\frac{dz}{dt} = \frac{2\pi}{T}\frac{a\eta\mu i}{\sqrt{1-e^2}}[\sigma\upsilon\nu(u+\omega) + e\,\sigma\upsilon\nu\omega]$

Στη συνέχεια θα παριστάνουμε την ποσότητα $\frac{2\pi}{T}\frac{a\eta\mu i}{\sqrt{1-e^2}}$ με K οπότε η (4.3) γίνεται:

$$V(t) = \gamma + K\,[\sigma\upsilon\nu(u+\omega) + e\,\sigma\upsilon\nu\omega] \qquad (4.4)$$

Εξετάζοντας τώρα την καμπύλη V(t) παρατηρούμε πως η ευθεία V=γ τη χωρίζει, για κάθε περίοδο, σε δύο μέρη, τέτοια ώστε τα εμβαδά 1 και 2 (σχ.4.7) να είναι ίσα. Αυτό οφείλεται στο ότι κάθε ένα από τα εμβαδά αυτά παριστάνει το ολοκλήρωμα του $\frac{dz}{dt}$ μεταξύ των σημείων όπου η ακτινική ταχύτητα σε σχέση με το κέντρο βάρους είναι μηδέν, με άλλα λόγια με όρια τα σημεία επαφής της τροχιάς με τα δύο επίπεδα τα κάθετα προς την ευθεία παρατηρήσεως.



Σχήμα 4.7

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Η παραπάνω ανάλυση μας επιτρέπει να προσδιορίσουμε τη γ φέρνοντας την ευθεία που χωρίζει την καμπύλη της ακτινικής ταχύτητας σε δύο μέρη τέτοια ώστε τα οριζόμενα εμβαδά πάνω και κάτω από την ευθεία να είναι ίσα.

Από την καμπύλη V(t) γνωρίζουμε ακόμα τη μέγιστη ταχύτητα V_{max}, σε σχέση προς τη γ, καθώς και την ελάχιστη V_{min}, που σύμφωνα με τη σχέση (4.4) πραγματοποιούνται για $u+\omega=o$ ή $u+\omega=\pi$, $(\frac{dV}{dt}=o)$.

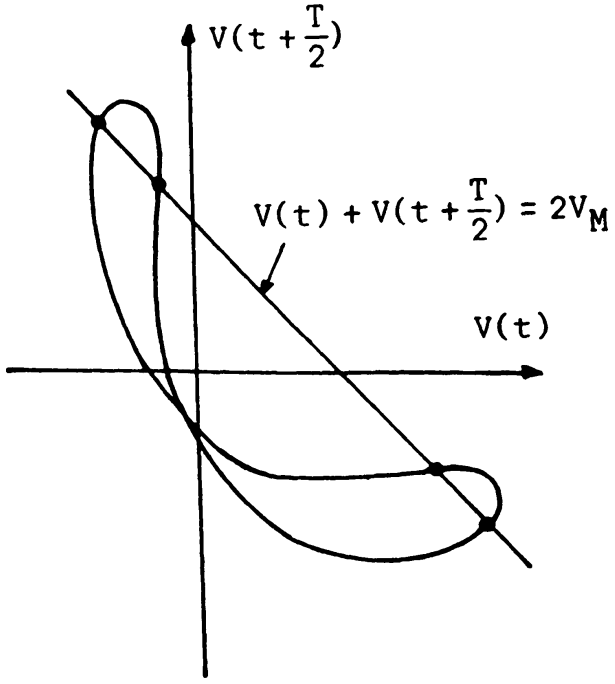
Έτσι λαμβάνουμε:

$$V_{max} = K(e\,\sigma\upsilon\nu\omega + 1)$$
$$V_{min} = K(e\,\sigma\upsilon\nu\omega - 1)$$

από όπου προκύπτουν οι ποσότητες $K=\frac{V_{max}-V_{min}}{2}$ και $Ke\,\sigma\upsilon\nu\omega = \frac{V_{max}+V_{min}}{2} = V_M$ (μέση ταχύτητα).

Αν τώρα θεωρήσουμε τα σημεία για τα οποία u=o (περίαστρο) και u=π (απόαστρο), λαμβάνουμε όμοια από την (4.4):

$$\left.\begin{aligned} V_{περ} &= K(e+1)\,\sigma\upsilon\nu\omega = V_M + K\sigma\upsilon\nu\omega \\ V_{απ} &= K(e-1)\,\sigma\upsilon\nu\omega = V_M - K\sigma\upsilon\nu\omega \end{aligned}\right] \Rightarrow V_{περ} + V_{απ} = 2V_M \qquad (4.5)$$



Σχήμα 4.8

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Οι στιγμές διαβάσεως του αστέρα από το περίαστρο και το απόαστρο διαφέρουν κατά τη μισή περίοδο, που είναι γνωστή από τις παρατηρήσεις. Για να βρούμε λοιπόν τις ταχύτητες $V_{περ}$ και $V_{απ}$ αρκεί να βρούμε στην καμπύλη V(t) δύο σημεία τα οποία να απέχουν χρονικά κατά μισή περίοδο και στα οποία το άθροισμα των τιμών της V να ισούται με $2V_M$. Προς τούτο κατασκευάζουμε την καμπύλη του σχήματος 4.8, με άξονες δηλαδή και V(t) και $V(t+\frac{T}{2})$ και χαράζουμε την ευθεία $V(t)+V(t+\frac{T}{2}) = 2V_M$.

Οι τομές των δύο γραμμών μας δίνουν τις ταχύτητες $V_{περ}$ και $V_{απ}$, οπότε από τις παραπάνω σχέσεις (4.5) βρίσκουμε την ποσότητα Κσυνω. Επειδή ήδη γνωρίζουμε τα Κ και Κσυνω, βρίσκουμε τις παραμέτρους e και ω της τροχιάς, από δε τη σχέση $K=\frac{2\pi}{T}\frac{αημί}{\sqrt{1-e^2}}$ το γινόμενο αημί. Έτσι στην περίπτωση αυτή, είναι φανερό πως δεν μπορούμε να προσδιορίσουμε το μεγάλο ημιάξονα α, παρά μόνο το γινόμενό του με το ημίτονο της γωνίας κλίσεως της τροχιάς.

4.3.3. Προσδιορισμός των μαζών

Καθώς είδαμε και παραπάνω, έχουμε:

$$M_1+M_2=\frac{A_3}{T_2} \quad και \quad M_1A_1=M_2A_2 \Rightarrow \frac{A_1}{M_2}=\frac{A_2}{M_1}=\frac{A_1+A_2}{M_1+M_2}=\frac{A}{M_1+M_2} \Rightarrow A=A_1\frac{M_1+M_2}{M_2}$$

Έτσι η πρώτη γίνεται:

$$\frac{A_1^3}{T_2}=\frac{M_2^3}{(M_1+M_2)^2} \Rightarrow \frac{(A_1\,ημί)^3}{T_2}=\frac{(M_2\,ημί)^3}{(M_1+M_2)^2}=f(M_1,M_2)$$

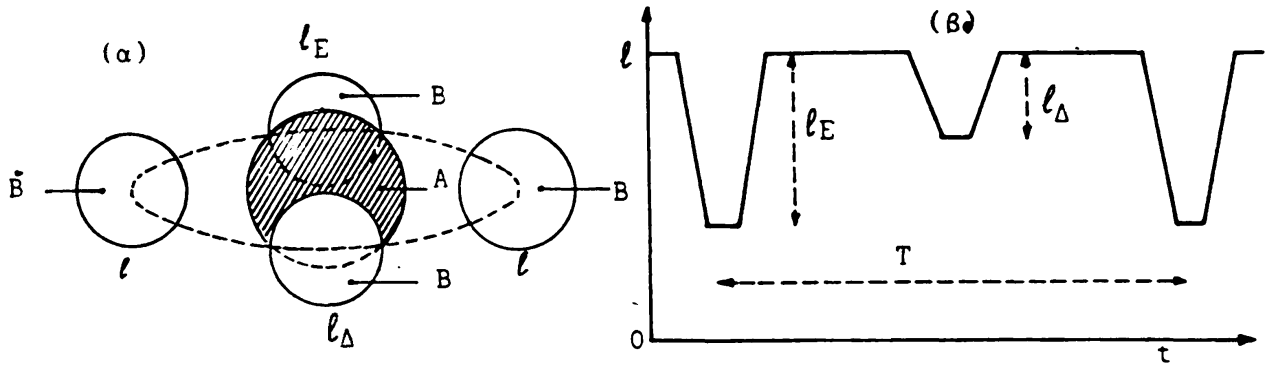
Η ποσότητα A_1ημί είναι η αημί που υπολογίστηκε παραπάνω και συνεπώς η παρατήρηση μπορεί να μας δώσει μόνο την ποσότητα $\frac{(A_1ημί)^3}{T^2}$, δηλαδή τη συνάρτηση $f(M_1,M_2)=\frac{(M_2ημί)^3}{(M_1+M_2)^2}$, που καλείται **συνάρτηση μάζας**. Μπορούμε πάντως να λάβουμε στατιστικά τη μέση μάζα ενός συνόλου αστέρων, της ίδιας όμως φωτεινότητας και φασματικού τύπου, χρησιμοποιώντας τη μέση τιμή του $ημ^3 i$, που είναι 0.59, υποθέτοντας δηλαδή ότι οι κλίσεις i είναι κατανεμημένες τυχαία.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.4. Φωτομετρικά διπλοί

4.4.1. Παρατηρήσεις

Καθώς είδαμε παραπάνω στην περίπτωση αυτή έχουμε μεταβολή της λαμπρότητας του ζεύγους λόγω φαινομένων εκλείψεως. Η παρατήρηση λοιπόν γίνεται με ένα φωτόμετρο και μας δίνει την καμπύλη φωτός του ζεύγους. Αυτή σε γενικές γραμμές έχει τη μορφή του σχήματος 4.9β, όπου l_Δ είναι η λαμπρότητα του ζεύγους κατά την διάβαση του αστέρα Β μπροστά από τον Α και l_E η λαμπρότητα του ζεύγους κατά την έκλειψη του Β από τον Α (σχ.4.9α).



Σχήμα 4.9: α) Φωτομετρικά διπλός αστέρας, β) καμπύλη φωτός του ζεύγους

4.4.2. Προσδιορισμός στοιχείων της τροχιάς

Στην περίπτωση αυτή μπορούμε να προσδιορίσουμε μόνο τις παραμέτρους T, i και $\frac{a}{R_A}$, όπου R_A είναι η ακτίνα του αστέρα Α.

Έτσι αν l_A και l_B είναι οι λαμπρότητες των δύο αστέρων του ζεύγους, θέτοντας $l_A+l_B = 1$ και $k = \frac{R_B}{R_A}$ θα έχουμε κατά τη διάβαση του Β μπροστά από τον Α:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$I_\Delta = I_B + I_A \frac{R_A^2 - R_B^2}{R_A^2} = I_B + I_A(1-k^2) = I_A + I_B - k^2 I_A = 1 - k^2 I_A$$

Λαμβάνοντας από την καμπύλη φωτός τα I_Δ και $I_A = I_E$

έχουμε: $k^2 = \frac{1-I_\Delta}{I_A}$ και $\frac{R_B}{R_A} = \sqrt{\frac{1-I_\Delta}{I_A}}$.

Ας θεωρήσουμε τώρα την περίπτωση κυκλικής τροχιάς του Β γύρω από τον Α και σαν αρχή των χρόνων τη στιγμή διαβάσεως του Β από το Β', που είναι το πιο κοντινό σημείο προς το κέντρο του Α όπως φαίνεται από τη Γη (σχ.4.10). Προβάλλοντας τις αποστάσεις στο επίπεδο το κάθετο στη γραμμή παρατηρήσεως λαμβάνουμε:

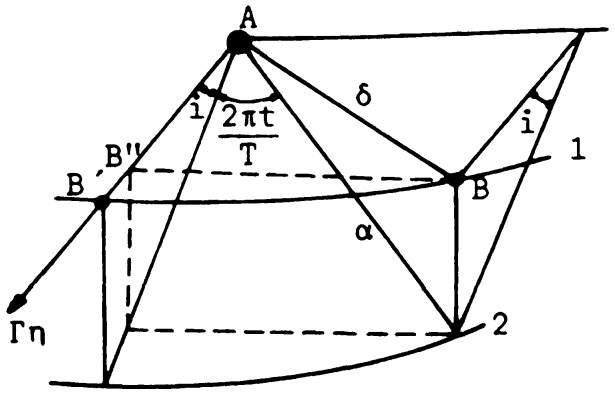
$$\delta = AB = \sqrt{AB''^2 + BB''^2} \Rightarrow \delta^2 = \alpha^2 \left(\eta\mu^2 \frac{2\pi t}{T} + \sigma\upsilon\nu^2 \frac{2\pi t}{T} \sigma\upsilon\nu^2 i\right)$$

όπου η περίοδος Τ είναι γνωστή από την καμπύλη φωτός. Στην πρώτη επαφή ($t=t_1$), οπότε οι δίσκοι των αστέρων εφάπτονται εξωτερικά (αρχή της εκλείψεως) έχουμε:

$$\delta = (1+k) R_A = \alpha \sqrt{\eta\mu^2 \frac{2\pi t_1}{T} + \sigma\upsilon\nu^2 \frac{2\pi t_1}{T} \sigma\upsilon\nu^2 i}$$

ενώ στη δεύτερη επαφή ($t=t_2$), οπότε οι δίσκοι των αστέρων εφάπτονται εσωτερικά, είναι:

$$\delta = (1-k) R_A = \alpha \sqrt{\eta\mu^2 \frac{2\pi t_2}{T} + \sigma\upsilon\nu^2 \frac{2\pi t_2}{T} \sigma\upsilon\nu^2 i}$$



Σχήμα 4.10: Η τροχιά φωτομετρικού ζεύγους όπως φαίνεται: 1) από τη Γη και 2) από διεύθυνση κάθετη προς αυτή

Έτσι έχοντας τους χρόνους t_1 και t_2 και την περίοδο Τ από την καμπύλη φωτός υπολογίζουμε τα συνί και $\frac{\alpha}{R_A}$.

Όπως είναι φανερό, δεν μπορεί να γίνει λόγος για υπολογισμό μαζών. Η περίπτωση όμως είναι ενδιαφέρουσα γιατί είναι δυνατό σε αρκετές περιπτώσεις να μελετήσουμε το ζεύγος και φασματοσκοπικά, οπότε έχοντας το γινόμενο αημί σε

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

χιλιόμετρα, μπορούμε να υπολογίσουμε τα α, R_A και R_B σε χιλιόμετρα.

4.5. Εξέλιξη κλειστών ζευγών

Στα κλειστά ζεύγη είναι δυνατό, κάτω από ορισμένες συνθήκες, να λάβει χώρα μεταβίβαση μάζας από το ένα μέλος στο άλλο, καθώς και απώλεια μάζας από ολόκληρο το σύστημα των δύο αστέρων.

Θεωρώντας το πρόβλημα του δυναμικού σε ένα σύστημα αναφοράς που περιστρέφεται μαζί με τους αστέρες του ζεύγους, βρίσκουμε ότι το δυναμικό σε κάθε σημείο Σ(x,ψ,z) οφείλεται στα πεδία βαρύτητας των δύο αστέρων και στη φυγόκεντρη δύναμη λόγω της περιστροφής. Οι σχετικοί αριθμητικοί υπολογισμοί μας δίνουν τις ισοδυναμικές γραμμές του σχήματος 4.11, που είναι τομές των ισοδυναμικών επιφανειών από το επίπεδο το κάθετο στο επίπεδο τροχιάς και διερχόμενο από την ευθεία ΑΒ. Καθώς φαίνεται στο σχήμα αυτό, υπάρχει μία οριακή ισοδυναμική γραμμή (έντονη γραμμή στο σχήμα), που αντιστοιχεί σε μία ισοδυναμική επιφάνεια (**όριο του Roche**) κοινή στις δύο μάζες. Αυτή περιβάλλει δύο χώρους (**λοβούς**) στο εσωτερικό των οποίων κάθε στοιχείο μάζας ανήκει χωρίς αμφιβολία στον ένα ή στον άλλο από τους δύο αστέρες. Στο σημείο L (**σημείο Lagrange**), καθώς είναι γνωστό από τη Μηχανική, έχουμε ισορροπία των δυνάμεων.

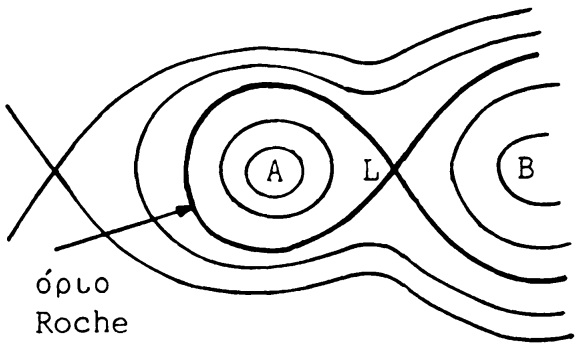
Οι εσωτερικές σε σχέση προς το όριο Roche ισοδυναμικές γραμμές, υψηλού δυναμικού, είναι κύκλοι ή ελλείψεις γύρω από τη μάζα κάθε αστέρα. Οι εξωτερικές ισοδυναμικές επιφάνειες, χαμηλού δυναμικού, είναι κοινές στις δύο μάζες. Η ύλη στο εσωτερικό τους είναι βαρυτικά συνδεδεμένη προς ολόκληρο το σύστημα των δύο αστέρων και όχι ξεχωριστά προς τον καθένα, ενώ η ύλη έξω από αυτές διαφεύγει από το σύστημα.

Ανάλογα με τη μορφολογία των παραπάνω ισοδυναμικών γραμμών, τα κλειστά ζεύγη ταξινομούνται στις τρεις παρακάτω βασικές ομάδες και παρουσιάζουν διαφορετική συμπεριφορά. Έτσι διακρίνουμε:

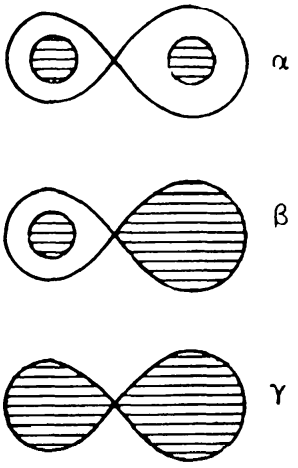
1) **Απομονωμένα συστήματα** (σχ.4.12α). Σ' αυτά και οι δύο αστέρες είναι μικρότεροι από τους λοβούς τους, από άποψη εξελίξεως βρίσκονται στην κύρια

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακολουθία και συμπεριφέρονται όπως όλοι οι αστέρες αυτής. Αυτό σημαίνει πως ακολουθούν τις σχέσεις φωτεινότητας-μάζας και ακτίνας-μάζας, ή με άλλα λόγια, ο μεγαλύτερης μάζας κύριος αστέρας έχει και τη μεγαλύτερη ακτίνα.



Σχήμα 4.11: Ισοδυναμικές γραμμές γύρω από κλειστό ζεύγος αστέρων



Σχήμα 4.12: Χαρακτηριστικές μορφές κλειστών ζευγών

2) **Μισο-απομονωμένα συστήματα** (σχ.4.12β). Σ' αυτά ο ένας αστέρας, ο συνοδός, καταλαμβάνει ολόκληρο το λοβό του. Ο κύριος αστέρας, που είναι πιο μικρός από το λοβό του, είναι ένας τυπικός αστέρας της κύριας ακολουθίας, ενώ αντίθετα ο συνοδός, που έχει και πιο μεγάλο μέγεθος, παρουσιάζει τα χαρακτηριστικά υπογίγαντα. Ο συνοδός δηλαδή βρίσκεται δεξιά της κύριας ακολουθίας στο διάγραμμα HR και δεν ακολκουθεί τη σχέση φωτεινότητας-μάζας. Με άλλα λόγια, ενώ ο κύριος αστέρας με την πιο μεγάλη μάζα βρίσκεται ακόμα στην κύρια ακολουθία, ο συνοδός με τη μικρότερη μάζα παρουσιάζεται να την έχει κιόλας εγκαταλείψει, πράγμα που βρίσκεται σε αντίθεση προς το γεγονός ότι οι μεγαλύτερης μάζας αστέρες εξελίσσονται γρηγορότερα. Η ερμηνεία που δίνεται είναι ότι αντίθετα προς τους κανονικούς αστέρες, ο κύριος αστέρας του ζεύγους δεν μπορεί να διαστέλλεται απεριόριστα ώστε να εξελιχθεί προς την περιοχή των γιγάντων, στο διάγραμμα HR, αλλά μέχρι έναν ορισμένο μόνο όγκο, γιατί από εκεί και πέρα η μάζα του ξεπερνάει

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

την οριακή ισοδυναμική επιφάνεια (όριο Roche). Αυτό έχει ως συνέπεια να αρχίσει ο αστέρας να χάνει μάζα, με αποτέλεσμα να μην εκπληρώνεται η συνθήκη σταθερότητας της μάζας του αστέρα κατά την εξέλιξή του.

3) **Εφαπτόμενα συστήματα:** Στα συστήματα αυτά (σχ.4.12γ) και οι δύο αστέρες καταλαμβάνουν το λοβό τους και βρίσκονται κοντά στην κύρια ακολουθία, οπότε δεν ακολουθούν τη σχέση φωτεινότητας-μάζας. Εδώ πάντως ο μεγαλύτερης μάζας αστέρας έχει και τη μεγαλύτερη ακτίνα. Τα ζεύγη αυτά είναι τα πιο συνηθισμένα φωτομετρικά ζεύγη και προέχονται από τα προηγούμενα.

Από τα παραπάνω προκύπτει πως απώλεια μάζας σε ένα κλειστό ζεύγος είναι δυνατή μόνο κατά τις φάσεις εξελίξεως του αστέρα, οπότε αυτός διαστέλλεται. Έτσι σύμφωνα με το διάγραμμα του σχήματος 2.28, που μας δίνει την εξέλιξη των αστέρων μετά την κύρια ακολουθία, αυτό είναι δυνατό κατά την πορεία AB, καθώς και μετά τα σημεία C και K.

4.6. Αστρικές ομάδες

Οι αστρικές ομάδες ή αστρικοί όμιλοι είναι τοπικές συγκεντρώσεις αστέρων ενός καθορισμένου τύπου. Η πυκνότητα δηλαδή των συγκεντρώσεων αυτών, σε αστέρες/pc^3, είναι μεγαλύτερη από την πυκνότητα των γειτονικών περιοχών σε αστέρες του αυτού τύπου, μικρότερη όμως από την πυκνότητα των ιδίων περιοχών σε αστέρες όλων των τύπων.

Ο πρόσφατος κατάλογος του Alter κ.ά. περιέχει 70 τέτοιες ομάδες. Ο ολικός όμως αριθμός αυτών στο Γαλαξία μας υπολογίζεται σε 1100 περίπου, η δε διάρκεια ζωής τους σε 10-20 εκατομμύρια έτη. Αυτό σημαίνει πως κάθε λίγες χιλιάδες χρόνια δημιουργείται και μία αστρική ομάδα και πως στο Γαλαξία μας έχουν δημιουργηθεί, εξελιχθεί και διαλυθεί καμιά δεκαριά εκατομμύρια τέτοιες ομάδες.

Οι αστρικές ομάδες διακρίνονται σε δύο τύπους: α) στις **O-ομάδες** και β) στις **T-ομάδες**.

Οι O-ομάδες είναι συγκεντρώσεις αστέρων φασματικών τύπων O μέχρι B2 και βρίσκονται μόνο στο γαλαξιακό επίπεδο, όπου η κατανομή τους σκιαγραφεί τους

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σπειροειδείς βραχίονες του Γαλαξία μας και όπου σχηματίζονται, καθώς αναφέρθηκε, οι αστέρες. Η διάμετρός τους είναι μεταξύ 30 και 200 pc, ενώ σε μερικές παρατηρείται διαστολή.

Σήμερα πιστεύεται πως οι αστέρες των ομάδων αυτών έχουν κοινή καταγωγή και δημιουργούνται συνεχώς από τη μεσοαστρική ύλη. Είναι εξάλλου πολύ πιθανό όλοι οι αστέρες τύπου Ο να δημιουργήθηκαν ως μέλη αστρικών ομάδων.

Οι Τ-ομάδες είναι συγκεντρώσεις μεταβλητών αστέρων τύπου T-Tauri, αστέρων δηλαδή που βρίσκονται στην τελική φάση συστολής πριν ακριβώς από την κύρια ακολουθία. Η πυκνότητα των αστέρων σ' αυτές είναι πολύ μικρή, συχνά δε αποτελούν στο χώρο ένα σύνολο με τις Ο-ομάδες.

4.7. Αστρικά σμήνη

4.7.1. Γενικά

Αστρικό σμήνος είναι μία φυσική ομάδα αστέρων που συνδέονται μεταξύ τους με ελκτικές δυνάμεις. Ο αριθμός των αστέρων που περιέχονται στα αστρικά σμήνη μπορεί να είναι, στα μεγαλύτερα από αυτά, μερικές εκατοντάδες χιλιάδες.

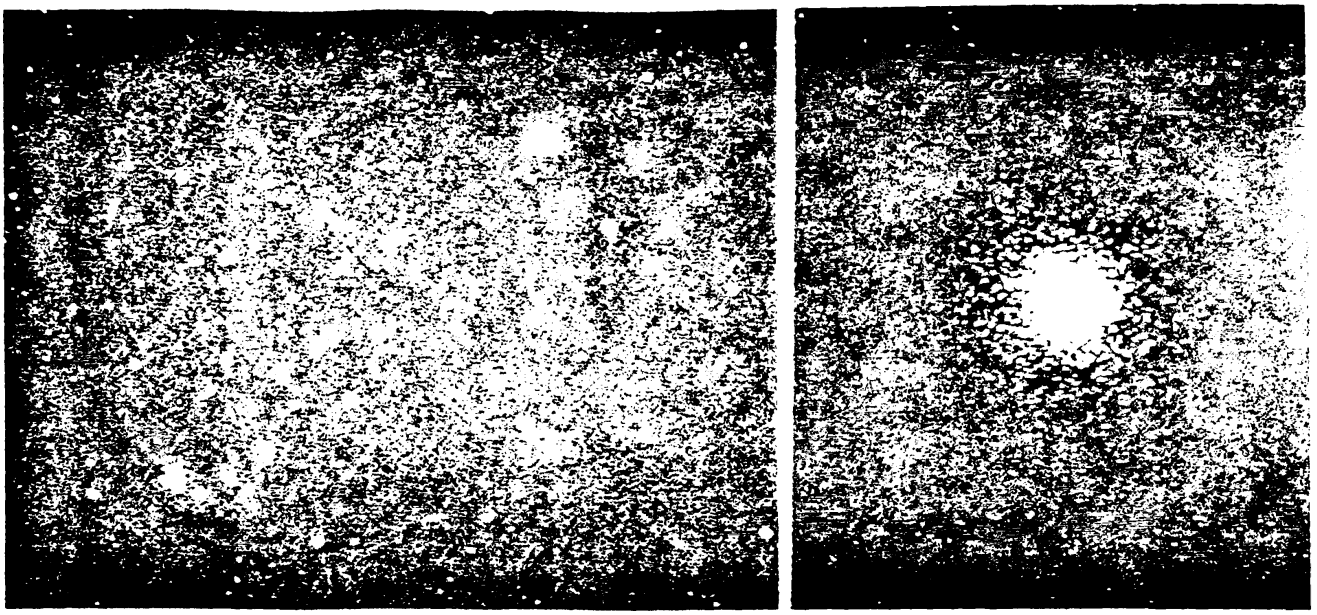
Τα αστρικά σμήνη διακρίνονται σε **ανοικτά** και σε **σφαιρωτά** (σχ.4.13). Τα πρώτα, πολλές φορές, καλούνται και **γαλαξιακά**, επειδή είναι συγκεντρωμένα κοντά στο γαλαξιακό επίπεδο. Ανοικτά είναι π.χ. οι Πλειάδες (Πούλια) και οι Υάδες, ενώ σφαιρωτά το σμήνος του Ηρακλέους και το σμήνος του Κενταύρου. Οι δύο αυτοί τύποι διαφέρουν σημαντικά, καθώς θα δούμε παρακάτω, στα φυσικά τους χαρακτηριστικά.

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό κάθε σμήνους είναι ότι όλα τα μέλη του σχηματίσθηκαν την ίδια περίπου εποχή και από το αυτό υλικό. Έτσι το διάγραμμα HR ενός σμήνους μας επιτρέπει να δούμε πως παρουσιάζεται μία ομάδα αστέρων μιας ορισμένης ηλικίας και συστάσεως.

Ένα άλλο σημαντικό στοιχείο είναι ότι όλοι οι αστέρες του σμήνους βρίσκονται στην ίδια απόσταση από τη Γη, πράγμα που σημαίνει ότι η διαφορά των φαινομένων μεγεθών των αστέρων ισούται με τη διαφορά των απόλυτων μεγεθών, με αποτέλεσμα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

το διάγραμμα φαινομένου μεγέθους-χρώματος να είναι στην ουσία το ίδιο με το διάγραμμα HR.



(α) (β)

Σχήμα 4.13: Αστρικά σμήνη: α) ανοικτό, β) σφαιρωτό

Τα αστρικά σμήνη ονομάζονται με βάση τους καταλόγους στους οποίους περιέχονται και που είναι οι εξής: 1) Κατάλογος Messier, 1784. 2) Νέος Γενικός Κατάλογος (NGC) του Dreyer. 3) I Index Catalogue, 1895, 4) II Index Catalogue, 1905. Έτσι π.χ. για το σφαιρωτό σμήνος του Ηρακλέους γράφουμε M13 ή NGC 6205. Πάντως τα πιο γνωστά και μελετημένα σμήνη διατηρούν τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά τους ονόματα όπως λ.χ. οι Πλειάδες, οι Υάδες, τα h και x Persei.

Πρέπει να σημειωθεί πως οι παραπάνω κατάλογοι εκτός από τα αστρικά σμήνη περιλαμβάνουν ακόμα νεφελώματα καθώς και εξωγαλαξιακά σώματα (γαλαξίες).

Πιο σύγχρονος και πλήρης είναι ο "Κατάλογος Αστρικών Σμηνών και Ομάδων" της Πράγας, που περιλαμβάνει 1039 ανοικτά σμήνη, 125 σφαιρωτά σμήνη, 70 0-ομάδες, 11 άλλες αστρικές ομάδες και 28 εξωγαλαξιακά σώματα.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

4.7.2. Ανοιχτά σμήνη

Τα ανοιχτά σμήνη είναι σχετικά χαλαρές συγκεντρώσεις αστέρων με ακανόνιστο σχήμα. Ο αριθμός των αστέρων τους κυμαίνεται μεταξύ μερικών δεκάδων και μερικών εκατοντάδων, ενώ το NGC 2099 περιλαμβάνει 1000 περίπου αστέρες. Τα μικρότερα από αυτά δύσκολα ξεχωρίζουν στον ουρανό από τις τυχαίες διακυμάνσεις του αριθμού των αστέρων της περιοχής. Οι αστέρες πάντως ενός σμήνους αναγνωρίζονται με βάση την ιδία τους κίνηση, καθόσον όλοι οι αστέρες του σμήνους πρέπει να έχουν όμοια ιδία κίνηση. Το ίδιο ισχύει και για την ακτινική τους ταχύτητα που πρέπει να είναι σχεδόν η ίδια.

Τα ανοιχτά σμήνη, καθώς αναφέρθηκε, παρουσιάζουν μεγάλη συγκέντρωση προς το γαλαξιακό επίπεδο, μάλιστα δε όσο μικρότερης ηλικίας είναι ένα σμήνος τόσο πιο κοντά στο γαλαξιακό επίπεδο βρίσκεται. Έτσι τα σμήνη αυτά αποτελούν καλούς δείχτες για τον καθορισμό της θέσεως των σπειρών του Γαλαξία.

Η ταξινόμησή τους γίνεται κατά δύο τρόπους: είτε φαινομενολογικά, είτε με βάση το διάγραμμα HR.

Κατά τον πρώτο, χρησιμοποιούνται τρία κριτήρια: α) η συγκέντρωση των αστέρων σε σχέση με το κέντρο του σμήνους και το κοντράστ του σμήνους σε σχέση με το υπόβαθρο του ουρανού (βαθμίδες κλίμακας: I, II, III, IV), β) η κατανομή λαμπρότητας στο σμήνος (βαθμίδες κλίμακας: 1, 2, 3) και γ) η αφθονία των αστέρων (βαθμίδες κλίμακας: ρ, m, r). Έτσι οι Πλειάδες π.χ. χαρακτηρίζονται με το II3p, ενώ οι Υάδες με το II3m.

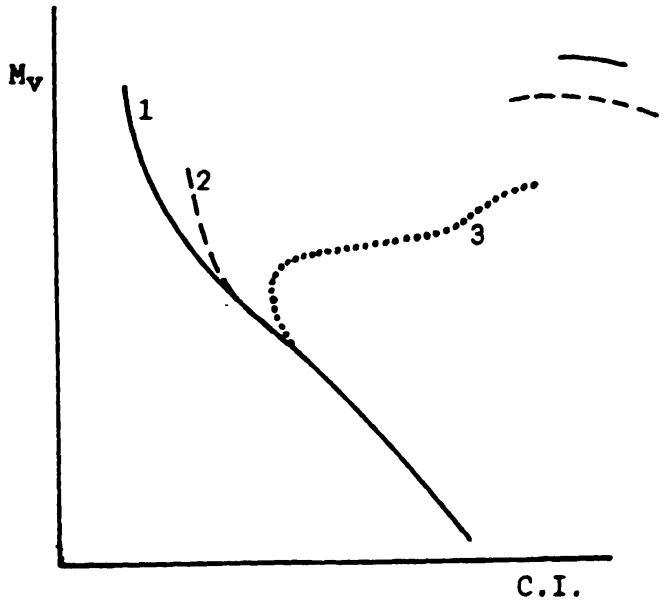
Κατά το δεύτερο τρόπο, τα σμήνη χαρακτηρίζονται με τους αριθμούς 1, 2, 3 ακολουθούμενους από τα γράμματα o, b, a, f. Το 1 σημαίνει πως όλοι οι αστέρες του σμήνους είναι νάνοι, το 2 ότι υπάρχουν λίγοι γίγαντες ενώ οι υπόλοιποι ειναι νάνοι και το 3, ότι οι περισσότεροι αστέρες είναι γίγαντες. Τα γράμματα εξάλλου δειχνουν τον προγενέστερο φασματικό τύπο που απαντάται στους αστέρες του σμήνους.

Οι αποστάσεις των ανοιχτών σμηνών προσδιορίζονται κυρίως με φωτομετρικές μεθόδους, καθώς αναφέρθηκε στην παράγραφο 2.5.

Το αστρικό τους περιεχόμενο περιλαμβάνει αστέρες όλων των φασματικών τύπων, που ανήκουν βασικά στην κύρια ακολουθία. Περιλαμβάνει όμως συχνά

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αρκετούς ή και πολλούς γίγαντες, καθώς και λευκούς νάνους. Επίσης περιλαμβάνει πολλούς διπλούς αστέρες καθώς και μεταβλητούς, όπως τύπου δ Cep και T Tau (ιδιαίτερα τα νέα σμήνη), ενώ τύπου RR Lyr δεν έχουν ακόμα παρατηρηθεί.



Σχήμα 4.14: Διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος ανοιχτών σμηνών

Η αντικειμενική πάντως εικόνα ενός σμήνους δίνεται από το διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος αυτού (σχ.4.14). Το διάγραμμα HR είναι δύσκολο να γίνει, επειδή οι αστέρες του σμήνους είναι πολύ αμυδροί και έτσι ο προσδιορισμός του φασματικού τους τύπου παρουσιάζει δυσκολίες. Επειδή όλοι οι αστέρες του σμήνους βρίσκονται στην ίδια απόσταση, αντί του απόλυτου μεγέθους μπορεί να χρησιμοποιηθεί στο διάγραμμα το φαινόμενο μέγεθος, οπότε οι τεταγμένες θα διαφέρουν κατά μία σταθερά μόνο, δηλαδή κατά το μέτρο αποστάσεως m-M. Στην συνέχεια γίνεται αναγωγή με βάση το διάγραμμα άλλου σμήνους γνωστής αποστάσεως.

Η γενική εικόνα του διαγράμματος ενός σμήνους αντιστοιχεί στο διάγραμμα των αστέρων της γειτονιάς τους Ηλίου. Στο σχήμα 4.14 δίνεται ένα συνθετικό διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος για τρία διαφορετικά ανοιχτά σμήνη. Καθώς βλέπουμε, οι κύριες ακολουθίες των τριών σμηνών συμπίπτουν στο κάτω δεξιά τμήμα τους. Από το άλλο μέρος, στο σμήνος 1 η κύρια ακολουθία εκτείνεται επάνω αριστερά προς τους πολύ θερμούς και φωτεινούς αστέρες, ενώ το διάγραμμά του περιλαμβάνει και λίγους ψυχρούς υπεργίγαντες. Το σμήνος 2 έχει το επάνω τελευταίο τμήμα της κύριας ακολουθίας του δεξιότερα από το αντίστοιχο τμήμα του σμήνους 1 και τελειώνει σε αστέρες λιγότερο θερμούς και λαμπρούς από ό,τι το σμήνος 1. Έχει ακόμα αστέρες γίγαντες, όχι όμως υπεργίγαντες, το δε χάσμα ανάμεσα στον κλάδο των γιγάντων και στην κύρια ακολουθία (**χάσμα Hertzsprung**) είναι μικρότερο από

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ό,τι στο σμήνος 1. Στο σμήνος 3, τέλος, δεν υπάρχει σχεδόν χάσμα, αλλά ο κλάδος των γιγάντων ενώνεται με την κύρια κολουθία.

Οι παραπάνω διαφορές οφείλονται βασικά στη διαφορετική ηλικία των 3 σμηνών. Η σχετική μελέτη δείχνει ότι ένα σμήνος μηδενικής ηλικίας δεν έχει παρά κύρια ακολουθία μόνο. Καθώς η ηλικία του μεγαλώνει οι μεγαλύτερης μάζας αστέρες εξελίσσονται προς την περιοχή των γιγάντων και υπεργιγάντων, ενώ στο μεταξύ οι μικρότερης μάζας αστέρες έχουν εξελιχθεί μόλις λίγο πάνω από την κύρια ακολουθία, παραμένοντας έτσι ακόμα στην περιοχή της. Οι αστέρες ακόμα πιο μικρής μάζας θα παραμένουν στη θέση μηδενικής ηλικίας, δηλαδή πάνω στην κύρια ακολουθία. Επειδή εξάλλου η εξέλιξη από την κύρια ακολουθία προς την περιοχή των γιγάντων γίνεται πολύ γρήγορα, η πιθανότητα να βρεθούν αστέρες στο χάσμα Hertzsprung είναι πολύ μικρή. Την κατάσταση αυτή αντιπροσωπεύει το σμήνος 1, που είναι ένα πολύ μικρής ηλικίας σμήνος και στο οποίο μόνο οι πιο μεγάλης μάζας αστέρες έχουν εξελιχθεί μακριά από την κύρια ακολουθία.

Το σμήνος 2 είναι κάπως μεγαλύτερης ηλικίας, με αποτέλεσμα να έχουν εξελιχθεί αστέρες ακόμα μικρότερης μάζας, δημιουργώντας έτσι τον κλάδο των γιγάντων. Οι υπεργίγαντες στο μεταξύ έχουν εξαφανισθεί, το δε σημειο αναστροφής στην κύρια ακολουθία αντιστοιχεί σε μικρότερες μάζες. Οι αστέρες κάτω από αυτό δεν έχουν εξελιχθεί ακόμα λόγω μικρής μάζας.

Το σμήνος 3 είναι ακόμα μεγαλύτερης ηλικίας, οι δε θέσεις των αστέρων σ' αυτό ερμηνεύονται κατ' ανάλογο τρόπο. Μία σημαντική διαφορά εδώ είναι στο χάσμα Hertzsprung, που είναι σχεδόν ανύπαρκτο. Αυτό σημαίνει ότι οι μικρότερης μάζας αστέρες δεν εξελίσσονται τόσο γρήγορα όσο οι μεγαλύτερης μάζας, πιθανόν λόγω καθυστερήσεως στην έναρξη καύσεως του ηλίου. Μπορεί ακόμα να οφείλεται εν μέρει στο γεγονός ότι οι σχηματιζόμενοι αστέρες μικρής μάζας είναι πιο πολυάριθμοι.

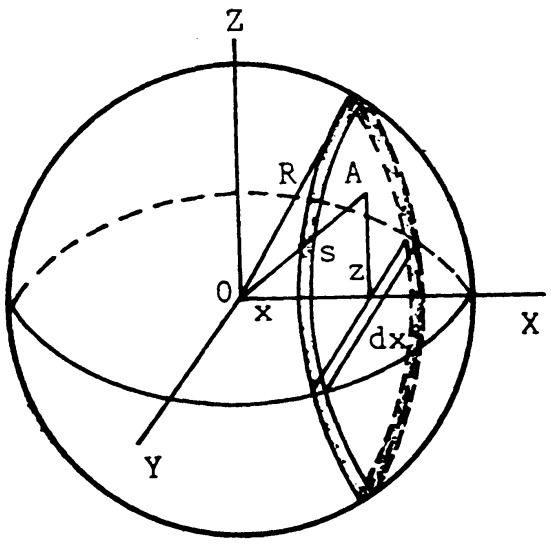
Με την πάροδο του χρόνου τα σμήνη παθαίνουν αποσύνθεση καθώς ορισμένα μέλη τους ξεφεύγουν από το πεδίο έλξεως του σμήνους και απομακρύνονται από αυτό. Η εξήγηση είναι απλή: αν υποθέσουμε πως οι αστέρες του σμήνους έχουν ταχύτητες με κατανομή τύπου Maxwell, μερικοί από αυτούς θα έχουν ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα διαφυγής και έτσι θα ξεφεύγουν από το σμήνος.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Υπολογίζεται πως ο **χρόνος αλλοιώσεως** ενός σμήνους (χρόνος απαιτούμενος ώστε η τροχιά ενός αστέρα να εκτραπεί κατά 90° λόγω παρέλξεων των γειτονικών μαζών) είναι της τάξεως των $5 \cdot 10^7$ ετών, γεγονός που οδηγεί κατόπιν υπολογισμού σε μία διάρκεια ζωής του σμήνους της τάξεως των $5 \cdot 10^9$ ετών. Έτσι π.χ. οι Πλειάδες σε $2 \cdot 10^9$ έτη θα έχουν το μισό της σημερινής μάζας τους και το 1/3 της σημερινής ακτίνας.

4.7.3. Σφαιρωτά σμήνη

Τα σφαιρωτά σμήνη είναι πυκνές συγκεντρώσεις αστέρων με σφαιρική συμμετρία και εκατοντάδες χιλιάδες μέλη. Είναι τόσο πυκνά σε αστέρες, ώστε το κέντρο τους να φαίνεται συμπαγές.



Σχήμα 4.15

Η πυκνότητα, σε αστέρες/pc^3, ελαττώνεται με την απόσταση από το κέντρο του σμήνους. Η κατανομή της πυκνότητας αυτής βρίσκεται συνήθως κατά τον εξής τρόπο: χωρίζουμε την εικόνα του σμήνους πάνω σε μία φωτογραφία σε παράλληλες λωρίδες, του ίδιου πάχους, και μετράμε τον αριθμό Q των αστέρων κάθε λωρίδας του σμήνους συναρτήσει της αποστάσεως της x από το κέντρο του σμήνους 0. Έτσι έχουμε τη συνάρτηση Q(x). Είναι όμως φανερό πως οι αστέρες μιας λωρίδας είναι εκείνοι που βρίσκονται ανάμεσα σε δύο επίπεδα κάθετα στην 0x (βλ. σχ. 4.15) και σε αποστάσεις x και x+dx αντίστοιχα από το κέντρο 0. Έτσι, αν φ(s) είναι η πραγματική πυκνότητα του σμήνους στο σημείο A (s=0A), z η απόσταση του A από την 0x και R η ακτίνα του σμήνους, θα έχουμε σύμφωνα με το σχήμα 4.15:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$Q(x) = \int_0^{\sqrt{R^2-x^2}} \varphi(s)\, 2\pi z\, dz$$

Εξάλλου είναι $s^2 = x^2+z^2$ και επειδή x= σταθ., λαμβάνουμε $zdz = sds$. Επίσης για $z=0$ είναι $s=x$ και για $z = \sqrt{R^2-x_2}$ είναι $s=R$. Η παραπάνω σχέση γίνεται λοιπόν:

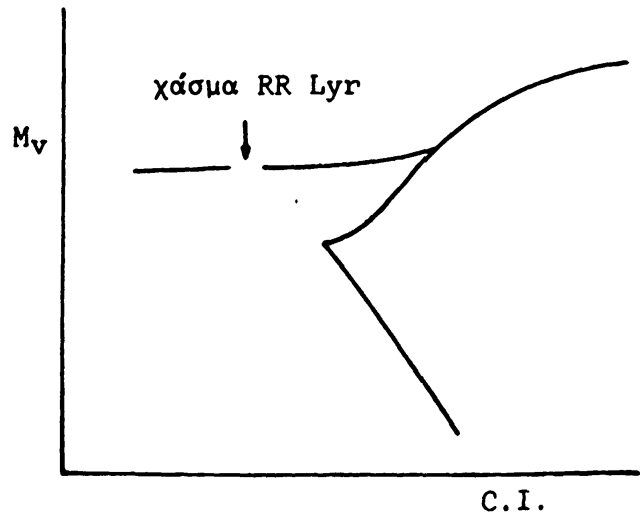
$$Q(x) = \int_x^R \varphi(s)\, 2\pi s\, ds$$

και από αυτήν λαμβάνουμε κατόπιν διαφορίσεως:

$$\varphi(s) = \frac{-1}{2\pi s}\left[\frac{dQ(x)}{dx}\right]_s$$

Έτσι με βάση την καμπύλη παρατηρήσεως Q(x) μπορούμε να υπολογίσουμε την πυκνότητα φ(s). Στην πράξη βέβαια παρουσιάζονται αρκετές δυσκολίες, γιατί η διαφόριση της καμπύλης παρατητήσεως Q(x) παρουσιάζει προβλήματα.

Τα σφαιρωτά σμήνη, καθώς είδαμε (βλ.§1.1) βρίσκονται στην άλω του Γαλαξία, ο δε αριθμός τους ανέρχεται σύμφωνα με μέτριους υπολογισμούς σε 200, είναι όμως πιθανό να υπερβαίνει κατά πολύ τον 1000, αριθμό που προκύπτει από παρατηρήσεις άλλων γαλαξιών.



Σχήμα 4.16: Διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος σφαιρωτού σμήνους

Η κατανομή τους στο χώρο ειναι σχεδόν σφαιρική γύρω από το κέντρο του Γαλαξία, με μία τάση συγκεντρώσεως προς αυτό. Ανάλογα με τη μορφή της συγκεντρώσεως αυτής διακρίνονται σε 12 τάξεις, που χαρακτηρίζονται με τους αριθμούς I,...XII. Η διάμετρός τους είναι κατά μέσο όρο 30 pc, η δε συνολική μάζα τους της τάξεως των 10^5 $M_\odot$.

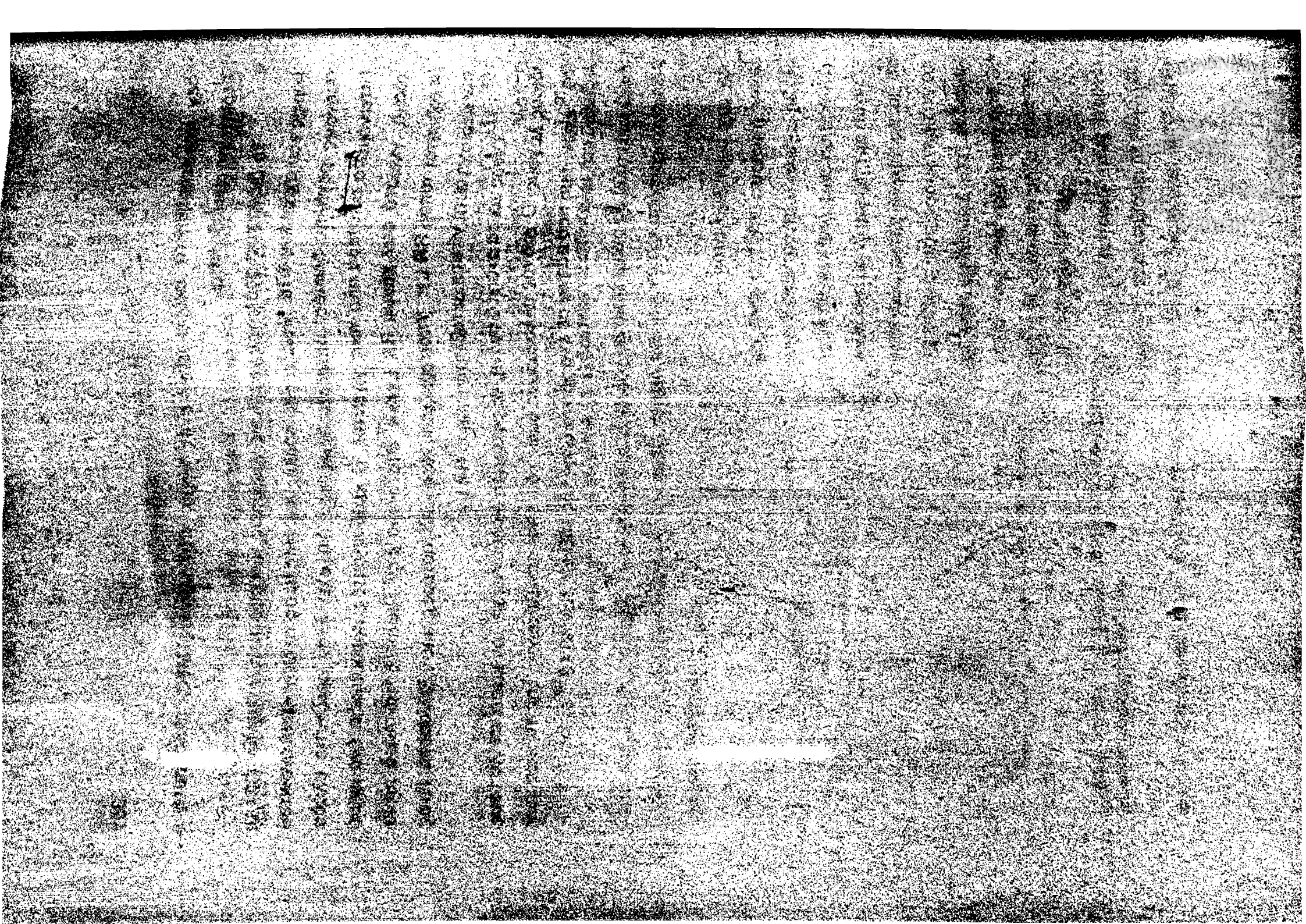
Το αστρικό τους περιεχόμενο περιλαμβάνει μεγάλο αριθμό μεταβλητών αστέρων, ιδιαίτερα δε τύπου RR Lyr (90%). Εκρηκτικοί μεταβλητοί

δεν παρατηρήθηκαν ακόμα πλην ενός νόβα, στο σμήνος M80, αλλά αυτή η περίπτωση αμφισβητείται.

Το διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος των σφαιρωτών σμηνών έχει τη μορφή του σχήματος 4.16. Μοιάζει από πολλές απόψεις προς το διάγραμμα ανοικτού σμήνους μεγάλης ηλικίας. Διαφέρει όμως στο ότι έχει έναν οριζόντιο κλάδο εκτεινόμενο αριστερά από τους γίγαντες. Ο κλάδος αυτός παρουσιάζει ένα μικρό χάσμα, γνωστό σαν **χάσμα RR Lyrae**, στο οποίο δεν εμφανίζονται παρά μόνο μεταβλητοί τύπου RR Lyr. Υποστηρίζεται, πως κάθε αστέρας που εξελίσσεται προς την περιοχή αυτή γίνεται μεταβλητός τύπου RR Lyr.

Όπως και τα ανοιχτά σμήνη, τα σφαιρωτά διαλύονται με τον καιρό και για τους ίδιους λόγους. Ο χρόνος αλλοιώσεως όμως εδώ είναι μεγαλύτερος, της τάξεως των 10^{10} ετών, τιμή που οδηγεί σε ένα χρόνο ζωής της τάξεως των $40 \cdot 10^{10}$ ετών.





ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Μεσοαστρική ύλη

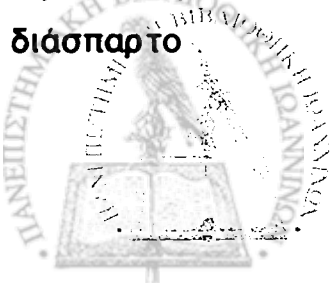
5.1. Γενικά

Όπως αναφέρθηκε στο πρώτο μέρος του βιβλίου, η μεσοαστρική ύλη, η ύλη δηλαδή του Γαλαξία μας που δεν είναι υπό μορφή αστέρων αλλά διασκορπισμένη ανάμεσα στους αστέρες, περιλαμβάνει τα φωτεινά και σκοτεινά νεφελώματα, το διάσπαρτο αέριο και το διάσπαρτο κονιορτό.

Η ύλη αυτή προέρχεται από τους αστέρες, που τη διοχετεύουν στο μεσοαστρικό χώρο είτε σιγά-σιγά με τη μορφή σωματιδιακής ακτινοβολίας, είτε ύστερα από βίαια φαινόμενα, όπως είναι οι εκρήξεις των νόβα και των σουπερνόβα. Από το άλλο μέρος, η μεσοαστρική ύλη χρησιμεύει στο σχηματισμό νέων αστέρων, με αποτέλεσμα να ελαττώνεται συνέχεια η σχετική αναλογία της μέσα στο Γαλαξία.

Τα νεφελώματα γενικά είναι νέφη αερίου (κυρίως υδρογόνου) και κονιορτού, στα οποία επικρατεί είτε το αέριο είτε ο κονιορτός. Στην πραγματικότητα δεν διαφέρουν από το διάσπαρτο αέριο ή το διάσπαρτο κονιορτό παρά μόνο στην πυκνότητα, που σ' αυτά είναι πολύ πιο μεγάλη. Ενώ λ.χ. η μέση πυκνότητα του αερίου έξω από τα νεφελώματα είναι της τάξεως του 0.1-1 άτομα H/cm^3 (~10^{-24} g/cm^3), μέσα σ' αυτά είναι της τάξεως του 10-20 άτομα H/cm^3 (~$1\text{-}2\cdot10^{-23}$ g/cm^3). Εξάλλου η μέση πυκνότητα του κονιορτού και στις δύο περιπτώσεις είναι κατά 100 φορές μικρότερη, πράγμα που σημαίνει πως ο κονιορτός είναι γενικά το 1% περίπου του αερίου.

Τα νεφελώματα βρίσκονται κυρίως στο γαλαξιακό επίπεδο, ιδίως δε στις σπείρες του Γαλαξία, στις οποίες είναι συγκεντρωμένα επίσης τόσο το διάσπαρτο αέριο όσο και ο κονιορτός ιδιαίτερα.



Σήμερα είναι γνωστά στο Γαλαξία μας 1000 περίπου νεφελώματα, που ονομάζονται με βάση τον αστερισμό στον οποίο ανήκουν. Έτσι π.χ. λέμε το νεφέλωμα του Ωρίωνα, το νεφέλωμα των Πλειάδων, κλπ. Πολλές φορές όμως παίρνουν το όνομά τους από το σχήμα τους. Έτσι λέμε π.χ. το νεφέλωμα "Καρκίνος", το νεφέλωμα "Κεφαλή Ίππου", κλπ.

5.2. Φωτεινά νεφελώματα

Τα φωτεινά νεφελώματα, που παλαιότερα ονομάζονταν **γαλαξιακά νεφελώματα** για να ξεχωρίζουν από τους γαλαξίες, που ονομάζονταν εξωγαλαξιακά νεφελώματα (ή νεφελοειδείς), διακρίνονται καθώς αναφέρθηκε στο πρώτο μέρος του βιβλίου, σε νεφελώματα **εκπομπής** και νεφελώματα **ανακλάσεως** (βλ.σχ.3.7)

5.2.1. Νεφελώματα εκπομπής

Καθώς είδαμε στο πρώτο μέρος, το διάσπαρτο αέριο διακρίνεται σε περιοχές ιονισμένου υδρογόνου (HII) και ουδέτερου υδρογόνου (HI). Τα νεφελώματα εκπομπής ουσιαστικά δεν είναι παρά περιοχές HII μεγάλης πυκνότητας, διαστάσεων της τάξεως των 5 pc κατά μέσον όρο, που ιονίζονται και ακτινοβολούν με την επίδραση της υπεριώδους ακτινοβολίας θερμών αστέρων, φασματικού τύπου O και B, που βρίσκονται μέσα στις περιοχές αυτές. Ανάλογα με το φασματικό τύπο, και συνεπώς με τη θερμοκρασία κάθε αστέρα, είναι δυνατό να προσδιοριστεί θεωρητικά η ακτίνα μιας σφαίρας γύρω από αυτόν, μέσα στην οποία έχουμε πλήρη ιονισμό του υδρογόνου του νέφους. Οι σχετικές σφαίρες που καθορίζονται κατά τον τρόπο αυτό, καλούνται **σφαίρες του Strömgren**, προς τιμήν του αστρονόμου στον οποίο οφείλεται η σχετική μελέτη.

Ως προς τους μηχανισμούς εκπομπής της ακτινοβολίας, στην οπτική περιοχή του φάσματος, πρέπει να διακρίνουμε δύο περιπτώσεις: 1) των γραμμών εκπομπής και 2) του συνεχούς φάσματος. Στην πρώτη περίπτωση έχουμε α) επανασύνδεση ατόμων H και He, β) φθορισμό ιόντων OII, CII, NII, κ.ά. και γ) συγκρούσεις ηλεκτρονίων που τελικά δίνουν απαγορευμένες γραμμές πολλαπλά ιονισμένων ατόμων [OII], [OIII],

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

[FeII] κ.ά. Στην περίπτωση εξάλλου του συνεχούς φάσματος, η ακτινοβολία οφείλεται σε δέσμιες-ελεύθερες και ελεύθερες-ελεύθερες μεταστάσεις ατόμων Η, Ηe και μετάλλων.

Η επανασύνδεση αρχίζει από μία διεγερμένη κατάσταση του ατόμου, το οποίο δεν επανέρχεται απ' ευθείας στη θεμελιώδη κατάστασή του, αλλά ύστερα από διαδοχικά άλματα του ηλεκτρονίου από υψηλότερες στάθμες σε κατώτερες (καταρράκτης). Έτσι εκπέμπονται και οι γραμμές Balmer, με αποτέλεσμα να παρατηρείται έντονη ακτινοβολία στη γραμμή Ηα.

Ο φθορισμός εξάλλου οφείλεται στο γεγονός ότι κατά την επανασύνδεση ενός ατόμου είναι κατά σύμπτωση δυνατό η παραγόμενη ακτινοβολία να διεγείρει ένα άλλο ιόν.

Κατά τις συγκρούσεις τέλος των ηλεκτρονίων στο νεφέλωμα διεγείρονται μετασταθείς στάθμες, στάθμες δηλαδή στις οποίες τα ηλεκτρόνια παραμένουν επί πολύ χρόνο (~1 sec) πριν μεταπηδήσουν σε κατώτερη στάθμη, με αποτέλεσμα την εκπομπή απαγορευμένων γραμμών ιονισμένων ατόμων. Στην αρχή, οι πιο λαμπρές από τις γραμμές αυτές είχαν αποδοθεί στην παρουσία ενός άγνωστου πάνω στη Γη χημικού στοιχείου, που το ονόμασαν νεφέλιο. Αργότερα όμως αποδείχτηκε πως επρόκειτο για απαγορευμένες γραμμές γνωστών στοιχείων.

Όσον αφορά τη ραδιοεκπομπή, οι σχετικές παρατηρήσεις δείχνουν ότι η ακτινοβολία στην περίπτωση αυτή είναι είτε θερμικής προελεύσεως, είτε συγχροτρονικής, είτε ακόμα οφείλεται σε επανασύνδεση ατόμων Η, Ηe καθώς και άλλων στοιχείων.

Στο εσωτερικό τέλος των νεφελωμάτων αυτών παρατηρούνται τυρβώδεις κινήσεις των οποίων οι διαφορές ταχύτητας είναι μεγαλύτερες από την ταχύτητα του ήχου μέσα στα νεφελώματα (υπερηχητικός στροβιλισμός). Για το φαινόμενο αυτό δεν υπάρχει ακόμα γενικά αποδεκτή εξήγηση.

5.2.2. Νεφελώματα ανακλάσεως

Τα νεφελώματα αυτά είναι νέφη κονιορτού που ανακλούν το φως κοντινών αστέρων. Το φάσμα και το χρώμα τους είναι τα ίδια ακριβώς με εκείνα των αστέρων

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

που τα φωτίζουν, το δε φως τους είναι πολωμένο λόγω ανακλάσεως και διαχύσεως πάνω στους κόκκους του κονιορτού.

Πρέπει εδώ να τονιστεί, πως ο διαχωρισμός των φωτεινών νεφελωμάτων σε νεφελώματα εκπομπής και ανακλάσεως δεν είναι ξεκάθαρος. Πολύ συχνά μέσα στο ίδιο νεφέλωμα παρουσιάζονται και τα δύο φαινόμενα, που χαρακτηρίζουν τις δύο κατηγορίες, και αυτό γιατί συνυπάρχουν αέριο και κονιορτός. Έτσι στο νεφέλωμα π.χ. του Ωρίωνα, σε μερικές περιοχές επικρατεί το πρώτο φαινόμενο ενώ σε άλλες το δεύτερο. Όταν εξάλλου ο αστέρας που φωτίζει το νεφέλωμα είναι τύπου μεταγενέστερου του B1, οπότε η θερμοκρασία του είναι σχετικά μικρή, η υπεριώδης ακτινοβολία του δεν είναι ικανή να διεγείρει το νεφέλωμα σε ακτινοβολία αλλά απλώς το "φωτίζει".

5.3. Σκοτεινά νεφελώματα

Τα σκοτεινά νεφελώματα είναι και αυτά νέφη κονιορτού, όπως τα νεφελώματα ανακλάσεως, φαίνονται όμως σκοτεινά επειδή δεν φωτίζονται από κοντινούς αστέρες. Είναι και πάλι δυνατό να περιέχεται σ' αυτά και αέριο, το οποίο όμως εδώ ανιχνεύεται μόνο με ραδιοτηλεσκόπιο (βλ.μέρος πρώτο, σχ.3.7).

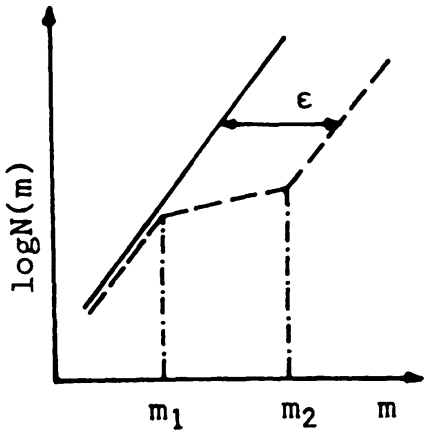
Τα νέφη αυτά μας αποκρύπτουν πάνω στον ουρανό τεράστιες αστρικές περιοχές. Το 1/3 περίπου της γαλαξιακής ζώνης είναι σκεπασμένο από τέτοια νεφελώματα, η δε προκαλούμενη κατ' αυτό τον τρόπο απορρόφηση ανέρχεται σε αρκετά αστρικά μεγέθη.

Ο προσδιορισμός της απορροφήσεως, όπως επίσης της αποστάσεως και των διαστάσεων του νέφους, γίνεται με βάση το **διάγραμμα του Wolf**, που φαίνεται στο σχήμα 5.1. Στο διάγραμμα αυτό θέτουμε στο μεν άξονα των τεταγμένων τον αριθμό των αστέρων N(m) που έχουν μέγεθος μεταξύ m και m+dm και στον άξονα των τετμημένων το φαινόμενο μέγεθος m. Όταν δεν υπάρχει απορρόφηση από μεσοαστρικό νέφος, τότε λαμβάνουμε τη συνεχή ευθεία γραμμή, ενώ όταν παρεμβάλλεται νέφος λαμβάνουμε τη διακεκομμένη τεθλασμένη γραμμή. Είναι φανερό πως η παράλληλη μετατόπιση κατά ε μεγέθη μας δίνει την προκαλούμενη από το

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

νέφος απορρόφηση σε αστρικά μεγέθη. Εξάλλου αν $\bar{M}$ είναι τό μέσο απόλυτο μέγεθος των αστέρων, σύμφωνα με τη σχέση $m - \bar{M} = 5 \log \frac{r}{10}$ βρίσκουμε για $m = m_1$ την απόσταση r_1 του νέφους, από δε τη διαφορά m_1-m_2 το πάχος r_2-r_1 αυτού. Τα μεγέθη των νεφελωμάτων που βρίσκουμε κατ' αυτό τον τρόπο ανέρχονται σε μερικές εκατοντάδες , ενώ η μάζα τους είναι συνήθως μεταξύ 1 και 100 $M_\odot$.

Στην κατηγορία των σκοτεινών νεφελωμάτων ανήκουν και τα **σφαιρίδια**, μικρά σκοτεινά νέφη σχήματος περίπου σφαιρικού, που προβάλλονται πάνω στα φωτεινά νεφελώματα και που, καθώς πιστεύεται, αποτελούν το πρώτο στάδιο σχηματισμού των αστέρων από μεσοαστρική ύλη. Οι διαστάσεις τους κυμαίνονται από 0.005 pc μέχρι 1 pc, η δε πυκνότητά τους είναι ακόμα πολύ μικρή για να αρχίσει η βαρυτική συστολή.



Σχήμα 5.1

Με την πρόοδο της Ραδιοαστρονομίας άρχισαν οι παρατηρήσεις των σκοτεινών νεφελωμάτων και στην ραδιοηλεκτρική περιοχή του φάσματος, τα αποτελέσματα των οποίων υπήρξαν εντυπωσιακά. Πραγματικά με τον τρόπο αυτό διαπιστώθηκε η ύπαρξη μέσα στα νέφη αυτά πολλών μορίων χημικών ενώσεων, κατά κύριο λόγο οργανικών, όπως των μορίων OH, NH_3, H_2CO, CH_3C_2H, NH_2COH, κ.ά. Έτσι τα νέφη αυτά καλούνται σήμερα και **μοριακά νέφη**. Οι φυσικές παράμετροι ενός τέτοιου νέφους είναι: $\rho \sim 10^9$-10^7 σωματίδια/cm^3, $T_{kin} \sim 5\ ^oK$, $R \sim 10$-30 pc, $M \sim 10^4$-$10^6\ M_\odot$.

5.4. Διάσπαρτο αέριο

Εκτός από τα νέφη αερίου, υπάρχουν και περιοχές στις οποίες το αέριο έχει καθώς είδαμε πολύ μικρότερη πυκνότητα και που χαρακτηρίζονται σαν περιοχές HI

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

και περιοχές HII, από το γεγονός ότι περιέχουν κυρίως ουδέτερο και ιονισμένο υδρογόνο αντίστοιχα.

Οι περιοχές HI είναι αόρατες οπτικά. Η παρουσία τους γίνεται αντιληπτή από το φάσμα απορροφήσεως των αστέρων που βρίσκονται πίσω απ' αυτές. Συγκεκριμένα ορισμένες γραμμές απορροφήσεως, που ονομάστηκαν **μεσοαστρικές γραμμές**, δεν έπρεπε να υπάρχουν στο φάσμα των αστέρων αυτών σύμφωνα με το φασματικό τους τύπο. Επίσης οι γραμμές αυτές δεν παρουσιάζουν μετατόπιση Doppler όταν οι αστέρες έχουν κίνηση, όπως συμβαίνει με τις υπόλοιπες γραμμές που οφείλονται στον αστέρα. Σήμερα γνωρίζουμε πως οι μεσοαστρικές γραμμές οφείλονται στο παρεμβαλλόμενο αέριο μεταξύ αστέρα και παρατηρητή. Πρέπει επίσης να σημειωθεί πως το προφίλ τους δεν παρουσιάζει πτέρυγες, επειδή η πλάτυνσή τους λόγω θερμικής κινήσεως είναι αμελητέα. Αυτό οφείλεται προφανώς στη χαμηλή θερμοκρασία του αερίου. Μέχρι στιγμής έχουν αναγνωριστεί 50 περίπου μεσοαστρικές γραμμές ατόμων και μορίων, όπως των CaI, CaII, NaI, KI, FeI, CN, CH, κ.ά. Ισχυρότερες πάντως είναι οι γραμμές H και K του CaII, καθώς και η διπλή γραμμή D του NaI.

Οι περιοχές HI ανιχνεύονται και μελετώνται καλύτερα με ραδιοαστρονομικές παρατηρήσεις χάρη σε μία μεσοαστρική γραμμή του ουδέτερου υδρογόνου, που ανήκει στην περιοχή των ραδιοκυμάτων και έχει μήκος κύματος 21 cm. Η γραμμή αυτή οφείλεται στην υπέρλεπτη υφή του ατόμου του υδρογόνου και εκπέμπεται όταν ένα άτομο μεταπίπτει από την ενεργειακή στάθμη που αντιστοιχεί σε παράλληλα σπιν του πυρήνα και του ηλεκτρονίου, στην ενεργειακή στάθμη που αντιστοιχεί σε αντιπαράλληλα σπιν του πυρήνα και του ηλεκτρονίου. Η πιθανότητα βέβαια για τη μετάσταση αυτή είναι πάρα πολύ μικρή, αφού η μέση διάρκεια ζωής της ανώτερης στάθμης είναι περίπου $11 \cdot 10^6$ έτη. Λόγω όμως της τεράστιας ποσότητας HI που υπάρχει στο μεσοαστρικό διάστημα, η γραμμή των 21 cm είναι αρκετά έντονη.

Η ύπαρξη της γραμμής των 21 cm είχε προβλεφθεί θεωρητικά από τον Ολλανδό αστρονόμο Van de Hulst και παρατηρήθηκε το 1951 ύστερα από την ανάπτυξη των ραδιοτηλεσκοπίων. Καθώς θα δούμε πιο κάτω, η σημασία της ανακαλύψεως της γραμμής αυτής για την ανάπτυξη της αστρονομίας ήταν τεράστια.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Οι παρατηρήσεις στη γραμμή των 21 cm έδειξαν ότι το HI έχει μάλλον ακανόνιστη κατανομή. Η πυκνότητά του στην περιοχή του Ηλίου είναι της τάξεως του 1 ατόμου H/cm^3, πράγμα που σημαίνει πως το 80% της ύλης στην περιοχή του Ηλίου είναι υπό μορφή αστέρων και το υπόλοιπο υπό μορφή αερίου και κονιορτού. Η κατάσταση αυτή όμως δεν φαίνεται να είναι η συνηθισμένη. Το ποσοστό δηλαδή διάσπαρτης ύλης στο Γαλαξία μας φαίνεται να αποτελεί ένα μικρό ποσοστό, πολύ πιο μικρό του 20%. Είναι όμως πιθανό να περιέχεται σημαντική ποσότητα μοριακού υδρογόνου που είναι εξαιρετικά δύσκολο να ανιχνευτεί.

Ως προς την κινητική θερμοκρασία των περιοχών HI, οι σχετικές μετρήσεις έδειξαν πως αυτή είναι περίπου 125 ^oK.

Σχετικά με τις περιοχές HII η κατάσταση είναι ανάλογη προς εκείνη που επικρατεί στα φωτεινά νεφελώματα εκπομπής. Η φυσική δηλαδή της παρατηρούμενης ακτινοβολίας είναι η ίδια, με τη διαφορά ότι η ένταση της ακτινοβολίας είναι μικρότερη λόγω της μικρότερης πυκνότητας των περιοχών HII. Εξάλλου η κινητική θερμοκρασία εδώ είναι της τάξεως των 10000 ^oK.

5.5. Διάσπαρτος κονιορτός

Η παρουσία του διάσπαρτου κονιορτού, του κονιορτού δηλαδή που δεν είναι συμπυκνωμένος σε νέφη, γίνεται αντιληπτή από την προκαλούμενη εξασθένηση της φωτεινής ακτινοβολίας των αστέρων. Η εξασθένηση αυτή καλείται συνήθως **μεσοαστρική απορρόφηση** και έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση του φαινόμενου μεγέθους των αστέρων κατά A αστρικά μεγέθη: m=M+5logr-5+A. Εξάλλου, στην ορατή περιοχή του φάσματος, το A αυξάνει με την απόσταση κατά $0^m.3$/kpc κατά μέσο όρο.

Η μεσοαστρική απορρόφηση έχει σαν αποτέλεσμα να μην ισχύει ο νόμος μεταβολής της λαμπρότητας (ροής) με το τετράγωνο της αποστάσεως και αυτό αποτελεί την πιο μεγάλη δυσκολία για τον προσδιορισμό των αστρικών αποστάσεων. Εδώ πρέπει να διευκρινιστεί πως στην έννοια της απορροφήσεως περιλαμβάνονται τόσο η πραγματική απορρόφηση όσο και η διάχυση. Σε ό,τι αφορά εξάλλου το νόμο που ακολουθεί η απορρόφηση συναρτήσει του μήκους κύματος, αυτός εξαρτάται από

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

το μέγεθος των σωματιδίων του κονιορτού. Έτσι, όταν το μέγεθος αυτών d είναι πολύ μεγάλο σε σχέση με το μήκος κύματος της θεωρούμενης ακτινοβολίας (d>>λ), η απορρόφηση είναι ανεξάρτητη του λ. Όταν d~λ (10^{-4}-10^{-5} cm) η απορρόφηση είναι ανάλογη του λ^{-1}. Όταν τέλος d<<λ τότε η απορρόφηση είναι ανάλογη του λ^{-4} (διάχυση Rayleigh).

Από τα παραπάνω προκύπτει πως το φως των αστέρων υφίσταται διαφορετική απορρόφηση στα διάφορα μήκη κύματος του ορατού φάσματος. Υφίσταται καθώς λέμε εκλεκτική απορρόφηση. Αποτέλεσμα της απορροφήσεως αυτής είναι να φαίνονται οι αστέρες πιο ερυθροί από ό,τι είναι στην πραγματικότητα. Το φαινόμενο αυτό καλείται **μεσοαστρική ερυθρίαση** και έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση του δείκτη χρώματος των αστέρων. Καθώς είδαμε στο κεφάλαιο 2, η διαφορά ανάμεσα στον πραγματικό (ίδιο) δείκτη χρώματος ενός αστέρα και στο φαινόμενο (παρατηρούμενο) καλείται υπεροχή χρώματος και είναι π.χ. $E_{B-V}=(B-V)-(B-V)_o$, $A\sim3E_{B-V}$. Ένα αποτέλεσμα της μεσοαστρικής ερυθριάσεως είναι η μετατόπιση των αστέρων στο διάγραμμα δύο χρωμάτων κατά μήκος μιας γραμμής, που καλείται **γραμμή ερυθριάσεως** και έχει εξίσωση: $E_{U-B} = 0.72\, E_{B-V} + 0.05\, E^2_{B-V}$.

Ο διάσπαρτος κονιορτός, εκτός από την απορρόφηση, προκαλεί και ένα μικρό βαθμό γραμμικής πολώσεως του φωτός των αστέρων, που καλείται **μεσοαστρική πόλωση** και που συσχετίζεται με τη μεσοαστρική απορρόφηση και ερυθρίαση.

Η πόλωση αυτή διαφέρει από τη συνηθισμένη, που παρατηρείται π.χ. στα νεφελώματα εκπομπής, κατά το ότι εδώ πρόκειται για πόλωση φωτός που διαδίδεται μέσα από τον κονιορτό και δεν διαχέεται όπως στην περίπτωση των νεφελωμάτων. Έτσι γεννιέται το ερώτημα: πως είναι δυνατό αυτό; Η ερμηνεία που δίνεται στηρίζεται αφ' ενός στη μορφή των κόκκων του κονιορτού, που πρέπει να είναι επιμήκης, και αφ' ετέρου στον προσανατολισμό τους, κατά ορισμένη διεύθυνση, από την παρουσία μεσοαστρικών μαγνητικών πεδίων. Οι σχετικοί υπολογισμοί δείχνουν, πως στην περιοχή του Ηλίου το μεσοαστρικό μαγνητικό πεδίο έχει ένταση της τάξεως των

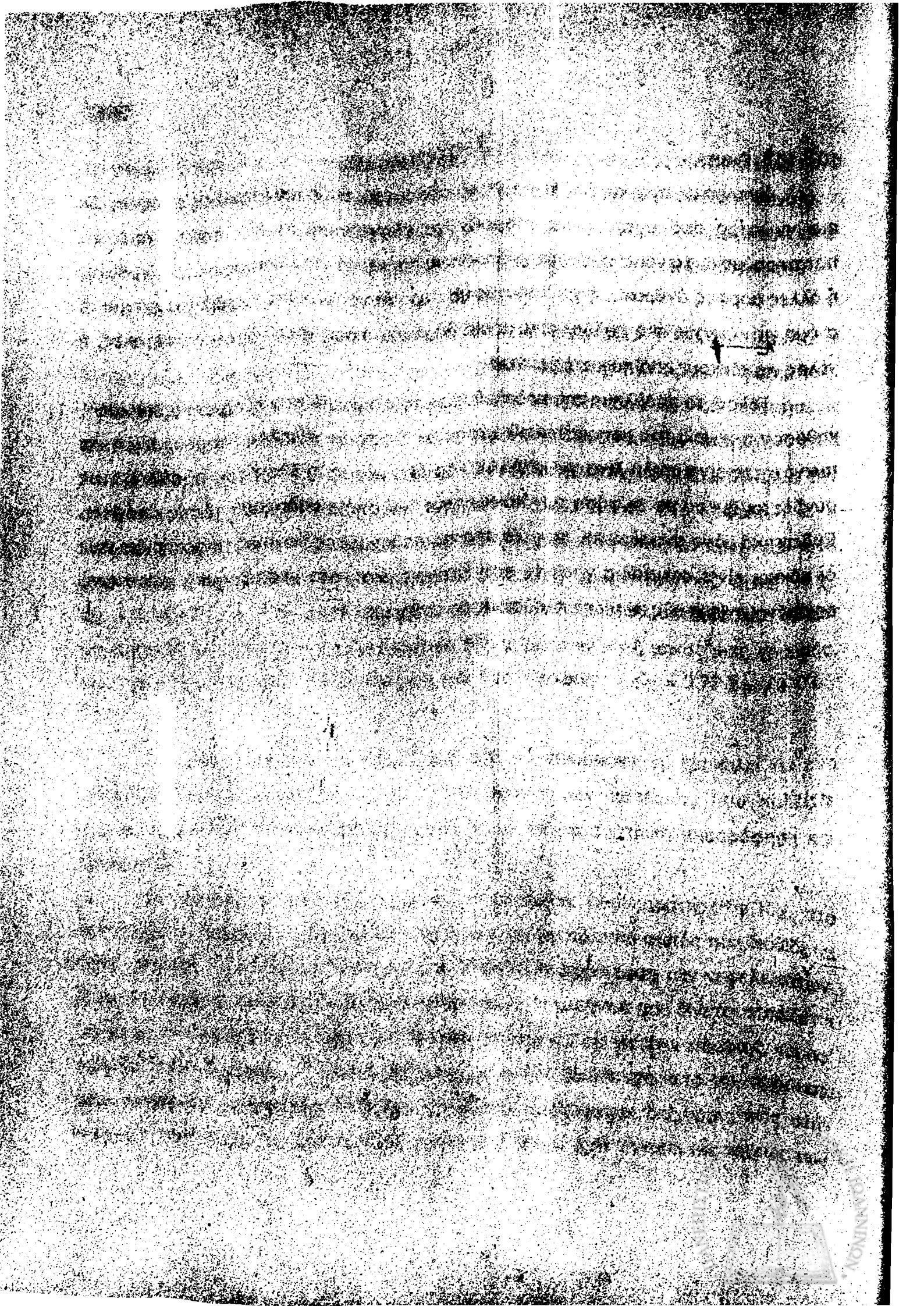
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

10^{-5}-10^{-6} Gauss.

Σχετικά με τη φύση των κόκκων του κονιορτού, υπάρχουν πολλές απόψεις. Οι πιο γνωστές από αυτές, που μπορούν να εξηγήσουν τα πιο πολλά από τα παρατηρούμενα φαινόμενα, υποστηρίζουν πως πρόκειται για κόκκους πάγου, γραφίτη ή άλλες μορφές άνθρακα, ή για κόκκους με πυρήνα γραφίτη και περίβλημα πάγου, ή ακόμα για κόκκους από πολύπλοκα μόρια παρόμοια προς τους υδρογονάνθρακες, ή τέλος για κόκκους από πυριτικές ενώσεις.

Τέλος, το πρόβλημα της προελεύσεώς τους εμφανίζεται εξαιρετικά δύσκολο, καθόσον η χημεία του μεσοαστρικού χώρου με τις τόσο χαμηλές θερμοκρασίες και πυκνότητες είναι πολύ λίγο γνωστή. Από το άλο μέρος, η λύση του προβλήματος συνδέεται άμεσα με τη φύση των κόκκων για την οποία υπάρχουν τόσες απόψεις. Ενδεικτικά μόνο αναφέρεται, πως μία από τις υπάρχουσες θεωρίες υποστηρίζει πως οι κόκκοι είναι σωματίδια γραφίτη που ξετινάχτηκαν στο μεσοαστρικό χώρο από ορισμένους ψυχρούς αστέρες πλούσιους σε άνθρακα.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

Μεσοαστρική ακτινοβολία

6.1. Γενικά

Μεσοαστρική (ή γαλαξιακή) ακτινοβολία είναι η παρατηρούμενη στο Γαλαξία μας ακτινοβολία, που δεν προέρχεται από τους αστέρες, αλλά από το μεσοαστρικό χώρο. Η ακτινοβολία αυτή είναι τόσο ηλεκτρομαγνητικής φύσεως, όσο και σωματιδιακής.

Η ηλεκτρομαγνητική, που ανήκει στη ραδιοηλεκτρική περιοχή του φάσματος, είναι διάχυτη, προέρχεται δηλαδή από όλες τις διευθύνσεις του ουρανού, παρουσιάζοντας ένα μέγιστο προς την κατεύθυνση του γαλαξιακού κέντρου. Παρουσιάζει ακόμα ορισμένα μέγιστα προς διάφορες διευθύνσεις, στις οποίες εντοπίστηκαν διάκριτες πηγές ακτινοβολίας, που τις καλούμε **ραδιοπηγές**. Πολλές από αυτές δεν ανήκουν στο Γαλαξία μας, καλούνται εξωγαλαξιακές ραδιοπηγές και ταυτίζονται με γαλαξίες. Οι υπόλοιπες, που ανήκουν στο Γαλαξία μας, καλούνται γαλαξιακές ραδιοπηγές και θα τις δούμε αμέσως παρακάτω.

Η ακτινοβολία αυτή παρατηρείται τόσο στο συνεχές φάσμα (συνεχής ακτινοβολία), όσο και σε ορισμένες γραμμές (γραμμική ακτινοβολία), όπως π.χ. στη γραμμή των 21 cm, που είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο.

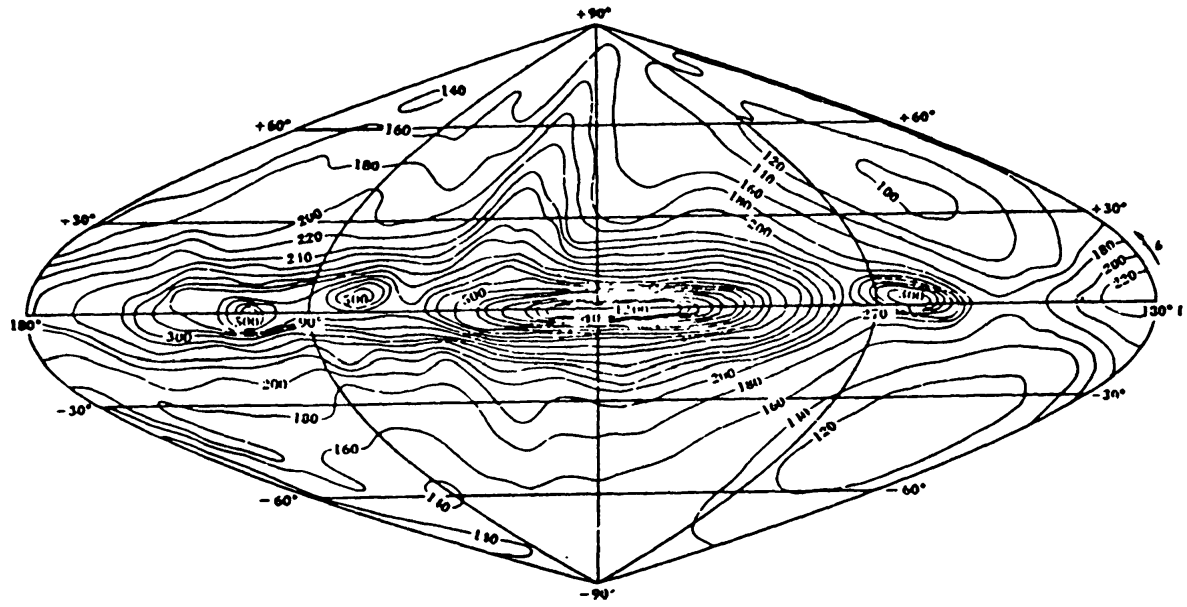
Η σωματιδιακή ακτινοβολία, εξάλλου, έχει την ίδια ένταση προς όλες τις διευθύνσεις, είναι δηλαδή ισότροπη και είναι γνωστή σαν **κοσμική ακτινοβολία**.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

6.2. Συνεχής ακτινοβολία

Η συνεχής ακτινοβολία του Γαλαξία μας έχει δύο συνιστώσες: Η πρώτη οφείλεται στο ιονισμένο υδρογόνο, που βρίσκεται βασικά συγκεντρωμένο, καθώς είδαμε, στην περιοχή του γαλαξιακού επιπέδου και προέρχεται από μία ζώνη γύρω από το γαλαξιακό ισημερινό πλάτους $b<3^o$. Η δεύτερη έχει πιο πλατειά κατανομή, προέρχεται δηλαδή από μία ζώνη γύρω από το γαλαξιακό ισημερινό πλάτους $b\leq 20^o$. Παρουσιάζει και αυτή ένα μέγιστο στο γαλαξιακό επίπεδο και οφείλεται σε σχετικιστικά ηλεκτρόνια (της κοσμικής ακτινοβολίας) που κινούνται μέσα στο μεσοαστρικό χώρο.

Η γενική κατανομή της συνεχούς ακτινοβολίας μέσα στο Γαλαξία μας, σε μήκος κύματος π.χ. λ=1.5 m, φαίνεται στο σχήμα 6.1 (Droge και Ptiester).



Σχήμα 6.1: Κατανομή της ακτινοβολίας στο Γαλαξία μας σε λ=1.5 m. Οι αριθμοί δείχνουν τη θερμοκρασία ακτινοβολίας (^oK)

Η εκπομπή του ιονισμένου υδρογόνου είναι θερμικής φύσεως και οφείλεται σε ελεύθερες-ελεύθερες μεταστάσεις των ατόμων. Παρατηρείται σε εκατοστομετρικά και δεκατομετρικά μήκη κύματος και προέρχεται τόσο από το σύνολο των περιοχών HII, όσο και από το διάσπαρτο μεσοαστρικό υδρογόνο. Σε μεγαλύτερα μήκη κύματος ($\lambda>15$ m), η ζώνη εκπομπής του ιονισμένου υδρογόνου φαίνεται σαν ζώνη απορροφήσεως, επειδή σ' αυτά τα μήκη κύματος το υδρογόνο έχει θερμοκρασία

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μικρότερη από τη θερμοκασία λαμπρότητας της μη θερμικής ακτινοβολίας (βλ. πιο κάτω), που καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω παρατηρείται σε μία πιο πλατειά ζώνη.

Η μη θερμική ακτινοβολία είναι συγχροτρονικής φύσεως και οφείλεται στο φρενάρισμα των σχετικιστικών ηλεκτρονίων της κοσμικής ακτινοβολίας από το μεσοαστρικό μαγνητικό πεδίο. Η θερμοκρασία λαμπρότητας αυτής μπορεί να παρασταθεί στο πιο μεγάλο μέρος της περιοχής των ραδιοκυμάτων του φάσματος, με τη σχέση $T=\nu^{-0.8}$, από την οποία προκύπτει το φάσμα ενέργειας των ηλεκτρονίων: $N(E)dE=KE^{-\gamma}dE$, όπου $\gamma=2.5$ και K=σταθερά. Η τιμή αυτή συμφωνεί με εκείνη που προκύπτει από το φάσμα ενέργειας της πρωτογενούς κοσμικής ακτινοβολίας κοντά στη Γη (βλ.πιο κάτω).

Στα δεκαμετρικά και τα πιο μεγάλα μήκη κύματος η καμπύλη του φάσματος ενέργειας παρουσιάζει μία απόκλιση από τον παραπάνω νόμο, που οφείλεται στην απορρόφηση της συγχροτρονικής ακτινοβολίας από το ιονισμένο υδρογόνο του γαλαξιακού επιπέδου, το οποίο έτσι παρουσιάζεται σε απορρόφηση καθώς είδαμε.

Εξάλλου, στα εκατοστομετρικά και τα χιλιοστομετρικά μήκη κύματος, παρατηρείται μία εκπομπή πιο έντονη από εκείνη που αναμένεται αν προεκβάλλει κανείς τις τιμές που βρίσκουμε στις περιοχές των μετρικών και δεκαμετρικών κυμάτων. Η εκπομπή αυτή αντιστοιχεί σε μέλαν σώμα θερμοκρασίας $T\sim2^{o}.7$ K και καθώς πιστεύεται δεν προέρχεται από το Γαλαξία μας, αλλά αποτελεί ακτινοβολία-υπόλειμμα της αρχικής εκρήξεως.

6.3. Γραμμική ακτινοβολία

Στην περιοχή των ραδιοκυμάτων, το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα είναι πολύ πιο φτωχό σε γραμμές από ό,τι είναι στην οπτική περιοχή. Η ένταση των γραμμών εξάλλου είναι πολύ μικρή. Ωστόσο, μερικές από τις γραμμές αυτές έχουν τεράστια σημασία για την Αστροφυσική, γιατί μας επιτρέπουν από το ένα μέρος να μελετήσουμε ορισμένα χημικά στοιχεία και ενώσεις που δεν παρατηρούνται στην ορατή περιοχή του φάσματος και από το άλλο μέρος να προσδιορίσουμε την ακτινική ταχύτητα, και σε μερικές περιπτώσεις την απόσταση, των περιοχών που τις εκπέμπουν.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Οι γραμμές αυτές οφείλονται είτε σε άτομα είτε σε μόρια. Η σπουδαιότερη είναι η γραμμή των 21 cm, που οφείλεται στο ουδέτερο μεσοαστρικό υδρογόνο. Στο Γαλαξία μας, προέρχεται από μεγάλα νέφη αερίου που βρίσκονται στους σπειροειδείς βραχίονες. Χάρη στη γραμμή των 21 cm κατορθώθηκε να μελετηθεί η μορφή του Γαλαξία μας και να προσδιοριστούν οι σπείρες του. Επιπλέον κατορθώθηκε να προσδιοριστεί η καμπύλη της γαλαξιακής περιστροφής.

Οι σπουδαιότερες μοριακές γραμμές είναι αυτές που οφείλονται στη ρίζα υδροξύλιο (OH). Είχαν προβλεφθεί θεωρητικά από τον Shklovsky το 1953 και παρατηρήθηκαν το 1963 σε απορρόφηση και το 1965 σε εκπομπή. Οι δύο σπουδαιότερες από αυτές έχουν συχνότητα 1665 και 1667 MHz (λ~18 cm).

Όταν παρατηρούνται σε απορρόφηση, τα κέντρα εκπομπής τους συμπίπτουν γενικά με τις περιοχές εκπομπής της γραμμής των 21 cm, δηλαδή με τις περιοχές του HI, αν και υπάρχουν μικροδιαφορές. Όταν αντίθετα παρατηρούνται σε εκπομπή, τότε τα κέντρα εκπομπής τους σχετίζονται γενικά με περιοχές HII και ιδιαίτερα με έντονες ραδιοπηγές. Στην περίπτωση αυτή παρουσιάζουν μερικές περίεργες ιδιότητες, οι σπουδαιότερες από τις οποίες είναι οι εξής: α) το πλάτος των γραμμών είναι μικρό, της τάξεως των 2 KHz, γεγονός που οδηγεί σε κινητική θερμοκρασία 10-20 ^{o}K, σε περίπτωση πλατύνσεως λόγω κρούσεων, β) η ακτινοβολία τους γενικά είναι πολωμένη κυκλικά ή ελλειπτικά, η πόλωσή της όμως δεν είναι δυνατό να ερμηνευτεί με βάση το φαινόμενο Zeeman, γ) μετρήσεις που έγιναν με συμβολόμετρο μεγάλης αναλύσεως έδειξαν πως κάθε συνιστώσα της εκπομπής προέρχεται από πηγές εξαιρετικά μικρές, ίσως μικρότερες από 30 a.u.

Η θερμοκρασία λαμπρότητας των πηγών αυτών εκπομπής είναι εξαιρετικά υψηλή, της τάξεως των 10^{20} ^{o}K. Έτσι, για να ερμηνευτεί το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με το μικρο πλάτος των γραμμών, πιστεύεται πως δρα ένας μηχανισμός ενισχύσεως τύπου μέιζερ, ο οποίος όμως απαιτεί την ύπαρξη μεγάλων μαζών. Γι αυτό ο Shklovsky υποθέτει πως οι πηγές εκπομπής του OH είναι προαστέρες που βρίσκονται στη φάση της βαρυτικής συστολής.

Εκτός από τις παραπάνω σπουδαιότερες γραμμές, παρατηρήθηκαν στις περιοχές HII και γραμμές εκπομπής HI και HeI, που προέρχονται από καταστάσεις

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

υψηλής διεγέρσεως, ανάμεσα στις ενεργειακές στάθμες 100 και 160. Με τη βοήθεια των γραμμών αυτών μελετάται τόσο η θέση των περιοχών HII, όσο η θερμοκρασία τους και οι κινήσεις μέσα σ' αυτές.

Ένα γεγονός πολύ σημαντικό και με πολλές προεκτάσεις ήταν η από το 1968 και έπειτα λεπτομερειακή μελέτη του φάσματος με τα μεγάλα ραδιοτηλεσκόπια, που αποκάλυψε την ύπαρξη πολλών μοριακών γραμμών προερχομένων από τις περιοχές HII και το μεσοαστρικό αέριο. Στην αρχή ανιχνεύτηκαν απλά μόρια, όπως νερό (H_2O), αμμωνία (NH_3), μονοξείδιο του άνθρακα (CO). Αργότερα όμως ανιχνεύτηκαν μόρια περισσότερο σύνθετα, όπως φορμαλδεΰδη (HCHO), μυρμηκικό οξύ (H_2CO_2), υδροκυάνιο (HCN) κ.ά. Ο αριθμός των ανακαλυπτόμενων αυτών μορίων μεγαλώνει από τότε αρκετά γοργά, η δε μελέτη τους αποκτάει μεγάλο ενδιαφέρον. Αρκεί να σημειωθεί πως είναι δυνατό να προσδιοριστεί π.χ. σήμερα ο λόγος των ισοτόπων C^{12}/C^{13} και να συγκριθεί προς εκείνο που βρίσκουμε πάνω στη Γη ή στους αστέρες. Έτσι είναι δυνατό να μελετηθεί ο σχηματισμός των χημικών στοιχείων στο Σύμπαν.

6.4. Διάκριτες πηγές

Εδώ αναφερόμαστε στις γαλαξιακές ραδιοπηγές, μερικές από τις οποίες γνωρίσαμε κιόλας στο κεφάλαιο 3. Αν και ο αριθμός τους μεγαλώνει καθημερινά, ωστόσο ο αριθμός αυτών που ταυτίζονται με οπτικά γνωστά ουράνια σώματα παραμένει πάντοτε γύρω στο 10%.

Οι πιο έντονες απο τις πηγές αυτές ονομάζονται με βάση τον αστερισμό στον οποίο ανήκουν και στον οποίο προστίθεται ένα κεφαλαίο λατινικό γράμμα. Έτσι λέμε π.χ. η πηγή Tau.A. Οι πιο αμυδρές ονομάζονται με βάση τον αύξοντα αριθμό του καταλόγου στον οποίο περιέχονται. Έτσι λέμε π.χ. η ραδιοπηγή 3C 50 και αυτό σημαίνει η υπ' αρίθμ. 50 ραδιοπηγή στον 3° κατάλογο του Καίμπριτζ. Τα ίδια πάντως ισχύουν και για τις εξωγαλαξιακές ραδιοπηγές.

Σε προηγούμενα κεφάλαια γνωρίσαμε μερικές από τις γαλαξιακές ραδιοπηγές, όταν αναφερόμαστε στην εκπομπή ραδιοκυμάτων από διάφορα ουράνια σώματα. Έτσι είδαμε τα υπολείμματα των σουπερνόβα, ορισμένα νεφελώματα, τα πλανητικά νεφελώματα, τους αστέρες εκλάμψεων, τους παλμίτες.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

6.5. Κοσμική ακτινοβολία

Η μελέτη της κοσμικής ακτινοβολίας αποτελεί ολόκληρο κλάδο της νεώτερης Φυσικής. Εδώ θα αναφερθούν ορισμένα βασικά σημεία μόνον που παρουσιάζουν ενδιαφέρον από αστρονομική άποψη.

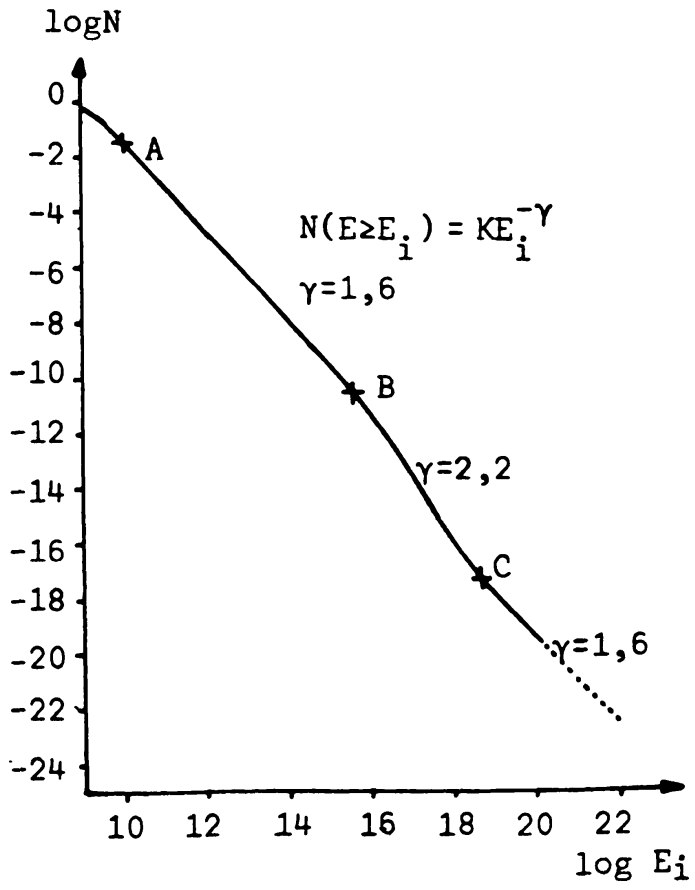
Η ύπαρξη της πολύ διεισδυτικής αυτής ακτινοβολίας είναι γνωστή από τις αρχές του αιώνα μας. Η εξωγήινη όμως προέλευσή της αναγνωρίστηκε το 1912, ύστερα από μετρήσεις που έγιναν ψηλά στην ατμόσφαιρα με τη βοήθεια αερόστατου. Στην αρχή οι Φυσικοί υπόθεσαν πως επρόκειτο για ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία πολύ μικρού μήκους κύματος, μικρότερου από εκείνο των ακτίνων γ, ενώ αργότερα για ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας. Σήμερα γνωρίζουμε πως πρόκειται βασικά για σωματιδιακή ακτινοβολία που αποτελείται, όπως άλλωστε και η ύλη του σύμπαντος, από μία μεγάλη αναλογία πυρήνων υδρογόνου, πυρήνες HeI και βαρύτερους πυρήνες, η ενέργεια των οποίων είναι αρκετά υψηλή (μεταξύ 1 και 10^{11} GeV). Κατά την είσοδό της στη γήινη ατμόσφαιρα, η **πρωτογενής** αυτή κοσμική ακτινοβολία προκαλεί πυρηνικές αντιδράσεις στα ανώτερα στρώματα αυτής, κατά τις οποίες παράγονται και άλλα σωματίδια, όπως ποζιτρόνια, μεσόνια και υπερόνια. Έτσι δημιουργείται η **δευτερογενής** κοσμική ακτινοβολία. Προφανώς η πρωτογενής ανιχνεύεται μόνο έξω από τη γήινη ατμόσφαιρα ($h>40$ km) και είναι εκείνη που παρουσιάζει αστρονομικό ενδιαφέρον.

Η παρατήρηση της κοσμικής ακτινοβολίας γίνεται με τις τεχνικές που χρησιμοποιεί η Πυρηνική Φυσική. Η πιο απλή από αυτές χρησιμοποιεί ειδικές φωτογραφικές πλάκες τοποθετημένες σε αερόστατα ή σε ψηλά βουνά. Τελευταία γίνεται χρήση τεχνητών δορυφόρων με ειδικό εξοπλισμό.

Η κατανομή των σωματιδίων με την ενέργεια δίνεται από τη γραμμή του σχήματος 6.2, στο οποίο N είναι ο αριθμός των πρωτογενών σωματιδίων, με ενέργεια μεγαλύτερη μιας τιμής E_i, που φτάνουν στη Γη ανά cm^2, sec και sterad. Η ενέργεια κάτω από τα 10^9 eV επηρεάζεται ισχυρά από την ηλιακή δραστηριότητα καθώς και από το μαγνητικό πεδίο της Γης. Ο Ήλιος, καθώς είδαμε στο σχετικό κεφάλαιο, εκπέμπει κατά τη διάρκεια εκρήξεων (εκλάμψεων) κοσμική ακτινοβολία ενέργειας μέχρι μερικών εκατοντάδων MeV. Επιπλέον διαμορφώνει την κοσμική ακτινοβολία που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

περνάει από κοντά του, το δε μέγεθος της διαμορφώσεως αυτής μεταβάλλεται με την ηλιακή δραστηριότητα και επηρεάζει τις ενέργειες τις μικρότερες από 10^9 eV.



Σχήμα 6.2: Φάσμα ενέργειας της κοσμικής ακτινοβολίας

Η χημική σύσταση της κοσμικής ακτινοβολίας μας δίνει πληροφορίες τόσο για την πηγή τους όσο και για τη διαδρομή τους μέσα στο χώρο. Το 90% αυτής είναι πρωτόνια, το 9% πυρήνες ηλίου και το υπόλοιπο 1% βαρύτεροι πυρήνες. Οι αναλογίες αυτές συμφωνούν με εκείνες που βρίσκουμε στους αστέρες. Εκεί που παρουσιάζεται διαφορά είναι στους καλούμενους ελαφρούς πυρήνες του λιθίου, του βηρυλλίου και του βορίου. Οι πυρήνες αυτοί ουσιαστικά λείπουν εντελώς από τους αστέρες, όπου η αναλογία τους σε σχέση με το ήλιο είναι 10^{-7}, ενώ στην κοσμική ακτινοβολία φτάνει το 10^{-2}. Η διαφορά αυτή αποδίδεται στο γεγονός ότι στην κοσμική ακτινοβολία λαμβάνει χώρα σύγκρουση των βαρέων πυρήνων της με τη μεσοαστρική ύλη, με αποτέλεσμα τη διάσπασή τους σε ελαφρότερους πυρήνες. Το φαινόμενο αυτό μας επιτρέπει να προσδιορίσουμε και την πυκνότητα της ύλης στο μεσοαστρικό χώρο, που βρίσκεται έτσι ίση με 0.1-1 άτομα/cm^3.

Σχετικά με τη διεύθυνση της κοσμικής ακτινοβολίας, οι παρατηρήσεις δείχνουν πως αυτή είναι ισότροπη. Αυτό δεν οφείλεται αναγκαστικά σε τυχαία ομοιόμορφη κατανομή των πηγών εκπομπής τους πάνω στον ουρανό, αλλά καθώς πιστεύεται είναι αποτέλεσμα της παρουσίας μεσοαστρικών μαγνητικών πεδίων που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

εκτρέπουν τις κοσμικές ακτίνες αναγκάζοντας τα σωματίδια να διαγράφουν σπειροειδείς τροχιές γύρω από τις μαγνητικές γραμμές.

Η ισότροπη άφιξη των κοσμικών ακτίνων πάνω στη Γη μας δημιουργεί ένα δύσκολο πρόβλημα σχετικά με τον καθορισμό της πηγής τους. Ένα βασικό στοιχείο που διαθέτουμε είναι η υψηλή ενέργειά τους. Από το άλλο μέρος έχουμε άμεσες ενδείξεις από τα ηλεκτρόνια της ακτινοβολίας, που κατά ένα πολύ μεγάλο ποσοστό είναι πρωτογενή. Ξέρουμε δε πως υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια υπάρχουν στο νεφέλωμα Καρκίνος π.χ. από τη συγχροτρονική ακτινοβολία που παράγουν. Γνωρίζουμε ακόμα πως το νεφέλωμα αυτό είναι το υπόλειμμα ενός σου.ερνόβα, ενός βίαιου φαινόμενου ικανού να παράγει κοσμικές ακτίνες. Έτσι πιστεύουμε πως μία σημαντική πηγή είναι οι σουπερνόβα. Άλλες πιθανές πηγές είναι οι παλμίτες ή ακόμα και περιστρεφόμενοι λευκοί νάνοι. Μία άλλη πιθανή πηγή είναι ο πυρήνας του Γαλαξία μας, που αποτελεί μία ισχυρή πηγή συγχροτρονικής ακτινοβολίας, ενώ ένα μέρος αυτών (πολύ υψηλής ενέργειας) είναι δυνατό να έχουν εξωγαλαξιακή προέλευση, να προέρχονται δηλαδή από ραδιογαλαξίες ή ημιαστέρες (βλ. 4^{o} μέρος).

Το πρόβλημα τέλος της επιταχύνσεώς τους μέχρι τόσο υψηλές ενέργειες μπορεί να ερμηνευτεί κατά δύο τρόπους: είτε από το κύμα κρούσεως που παράγεται κατά τη βαρυτική κατάρρευση των σουπερνόβα και επιταχύνει το περίβλημα των αστέρων αυτών, είτε από μεταβαλλόμενα μαγνητικά πεδία στα εξωτερικά στρώματα των σουπερνόβα ή των περιστρεφόμενων παλμιτών.


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

Κινηματική και δυναμική του Γαλαξία

7.1. Κινηματική του Γαλαξία

7.1.1. Γενικά

Σε προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε ότι οι αστέρες του Γαλαξία μας κινούνται σε σχέση με το ηλιακό μας σύστημα με ταχύτητα υ, που αναλύεται σε δύο συνιστώσες, την ακτινική u_r και την εφαπτομενική u_t. Από την τελευταία ορίζεται η ιδία κίνηση του αστέρα $\mu=\frac{u_t}{r}$, όπου r είναι η απόσταση αυτού.

Στην εισαγωγή εξάλλου αναφέρθηκε, ότι το ηλιακό μας σύστημα, που βρίσκεται σε απόσταση 9 kpc περίπου από το κέντρο του σπειροειδή Γαλαξία μας, στρέφεται μαζί με ολόκληρο το σύστημα του Γαλαξία γύρω από άξονα κάθετο στο γαλαξιακό επίπεδο.

Εδώ θα εξετάσουμε τις κινήσεις των αστέρων του Γαλαξία μας - ιδιαίτερα των γειτονικών μας - πιο αναλυτικά, επαληθεύοντας την περιστροφή του Γαλαξία και προσδιορίζοντας τα χαρακτηριστικά της. Έτσι θα εξετάσουμε κατά σειρά α) την κίνηση του Ηλίου σε σχέση με τους αστέρες και την επίδρασή της πάνω στις παρατηρούμενες κινήσεις των αστέρων, β) την κατανομή των ταχυτήτων των αστέρων και γ) την περιστροφή του Γαλαξία μας.

7.1.2. Η κίνηση του Ηλίου

Το ότι ο Ήλιος, και συνεπώς ολόκληρο το ηλιακό σύστημα, κινείται μέσα στο Γαλαξία μας, είναι λογικό να συναχθεί τόσο από το γεγονός της κινήσεως των άλλων

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αστέρων της περιοχής του, όσο και από το ότι βρίσκεται μαζί με τους άλλους αστέρες κάτω από την αλληλεπίδραση των δυνάμεων βαρύτητας αυτών.

Από τις παρατηρήσεις ακόμα διαπιστώθηκε, πως στις ταχύτητες των αστέρων σε σχέση με τον Ήλιο υπήρχε ένα συστηματικό μέρος και ένα τυχαίο. Οι αστέρες δηλαδή, ανεξάρτητα από τις διάφορες τυχαίες κινήσεις που παρουσιάζουν, φαίνονται να κινούνται σαν ένα σύνολο, γεγονός που οφείλεται σε μία μεταβατική κίνηση του ηλιακού συστήματος.

Έτσι για τη μελέτη της κινήσεως του Ηλίου από το ένα μέρος και της κινήσεως των αστέρων από το άλλο, είναι αναγκαίο να οριστεί ένα σύστημα συντεταγμένων διαφορετικό από εκείνο που συνδέεται με τον Ήλιο ή το ηλιακό σύστημα, στο οποίο αναφέρθηκαν μέχρι τώρα οι κινήσεις και οι ταχύτητες των αστέρων (βλ.§ 2.2). Ένα τέτοιο σύστημα είναι το καλούμενο **τοπικό σύστημα αναφοράς**, που ορίζεται σαν το σύστημα ως προς το οποίο η κατά μέσον όρο ταχύτητα υ_p των αστέρων της γειτονιάς του Ηλίου - των αστέρων που βρίσκονται σε απόσταση $r<100$ pc - είναι μηδέν.

Η ταχύτητα υ_p κάθε αστέρα της γειτονιάς του Ηλίου σε σχέση προς αυτό το τοπικό σύστημα αναφοράς καλείται **ιδιαίτερη ταχύτητα** αυτού. Η ιδιαίτερη ταχύτητα του Ηλίου καλείται πολλές φορές **ηλιακή κίνηση**, εδώ όμως θα την αναφέρουμε σαν **ηλιακή ταχύτητα**. Κατόπιν τούτου, η ταχύτητα υ ενός αστέρα, όπως την είδαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο, δεν είναι παρά η σχετική ταχύτητά του ως προς το ηλιακό σύστημα ή με άλλα λόγια η διανυσματική διαφορά της ιδιαίτερης ταχύτητάς του υ_p και της ηλιακής ταχύτητας υ_s, αφού προφανώς είναι: $\vec{\upsilon}_p = \vec{\upsilon} + \vec{\upsilon}_s$.

Από τα παραπάνω προκύπτει πως το τοπικό σύστημα αναφοράς θα ήταν δυνατό να προσδιοριστεί με την εύρεση της μέσης ταχύτητας $\bar{\upsilon}$ όλων των αστέρων της γειτονιάς του Ηλίου, που θα ήταν προφανώς μηδέν αν ο Ήλιος ήταν ακίνητος ως προς αυτό. Η μέση αυτή ταχύτητα καθορίζει προφανώς την κίνηση του τοπικού συστήματος αναφοράς σε σχέση με τον Ήλιο (ηλιακό σύστημα), οπότε αντίστροφα η αντίθετη ταχύτητα καθορίζει την ηλιακή ταχύτητα.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Πραγματικά οι σχετικές μελέτες έδειξαν πως ο Ήλιος κινείται προς ένα σημείο της ουράνιας σφαίρας ($\alpha=18^h4^m\pm7^m$, $\delta=30^o\pm1^o$) που βρίσκεται στον αστερισμό του Ηρακλέους και που καλείται **άπηξ** (ενώ το εκ διαμέτρου αντίθετο **αντάπηξ**) με ταχύτητα $v_s= 20\pm1$ km/s. Πρέπει όμως να σημειωθεί ότι η τιμή της ταχύτητας αυτής εξαρτάται από την επιλογή των χρησιμοποιούμενων αστέρων, όπως π.χ. από το φασματικό τους τύπο. Η κίνηση αυτή του Ηλίου σε σχέση με τους γειτονικούς αστέρες φαίνεται παραστατικά στο σχήμα 7.1. Θα δούμε τώρα πως βρίσκεται η διεύθυνση και η ταχύτητα της κινήσεως του ηλιακού συστήματος από παρατηρήσεις μιας ομάδας αστέρων, ενός συνόλου δηλαδή αστέρων με ορισμένα χαρακτηριστικά. Για το σκοπό αυτό είναι δυνατό να χρησιμοποιηθούν είτε οι ακτινικές ταχύτητες των αστέρων, είτε οι ίδιες κινήσεις.

Καθώς είδαμε παραπάνω, η ηλιακή ταχύτητα είναι:

$$\vec{v}_s = \vec{v}_p - \vec{v}_i \qquad (7.1)$$

όπου v_i η ταχύτητα ενός αστέρα i. Για n αστέρες η σχέση αυτή γίνεται:

$$n\vec{v}_s = \sum_1^n \vec{v}_p - \sum_1^n \vec{v}_i \quad \text{και επειδή} \quad \sum_1^n \vec{v}_p = 0 \quad \text{έπεται:} \quad nv_s = -\sum_1^n \vec{v}_i$$

Αν τώρα v_{sx}, $v_{s\psi}$, v_{sz} είναι οι συνιστώσες της $\vec{v}_s$ και v_{ix}, $v_{i\psi}$, v_{iz} οι συνιστώσες της $\vec{v}_i$ ως προς το σύστημα $S_{x\psi z}$ (σχ.7.2), θα έχουμε τις εξισώσεις:

$$nv_{sx} = -\sum_1^n v_{ix}, \quad nv_{s\psi} = -\sum_1^n v_{i\psi}, \quad v_{sx} = -\sum_1^n v_{iz} \qquad (7.2)$$

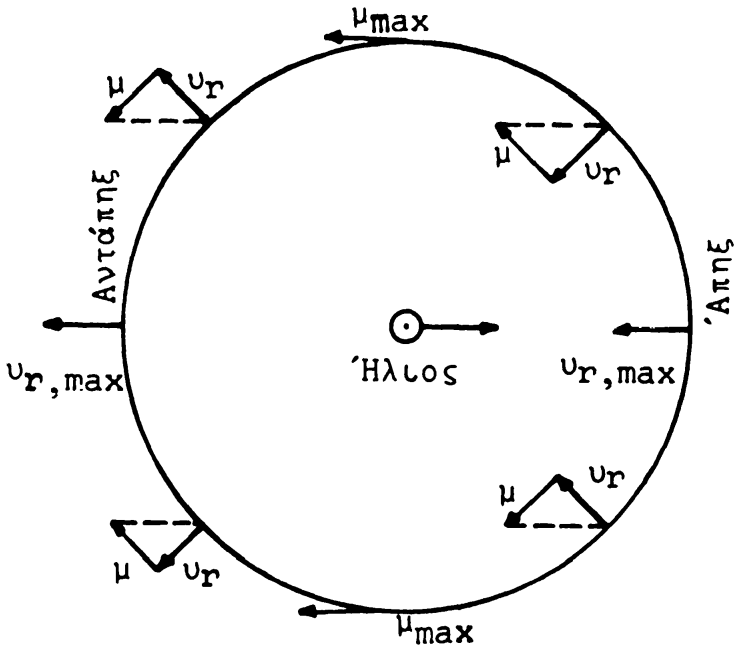
Οι εξισώσεις (7.1) και (7.2) μας επιτρέπουν να προσδιορίσουμε την ταχύτητα του Ηλίου σε σχέση προς μία ομάδα αστέρων, αν γνωρίζουμε την απόσταση r, την ακτινική ταχύτητα v_r και την ίδια κίνηση $\mu(\mu_\alpha,\mu_\delta)$ κάθε αστέρα. Πραγματικά, σύμφωνα με το σχήμα 7.2 οι συντεταγμένες ενός αστέρα στο σύστημα $S_{x\psi z}$ είναι: $x=r\sigma\upsilon\nu\alpha\sigma\upsilon\nu\delta$, $\psi=r\eta\mu\alpha\sigma\upsilon\nu\delta$, $z=r\eta\mu\delta$, οπότε παραγωγίζοντας ως προς το χρόνο τις σχέσεις αυτές λαμβάνουμε τις συνιστώσες v_x, v_ψ, v_z της ταχύτητας του αστέρα σε σχέση με τον Ήλιο:

$$v_x = r\,\mu_\alpha\,\eta\mu\alpha\,\sigma\upsilon\nu\delta - r\mu_\delta\,\sigma\upsilon\nu\alpha\,\eta\mu\delta + v_r\,\sigma\upsilon\nu\alpha\,\sigma\upsilon\nu\delta$$

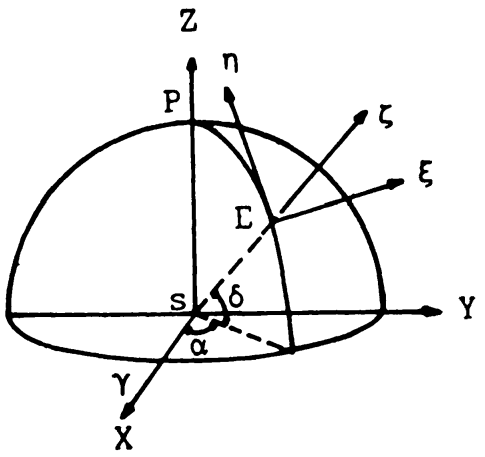
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$u_\psi = r\,\mu_\alpha\,\text{συνα}\,\text{συνδ} - r\mu_\delta\,\text{ημα}\,\text{ημδ} + u_r\,\text{ημα}\,\text{συνδ}$$

$$u_z = r\,\mu_\delta\,\text{συνφ} + u_r\,\text{ημδ} \qquad (7.3)$$



Σχήμα 7.1: Σχετική κίνηση του Ηλίου ως προς τους γειτονικούς αστέρες



Σχήμα 7.2

Οι παρατηρήσεις δυστυχώς δεν μας επιτρέπουν αυτό παρά για λίγους σχετικά αστέρες. Γι αυτό μετασχηματίζουμε τις εξισώσεις (7.1) και (7.3) σε τρόπο ώστε να μπορούμε να βρούμε την ταχύτητα του Ηλίου χρησιμοποιώντας ανεξάρτητα είτε τις ίδιες κινήσεις μόνο είτε τις ακτινικές ταχύτητες. Έτσι προβάλλοντας διαδοχικά πάνω στους άξονες του τριέδρου Εξηζ τη σχέση $\vec{u} = \vec{u}_\rho - \vec{u}_s$ και λαμβάνοντας υπόψη τις σχέσεις (7.3), βρίσκουμε εύκολα:

$$\begin{aligned} r\,\mu_\alpha\,\text{συνδ} &= u_{sx}\,\text{ημα} - u_{s\psi}\,\text{συνα} + u_\xi \\ r\,\mu_\delta &= u_{sx}\,\text{συνα}\,\text{ημδ} + u_{s\psi}\,\text{ημα}\,\text{ημδ} - u_{sz}\,\text{συνδ} + u_\eta \\ u_r &= -u_{sx}\,\text{συνα}\,\text{συνδ} - u_{s\psi}\,\text{ημα}\,\text{συνδ} - u_{sz}\,\text{ημδ}\; u_\zeta \end{aligned} \qquad (7.4)$$

όπου u_ξ, u_η και u_z είναι οι συνιστώσες της ιδιαίτερης ταχύτητας του αστέρα στο σύστημα Οξηζ.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Όταν λοιπόν γνωρίζουμε μόνο τις αποστάσεις και τις ίδιες κινήσεις, δηλαδή τα r, μ_α και μ_δ, για n αστέρες, έχουμε ένα σύστημα 2n γραμμικών εξισώσεων το οποίο λύνουμε με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων και βρίσκουμε την ταχύτητα του Ηλίου, υποθέτοντας πως οι ιδιαίτερες ταχύτητες των αστέρων κατανέμονται τυχαία ώστε να μηδενίζονται.

Ωστόσο οι αποστάσεις των αστέρων δεν είναι γνωστές σε μεγάλη έκταση. Έτσι το υλικό που διαθέτουμε είναι σ' αυτό το σημείο φτωχό. Αναγκαζόμαστε λοιπόν να υποθέσουμε πως οι αστέρες με κοινές φυσικές ιδιότητες και γειτονικά φαινόμενα μεγέθη βρίσκονται σε μία μέση απόσταση $\bar{r}$, οπότε από τις παραπάνω εξισώσεις βρίσκουμε τις ποσότητες $\frac{U_{sx}}{r}$, $\frac{U_{s\psi}}{r}$ και $\frac{U_{sz}}{r}$, δηλαδή τη διεύθυνση μόνο της ηλιακής ταχύτητας.

Όταν όμως γνωρίζουμε την ακτινική ταχύτητα u_r, τότε από την τρίτη εξίσωση του συστήματος (7.4) είναι δυνατό πάλι με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων να βρούμε την ηλιακή ταχύτητα κατά μέγεθος και διεύθυνση.

7.1.3. Κατανομή αστρικών ταχυτήτων

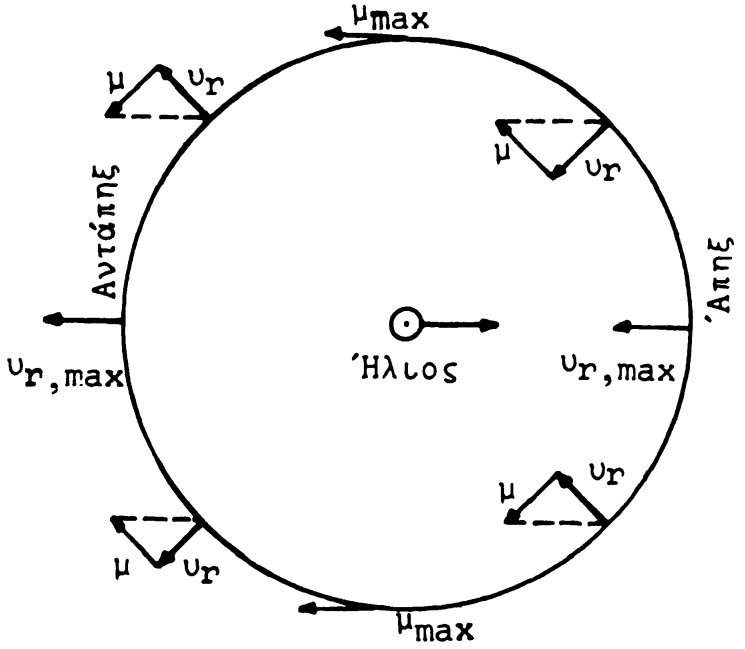
Οι ιδιαίτερες ταχύτητες των αστέρων δεν είναι κατανεμημένες εντελώς τυχαία. Αν συνέβαινε αυτό, θα παρατηρούσε κανείς πως όσοι αστέρες κινούνται προς μία κατεύθυνση τόσοι κινούνται και κατά την αντίθετη. Με άλλα λόγια δεν θα παρουσιαζόταν καμία κατεύθυνση προτιμήσεως και η κατανομή των ταχυτήτων θα ήταν σφαιρική, πράγμα που δε συμβαίνει στην πραγματικότητα.

Αν u, v, ω είναι οι συνιστώσες της ιδιαίτερης ταχύτητας ενός αστέρα, ο αριθμός dN των αστέρων μιας ομάδας των οποίων οι συνιστώσες περιλαμβάνονται αντίστοιχα μεταξύ u και u+du, v και v+dv, ω και ω+dω θα είναι ανάλογος του στοιχειώδους όγκους du dv dω του χώρου ταχυτήτων: $dN=f(u,v,\omega)dudvd\omega$. Ο συντελεστής αναλογίας $f(u,v,\omega)$ είναι η συνάρτηση κατανομής των συνιστωσών u, v και ω. Αν η κατανομή των ιδιαίτερων ταχυτήτων ήταν εντελώς τυχαία, τότε η $f(u,v,\omega)$ θα εξαρτιόταν αποκλειστικά από το μέγεθος των ιδιαίτερων ταχυτήτων και όχι από τη διεύθυνση, οπότε θα είχε σφαιρική μορφή:

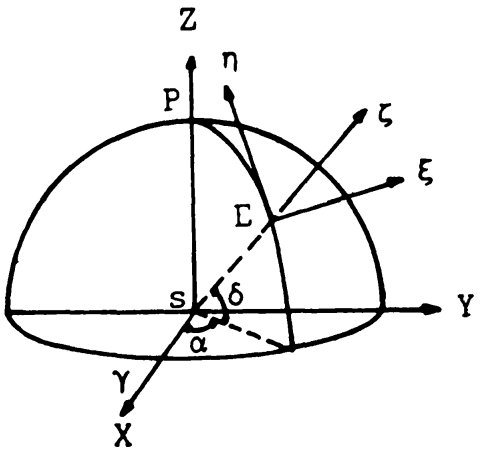
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$u_\psi = r\,\mu_\alpha\,\text{συνα}\,\text{συνδ} - r\mu_\delta\,\text{ημα}\,\text{ημδ} + u_r\,\text{ημα}\,\text{συνδ}$$

$$u_z = r\,\mu_\delta\,\text{συνφ} + u_r\,\text{ημδ} \qquad (7.3)$$



Σχήμα 7.1: Σχετική κίνηση του Ηλίου ως προς τους γειτονικούς αστέρες



Σχήμα 7.2

Οι παρατηρήσεις δυστυχώς δεν μας επιτρέπουν αυτό παρά για λίγους σχετικά αστέρες. Γι αυτό μετασχηματίζουμε τις εξισώσεις (7.1) και (7.3) σε τρόπο ώστε να μπορούμε να βρούμε την ταχύτητα του Ηλίου χρησιμοποιώντας ανεξάρτητα είτε τις ίδιες κινήσεις μόνο είτε τις ακτινικές ταχύτητες. Έτσι προβάλλοντας διαδοχικά πάνω στους άξονες του τριέδρου Εξηζ τη σχέση $\vec{u} = \vec{u}_\rho - \vec{u}_s$ και λαμβάνοντας υπόψη τις σχέσεις (7.3), βρίσκουμε εύκολα:

$$r\,\mu_\alpha\,\text{συνδ} = u_{sx}\,\text{ημα} - u_{s\psi}\,\text{συνα} + u_\xi$$

$$r\,\mu_\delta = u_{sx}\,\text{συνα}\,\text{ημδ} + u_{s\psi}\,\text{ημα}\,\text{ημδ} - u_{sz}\,\text{συνδ} + u_\eta$$

$$u_r = -u_{sx}\,\text{συνα}\,\text{συνδ} - u_{s\psi}\,\text{ημα}\,\text{συνδ} - u_{sz}\,\text{ημδ}\,u_\zeta \qquad (7.4)$$

όπου u_ξ, u_η και u_z είναι οι συνιστώσες της ιδιαίτερης ταχύτητας του αστέρα στο σύστημα Οξηζ.


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Όταν λοιπόν γνωρίζουμε μόνο τις αποστάσεις και τις ίδιες κινήσεις, δηλαδή τα r, μ_α και μ_δ, για n αστέρες, έχουμε ένα σύστημα 2n γραμμικών εξισώσεων το οποίο λύνουμε με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων και βρίσκουμε την ταχύτητα του Ηλίου, υποθέτοντας πως οι ιδιαίτερες ταχύτητες των αστέρων κατανέμονται τυχαία ώστε να μηδενίζονται.

Ωστόσο οι αποστάσεις των αστέρων δεν είναι γνωστές σε μεγάλη έκταση. Έτσι το υλικό που διαθέτουμε είναι σ' αυτό το σημείο φτωχό. Αναγκαζόμαστε λοιπόν να υποθέσουμε πως οι αστέρες με κοινές φυσικές ιδιότητες και γειτονικά φαινόμενα μεγέθη βρίσκονται σε μία μέση απόσταση $\bar{r}$, οπότε από τις παραπάνω εξισώσεις βρίσκουμε τις ποσότητες $\frac{U_{sx}}{r}$, $\frac{U_{s\psi}}{r}$ και $\frac{U_{sz}}{r}$, δηλαδή τη διεύθυνση μόνο της ηλιακής ταχύτητας.

Όταν όμως γνωρίζουμε την ακτινική ταχύτητα u_r, τότε από την τρίτη εξίσωση του συστήματος (7.4) είναι δυνατό πάλι με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων να βρούμε την ηλιακή ταχύτητα κατά μέγεθος και διεύθυνση.

7.1.3. Κατανομή αστρικών ταχυτήτων

Οι ιδιαίτερες ταχύτητες των αστέρων δεν είναι κατανεμημένες εντελώς τυχαία. Αν συνέβαινε αυτό, θα παρατηρούσε κανείς πως όσοι αστέρες κινούνται προς μία κατεύθυνση τόσοι κινούνται και κατά την αντίθετη. Με άλλα λόγια δεν θα παρουσιαζόταν καμία κατεύθυνση προτιμήσεως και η κατανομή των ταχυτήτων θα ήταν σφαιρική, πράγμα που δε συμβαίνει στην πραγματικότητα.

Αν u, v, ω είναι οι συνιστώσες της ιδιαίτερης ταχύτητας ενός αστέρα, ο αριθμός dN των αστέρων μιας ομάδας των οποίων οι συνιστώσες περιλαμβάνονται αντίστοιχα μεταξύ u και u+du, v και v+dv, ω και ω+dω θα είναι ανάλογος του στοιχειώδους όγκους du dv dω του χώρου ταχυτήτων: $dN=f(u,v,\omega)dudvd\omega$. Ο συντελεστής αναλογίας $f(u,v,\omega)$ είναι η συνάρτηση κατανομής των συνιστωσών u, v και ω. Αν η κατανομή των ιδιαίτερων ταχυτήτων ήταν εντελώς τυχαία, τότε η $f(u,v,\omega)$ θα εξαρτιόταν αποκλειστικά από το μέγεθος των ιδιαίτερων ταχυτήτων και όχι από τη διεύθυνση, οπότε θα είχε σφαιρική μορφή:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$f(u,v,\omega) = f(u^2 + v^2 + \omega^2)$$

Στην αρχή οι αστροφυσικοί, ξεκινώντας από σκέψεις ανάλογες εκείνων που αναπτύχθηκαν στη θεωρία των τελείων αερίων, υπόθεσαν πως η συνάρτηση αυτή είναι τύπου Gauss: $f(u,v,\omega)=ce^{-k^2(u^2+v^2+\omega^2)}$. Καθώς όμως δεν γνωρίζουμε τις αποστάσεις των αστέρων, δεν είναι δυνατό να ελέγξουμε άμεσα τη μορφή αυτή της κατανομής με τις παρατηρήσεις. Μπορούμε όμως να το κάνουμε έμμεσα, υπολογίζοντας την κατανομή των ίδιων κινήσεων των αστέρων που βρίσκονται μέσα σε μία ορισμένη στερεή γωνία. Προς το σκοπό αυτό αρκεί να βρούμε την κατανομή ρ των γωνιών θέσεως θ των ιδίων κινήσεων, των γωνιών δηλαδή ανάμεσα στις διευθύνσεις των ιδίων κινήσεων και στη διεύθυνση του βόρειου πόλου. Έτσι συγκρίνοντας τη μορφή της κατανομής που υπολογίστηκε, προς εκείνη που προκύπτει από τις παρατηρήσεις, μπορούμε νε ελέγξουμε κατά πόσο στέκεται η υπόθεση που κάνουμε σχετικά με την κατανομή ταχυτήτων.

Οι παρατηρήσεις λοιπόν έδειξαν πως η παραπάνω σφαιρική κατανομή δεν είναι σωστή, ο δε Kapteyn έδειξε πως η παρατηρούμενη κατανομή των ίδιων κινήσεων εξηγείται σαν άθροισμα δύο σφαιρικών κατανομών των οποίων οι ταχύτητες ως προς το ηλιακό μας σύστημα είναι στο σύνολό τους διαφορετικές. Αυτό σημαίνει την ύπαρξη δύο ρευμάτων (**ρεύματα του Kapteyn**) με σφαιρική κατανομή ταχυτήτων.

Αργότερα ο Schwarzschild έδειξε, πως η παρατηρούμενη κατανομή ερμηνεύεται εξ ίσου καλά με την παραδοχή μιας ελλειψοειδούς κατανομής της μορφής $f(u,v,\omega)=ce^{-k^2u^2-H^2(v^2+\omega^2)}$. Η επιφάνεια που έχει εξίσωση την $K^2u^2+H^2(v^2+\omega^2)=0$ είναι ένα ελλειψοειδές εκ περιστροφής γύρω από τον άξονα u και καλείται **ελλειψοειδές ταχυτήτων**. Η διεύθυνση του μεγάλου άξονά του τέμνει την ουράνια σφαίρα στα **κορυφαία σημεία**, κείται στο γαλαξιακό επίπεδο και περνάει κοντά από το κέντρο του Γαλαξία ($\sim 12^o$). Οι άλλοι δύο άξονες είναι περίπου ίσοι προς το 0.6 του μεγάλου.

Όσα αναφέρθηκαν παραπάνω ισχύουν για τους κανονικούς αστέρες της γειτονιάς του Ηλίου, που κινούνται ως προς αυτόν με σχετικές ταχύτητες της τάξεως των 20-30 km/s. Υπάρχουν όμως και οι καλούμενοι **ταχείς αστέρες**, με ταχύτητες

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μεγαλύτερες από 100 km/s, όπως π.χ. οι μεταβλητοί RR Lyrae. Οι αστέρες αυτοί παρουσιάζουν μία σημαντική ασυμμετρία στην κατανομή των ταχυτήτων τους, που χαρακτηρίζεται από το γεγονός ότι δεν υπάρχουν σχεδόν ταχείς αστέρες κινούμενοι κατά τη φορά κινήσεως του Ηλίου.

Η ερμηνεία του φαινομένου είναι η εξής: Ο Ήλιος, καθώς θα δούμε αμέσως παρακάτω, περιφέρεται γύρω από το κέντρο του Γαλαξία με ταχύτητα υ=250 km/s. Ένας συνεπώς αστέρας της γειτονιάς του με την ίδια φορά κινήσεως και σχετική ταχύτητα μεγαλύτερη από 100 km/s θα είχε ταχύτητα ως προς το κέντρο του Γαλαξία μεγαλύτερη από 350 km/s, που είναι η ταχύτητα διαφυγής από το Γαλαξία μας, με αποτέλεσμα να έχει εγκαταλείψει το Γαλαξία. Αυτό εξάλλου σημαίνει, πως οι ταχείς αστέρες δεν είναι παρά αστέρες κινούμενοι αντίθετα προς τη φορά κινήσεως του Ηλίου λόγω γαλαξιακής περιστροφής. Στην πραγματικότητα δηλαδή είναι "βραδείς" σε σχέση προς το κέντρο του Γαλαξία, αστέρες δηλαδή με ελλειπτικές τροχιές μεγάλης εκκεντρότητας.

7.1.4. Διαφορική περιστροφή

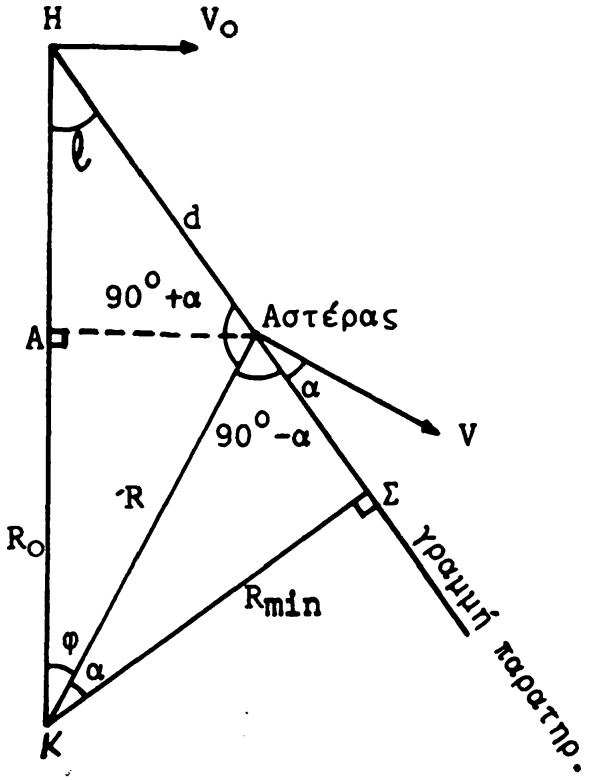
Μετά την αφαίρεση από τις ταχύτητες των αστέρων, των γειτονικών του Ηλίου, της ηλιακής ταχύτητας, η ακτινική ταχύτητα καθώς και η ίδια κίνηση αυτών παρουσιάζουν μία συστηματική μεταβολή (κυματοειδή) με το γαλαξιακό μήκος. Η ερμηνεία του φαινομένου αυτού οδηγεί στο συμπέρασμα πως ο Γαλαξίας μας δεν περιστρέφεται σαν στερεό σώμα, δηλαδή με γωνιακή ταχύτητα σταθερή, αλλά με γωνιακή ταχύτητα ω που εξαρτάται από την απόσταση r εκ του κέντρου του Γαλαξία: ω=ω(r). Η περιστροφή αυτή καλείται διαφορική περιστροφή και μελετήθηκε από τον Oort.

Για τη μελέτη της διαφορικής περιστροφής υποθέτουμε πως οι τροχιές των αστέρων είναι κυκλικές και κείνται στο γαλαξιακό επίπεδο.

Έστω λοιπόν (σχ.7.3) R η απόσταση ενός αστέρα από το κέντρο Κ του Γαλαξία, R_o η απόσταση του τοπικού συστήματος αναφοράς (ΤΣΑ), και συνεπώς του Ηλίου, από το Κ, d η απόσταση Ηλίου-αστέρα, V η κυκλική (γραμμική) ταχύτητα του αστέρα, V_o η κυκλική ταχύτητα του ΤΣΑ, l το γαλαξιακό μήκος του αστέρα, α η γωνία

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μεταξύ κυκλικής ταχύτητας αστέρα και γραμμής παρατηρήσεως, $\omega = \frac{V}{R}$ η γωνιακή ταχύτητα του αστέρα και $\omega_o = \frac{V_o}{R_o}$ η γωνιακή ταχύτητα του ΤΣΑ.



Σχήμα 7.3

Η ακτινική ταχύτητα u_r του αστέρα ως προς το ΤΣΑ (σχετική ταχύτητα) είναι προφανώς: $u_r = V\,\sigma\upsilon\nu\alpha - V_o\eta\mu\imath$, επειδή δε $\frac{\eta\mu\imath}{R} = \frac{\eta\mu(90^o+\alpha)}{R_o}\,\frac{\sigma\upsilon\nu\alpha}{R_o}$

έπεται: $$u_r = \left(V\frac{R_o}{R} - V_o\right)\eta\mu\imath \qquad (7.5)$$

Αναπτύσσοντας τη V σε σειρά Taylor στην απόσταση $R=R_o$ λαμβάνουμε:

$$V(R) = V(R_o) + \left(\frac{dV}{dR}\right)_{R_o}(R-R_o) + \frac{1}{2}\left(\frac{d^2V}{dR^2}\right)_{R_o}(R-R_o)^2 + \ldots$$

Επειδή $R \sim R_o$ θα έχουμε σε πρώτη προσέγγιση: $V = V_o + \left(\frac{dV}{dR}\right)_{R_o}(R-R_o)$.

Από το σχήμα εξάλλου προκύπτει $HA = d\sigma\upsilon\nu\imath$ και επειδή $d \ll R$, θα είναι $KA \sim R$.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Έτσι έχουμε: $HK-AK = HA \Rightarrow R_o - R = d\,\sigma\upsilon\nu I$,

οπότε: $V = V_o - (\frac{dV}{dR})_{R_o} d\sigma\upsilon\nu I$ (7.6)

Επίσης έχουμε: $\frac{R_o}{R} \sim \frac{R_o}{R_o - d\sigma\upsilon\nu I} \sim R_o (R_o - d\sigma\upsilon\nu I)^{-1} \sim 1 + \frac{d}{R_o}\sigma\upsilon\nu I$

(7.7)

Η (7.5) γίνεται λοιπόν με βάση τις (7.6) και (7.7):

$$u_r = \{ [V_o - (\frac{dV}{dR})_{R_o} d\,\sigma\upsilon\nu I] (1 + \frac{d}{R_o}\sigma\upsilon\nu I) - V_o \} \eta\mu I$$

Μετά την εκτέλεση των πράξεων και την παράλειψη των όρων που περιέχουν δύο ή περισσότερους μικρούς παράγοντες λαμβάνουμε:

$$u_r = \frac{1}{2} [\frac{V_o}{R_o} - (\frac{dV}{dR})_{R_o}] d\,\eta\mu 2I \quad (7.8)$$

Ερχόμαστε τώρα στην εφαπτομενική ταχύτητα του αστέρα u_t. Από το σχήμα (7.3) έχουμε: $u_t = V\eta\mu\alpha - V_o\sigma\upsilon\nu I \Rightarrow u_t = V\sigma\upsilon\nu(\varphi+1) - V_o\sigma\upsilon\nu I$ (7.9)

Εξάλλου είναι $\sigma\upsilon\nu(\varphi+I) = \sigma\upsilon\nu\varphi\sigma\upsilon\nu I - \eta\mu\varphi\eta\mu I$, $\sigma\upsilon\nu\varphi \sim 1$ $(\varphi \sim 0^o)$

και $\eta\mu\varphi = \frac{d}{R}\eta\mu I \sim d(R_o - d\sigma\upsilon\nu I)^{-1}\eta\mu I \sim \frac{d}{R_o}\eta\mu I$

Έτσι η (7.9) σύμφωνα και με την (7.6) γίνεται:

$$u_t = [V_o - (\frac{dV}{dR})_{R_o} d\sigma\upsilon\nu I] (\sigma\upsilon\nu I - \frac{d}{R_o}\eta\mu^2 I) - V_o\,\sigma\upsilon\nu I$$

ή $u_t = - [\frac{V_o}{R_o}\eta\mu^2 I + (\frac{dV}{dR})_{R_o}\sigma\upsilon\nu^2 I] d$

Επειδή $\eta\mu^2 I = \frac{1 - \sigma\upsilon\nu 2I}{2}$ και $\sigma\upsilon\nu^2 I = \frac{1 + \sigma\upsilon\nu 2I}{2}$

λαμβάνουμε: $u_t = \{ - \frac{1}{2} [\frac{V_o}{R_o} + (\frac{dV}{dR})_{R_o}] + \frac{1}{2} [\frac{V_o}{R_o} - (\frac{dV}{dR})_{R_o}] \sigma\upsilon\nu 2I \} d$ (7.10)

Οι εξισώσεις (7.8) και (7.10), που δίνουν την ακτινική και εφαπτομενική ταχύτητα του αστέρα, μπορούν να πάρουν μία πιο απλή μορφή, αν θέσουμε:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$\frac{1}{2}\left[\frac{V_o}{R_o} - \left(\frac{dV}{dR}\right)_{R_o}\right] = A \quad \text{και} \quad -\frac{1}{2}\left[\frac{V_o}{R_o} + \left(\frac{dV}{dR}\right)_{R_o}\right] = B.$$

Έτσι γίνονται: $\upsilon_t = Ad\ \eta\mu 2l$ και $\upsilon_t = d(B + A\ \sigma\upsilon\nu 2l)$

Επειδή η εφαπτομενική ταχύτητα δεν είναι δυνατόν να μετρηθεί, αντικαθιστάται συνήθως από την ίδια κίνηση, οπότε έχουμε:

$$\mu = 0.211(B + A\ \sigma\upsilon\nu 2l) \qquad (7.11)$$

όπου ο συντελεστής 0.211 προκύπτει από τις χρησιμοποιούμενες μονάδες μετρήσεως.

Τα A και B καλούνται **σταθερές του Oort**, οι δε τιμές τους στην απόσταση του Ηλίου είναι: A=15 km/sec/kpc και B=-10 km/sec/kpc. Πρέπει επίσης να τονιστεί, πως για μεγάλες αποστάσεις d οι παραπάνω σχέσεις δεν είναι ακριβείς και πρέπει να αντικατασταθούν από άλλες πιο κατάλληλες.

Οι ποσότητες A, B, V_o, R_o και ω_o συνδέονται μεταξύ τους με διάφορες σχέσεις. Έτσι έχουμε π.χ. $A-B = \frac{V_o}{R_o} = \omega_o$ και $A+B = -\left(\frac{dV}{dR}\right)_{R_o}$. Σκοπός των παρατηρήσεων είναι να προσδιορίσουμε όσο το δυνατό περισσότερες από αυτές ανεξάρτητα, με διαφορετικές μεθόδους δηλαδή, και στη συνέχεια να προσπαθήσουμε να συμβιβάσουμε τα εξαγόμενα σε τρόπο ώστε να προκύψει ένα σύστημα σταθερών της γαλαξιακής περιστροφής συνεπές. Το σύστημα που προκύπτει κατ' αυτόν τον τρόπο, και που δεχόμαστε σήμερα, δίνει για τα A και B τις παραπάνω τιμές, καθώς και R_o=10 kpc και V_o= 250 km/sec. Έτσι είναι $\omega_o = A-B = 25$ km/sec/kpc και $T = \frac{2\pi}{\omega_o} = 2.5 \cdot 10^8$ έτη. Αυτό σημαίνει πως αν η ηλικία του ηλιακού μας συστήματος είναι 4.5 δισεκατομμύρια έτη, αυτό έχει κάνει 18 περιστροφές γύρω από το κέντρο του Γαλαξία μας.

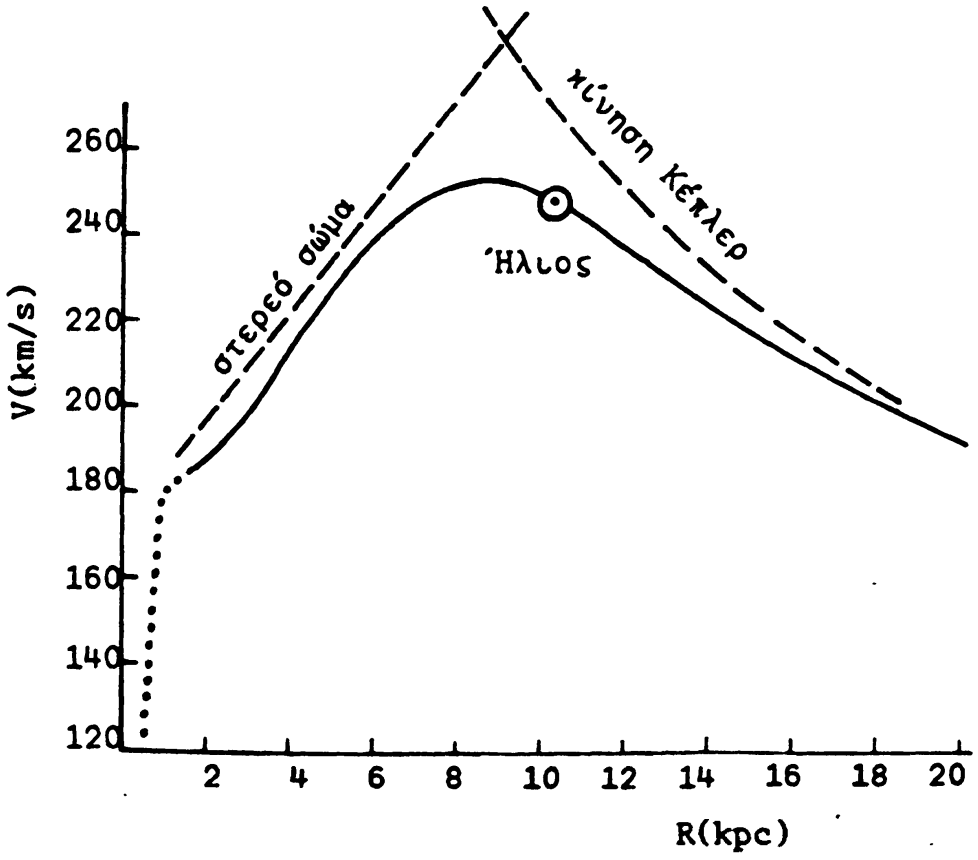
Ως αποτέλεσμα της διαφορικής περιστροφής του Γαλαξία μας, δηλαδή της σχέσεως ω=ω(R), προκύπτει ότι V=V(R). Η αντίστοιχη καμπύλη καλείται **καμπύλη περιστροφής** του Γαλαξία και προσδιορίζεται με βάση τις εξής σκέψεις: σύμφωνα με το σχήμα 7.3 η ακτινική ταχύτητα υ_r για ορισμένο γαλαξιακό μήκος είναι μέγιστη στο σημείο Σ που απέχει λιγότερο από το γαλαξιακό κέντρο, γιατί τότε η γραμμή



παρατηρήσεως εφάπτεται της τροχιάς. Αυτό σημαίνει πως θα έχουμε: $u_{r,max}$ για $R_{min}=R_o$ημί, οπότε η εξίσωση (7.5) δίνει:

$$u_{r,max} = V(R_{min}) - V_o\text{ημί} \implies V(R_{min}) = u_{r,max} + V_o\text{ημί}$$

Δεδομένου ότι το $u_{r,max}$ βρίσκεται από τις παρατηρήσεις και τα V_o και R_o θεωρούνται γνωστά, κατασκευάζουμε εύκολα την καμπύλη της γαλαξιακής περιστροφής που έχει τη μορφή του σχήματος 7.4 και που έγινε από τον M. Schmidt με βάση οπτικές και ραδιοαστρονομικές παρατηρήσεις. Στο σχήμα αυτό δίνεται επίσης η καμπύλη που αντιστοιχεί σε περιστροφή στερεού σώματος, καθώς και σε κίνηση που ακολουθεί το νόμο του Κέπλερ.



Σχήμα 7.4: Η καμπύλη περιστροφής του Γαλαξία μας

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

7.2. Δυναμική του Γαλαξία

Το βασικό πρόβλημα της δυναμικής του Γαλαξία είναι ο προσδιορισμός της κινήσεως ενός αστέρα κάτω από την επίδραση των πεδίων βαρύτητας όλων των άλλων αστέρων.

Οι δυνάμεις που ασκούνται πάνω στους αστέρες διακρίνονται σε γενικές δυνάμεις και σε παρελκτικές δυνάμεις. Οι γενικές οφείλονται στο σύνολο των μαζών των αστέρων του Γαλαξία που καθορίζουν όλες μαζί ένα δυναμικό πεδίο μέσα στο οποίο κινείται κάθε αστέρας διαγράφοντας μία τροχιά. Ο Oort έδειξε πως το γαλαξιακό αυτό πεδίο βαρύτητας μπορεί να θεωρηθεί σαν προερχόμενο από μία τεράστια μάζα που βρίσκεται στο κέντρο του Γαλαξία και που περιβάλλεται από ομοιόμορφα και σφαιρικά κατανεμημένη ύλη γύρω από αυτόν.

Οι παρελκτικές δυνάμεις οφείλονται στην παρουσία γειτονικών αστέρων, των οποίων τα πεδία βαρύτητας διαταράσσουν το γενικό γαλαξιακό πεδίο. Αποτέλεσμα της διαταράξεως αυτής είναι η μεταβολή της κινήσεως ενός αστέρα, όπως αυτή καθορίζεται από το γενικό πεδίο, όταν αυτός διασχίζει περιοχές όπου οι τοπικές βαρυτικές συνθήκες είναι αισθητές. Προφανώς, στην περίπτωση αυτή έχουμε σαν πρόσθετο αποτέλεσμα και την ανταλλαγή ενέργειας ανάμεσα στους αστέρες.

Είναι φανερό πως μία τέτοια κατάσταση διέπεται από τους νόμους της Στατιστικής Μηχανικής, το δε θεωρούμενο σύστημα αστέρων, λόγω των αμοιβαίων ελκτικών επιδράσεων, τείνει προς μία κατάσταση ισορροπίας. Ο χρόνος ο απαιτούμενος γι αυτό καλείται **χρόνος αλλοιώσεως** (βλ. και § 4.8) και είναι ο χρόνος για τον οποίο το άθροισμα των ανταλλαγών ενέργειας $(\Delta E)^2$ ενός αστέρα κατά την αλληλεπίδρασή του με άλλους αστέρες είναι ίσο προς την ολική κινητική του ενέργεια E^2: $\Sigma(\Delta E)^2=E^2$. Ο χρόνος αυτός δίνεται από τη σχέση: $T = \dfrac{cu^2}{Nm^2 \ln(\frac{du^2}{2Gm})}$,

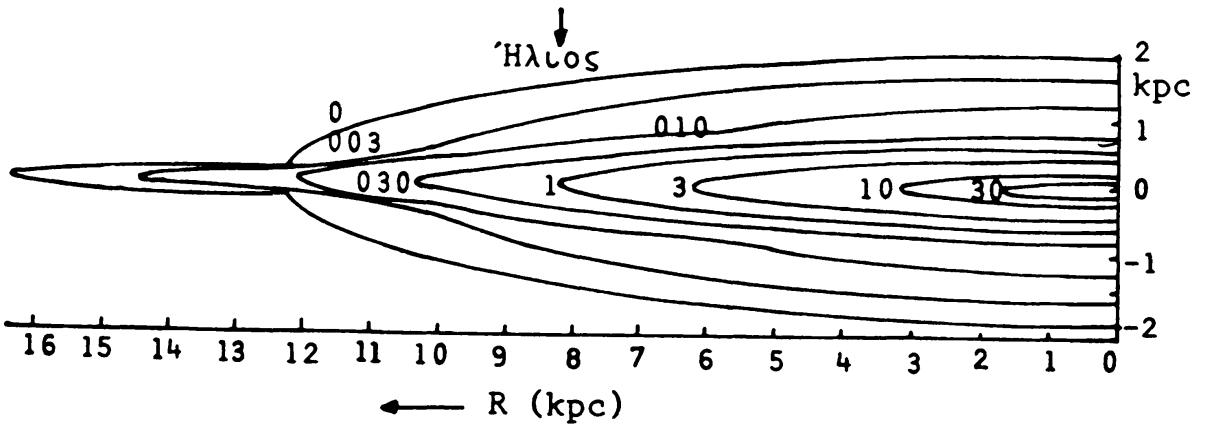
όπου u είναι η μέση ταχύτητα των αστέρων, d η μέση απόστασή τους, N η πυκνότητα του χώρου σε αστέρες, m η μάζα ενός αστέρα, G η σταθερά παγκόσμιας έλξεως και c μία σταθερά. Για το Γαλαξία μας, βρίσκεται $T \sim 7 \cdot 10^{13}$ έτη, τιμή που είναι πολύ μεγαλύτερη από την ηλικία του ($\sim 5 \cdot 10^9$ έτη), πράγμα που σημαίνει πως ο Γαλαξίας μας δεν βρίσκεται σε στατιστική ισορροπία. Με άλλα λόγια, οι παρελκτικές δυνάμεις

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

δεν παίζουν ρόλο και συνεπώς οι κινήσεις των αστέρων καθορίζονται από το γαλαξιακό δυναμικό πεδίο, ενώ η ενέργεια των μεμονωμένων αστέρων διατηρείται σταθερή. Το συμπέρασμα πάντως αυτό αμφισβητείται σήμερα. Γενικά όμως όλοι δέχονται, ότι οι αστέρες είναι κατανεμημένοι σε ελλειψοειδή με μεγάλη πλάτυνση.

Ανάλογα με τις υποθέσεις, σε σχέση με τη μορφή του δυναμικού πεδίου, στις οποίες στηρίζονται, υπάρχουν διάφορα μοντέλα πυκνότητας του Γαλαξία. Ένα σχετικά πρόσφατο είναι το μοντέλο του M. Schmidt, που στηρίζεται και σε δεδομένα ραδιοαστρονομικά και που φαίνεται στο σχήμα 7.5. Σ' αυτό γίνεται δεκτό πως τα θεωρούμενα ελλειψοειδή ίσης πυκνότητας έχουν λόγο αξόνων 0.05, ο δε πυρήνας εξομοιώνεται προς σημείο. Η πυκνότητα στο γαλαξιακό επίπεδο ακολουθεί το νόμο $\rho = 3.93\ R^{-1}$ για $R < R_0$ και το νόμο $\rho = 1449.2\ R^{-4}$ για $R > R_0$ ($R_0 = 9.72$ kpc), όπου το ρ εκφράζεται σε ηλιακές τιμές και το R σε kpc.

Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, η ολική μάζα του Γαλαξία μας είναι: $M_r = 1.8 \cdot 10^{11}\ M_\odot$.



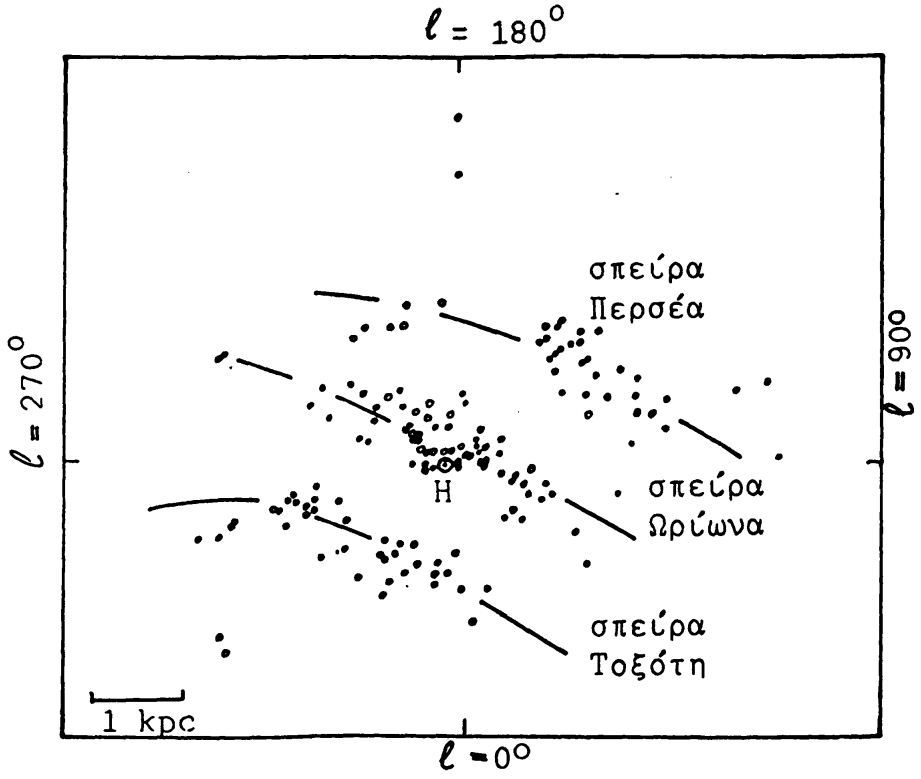
Σχήμα 7.5: Καμπύλες της σχετικής πυκνότητας του Γαλαξία

7.3. Σπειροειδής μορφή του Γαλαξία

7.3.1. Γενική εικόνα

Καθώς αναφέρθηκε σε προηγούμενα κεφάλαια, ο Γαλαξίας μας είναι ένας σπειροειδής γαλαξίας (τύπου Sb - βλ. 4ο μέρος). Η σπειροειδής όμως μορφή του δεν ήταν γνωστή μέχρι τα μέσα περίπου του αιώνα μας και τούτο γιατί η φωτογράφιση

των σπειρών του είναι αδύνατη από τη θέση της Γης μέσα σ' αυτόν. Στα μέσα όμως περίπου του αιώνα μας, παρατηρήθηκε στο γειτονικό μας σπειροειδή γαλαξία της Ανδρομέδας πως οι πιο νέοι αστέρες, φασματικού τύπου Ο και Β, καθώς και τα νεφελώματα εκπομπής βρίσκονται συγκεντρωμένα στις σπείρες του. Κατόπιν τούτου μελετήθηκε η κατανομή των σωμάτων αυτών στο Γαλαξία μας και κατορθώθηκε η αναγνώριση τριών σπειρών στην περιοχή του Ηλίου, που είναι κατά σειρά από μέσα προς τα έξω,η σπείρα του Τοξότη, η σπείρα του Ωρίωνα (ή Κύκνου) και η σπείρα του Περσέα (σχ. 7.6). Το ηλιακό σύστημα βρίσκεται στο εσωτερικό της σπείρας του Ωρίωνα.



Σχήμα 7.6: Οι σπείρες του Γαλαξία στην περιοχή του Ηλίου

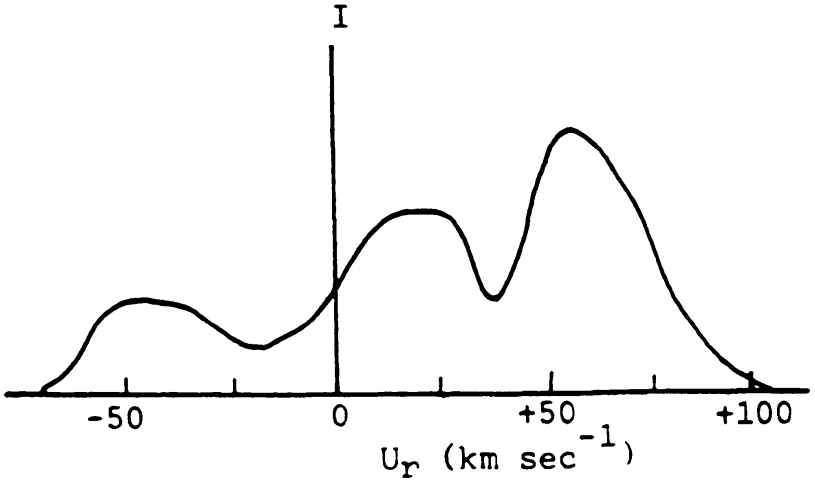
Πρόσφατες εξάλλου παρατηρήσεις των περιοχών HII, με το συμβολόμετρο Fabry - Perot, δείχνουν τη σπειροειδή μορφή πολύ καθαρά.

Οι οπτικές όμως παρατηρήσεις δεν μπορούν να μας δώσουν στοιχεία για μία σε μεγάλη κλίμακα μελέτη της σπειροειδούς δομής του Γαλαξία. Λόγω της

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μεσοαστρικής απορροφήσεως από τα μεσοαστρικά νέφη, μεγάλες περιοχές του Γαλαξία είναι εντελώς απρόσιτες στην οπτική παρατήρηση. Αντίθετα, αποφασιστικής σημασίας ήταν για τη μελέτη αυτή η ανάπτυξη της Ραδιοαστρονομίας, χάρη στην οποία κατορθώθηκε να έχουμε μία αρκετά εκτεταμένη εικόνα της μορφής του Γαλαξία

Η μελέτη αυτή βασίζεται σε παρατηρήσεις που γίνονται στη γραμμή των 21 cm, που εκπέμπεται, καθώς είδαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο, από το ουδέτερο υδρογόνο. Αν δηλαδή θεωρήσουμε πως ένα νέφος ουδέτερου υδρογόνου (περιοχή HI) κινείται σε σχέση με τον παρατηρητή με ακτινική ταχύτητα u_r, λόγω της διαφορικής περιστροφής του Γαλαξία, τότε σύμφωνα με το φαινόμενο Doppler μπορούμε από τη μετατόπιση της γραμμής των 21 cm στο φάσμα να βρούμε την u_r. Από το άλλο μέρος, καθώς είδαμε πιο πάνω (§ 7.1), έχουμε $u_r = (V \frac{R_o}{R} - V_o)$ ημl, από όπου λαμβάνουμε το V/R επειδή τα l, R_o και V_o είναι γνωστά. Έτσι γνωρίζοντας από την καμπύλη περιστροφής του Γαλαξία V=V(R) τη σχέση V(R)/R, βρίσκουμε την απόσταση R του νέφους από το κέντρο του Γαλαξία. Υποτίθεται βέβαια πάντα, πως οι παρατηρήσεις και οι υπολογισμοί γίνονται στο γαλαξιακό επίπεδο.

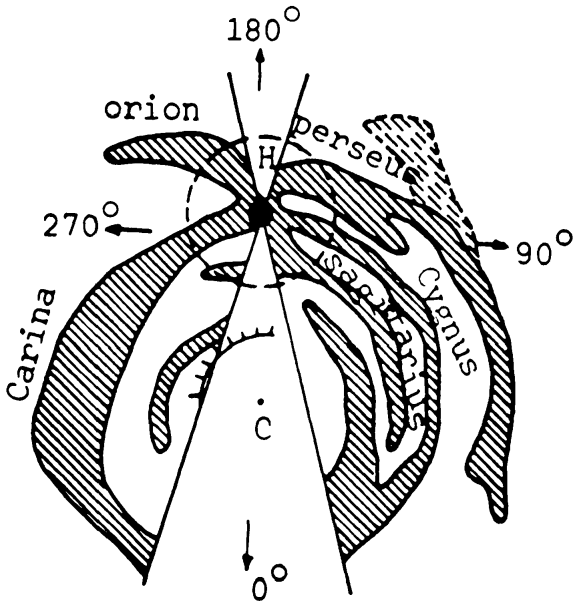


Σχήμα 7.7: Προφίλ της γραμμής των 21 cm, λόγω της παρουσίας τριών νεφών HI σε διαφορετικές αποστάσεις από το γαλαξιακό κέντρο

Η γραμμή παρατηρήσεως, όμως, είναι δυνατό να περάσει π.χ. από τρία νέφη HI που βρίσκονται στην ίδια διεύθυνση αλλά σε διαφορετικές αποστάσεις. Είναι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

φανερό πως στην περίπτωση αυτή θα αντιστοιχούν τρεις διαφορετικές τιμές της ταχύτητας v_r, με συνέπεια το προφίλ της γραμμής των 21 cm να εμφανίζεται πλατιασμένο και πολύπλοκο, παρουσιάζοντας στην προκειμένη περίπτωση τρία μέγιστα, όπως στο σχήμα 7.7, που αντιστοιχούν σε τρεις σπείρες. Προφανώς η ένταση που αντιστοιχεί σε κάθε μέγιστο είναι ανάλογη προς την πυκνότητα του αντίστοιχου νέφους.



Σχήμα 7.8: Γενική εικόνα της κατανομής του HI στο Γαλαξία

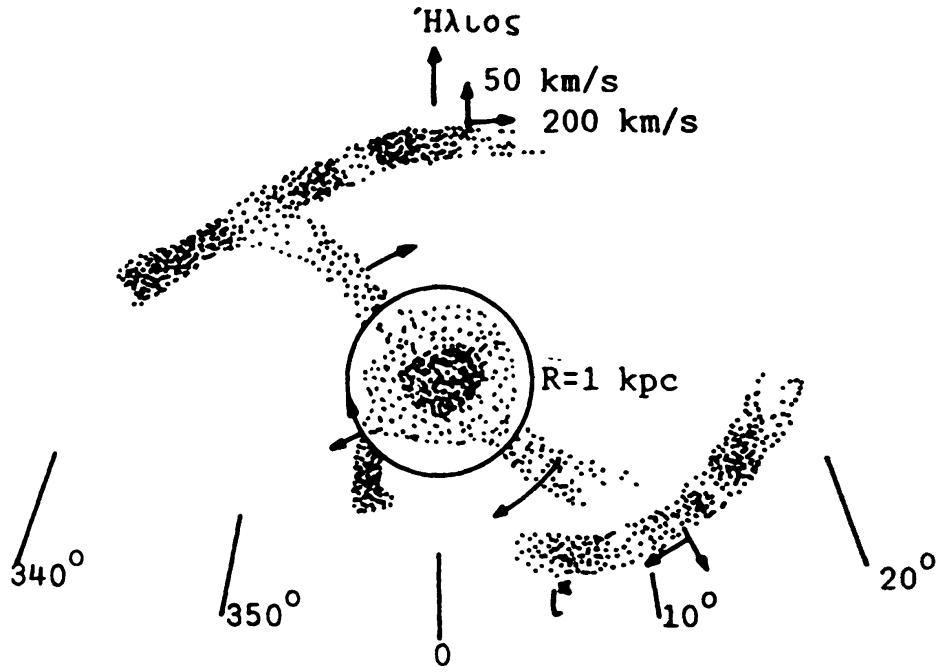
Η μορφή του Γαλαξία που προκύπτει από τις παρατηρήσεις αυτές και που αντανακλάει την κατανομή του HI μέσα σ' αυτόν, φαίνεται στο σχήμα 7.8. Παρατηρούμε ότι υπάρχει σ' αυτό μία περιοχή σχήματος διπλού κώνου, για την οποία δεν υπάρχουν στοιχεία. Αυτό οφείλεται στο ότι στις αντίστοιχες περιοχές του Γαλαξία είναι $v_r \sim 0$, οπότε δεν μπορεί να εφαρμοσθεί η παραπάνω ανάλυση. Εξάλλου ο κύκλος που σημειώνεται με διακεκομμένη γραμμή γύρω από τον Ήλιο καθορίζει την έκταση των οπτικών παρατηρήσεων.

7.3.2. Κεντρική περιοχή

Λεπτομερειακές μελέτες της περιοχής του κέντρου του Γαλαξία με τη γραμμή των 21 cm έδειξαν πως η κατανομή του HI σ' αυτήν παρουσιάζει κατά τον Kerr την εξής εικόνα (σχ.7.9): υπάρχει ένας διαστελλόμενος βραχίονας ή δακτύλιος σε απόσταση R~3-4 kpc από το κέντρο, που στρέφεται γύρω από αυτό με ταχύτητα 200 km/s περίπου και που απομακρύνεται ακτινικά με ταχύτητα 50 km/s με κατεύθυνση προς τον Ήλιο. Η ερμηνεία εξάλλου ορισμένων χαρακτηριστικών που παρουσιάζει το προφίλ της γραμμής των 21 cm οδηγεί στα εξής συμπεράσματα:

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

α) υπάρχει ένας περιστρεφόμενος γρήγορα κεντρικός δίσκος αερίου, διαμέτρου 1 kpc περίπου, που περιβάλλεται από ένα δακτύλιο αερίου, β) υπάρχει μία συνεχής κίνηση νεφών υδρογόνου μεγάλης ταχύτητας από το κέντρο προς τα έξω, γ) υπάρχει πιθανόν ένα σώμα σαν δοκός που συνδέει τον κεντρικό δίσκο με το δακτύλιο (στην απόσταση των 3-4 kpc) και που κινείται με μεγάλη ταχύτητα. Ικανοποιητική ερμηνεία των φαινομένων αυτών δεν έχει ακόμα δοθεί.



Σχήμα 7.9. Σχηματικό μοντέλο της κεντρικής περιοχής του γαλαξία

7.3.3. Αστρικοί πληθυσμοί

Η μελέτη των διαφόρων χαρακτηριστικών των αστέρων και γενικότερα των αστρικών σωμάτων του Γαλαξία μας, αλλά και άλλων γαλαξιών, δείχνει πως υπάρχουν σημαντικές διαφορές τόσο π.χ. στις ιδιαίτερες ταχύτητες και στον τύπο της τροχιάς τους, όσο και στην κατανομή τους γύρω από το γαλαξιακό επίπεδο και στην ηλικία τους. Έτσι ο Baade διαπίστωσε ότι οι αστέρες στην περιοχή του πυρήνα ενός

σπειροειδή γαλαξία είναι σαν σύνολο αρκετά διαφορετικοί από εκείνους που βρίσκονται στους βραχίονες. Βρήκε π.χ. πως οι βραχίονες περιέχουν υπεργίγαντες και πολύ θερμούς και φωτεινούς αστέρες συνδεόμενους με περιοχές πυκνής μεσοαστρικής ύλης. Αντίθετα οι πιο λαμπροί αστέρες στην περιοχή του πυρήνα είναι ερυθροί γίγαντες, ενώ η μεσοαστρική ύλη πολύ λίγο είναι αισθητή. Ξεχώρισε λοιπόν

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 7.1

	Ακραίος πληθυσμός I	Παλαιός πληθυσμός I	Πληθυσμός II δίσκου	Ενδιάμεσος πληθυσμός II	Πληθυσμός II Άλω
Τυπικά σώματα	Μεσοαστρική ύλη Αστέρες O και B Υπεργίγαντες Μεταβλητοί T. Tau Ανοικτά σμήνη μικρής ηλικίας κλασικοί κηφείδες O - ομάδες Περιοχές HII	Ήλιος Αστέρες με έντονες γραμμές Αστέρες A Νάνοι Me Γίγαντες Ανοικτά σμήνη μεγάλης ηλικίας	Αστέρες με ασθενείς γραμμές Γαλαξιακό εξόγκωμα Νόβα Μεταβλητοί RR Lyr (T< 0.4 d)	Αστέρες μεγάλης ταχύτητας Μακροπερίοδοι μεταβλητοί	Σφαιρωτά σμήνη Κηφείδες πληθυσμού II Μεταβλητοί RR lyr (T>0.4 d) Αστέρες φτωχοί σε μέταλλα
|z| , pc	120	160	400	700	2000
|z| , km/s	8	10	17	25	75
Ηλικία, 10^9 y	< 0.1	0.1 - 10	3 - 10	~10	> 10
Λαμπρότεροι αστέρες, M_V	- 8	- 5	- 3	- 3	- 3
Συγκέντρωση στο γαλαξιακό κέντρο	καμιά	μικρή	σημαντική	ισχυρή	ισχυρή
Τροχιά	κυκλική	σχεδόν κυκλική	ελαφρά έκκεντρη	έκκεντρη	πολύ έκκεντρη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

τους αστέρες σε δύο κατηγορίες, στους **πληθυσμούς** I και II, τοποθετώντας στον πληθυσμό II τους αστέρες που βρίσκονται πιο κοντά στο γαλαξιακό κέντρο και στον πληθυσμό I αυτούς που βρίσκονται στους βραχίονες. Ανάμεσα στους τελευταίους βρίσκεται και ο Ήλιος.

Ο διαχωρισμός βέβαια αυτός είναι μάλλον τεχνητός, γιατί υπάρχει προφανώς ένα συνεχές φάσμα χαρακτηριστικών που καλύπτει μία εκτεταμένη περιοχή. Η έλλειψη δηλαδή ικανοποιητικής αναλύσεως στις παρατηρήσεις μας κάνει ώστε σώματα που καλύπτουν μία περιοχή ιδιοτήτων να τα συγκεντρώνουμε χοντρικά σε μία κατηγορία, όπως γίνεται π.χ. στη φασματική ταξινόμηση. Έτσι σήμερα διακρίνουμε 5 πληθυσμούς, που φαίνονται στον πίνακα 7.1 και στους οποίους οι παραπάνω φυσικές παράμετροι μεταβάλλονται πιο ομαλά από τον ένα στον άλλον. Στον πίνακα αυτό, z είναι η μέση απόσταση από το γαλαξιακό επίπεδο και Z η μέση τιμή της συνιστώσας της ταχύτητας κατά διεύθυνση κάθετη προς το γαλαξιακό επίπεδο.

7.3.4. Ερμηνεία των σπειρών

Κατ' αρχάς η σπειροειδής δομή θα ήταν δυνατό να προέρχεται από μία βαρυτική αστάθεια ή διαταραχή, σε τρόπο ώστε μία ανωμαλία πυκνότητας να εξωθείται από τη διαφορική περιστροφή του Γαλαξία σε μία σπειροειδή μορφή. Το πρόβλημα όμως που παρουσιάζεται για μία τέτοια εξήγηση είναι ότι ένα τέτοιο χαρακτηριστικό θα έπρεπε να παραμένει για λίγο μόνο χρόνο ($\sim 5 \cdot 10^8$ έτη) πριν απωθηθεί πάλι από τη διαφορική περιστροφή. Επίσης, η αρχική σπειροειδής παραμόρφωση δεν θα έπρεπε να εκταθεί σε ολόκληρο το Γαλαξία.

Η πιο σημαντική προσέγγιση στο πρόβλημα έγινε με τη θεωρία των κυμάτων πυκνότητας, κατά την οποία η σπειροειδής δομή θεωρείται σαν ένα αποτύπωμα κύματος προερχόμενο από βαρυτικές αστάθειες.

Ξεκινώντας από μία παλιά ιδέα του Lindblad, οι Lin και Shu με τους συνεργάτες τους, έδειξαν πως ένας ρευστός επίπεδος δίσκος, που περιστρέφεται όπως ο γαλαξιακός, είναι βαρυτικά ασταθής και ότι οι βασικές αστάθειες έχουν τη μορφή σπειρών. Αυτές προκαλούν αυξήσεις της πυκνότητας (κύματα πυκνότητας)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

κατά μήκος των σπειρών, που αποτελούν τους βραχίονες. Πιο συγκεκριμένα, οι βραχίονες δεν είναι παρά κύματα συμπιέσεως διατηρούμενα από τη διαφορική περιστροφή ή με άλλα λόγια ένα είδος ηχητικών κυμάτων.

Στην πραγματικότητα το φαινόμενο αυτό δεν επιδρά στους παλιούς αστέρες που είναι σταθεροί απέναντι σε τέτοιες διαταραχές, αλλά στη μεσοαστρική ύλη της οποίας η διασπορά ταχυτήτων είναι μικρή. Έτσι το μεσοαστρικό αέριο σε ένα οποιοδήποτε σημείο του Γαλαξία διασχίζεται περιοδικά (κάθε 10^8 χρόνια στην περιοχή του Ηλίου) από ένα κύμα που το συμπιέζει κατά το πέρασμά του, σχηματίζοντας κατ' αυτόν τον τρόπο ένα βραχίονα προσφερόμενο στη συνέχεια για τη δημιουργία αστέρων, οι οποίοι μεταναστεύουν αργότερα, καθώς είδαμε, σε μεγαλύτερα γαλαξιακά πλάτη έξω από τους βραχίονες.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΜΕΡΟΣ ΤΕΤΑΡΤΟ

Εξωγαλαξιακά σώματα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

1.1. Γενικά

Στο μέρος αυτό του βιβλίου θα γνωρίσουμε τα ουράνια σώματα που βρίσκονται έξω από το Γαλαξία μας, κατεσπαρμένα μέσα στον απέραντο χώρο του σύμπαντος. Όπως αναφέρθηκε στο πρώτο μέρος, ο χώρος αυτός περιέχει δισεκατομμύρια γαλαξίες, είτε συγκεντρωμένους σε σμήνη και σε ομάδες κατά πλειονότητα, είτε μεμονωμένους. Οι περισσότεροι είναι σχετικά **ήρεμοι**, ενώ οι υπόλοιποι είναι **ενεργοί**, βρίσκονται δηλαδή σε κατάσταση πολύ έντονης εκπομπής, σε όλη σχεδόν την έκταση του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

Η ανακάλυψη και η μελέτη των περισσότερων από τα σώματα αυτά επιτεύχθηκε από τη δεκαετία του 1950 και ύστερα, με την ανάπτυξη της Ραδιοαστρονομίας, που έφερε πραγματική επανάσταση στις γνώσεις μας για το σύμπαν, καθώς και με την εκτέλεση παρατηρήσεων από τεχνητούς δορυφόρους πιο πρόσφατα. Η ύπαρξη όμως των γαλαξιών ήταν γνωστή από την εποχή του Hubble (1924), που έδειξε για πρώτη φορά πως τα ουράνια αυτά σώματα δεν ανήκουν στο Γαλαξία μας, γι' αυτό και ονομάστηκαν αρχικά **εξωγαλαξιακοί νεφελοειδείς** λόγω της νεφελώδους μορφής τους, και ότι δεν είναι παρά τεράστιες συγκεντρώσεις αστέρων, αερίων και κονιορτού. Μεταγενέστερες λεπτομερείς παρατηρήσεις των πιο κοντινών γαλαξιών έδειξαν πως πραγματικά τα σώματα αυτά περιλαμβάνουν όλες τις γνωστές κατηγορίες αστέρων και σωμάτων του Γαλαξία μας.

Από το άλλο μέρος, η διαπίστωση πως επρόκειτο για εξωγαλαξιακά σώματα έδωσε νέες διαστάσεις στην κλίμακα του χώρου και του χρόνου, με αποτέλεσμα την

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

εντυπωσιακή από τότε ανάπτυξη της Κοσμολογίας, που θ' αποτελέσει το τελευταίο και ίσως το πιο ενδιαφέρον κεφάλαιο αυτού του βιβλίου.

1.2. Ονοματολογία, κατάλογοι και χάρτες γαλαξιών

Οι πιο λαμπροί γαλαξίες, καθώς και τα πιο λαμπρά συστήματα γαλαξιών, ονομάζονται συνήθως με βάση τον αστερισμό στον οποίο βρίσκονται. Έτσι λέμε π.χ. ο γαλαξίας της Ανδρομέδας, το σμήνος του Περσέα, το σμήνος της Κόμης της Βερονίκης κλπ. Είναι όμως δυνατό, αλλά και ο κανόνας για τους κάπως αμυδρούς γαλαξίες και τα αμυδρά συστήματα γαλαξιών, να ονομάζονται με τον αύξοντα αριθμό τους στον κατάλογο που περιέχονται. Έτσι ο γαλαξίας της Ανδρομέδας ονομάζεται και M31 (Messier 31) ή NGC 224 (New General Catalogue 224). Οι πολύ αμυδροί εξάλλου γαλαξίες δίνονται μόνο με τις συντεταγμένες τους.

Ο πιο παλιός κατάλογος είναι του Messier, που περιλαμβάνει 103 σώματα. Ο πιο βασικός όμως είναι του Dreyer (NGK), που περιλαμβάνει 15000 περίπου σώματα, ανάμεσα στα οποία πολλά νεφελώματα και σμήνη αστέρων, και που συμπληρώνεται από τον Index Catalogue (IC). Νεώτεροι κατάλογοι είναι του Abell (1958), του Zwicky (1963-1968) κ.ά.

Υπάρχουν επίσης διάφοροι χάρτες και άτλαντες με φωτογραφίες γαλαξιών. Ο πιο σημαντικός από τους χάρτες είναι ο φωτογραφικός του Αστεροσκοπείου του Πάλομαρ (Sky Survey), που περιλαμβάνει γαλαξίες μέχρι 20 mag και που χρησιμοποιείται σε πολυάριθμες ειδικές μελέτες.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ήρεμοι γαλαξίες

2.1. Μορφολογία - Ταξινόμηση

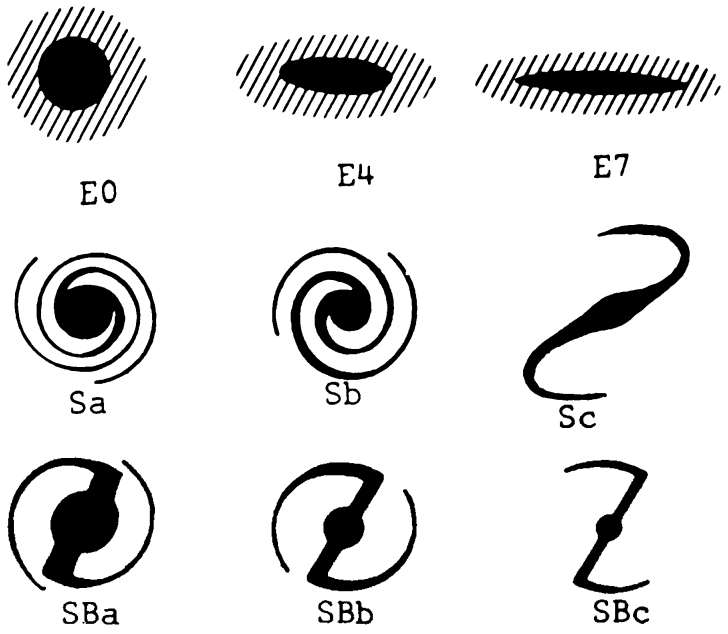
Οι γαλαξίες κατατάσσονται με βάση το σχήμα τους σε διάφορους τύπους. Υπάρχουν διάφορες ταξινομήσεις· η πιο συνηθισμένη όμως είναι του Hubble και περιλαμβάνει τρεις βασικούς τύπους: α) τους **ελλειπτικούς** γαλαξίες, β) τους **σπειροειδείς** γαλαξίες και γ) τους **ανώμαλους** γαλαξίες.

Οι **ελλειπτικοί** γαλαξίες (**E**) έχουν σχήμα πεπλατυσμένου σφαιροειδούς· στον ουρανό φαίνονται, λόγω προβολής, σαν φωτεινοί ελλειπτικοί δίσκοι, στους οποίους η επιφανειακή λαμπρότητα ελαττώνεται από το κέντρο προς το χείλος με σχετικά γρήγορο ρυθμό. Ανάλογα με τη φαινόμενη πλάτυνσή τους, και συγκεκριμένα με την τιμή του λόγου $Z=10(a-b)/a$, όπου a και b είναι ο μεγάλος και ο μικρός ημιάξονας αντίστοιχα του φαινόμενου ελλειπτικού σχήματός τους, οι ελλειπτικοί γαλαξίες διακρίνονται στους τύπους E0,..., E7 (σχ. 2.1). Ο τύπος E0 ($a/b=10/10 \rightarrow Z=0$) εμφανίζεται κυκλικός, ενώ όσο προχωρούμε προς τον τύπο E7 ($a/b=10/3 \rightarrow Z=7$) η πλάτυνση μεγαλώνει.

Οι **σπειροειδείς** γαλαξίες διακρίνονται κατ' αρχάς σε **κανονικούς** (**S**) και σε **ραβδωτούς** (**SB**). Και οι δύο τύποι χαρακτηρίζονται από λαμπρούς σπειροειδείς βραχίονες, δύο από τους οποίους είναι συμμετρικοί ως προς το κέντρο του γαλαξία, διαφέρουν δε στο ότι οι βραχίονες αυτοί στους μεν κανονικούς ξεκινούν απ' ευθείας από ένα κεντρικό εξόγκωμα, τον πυρήνα του γαλαξία, στους δε ραβδωτούς ξεκινούν από τα άκρα μιας "ράβδου" που περνάει από τον πυρήνα του γαλαξία (σχ. 2.1). Ανάλογα με το πόσο ανοικτοί είναι οι βραχίονες, με τη λεπτή υφή τους και με το

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σχετικό μέγεθος του πυρήνα, και οι δύο τύποι χωρίζονται στις ομάδες a,b,c. Έτσι έχουμε τους τύπους **Sa**, **Sb**, **Sc** και **SBa**, **SBb**, **SBc**. Γενικά η μετάβαση από την ομάδα a στην b και στην c σημαίνει προοδευτική ελάττωση του σχετικού μεγέθους του πυρήνα και άνοιγμα των βραχιόνων με παράλληλη ανάλυση στη λεπτή υφή τους, από την οποία ξεχωρίζει κανείς τις περιοχές HII, τις αστρικές ομάδες, κ.ά. (σχ. 2.2).



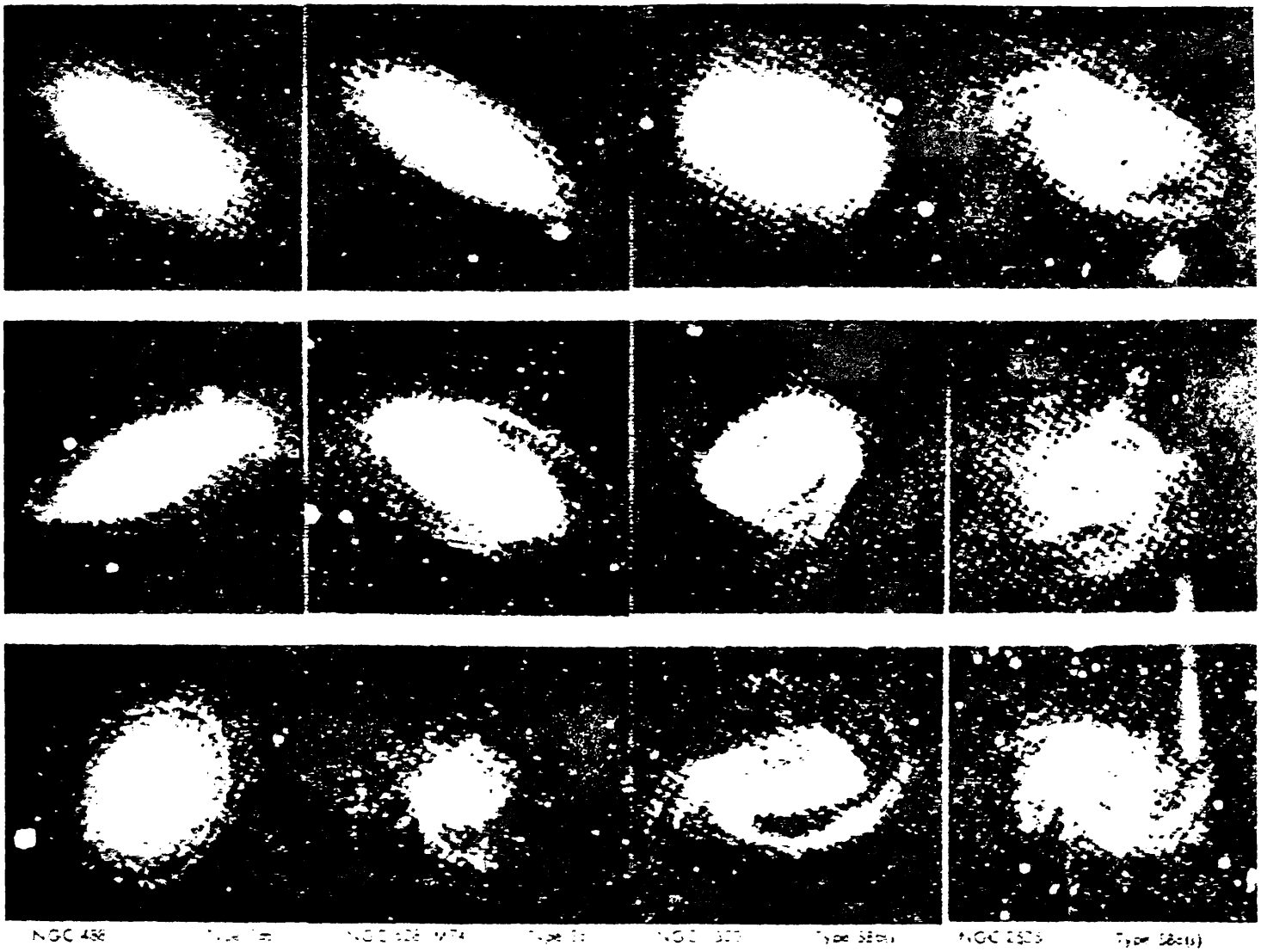
Σχήμα 2.1: Μορφολογική ταξινόμηση των γαλαξιών: ελλειπτικοί (E), σπειροειδείς κανονικοί (S), σπειροειδείς ραβδωτοί (SB)

Υπάρχει όμως και ένας ιδιαίτερος τύπος γαλαξία, που κατατάσσεται στους σπειροειδείς παρ' όλο που δεν διακρίνεται συνήθως η σπειροειδής δομή του. Πρόκειται για τον τύπο S0, που μορφολογικά βρίσκεται ανάμεσα στον E7 και στον Sa. Οι γαλαξίες του τύπου αυτού έχουν φακοειδή πυρήνα και την εξωτερική μορφή των S, χωρίς όμως εμφανείς βραχίονες.

Από το άλλο μέρος, ο βαθμός ανοίγματος των βραχιόνων (σπειρών) ενός σπειροειδούς γαλαξία σχετίζεται με την ποσότητα αερίου και κονιορτού που περιέχει αυτός: οι γαλαξίες τύπου Sa και SBa τείνουν να έχουν μικρότερη ποσότητα αερίου και κονιορτού από ό,τι οι τύπου Sc και SBc. Επειδή με το σχηματισμό των αστέρων εξαντλείται βαθμιαία το περιεχόμενο αέριο και ο κονιορτός σε ένα γαλαξία, μερικοί

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πιστεύουν ότι αυτό έχει ως αποτέλεσμα μία κάποια εξέλιξη στη μορφή του γαλαξία
Έτσι οι τύποι S0 και SB0 είναι δυνατό να ήσαν προηγουμένως σπειροειδείς γαλαξίες
οι οποίοι τελικά κατανάλωσαν όλο το μεσοαστρικό υλικό τους στο σχηματισμό
αστέρων.



Σχήμα 2.2: Μορφολογικοί τύποι σπειροειδών κανονικών (S) και σπειροειδών ραβδωτών (SB) γαλαξιών, από τον άτλαντα των αστεροσκοπείων του Mount Wilson και του Palomar

Οι **ανώμαλοι** τέλος γαλαξίες (**Irr**) δεν έχουν κανονική ή συμμετρική δομή· διακρίνονται ωστόσο στους τύπους **IrrI** και **IrrII**. Οι γαλαξίες IrrI αποτελούν ομογενή ομάδα, δεν έχουν πυρήνα και σε μερικές περιπτώσεις παρουσιάζουν σπειροειδή δομή. Το αστρικό τους περιεχόμενο μοιάζει μέ εκείνο του τύπου Sc. νι' αυτό είναι πιθανό να

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αποτελούν την καταληκτική μορφή των κανονικών τύπων. Στον τύπο αυτό ανήκουν και τα "Νέφη του Μαγγελάνου", οι πιο κοντινοί από τους γαλαξίες της τοπικής ομάδας στην οποία ανήκει ο Γαλαξίας μας, που είναι όμως ορατοί από το νότιο ημισφαίριο. Οι γαλαξίες IrrII αποτελούν ιδιομορφίες των κανονικών τύπων· με άλλα λόγια δεν είναι παρά οι γαλαξίες που δεν μπορούμε να κατατάξουμε σε κανένα από τους παραπάνω τύπους.

Εκτός όμως από τις μορφολογικές διαφορές, υπάρχουν και ορισμένες άλλες πιο ουσιαστικές, χαρακτηριστικές των διαφόρων τύπων. Οι ελλειπτικοί γαλαξίες στερούνται μεσοαστρικού αερίου και κονιορτού. Επιπλέον δεν υπάρχουν ενδείξεις υπάρξεως αστέρων μικρής ηλικίας στους πιο πολλούς από αυτούς, γεγονός που δικαιολογείται αφού δεν υπάρχει υλικό από το οποίο θα μπορούσαν να είχαν πρόσφατα σχηματιστεί αστέρες. Με άλλα λόγια, ο σχηματισμός αστέρων στους γαλαξίες αυτούς έχει τελειώσει προ πολλού.

Από απόψεως μεγέθους, οι ελλειπτικοί γαλαξίες καλύπτουν μεγάλη περιοχή μεγεθών. Τόσο οι μεγαλύτεροι όσο και οι μικρότεροι γαλαξίες του σύμπαντος είναι ελλειπτικοί. Εξάλλου τα πολυμελή σμήνη, που περιλαμβάνουν χιλιάδες γαλαξίες, κυριαρχούνται συνήθως από ελλειπτικούς γαλαξίες, ενώ αντίθετα οι σπειροειδείς βρίσκονται συνήθως σε μικρά ακανόνιστα σμήνη.

Μια άλλη διαφορά είναι η ακόλουθη: ενώ ο πυρήνας ενός σπειροειδούς γαλαξία μοιάζει με ελλειπτικό γαλαξία, η πλάτυνση του πυρήνα στον σπειροειδή οφείλεται στην περιστροφή του, ενώ η πλάτυνση στους ελλειπτικούς γαλαξίες οφείλεται σε ανισοτροπία των τυχαίων κινήσεων των αστέρων τους.

Εκτός από την παραπάνω ταξινόμηση, που βασίζεται στο σχήμα των γαλαξιών, υπάρχουν και ταξινομήσεις που βασίζονται είτε στο φάσμα, είτε στη φωτεινότητά τους (βλ. § 2.2.5 και § 2.2.7).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.2 Φυσικά χαρακτηριστικά

2.2.1. Περιεχόμενο

Με τη βοήθεια μεγάλων τηλεσκοπίων μπορεί κανείς να ξεχωρίσει το περιεχόμενο των πιο κοντινών γαλαξιών, που είναι καθ' όλα όμοιο με εκείνο του Γαλαξία μας. Σήμερα πιστεύεται πως όλοι οι γαλαξίες περιλαμβάνουν ένα μίγμα σωμάτων όλων των πληθυσμών. Ανάμεσα σ' αυτά μπορεί να ξεχωρίσει κανείς τόσο κανονικούς αστέρες όσο και μεταβλητούς. Ιδιαίτερα, λόγω της μεγάλης φωτεινότητάς τους, ξεχωρίζουν οι νόβα και οι σουπερνόβα. Μπορεί ακόμα κανείς να παρατηρήσει αστρικά σμήνη (ανοικτά και κλειστά), καθώς και νεφελώματα.

Επειδή μόνο οι πιο λαμπροί αστέρες είναι δυνατό να παρατηρηθούν άμεσα, γίνεται φανερό πως δεν μπορούμε να έχουμε μια σωστή εικόνα των διαφόρων τύπων αστέρων από άμεσες παρατηρήσεις. Αντίθετα, αυτό μπορεί να γίνει έμμεσα από τα **ολοκληρωμένα** φυσικά χαρακτηριστικά των γαλαξιών, όπως το χρώμα, το φασματικό τύπο και το λόγο μάζας-φωτεινότητας (βλ. § 2.2.5).

2.2.2. Δομή

Η μελέτη της δομής των ελλειπτικών γαλαξιών γίνεται φωτομετρικά· στην περίπτωση όμως κοντινών γαλαξιών γίνεται και με απαρίθμηση των σωμάτων που περιέχουν. Η φωτομετρική μελέτη στηρίζεται στις ισόφωτες του γαλαξία, που γίνονται σε απόλυτες ή σχετικές μονάδες εντάσεως και δίνουν τη μεταβολή της φωτεινής εντάσεως από το κέντρο προς το χείλος του ειδώλου του γαλαξία, κατά διάφορες διευθύνσεις. Η μεταβολή αυτή, που δεν είναι παρά η μεταβολή της επιφανειακής λαμπρότητας του γαλαξία, συγκρίνεται προς διάφορα θεωρητικά μοντέλα, που γίνονται με διάφορες παραδοχές και υποθέσεις ως προς το περιεχόμενό του, για να προκύψει τελικά η δομή του γαλαξία.

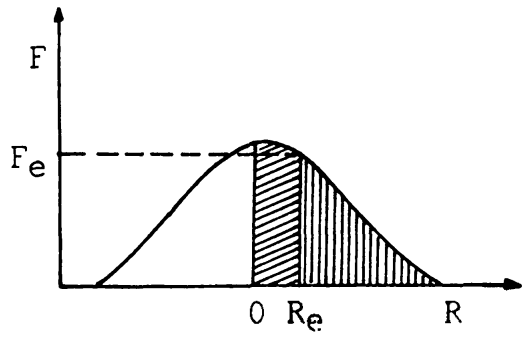
Οι ελλειπτικοί γαλαξίες ακολουθούν όλοι τον ίδιο νόμο μεταβολής, που εκφράζεται από τους διάφορους ερευνητές με διάφορες σχέσεις. Μία απο αυτές π.χ. είναι: $\log (F/Fe) = -3.33[(R/Re)^{1/4}-1]$, όπου R η απόσταση από το κέντρο του γαλαξία, Re η απόσταση μέχρι την οποία περιλαμβάνεται το μισό της ενέργειας

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

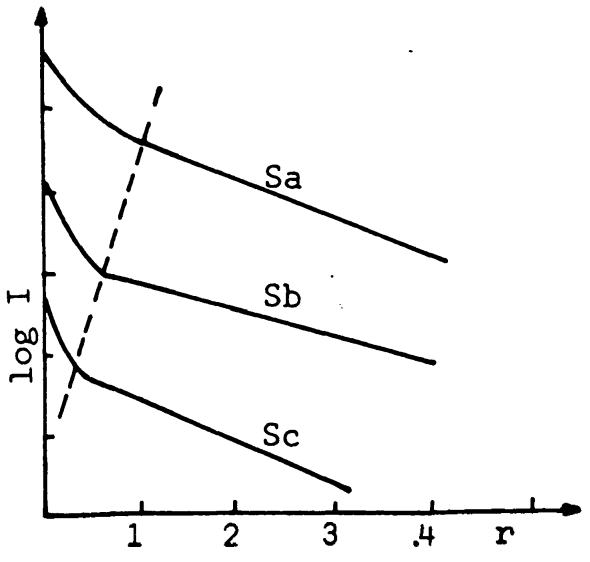
που εκπέμπει ο γαλαξίας, F η επιφανειακή λαμπρότητα στην απόσταση R και Fe η τιμή της F για R = Re (σχ. 2.3).

Στους σπειροειδείς γαλαξίες, η κατανομή της εντάσεως δεν ακολουθεί ενιαίο νόμο όπως στους ελλειπτικούς. Βασικά, στους κανονικούς σπειροειδείς η καμπύλη εντάσεως αποτελείται από δύο μέρη (σχ. 2.4): στο πρώτο, το εσωτερικό , η ένταση μεταβάλλεται με την απόσταση, όπως στους ελλειπτικούς γαλαξίες (σφαιρική συνιστώσα), ενώ στο δεύτερο, το εξωτερικό, μεταβάλλεται εκθετικά με την απόσταση (συνιστώσα δίσκου). Μπορεί όμως να θεωρήσει ακόμα κανείς και μία τρίτη συνιστώσα, που οφείλεται στις σπείρες και συγχέεται με τη δεύτερη.

Στους ανώμαλους τέλος γαλαξίες, η κατανομή της εντάσεως είναι εντελώς ακανόνιστη. Για μερικούς πάντως από αυτούς, όπως π.χ. για τα "Νέφη του Μαγγελάνου", βρίσκεται πως η μέση κατανομή της εντάσεως μοιάζει χοντρικά με τη συνιστώσα δίσκου των σπειροειδών γαλαξιών.



Σχήμα 2.3



Σχήμα 2.4

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.2.3. Διαστάσεις

Σχετικά με τις διαστάσεις των γαλαξιών, που προσδιορίζονται από τις ισόφωτές τους, υπάρχει αρκετή ασάφεια, επειδή είναι αδύνατο να βρεθεί ένα αντικειμενικό κριτήριο για τον καθορισμό των ορίων τους· επιπλέον, υπάρχει και το πρόβλημα προσδιορισμού της αποστάσεώς τους. Η διασπορά πάντως των τιμών των διαμέτρων, ακόμα και για γαλαξείς του ίδιου τύπου, είναι πολύ μεγάλη. Γενικά οι τιμές αυτές κυμαίνονται ανάμεσα σε 0.3 kpc και 50 kpc. Έτσι, ο Γαλαξίας μας είναι σχετικά μεγάλος· περισσότερο συνηθισμένοι πάντως είναι οι των μικρών διαστάσεων και φωτεινότητας γαλαξίες (νάνοι).

2.2.4. Απόλυτο μέγεθος

Το απόλυτο μέγεθος των γαλαξιών, που είναι ένα **ολοκληρωμένο** απόλυτο μέγεθος, οφείλεται δηλαδή στο σύνολο των σωμάτων που περιέχει ο γαλαξίας, προσδιορίζεται με βάση την απόστασή τους και το ολοκληρωμένο φαινόμενο μέγεθός τους· αυτό πάλι βρίσκεται είτε από τις ισόφωτες του γαλαξία με ολοκλήρωση, είτε φωτοηλεκτρικά, στο σύστημα UBV, με τη χρησιμοποίηση διαφραγμάτων διαφόρων μεγεθών. Τα απόλυτα μεγέθη που βρίσκονται κατ' αυτόν τον τρόπο φαίνονται για τους διάφορους τύπους στον πίνακα 2.1.

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 2.1

	Ελλειπτικοί			Σπειροειδείς			Ανώμαλοι		
Μάζα ($M_\odot$)	10^5	ως	10^{13}	10^9	ως	$4 \cdot 10^{11}$	10^8	ως	$3 \cdot 10^{10}$
Απόλυτο μέγεθος	-9	"	-13	-15	"	-21	-13	"	-18
Φωτεινότητα ($L_\odot$)	$3 \cdot 10^5$	"	10^{10}	10^8	"	$2 \cdot 10^{10}$	10^7	"	10^9
M/ L ($M_\odot / L_\odot = 1$)	100			2	"	20	1		
Διάμετρος (Kpc)	1	"	200	5	"	50	1	"	10
Φασματικός τύπος	K			A	"	K	A	"	F

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.2.5. Φωτεινότητα

Η φωτεινότητα, που εξαρτάται προφανώς από την επιφανειακή λαμπρότητα και τις διαστάσεις του γαλαξία, είναι κανονικά τόσο μεγαλύτερη όσο περισσότερο είναι αναπτυγμένοι οι βραχίονες ενός γαλαξία. Μπορεί λοιπόν να χρησιμοποιηθεί για την ταξινόμησή τους.

Έτσι με βάση τη φωτεινότητά τους, οι γαλαξίες κατατάσσονται σε πέντε τύπους I,...,V (ταξινόμηση Van den Bergh) και, κατ' αναλογία προς τους φασματικούς τύπους των αστέρων στο σύστημα MK (Yerkes), καλούνται αντίστοιχα **υπεργίγαντες**, **λαμπροί γίγαντες**, **γίγαντες**, **υπογίγαντες** και **νάνοι** γαλαξίες.

Πρέπει εδώ να σημειωθεί, πως εκείνο που έχει ιδιαίτερη σημασία για τη μελέτη των γαλαξιών είναι ο προσδιορισμός του λόγου μάζας-φωτεινότητας M/L, και αυτό γιατί από το ένα μέρος η φωτεινότητα δεν είναι εύκολο να προσδιοριστεί και από το άλλο μέρος η μεσοαστρική ύλη αποκρύπτει τους αμυδρούς αστέρες· επιπλέον, ενώ επηρεάζει πολύ τη μάζα, επηρεάζει λίγο (ιδιαίτερα η σκοτεινή ύλη) τη φωτεινότητα ενός γαλαξία. Οι σχετικές μετρήσεις δίνονται συνήθως συναρτήσει της φωτεινότητας L_B στην κυανή περιοχή του φάσματος. Έτσι βρίσκεται ότι ο λόγος M/L_B μεταβάλλεται ομαλά με τον τύπο του γαλαξία: για τους σπειροειδείς και ανώμαλους μεταβάλλεται μεταξύ 2 και 10 και για τους ελλειπτικούς μεταξύ 20 και 100 (με μονάδα τον ηλιακό λόγο). Από την τιμή του λόγου αυτού είναι δυνατό να βγάλει κανείς συμπεράσματα για τους φασματικούς τύπους των αστέρων που περιλαμβάνει ο υπό εξέταση γαλαξίας.

2.2.6. Δείκτης χρώματος

Ο δείκτης χρώματος (ολοκληρωμένος) των γαλαξιών βρίσκεται φωτογραφικά ή φωτοηλεκτρικά· είναι όμως αρκετά αβέβαιος. Τα αποτελέσματα των σχετικών προσδιορισμών δείχνουν πως το χρώμα των γαλαξιών μεταβάλλεται με τον τύπο: οι ελλειπτικοί γαλαξίες έχουν γενικά μεγαλύτερο δείκτη χρώματος και συνεπώς είναι ερυθρότεροι από τους σπειροειδείς και τους ανώμαλους. Οι πυρήνες των σπειροειδών έχουν ίδιο χρώμα με τους ελλειπτικούς, ενώ οι εξωτερικές περιοχές τους είναι πιο κυανές. Η λεπτομερειακή μελέτη δείχνει πως οι βραχίονες είναι εκείνοι που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

συμβάλλουν στη μεταβολή του χρώματος προς το κυανούν, ενώ το υπόβαθρο έχει το ίδιο ερυθρό χρώμα του πυρήνα. Γενικά όμως οι σπειροειδείς γαλαξίες είναι ερυθρότεροι από τους ανώμαλους.

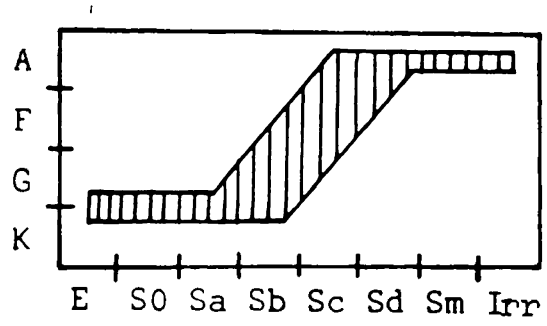
Η διασπορά πάντως των τιμών χρώματος που βρίσκονται για όλους τους τύπους, είναι αρκετά σημαντική, ώστε να μη μπορεί ο δείκτης χρώματος να χρησιμοποιηθεί ως κριτήριο ταξινόμησης. Εξάλλου, πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι ο δείκτης χρώματος επηρεάζεται από την προς το ερυθρό μετατόπιση του φάσματος λόγω της φυγής των γαλαξιών (βλ. § 2.3.1).

2.2.7. Φασματικός τύπος

Η μελέτη του ολοκληρωμένου φάσματος των γαλαξιών γίνεται με το σκοπό να προσδιοριστεί η φύση του περιεχομένου τους, πράγμα που είναι δύσκολο, τόσο για τεχνικούς λόγους όσο και για λόγους ερμηνείας. Από την ένταση των διαφόρων φασματικών γραμμών είναι δυνατό να εξαχθούν συμπεράσματα για το αστρικό περιεχόμενο των γαλαξιών. Η παρουσία π.χ. στο φάσμα ενός γαλαξία έντονων γραμμών D του NaI και έντονων ταινιών του TiO δείχνει πως στο γαλαξία αυτό επικρατούν γίγαντες και νάνοι αστέρες των μεταγενεστέρων τύπων.

Από τη μορφή του ολοκληρωμένου φάσματος είναι δυνατό να καθοριστούν φασματικοί τύποι των γαλαξιών, κατ' αναλογία προς τους αστέρες, και να γίνει συνεπώς μία φασματική ταξινόμηση αυτών. Το ολοκληρωμένο φάσμα αναφέρεται προφανώς σε ολόκληρο το γαλαξία, όταν δεν υπάρχει κεντρική συσσώρευση σ' αυτόν, ή στον πυρήνα του μόνο, όταν αυτός κυριαρχεί. Στους εκτεταμένους γαλαξίες, ο φασματικός τύπος είναι συνάρτηση της περιοχής του γαλαξία από όπου προέρχεται το φάσμα. Στους κάπως σύνθετους γαλαξίες, ο φασματικός τύπος είναι συνάρτηση του μήκους κύματος. Αυτό σημαίνει πως η ταξινόμηση πρέπει να αναφέρεται σε καθορισμένη φασματική περιοχή. Εξάλλου, ο ολοκληρωμένος φασματικός τύπος ενός γαλαξία είναι προγενέστερος στα μικρότερα μήκη κύματος, κι αυτό γιατί οι αστέρες των προγενέστερων τύπων εκπέμπουν περισσότερο στα μικρότετρα μήκη κύματος (στο κυανούν).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



Σχήμα 2.5: Η σχέση ανάμεσα στο φασματικό και μορφολογικό τύπο των γαλαξιών

Η φασματική ταξινόμηση των γαλαξιών οφείλεται στους Mayall και Morgan και αναφέρεται στη φασματική περιοχή από 3850 Å μέχρι 4100 Å, στην οποία περιέχονται οι γραμμές H και K του CaII, οι γραμμές Balmer από την Hδ και ύστερα, καθώς και η ταινία του CN. Κατά την ταξινόμηση αυτή διακρίνουμε τους φασματικούς τύπου A, AF, F, FG και K. Στον τύπο A συμβάλλουν κυρίως αστέρες νάνοι τύπου A, ενώ στον τύπο AF αστέρες τύπων F0-F2. Ο τύπος F είναι κάπως μεταγενέστερος του AF, ενώ ο τύπος FG περιλαμβάνει αστέρες φασματικών τύπων μεταξύ F και G. Ο τύπος K, τέλος, οφείλεται βασικά στην παρουσία γιγάντων τύπου K. Η σχέση μεταξύ φασματικού και μορφολογικού τύπου φαίνεται παραστατικά στο σχήμα 2.5.

2.3. Κινήσεις

Οι γαλαξίες εκτός από τις σχετικές μεταξύ τους κινήσεις (όταν είναι σε σμήνη) παρουσιάζουν δύο ειδών κινήσεις: μία κοσμολογική, λόγω δηλαδή της διαστολής του σύμπαντος, και μία περιστροφική γύρω από τον άξονά τους.

2.3.1. Κοσμολογική κίνηση

Η κίνηση αυτή, που είναι γνωστή και ως φυγή των γαλαξιών, είναι μία ακτινική, σε σχέση με τη Γη, κίνηση. Διαπιστώθηκε φασματοσκοπικά για πρώτη φορά από τον Slipher και ερμηνεύεται με βάση τη διαστολή του σύμπαντος.

Όπως είναι γνωστό, στο φάσμα μιας φωτεινής πηγής που μετακινείται σε σχέση με τον παρατηρητή, οι φασματικές γραμμές εμφανίζονται μετατοπισμένες από τη θέση στην οποία βρίσκονται όταν η πηγή είναι ακίνητη. Αν η φωτεινή πηγή πλησιάζει προς τον παρατηρητή, η μετατόπιση των φασματικών γραμμών γίνεται

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

προς το ιώδες μέρος του φάσματος κι αν η πηγή απομακρύνεται από τον παρατηρητή, η μετατόπιση γίνεται προς το ερυθρό μέρος του φάσματος. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως φαινόμενο Doppler, η δε σχετική μετατόπιση Δλ του μήκους κύματος λ μιας φασματικής γραμμής δίνεται από τη σχέση $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{u}{c}$, όπου u είναι η ταχύτητα της πηγής σε σχέση με τον παρατηρητή και c η ταχύτητα του φωτός. Στην περίπτωση όπου η ταχύτητα u είναι σχετικιστική, η παραπάνω σχέση πρέπει να αντικατασταθεί από τη $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = [(1+\frac{u}{c}) / (1-\frac{u}{c}) - 1]^{1/2}$.

Ανάμεσα στα 1912 και 1914 ο Αμερικανός αστρονόμος Slipher έκανε μια καταπληκτική ανακάλυψη: βρήκε πως οι φασματικές γραμμές στα φάσματα 15 κοντινών γαλαξιών είναι μετατοπισμένες προς το ερυθρό άκρο του φάσματος, γεγονός που σημαίνει, αν το ερμηνεύσει κανείς με βάση την παραπάνω αρχή του Doppler, πως οι άλλοι γαλαξίες απομακρύνονται από το δικό μας. Η μετατόπιση αυτή των φασματικών γραμμών είναι γνωστή ως **ερυθρή μετατόπιση (ΕΜ)**.

Αργότερα, το 1929, ο Hubble χρησιμοποιώντας μεγαλύτερο τηλεσκόπιο και παρατηρώντας πιο μακρινούς γαλαξίες επαλήθευσε την ανακάλυψη του Slipher. Ο Hubble βρήκε ακόμα, μαζί με τον Humason, πως η ταχύτητα απομακρύνσεως ενός γαλαξία είναι ανάλογη προς την απόστασή του από τον Γαλαξία μας, ότι δηλαδή ισχύει η σχέση u = Hr. Η σταθερά αναλογίας H καλείται **σταθερά του Hubble**. Η τιμή που έδωσε άρχικά γι' αυτήν ο Hubble ήταν 530 km/sec/Mpc, τιμή που συζητήθηκε αργότερα. Οι τελευταίοι προσδιορισμοί έδωσαν τιμές που βρίσκονται μεταξύ 55 και 113 km/sec/Mpc, ενώ μια κάπως πρόσφατη ανάλυση από τον Sandage έδωσε H=55±7 km/sec/Mpc, που μπορεί να στρογγυλευθεί σε 50 km/sec/Mpc.

2.3.2. Περιστροφή

Η περιστροφή των γαλαξιών διαπιστώνεται φασματοσκοπικά με βάση το φαινόμενο Doppler. Παρατηρείται δηλαδή ότι το ένα άκρο ενός γαλαξία πλησιάζει προς τον παρατηρητή ενώ το άλλο απομακρύνεται. Επειδή όμως δεν είναι γνωστή η κλίση του επιπέδου του γαλαξία σε σχέση με το επίπεδο το εφαπτόμενο στην ουράνια σφαίρα, δεν μπορούμε να γνωρίζουμε αν αυτός περιστρέφεται κατά τη φορά των

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σπειρών ή αντίθετα. Ύστερα όμως από μακροχρόνιες συζητήσεις, οι αστρονόμοι κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η περιστροφή είναι "κανονική", δηλαδή γίνεται κατά τη φορά κλεισίματος των σπειρών.

Κατά τις παρατηρήσεις μετριέται η ακτινική ταχύτητα ορισμένων περιοχών του γαλαξία, από την οποία βρίσκεται η γραμμική ταχύτητα περιστροφής στις περιοχές αυτές. Αυτό γίνεται συνήθως με τις εξής τεχνικές: α) τοποθετείται η σχισμή του φασματογράφου κατά μήκος του μεγάλου άξονα του γαλαξία, οπότε οι γραμμές απορροφήσεως του φάσματός του εμφανίζονται κεκλιμένες σε σχέση με τις γραμμές του φάσματος συγκρίσεως και από την κλίση των γραμμών υπολογίζεται η ακτινική ταχύτητα, β) μετριώνται οι ακτινικές ταχύτητες μεμονωμένων περιοχών HII, γ) με ραδιοαστρονομικές παρατηρήσεις που γίνονται στη γραμή 21 cm.

Οι περιοχές που παρατηρούνται συνήθως είναι οι κεντρικές ενός γαλαξία, βρίσκεται δε ότι η ταχύτητα είναι ανάλογη της απόστασης από το κέντρο του γαλαξία, πράγμα που σημαίνει πως αυτός στρέφεται σαν στερεό σώμα, δεν παρουσιάζει δηλαδή διαφορική περιστροφή. Η περίοδος περιστροφής P είναι στην περίπτωση αυτή $P = \frac{2\pi R}{U_R}$, όπου R η απόσταση από το κέντρο και U_R η πραγματική γραμμική ταχύτητα στην απόσταση R. Αν ρ είναι η γωνιώδης απόσταση του θεωρούμενου σημείου από το κέντρο του γαλαξία, r η απόσταση του γαλαξία, U_ρ η ακτινική ταχύτητα στην απόσταση ρ και i η κλίση του επιπέδου του γαλαξία θα είναι προφανώς $R = r\rho''$ και $U_R = U_\rho \sec i$, οπότε η περίοδος είναι:

$$P = 2\pi \frac{r\rho}{U_\rho \sec i} = 29.7 \frac{r\rho}{U_\rho \sec i}$$

Οι περίοδοι που βρίσκονται κατ' αυτό τον τρόπο κυμαίνονται μεταξύ 10^7 και 10^8 έτη.

Μερικοί ωστόσο λαμπροί σπειροειδείς γαλαξίες δείχνουν την ίδια συμπεριφορά με το Γαλαξία μας: στο εσωτερικό τους στρέφονται σαν στερεά σώματα ($U_R \propto R$), ενώ προς το χείλος τους η ταχύτητα U_R ακολουθεί το νόμο του Κέπλερ, αφού περάσει από ένα μέγιστο (βλ. σχήμα περιστροφής του Γαλαξία).

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

2.4. Μάζες

Η ολική μάζα ενός γαλαξία μπορεί να μετρηθεί κατά διάφορους τρόπους. Κάθε τρόπος αναφέρεται σε ορισμένο τύπο γαλαξία και έχει βέβαια τις θεωρητικές και πρακτικές δυσκολίες του. Οι σπουδαιότεροι από αυτούς είναι οι ακόλουθοι:

α) **Από την περιστροφή**: Ο τρόπος αυτός εφαρμόζεται στους κοντινούς λαμπρούς γαλαξίες και περιλαμβάνει τρεις μεθόδους, από τις οποίες θα περιγραφεί εδώ η μία. Αυτή απαιτεί να γνωρίζουμε την καμπύλη περιστροφής του γαλαξία, η οποία εξαρτάται από την κατανομή της μάζας σ' αυτόν. Έτσι εκλέγοντας κατάλληλα ένα μοντέλο κατανομής της μάζας στο γαλαξία ώστε να προκύπτει η παρατηρούμενη καμπύλη περιστροφής, μπορούμε στη συνέχεια με ολοκλήρωση να βρούμε την ολική μάζα του.

Σαν παράδειγμα θεωρούμε την πολύ απλή περίπτωση όπου η μάζα στο γαλαξία είναι κατανεμημένη ώστε να παρουσιάζει σφαιρική συμμετρία. Έστω λοιπόν $M(r)$ η μάζα μέσα στη σφαίρα ακτίνας r και $\bar{\rho}(r)$ η μέση πυκνότητα μέσα στη σφαίρα αυτή. Αν r_o είναι η ακτίνα του γαλαξία θα έχουμε:

$$M(r) = \frac{4}{3}\pi r^3 \bar{\rho}(r) \qquad \text{για} \quad r \le r_o$$

και

$$M(r) = \frac{4}{3}\pi r_o^3 \bar{\rho}(r) = M \qquad \text{για} \quad r > r_o$$

όπου M είναι η ολική μάζα του γαλαξία. Αν τώρα ένας αστέρας μάζας m βρίσκεται σε απόσταση r από το κέντρο του γαλαξία, η βαρυτική δύναμη που ασκείται πάνω σ' αυτόν από ολόκληρο το γαλαξία είναι $F = G\frac{mM(r)}{r^2}$, οπότε με βάση τις παραπάνω σχέσεις λαμβάνουμε αντίστοιχα:

$$F = \frac{4}{3}\pi G m \bar{\rho}(r)\, r \qquad \text{για} \quad r \le r_o$$

και

$$F = G\frac{mM}{r^2} \qquad \text{για} \quad r > r_o$$

Οι σχέσεις αυτές δείχνουν πως η δύναμη που ασκείται σε μία μάζα αυξάνει γραμμικά με την απόσταση r από το κέντρο μέχρι το χείλος του γαλαξία και στη συνέχεια ανάλογα με το r^{-2}.



Υποθέτοντες τώρα πως οι τροχιές είναι κυκλικές και εξισώνοντας τη φυγόκεντρη δύναμη mV^2/r με τις παραπάνω δυνάμεις, λαμβάνουμε:

$$V^2 = \frac{4}{3}\pi G \bar{\rho}(r) r^2 = \frac{GM(r)}{r} \qquad \text{για } r \le r_o$$

και

$$V^2 = \frac{GM}{r} \qquad \text{για } r > r_o$$

Η γραφική παράσταση της συναρτήσεως $V(r)$ για $\bar{\rho}(r)$ = σταθ., που φαίνεται στο σχήμα 2.6, δείχνει πως η ταχύτητα V αυξάνει γραμμικά μέχρι το άκρο του γαλαξία ($r=r_o$) και στη συνέχεια πέφτει ανάλογα του $r^{-1/2}$. Αν η καμπύλη που προκύπτει από τις παρατηρήσεις δεν συμφωνεί με την καμπύλη αυτή, τότε προσπαθούμε να προσαρμόσουμε την τιμή της $\bar{\rho}(r)$ ώστε να υπάρξει συμφωνία με τις παρατηρήσεις.

Στην πράξη υποθέτει κανείς βέβαια, πως οι γαλαξίες έχουν ελλειψοειδή κατανομή μάζας και όχι σφαιρική, οπότε οι παραπάνω σχέσεις γίνονται πιο πολύπλοκες. Η πορεία πάντως είναι η ίδια και οι καμπύλες παρατηρήσεως μοιάζουν γενικά με την παραπάνω. Στην περίπτωση όπου υπάρχει σημαντική ασυμφωνία, η ερμηνεία που δίνεται είναι ότι υπάρχει σημαντική μάζα πέρα από το τελευταίο σημείο μετρήσεως, οπότε η μάζα που βρίσκεται αποτελεί ένα κατώτερο όριο.

β) **Από συστήματα διπλών γαλαξιών**: Ο τρόπος αυτός εφαρμόζεται προφανώς στους διπλούς γαλαξίες (βλ. § 3.1), τα δε αποτελέσματα είναι στατιστικά. Ο τρόπος είναι όμοιος με τον εφαρμοζόμενο στην περίπτωση των διπλών αστέρων.

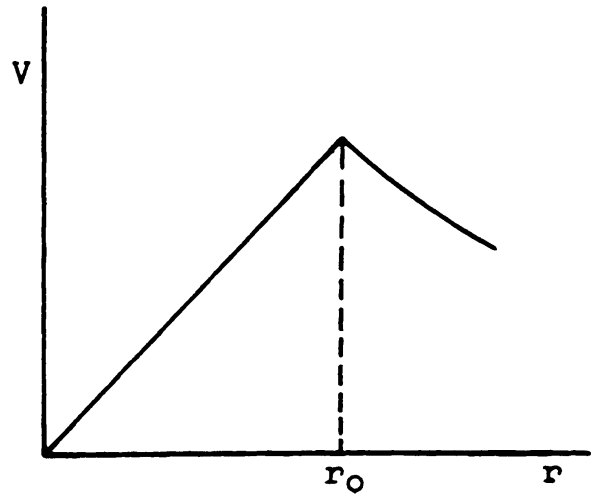
Υποθέτουμε πως οι γαλαξίες διαγράφουν κυκλικές τροχιές ο ένας γύρω από τον άλλο με σχετική ταχύτητα V και ότι η απόστασή τους είναι α (σχ. 2.7). Αν τους θεωρήσουμε σαν υλικά σημεία, τότε θα έχουμε $V^2 = \frac{GM}{a}$, $(M_1+M_2 \sim 2M)$. Η ταχύτητα V δεν μπορεί προφανώς να μετρηθεί άμεσα, εκείνο που μετριέται είναι η προβολή της κατά τη διεύθυνση παρατηρήσεως, που δεν είναι παρά η διαφορά ακτινικών ταχυτήτων ΔV_r των δύο γαλαξιών. Έτσι σύμφωνα με το σχήμα 2.7, στο οποίο ο ένας γαλαξίας βρίσκεται στην αρχή των αξόνων 0 και ο άλλος στο 0', το επίπεδο της τροχιάς είναι το ψz και η ταχύτητα V κείται στον άξονα ψ, θα έχουμε:



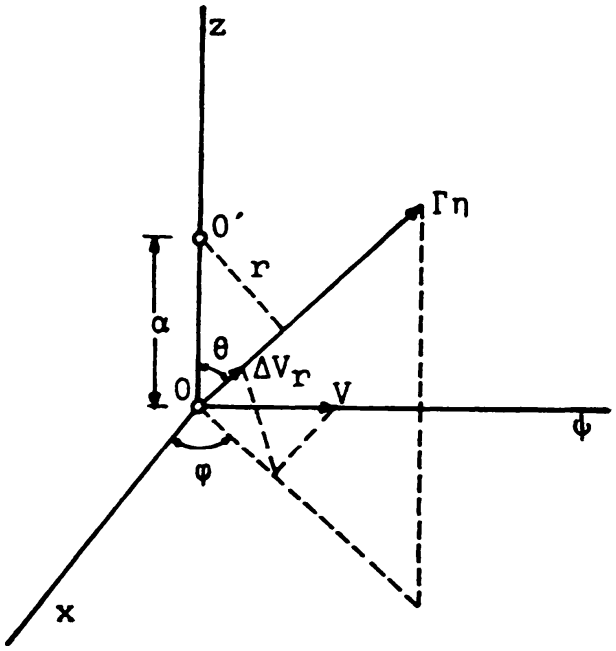
r=αημθ και ΔV_r=Vημθημφ, οπότε από την $V^2=\frac{GM}{a}$ προκύπτει $\frac{(\Delta V_r)^2 r}{G}$ = Mημ^{3}θημ^{2}φ.

Η απόσταση r βρίσκεται συνήθως από το νόμο του Hubble ($r=\frac{V_r}{H}$),

οπότε: $$\frac{(\Delta V_r)^2 V_r}{GH} = M\,\eta\mu^3\theta\,\eta\mu^2\varphi.$$



Σχήμα 2.6



Σχήμα 2.7

Ο προσανατολισμός όμως της τροχιάς σε σχέση με τη γραμμή παρατηρήσεως δεν είναι γνωστός, πράγμα που σημαίνει ότι οι γωνίες θ και φ είναι άγνωστες. Έτσι υπολογίζουμε τη μέση τιμή του ημ^{3}θημ^{2}φ υποθέτοντας ότι οι τροχιές είναι κατανεμημένες τυχαία, οπότε λαμβάνουμε στατιστικά τη μάζα ενός μεγάλου αριθμού γαλαξιών. Έτσι επειδή ημ^{3}θ ημ^{2}φ = 0.29 έχουμε τελικά $M=\frac{(\Delta V_r)^2 V_r}{0.29GH}$.

γ) **Από τη διασπορά ταχυτήτων**: Ο τρόπος αυτός αναφέρεται στα σμήνη γαλαξιών και οδηγεί στον υπολογισμό της κατά μέσον όρο μάζας των γαλαξιών ενός σμήνους. Στηρίζεται στη διασπορά ταχυτήτων των μελών του σμήνους και στο θεώρημα της ενέργειας (virial) : $E_{δυν} + 2E_{κιν} = 0$

Υποθέτουμε ότι το σμήνος βρίσκεται σε ισορροπία, οπότε είναι :


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

$$E_{\delta\upsilon\nu} = -\frac{GM^2}{R},\ 2E_{\kappa\iota\nu} = M\overline{(\Delta V)^2},\ \text{και}\ -\frac{GM^2}{R} + M\overline{(\Delta V)^2} = 0 \Rightarrow M = \frac{\overline{(\Delta V)^2}\, R}{G}$$

όπου $M = \Sigma M_i$ είναι η ολική μάζα του σμήνους, $R = \Sigma r_{ij}$, r_{ij} η απόσταση των γαλαξιών μεταξύ τους και ΔV η σχετική ταχύτητα ως προς το κέντρο βάρους του σμήνους. Για σφαιρική κατανομή, βρίσκεται ότι $\overline{(\Delta V)^2} = 3\overline{(\Delta V)^2}$, όπου ΔV_r η ακτινική ταχύτητα που έχουμε από την παρατήρηση. Έτσι τελικά, η μέση μάζα των γαλαξιών του σμήνους θα είναι $\frac{M}{n}$, όπου n ο αριθμός των γαλαξιών του σμήνους.

Η μέση μάζα που βρίσκεται κατ' αυτό τον τρόπο είναι πολύ μεγαλύτερη από τις τιμές που βρίσκονται με τους τρόπους (α) και (β). Η ερμηνεία που δίνεται είναι ότι είτε ένα σημαντικό μέρος της μάζας του σμήνους ανήκει σε μη ορατούς νάνους γαλαξίες ή σε μεσογαλαξιακή ύλη, είτε ότι το σμήνος δεν βρίσκεται σε ισορροπία (διαλύεται) και συνεπώς δεν είναι δυνατό να εφαρμοστεί το θεώρημα της ενέργειας (virial).

2.5. Αποστάσεις

Λόγω των τεράστιων αποστάσεων των γαλαξιών, δεν είναι δυνατό να χρησιμοποιηθούν άμεσοι μέθοδοι για τον προσδιορισμό τους.

Έμμεσοι τρόποι όμως υπάρχουν αρκετοί και μπορεί κανείς να τους διακρίνει σε **κύριους**, που έχουν εφαρμοστεί για τη μέτρηση αποστάσεων διαφόρων σωμάτων μέσα στο Γαλαξία μας και εφαρμόζονται κατ' επέκταση και σε εξωγαλαξιακά σώματα, και σε **δευτερεύοντες**, που εφαρμόζονται αποκλειστικά σε εξωγαλαξιακά σώματα. Όλοι σχεδόν οι τρόποι αυτοί στηρίζονται: α) στην εκτίμηση του απόλυτου μεγέθους M ενός σώματος (αστέρα, νεφελώματος ή σμήνους) του γαλαξία και στη μέτρηση του φαινόμενου μεγέθους του, οπότε από τη σχέση m-M=5logr-5 βρίσκεται η απόσταση του σώματος και συνεπώς του γαλαξία, β) στην εκτίμηση του γεωμετρικού μεγέθους D ενός σώματος (περιοχής HII, σφαιρωτού σμήνους) και στη μέτρηση της γωνιώδους διαμέτρου α αυτού, οποότε από τη σχέση D=εφα βρίσκεται η απόσταση r.

Μερικοί από τους κύριους τρόπους είναι οι ακόλουθοι:



α) **Με τους μεταβλητούς RR Lyrae**: Από ακριβείς φωτομετρικές παρατηρήσεις των αστέρων αυτών στα σφαιρωτά σμήνη του Γαλαξία μας, βρέθηκε πως όλοι έχουν κατά προσέγγιση το ίδιο απόλυτο μέγεθος $M_v = 0.5 \pm 0.2$ mag. Δυστυχώς όμως, οι αστέρες αυτοί δεν είναι αρκετά λαμπροί, με αποτέλεσμα να είναι παρατηρήσιμοι μόνο σε γειτονικούς γαλαξίες δηλαδή μέχρις αποστάσεων της τάξεως των 200 Kpc.

β) **Με τους κλασικούς κηφείδες**: Η μέθοδος αυτή στηρίζεται στη σχέση περιόδου-φωτεινότητας των κηφειδων (βλ. § 3.3.1 τρίτου μέρους), από την οποία, με βάση την παρατηρούμενη περίοδο αναπάλσεως ενός κηφείδα, βρίσκεται το απόλυτο μέγεθός του. Και οι αστέρες αυτοί δεν είναι πολύ λαμπροί· είναι πάντως λαμπρότεροι από τους μεταβλητούς RR Lyrae και μπορούν να παρατηρηθούν μέχρις αποστάσεων της τάξεως των 2 Mpc.

γ) **Από τους νόβα και σουπερνόβα:** Οι αστέρες αυτοί είναι στο μέγιστό τους πολύ λαμπροί, ώστε να είναι παρατηρήσιμοι σε γαλαξίες που βρίσκονται αντίστοιχα σε αποστάσεις της τάξεως των 5 Mpc και 100 Mpc.

Για τους νόβα υπάρχει μία σχέση μεταξύ της μέγιστης λαμπρότητάς τους και του ρυθμού ελαττώσεως της λαμπρότητα με το χρόνο. Η σχέση αυτή είναι: $(Mpg)_{max} = -11.9+3.2\log t_2$, όπου t_2 είναι ο χρόνος ελαττώσεως της λαμπρότητας κατά 2 mag σε ημέρες. Συνεπώς, από την καμπύλη ελαττώσεως της λαμπρότητας ενός νόβα σε ένα γαλαξία μπορούμε να βρούμε το Mpg.

Οι σουπερνόβα εξάλλου έχουν μέσο απόλυτο μέγεθος $-18^m.7$ (οι τύπου I) και $-16^m.3$ (οι τύπου II) και συνεπώς παρατηρώντας ένα σουπερνόβα σε ένα γαλαξία μπορούμε να βρούμε την απόστασή του.

δ) **Από τις περιοχές HII και τα σφαιρωτά σμήνη:** Ξέρουμε πως οι διάμετροί τους είναι αντίστοιχα 175-245 pc και 50-70 pc, οπότε μετρώντας τη γωνιώδη διάμετρό τους σε ένα γαλαξία βρίσκουμε την απόστασή τους. Η μέθοδος αυτή είναι εφαρμόσιμη μέχρις αποστάσεων της τάξεως των 15 Mpc.

Μερικοί τώρα από τους δευτερεύοντες τρόπους είναι οι ακόλουθοι:

α) **Από το λαμπρότερο γαλαξία ενός σμήνους:** Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται για τον προσδιορισμό της αποστάσεως σμηνών γαλαξιών μέχρι 500 Mpc και στη-

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ρίζεται στο ότι το απόλυτο μέγεθος των πιο λαμπρών γαλαξιών των μεγάλων σμηνών είναι περίπου το ίδιο: $M_v = -22$ mag.

β) **Από την προς το ερυθρό μετατόπιση των φασματικών γραμμών:** Η μέθοδος αυτή, που είναι πιο ακριβής όσο πιο απομακρυσμένος είναι ένας γαλαξίας, εφαρμόζεται για τους πιο μακρινούς γαλαξίες. Καθώς είναι γνωστό, η μετρούμενη μετατόπιση Doppler $\Delta\lambda$ των φασματικών γραμμών συνδέεται με την ταχύτητα φυγής V με τη σχέση $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\frac{V}{c}$, η δε ταχύτητα φυγής με την απόσταση r με τη σχέση $V = rH$, όπου H είναι η σταθερά του Hubble. Συνεπώς είναι $r = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda H}$.

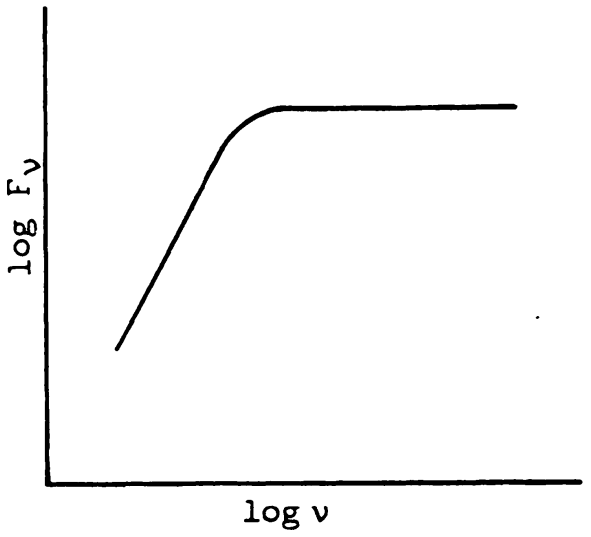
2.6. Ραδιοεκπομπή

Κατά πάσα πιθανότητα όλοι οι γαλαξίες εκπέμπουν ραδιοκύματα, αν και δεν έχουν ακόμα παρατηρηθεί από τους ελλειπτικούς γαλαξίες. Το μεγαλύτερο μέρος της ραδιοεκπομπής των γαλαξιών είναι συνεχούς φάσματος· υπολογίζεται πως το 10^{-6} περίπου της ολικής ενέργειας των πιο πολλών γαλαξιών εκπέμπεται στην περιοχή των ραδιοκυμάτων του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Μία τέτοια όμως ποσότητα ενέργειας θερμικής προελεύσεως, δεν μπορεί να δικαιολογηθεί ως οφειλόμενη στους αστέρες των γαλαξιών.

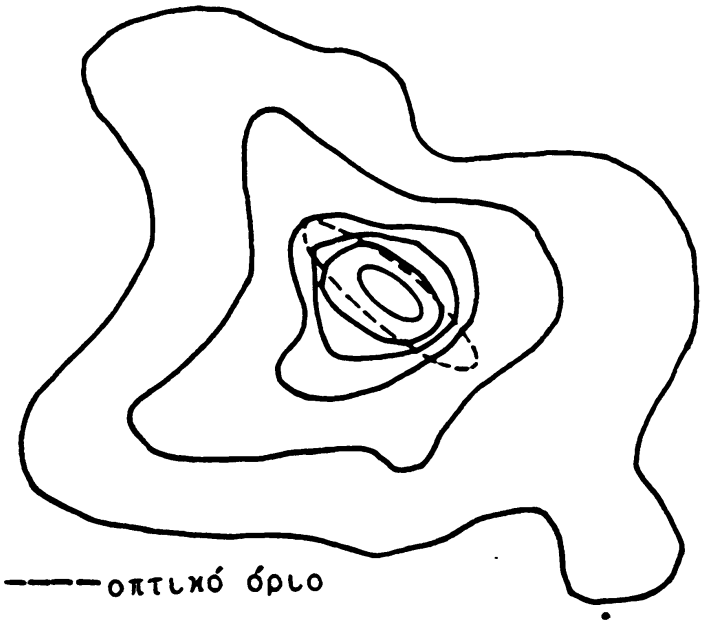
Όπως και στην περίπτωση του Γαλαξία μας, ένα μέρος της εκπομπής αυτής θα μπορούσε να αποδοθεί στη θερμική εκπομπή της μεσοαστρικής ύλης. Στην περίπτωση αυτή η ένταση της ακτινοβολίας για ένα ομοιόμορφα θερμό αέριο οπτικού πάχους τ_v θα ήταν $I_v = \frac{2v^2kT}{c^2}(1-e^{-\tau_v})$. Η σχέση αυτή δείχνει πως όταν $\tau_v \gg 1$, η ένταση είναι ανάλογη του v^2. Όταν εξάλλου $\tau_v \ll 1$, τότε $(1-e^{-\tau_v}) \sim \tau_v$· υποθέτοντας όμως ότι η απορρόφηση οφείλεται κυρίως σε ελεύθερες-ελεύθερες μεταστάσεις των ηλεκτρονίων στις περιοχές HII του γαλαξία, προκύπτει ότι ο συντελεστής απορροφήσεως και συνεπώς το οπτικό πάχος τ_v είναι ανάλογο του v^{-2} και αυτό σημαίνει πως στην περίπτωση όπου $\tau_v \ll 1$ η ένταση είναι ανεξάρτητη της συχνότητας. Έτσι στις μεν μικρές συχνότητες είναι $I_v \sim v^2$ στις δε μεγάλες συχνότητες I_v=σταθ. Κατά παρόμοιο



τρόπο μεταβάλλεται και η ροή ακτινοβολίας, επειδή εξαρτάται από τη συχνότητα κατά τον ίδιο τρόπο με την ένταση (σχ. 2.8)



Σχήμα 2.8



Σχήμα 2.9

Οι παρατηρήσεις ωστόσο δεν επαληθεύουν αυτή τη μεταβολή της ροής, πράγμα που σημαίνει πως το μεγαλύτερο μέρος της ραδιοεκπομπής πρέπει να έχει άλλη προέλευση. Πραγματικά είναι συγχροτρονικής προελεύσεως· αν δεχθούμε μία εκθετική κατανομή των σχετικιστικών ηλεκτρονίων της μορφής $N(E) \propto E^{-\gamma} \propto \nu^{-\gamma/2}$ (βλ. μέρος τρίτο, § 2.7.2) βρίσκουμε ότι $F_\nu \propto \nu^{-(\gamma-1)/2}$. Η σχέση αυτή συμφωνεί με την παρατήρηση, η δε τιμή του γ κυμαίνεται μεταξύ 1.4 και 3.4, ενώ για τους περισσότερους γαλαξίες είναι $\gamma = 2.4$.

Στο σχήμα 2.9 φαίνεται η περιοχή ραδιοεκπομπής του γαλαξία M31 (Ανδρομέδα) στα 73 cm. Η διακεκομμένη γραμμή δείχνει το οπτικό όριο του γαλαξία.

Εκτός όμως από τη ραδιοεκπομπή συνεχούς φάσματος, εκπομπή παρατηρείται και σε ορισμένες χαρακτηριστικές γραμμές της περιοχής των ραδιοκυμάτων. Σπουδαιότερη από αυτές είναι, καθώς αναφέρθηκε στο κεφάλαιο περί ραδιοεκπομπής του Γαλαξία μας, η γραμμή εκπομπής των 21 cm του HI, χάρη στην οποία κατορθώθηκε να μελετηθεί η μορφή και η σπειροειδής δομή του Γαλαξία μας. Επειδή

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

όμως η ένταση της γραμμής είναι μικρή, μόνο οι πιο κοντινοί γαλαξίες είναι δυνατό να μελετηθούν με τη γραμμή των 21 cm.

Από τις παρατηρήσεις πάντως στη γραμμή των 21 cm είναι δυνατό να βρεθεί η συνολική ποσότητα υδρογόνου που περιέχεται σε ένα γαλαξία, να βρεθεί δηλαδή ο λόγος M_{HI}/M της μάζας του υδρογόνου προς την ολική μάζα του γαλαξία. Οι σχετικές μελέτες δείχνουν πως ο λόγος αυτός είναι για τους ανώμαλους γαλαξίες 0.2-0.25, για τους σπειροειδείς 0.1-0.2 και για τους ελλειπτικούς πολύ μικρότερος.

Με την τεχνική αυτή είναι βέβαια δυνατό να μελετηθεί ακόμα τόσο η δομή των κοντινών γαλαξιών, όταν η ανάλυσή τους είναι επαρκής, όσο και η περιστροφή τους.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Ενεργοί γαλαξίες

3.1. Γενικά

Στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε τις γενικές ιδιότητες των συνηθισμένων γαλαξιών, των ήρεμων, όπως χαρακτηρίζονται, οι οποίοι δεν δείχνουν καμία ιδιαίτερη έξαρση στην εκπομπή ενέργειας. Σε ένα μικρό ωστόσο ποσοστό των γαλαξιών που παρατηρούμε στο σύμπαν υπάρχει μια έντονη δραστηριότητα που εκδηλώνεται με τη μορφή βίαιων γεγονότων. Σήμερα, υπάρχει η τάση να πιστεύεται πως τα φαινόμενα αυτά έχουν την έδρα τους στον πυρήνα των γαλαξιών αυτών, που μπορεί να είναι μορφολογικά είτε σπειροειδείς είτε ελλειπτικοί, με κάποιες πάντως ιδιαιτερότητες στη συμπεριφορά τους.

Η πιο χαρακτηριστική από τις διαφορές αυτές είναι ότι οι ενεργοί γαλαξίες παρουσιάζουν μεγάλη ερυθρή μετατόπιση, η οποία μάλιστα σε μία κατηγορία των σωμάτων αυτών είναι η μέγιστη που έχει παρατηρηθεί στο σύμπαν. Αυτό σημαίνει, σύμφωνα με το νόμο του Hubble, ότι οι ενεργοί γαλαξίες είναι τα πιο απομακρυσμένα σώματα από το Γαλαξία μας και επειδή γενικά έχουν μεγάλη φωτεινότητα πρέπει να εκπέμπουν τεράστιες ποσότητες ενέργειας. Όπως υπολογίζεται, τα πιο φωτεινά από τα σώματα αυτά, οι ημιαστέρες (quasars), εκπέμπουν κατά μέσο όρο 1000 φορές περισσότερη φωτεινή ενέργεια από το Γαλαξία μας, η δε εκπεμπόμενη συνολικά ενέργεια στις διάφορες περιοχές του φάσματος είναι πολύ μεγαλύτερη· στην περιοχή των ραδιοκυμάτων π.χ. είναι 10^7 περίπου φορές μεγαλύτερη.

Υπάρχουν διάφορες κατηγορίες ενεργών γαλαξιών, με ιδιαίτερα χαρακτηριστικά, και είναι κατά σειρά και κατ' αύξουσα ποσότητα εκπεμπόμενης

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ενέργειας οι ακόλουθοι: 1) γαλαξίες Σέϋφερτ (Seyfert), 2) γαλαξίες τύπου N, 3) σώματα τύπου BL Lacertae, 4) ραδιογαλαξίες και 5) ημιαστέρες (quasars).

3.2. Γαλαξίες Σέϋφερτ

Οι γαλαξίες του τύπου αυτού, που ανέρχονται μέχρι σήμερα σε 120 περίπου, αποτελούν μια υπομάδα των σπειροειδών γαλαξιών. Το κύριο χαρακτηριστικό τους είναι ότι έχουν πολύ μικρό και λαμπρό πυρήνα, το δε φάσμα τους παρουσιάζει πολύ έντονες και πλατιές γραμμές εκπομπής τόσο του υδρογόνου όσο και ιονισμένων μετάλλων.

Για την ερμηνεία του φάσματός τους πρέπει να υποθέσει κανείς είτε την εκτόξευση θερμού υλικού από τον πυρήνα με ταχύτητες της τάξεως μερικών km/s, είτε την περιδίνιση θερμού υλικού γύρω από τον πυρήνα, υπόθεση που υποστηρίζεται και από το γεγονός ότι οι γαλαξίες αυτοί είναι, σε αρκετές περιπτώσεις, πηγές έντονης και μεταβαλλόμενης ακτινοβολίας X, υπεριώδους και ραδιοηλεκτρικής. Πάντως οι διαστάσεις των περιοχών εκπομπής πρέπει να είναι πολύ μικρές, γεγονός που προσδίδει αρκετό μυστήριο στη φύση των περιοχών αυτών, αν μάλιστα προστεθεί και το γεγονός ότι σε μια περίπτωση παρατηρείται και εκπομπή ακτινοβολίας γ.

Ως προς τις αποστάσεις τους, η μεγαλύτερη που παρατηρήθηκε είναι της τάξεως των 10^9 ly.

Κατά μια άποψη, οι γαλαξίες Σέϋφερτ, μπορεί να αποτελούν μια πρώιμη η επαναλαμβανόμενη φάση από την οποία περνούν όλοι οι σπειροειδείς γαλαξίες, συμπεριλαμβανομένου φυσικά και του Γαλαξία μας.

3.3. Γαλαξίες τύπου N

Οι γαλαξίες του τύπου αυτού έχουν μερικές κοινές ιδιότητες με τους γαλαξίες Σέϋφερτ και τους ημιαστέρες, αν και είναι λιγότερο φωτεινοί. Χαρακτηρίζονται από ένα λαμπρό σαφώς καθορισμένο πυρήνα, περιβαλλόμενο από ένα μικρό νεφελώδες κέλυφος. Μέχρι σήμερα έχουν αναγνωριστεί 25 περίπου τέτοιοι γαλαξίες, όλοι δε βρίσκονται σε μεγάλες κοσμολογικές αποστάσεις, της τάξεως των $4 \cdot 10^9$ ly. Έτσι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μερικοί αστρονόμοι υποστηρίζουν ότι πρόκεται για γαλαξίες Σέϋφερτ που βρίσκονται σε μεγαλύτερες του συνήθους αποστάσεις. Εξάλλου, από τη γρήγορη μεταβολή της φωτεινότητάς τους, συνάγεται ότι οι διαστάσεις τους πρέπει να είναι μικρότερες των 0.02 ly.

3.4. Σώματα τύπου BL Lacerta

Τα σώματα αυτά, που αποτελούν ακραία περίπτωση γαλαξιών τύπου N, ανέρχονται μέχρι σήμερα σε 40 περίπου και ονομάστηκαν έτσι από το πρωτότυπό τους που βρίσκεται στον αστερισμό Lacerta (σαύρα).

Κατά την ανακάλυψή του, το 1929, θεωρήθηκε ως μεταβλητός αστέρας, λόγω της μεταβλητής λαμπρότητάς του, αλλά το κύριο και περίεργο χαρακτηριστικό του ήταν η παντελής απουσία από το φάσμα του γραμμών, είτε εκπομπής είτε απορρόφησης. Ήταν δηλαδή ένα κάπως συγκεχυμένο συνεχές φάσμα. Αργότερα η προσεκτική εξέταση του "αστέρα" αποκάλυψε την ύπαρξη κάποιου ομιχλώδους περιβλήματος γύρω από ένα λαμπρό πυρήνα, του οποίου το φάσμα περιέχει πολλές φασματικές γραμμές και μοιάζει με το φάσμα ελλειπτικού γαλαξία. Έτσι έχουμε την εικόνα ενός ελλειπτικού γαλαξία με πολύ λαμπρό πυρήνα και μεταβλητό οπτικό μέγεθος. Αξιοσημείωτο εξάλλου είναι το γεγονός, ότι το πλείστο της ενέργειας των σωμάτων αυτών εκπέμπεται, εκτός του ορατού, στο υπέρυθρο και ότι σε ακραίες περιπτώσεις η φωτεινότητά τους συναγωνίζεται εκείνη των ημιαστέρων.

3.5. Ραδιογαλαξίες

Καθώς αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο, όλοι σχεδόν οι γαλαξίες εκπέμπουν ραδιοκύματα. Υπάρχουν όμως μερικοί γαλαξίες στους οποίους η ραδιοεκπομπή είναι εξαιρετικά ισχυρή, ξεπερνάει δηλαδή τα 10^{40} erg/sec. Οι γαλαξίες αυτοί ονομάζονται **εξωγαλαξιακές ραδιοπηγές** ή πιο απλά ραδιογαλαξίες.

Καθώς αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο, η ιστορία της ραδιοαστρονομίας άρχισε γύρω στο 1945. Είναι όμως εξαιρετικά εντυπωσιακή σε αποτελέσματα.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Ο πρώτος κατάλογος ραδιοπηγών του βορείου ημισφαιρίου δημοσιεύτηκε το 1950 κι είναι γνωστός ως 1 C ($1^{ος}$ του Cambridge)· ο πιο αξιόπιστος όμως είναι ο αναθεωρημένος 3 C (1962) και οι μεταγενέστεροι 4 C και 5 C.

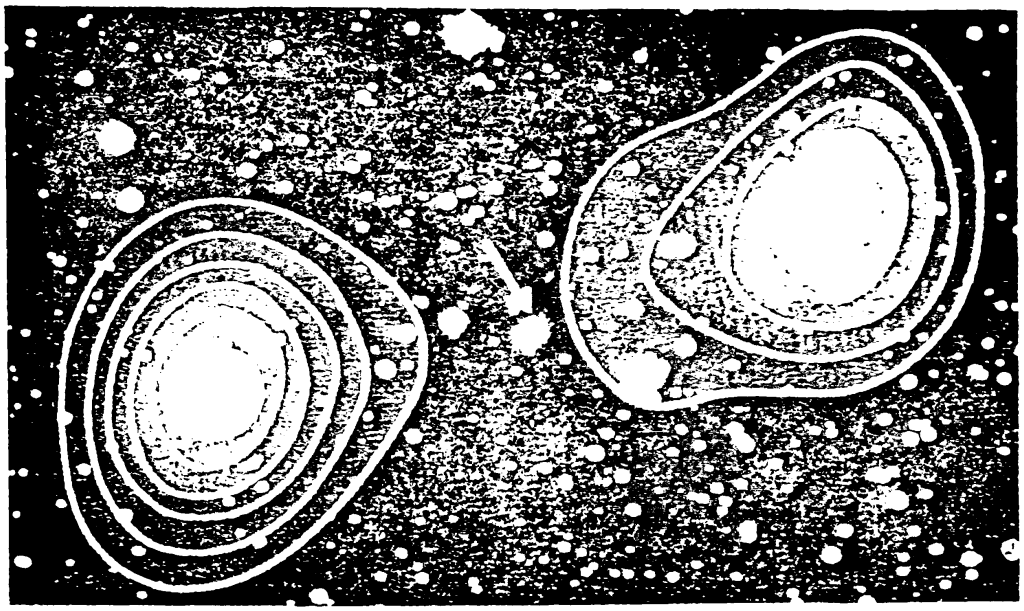
Εδώ πρέπει να τονιστεί πως ένα σοβαρό πρόβλημα στη μελέτη των ραδιοπηγών είναι η ταύτισή τους με οπτικά παρατηρήσιμα ουράνια σώματα. Αυτό οφείλεται στη μικρή διαχωριστική ικανότητα των ραδιοτηλεσκοπίων σε σύγκριση με εκείνη των οπτικών. Έτσι μέσα στο ορθογώνιο σφάλματος, κατά τον προσδιορισμό της θέσεως μιας ραδιοπηγής με ένα ραδιοτηλεσκόπιο, υπάρχουν πολλά οπτικά σώματα, με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατό να αναγνωρίσει κανείς πιο από όλα είναι υπεύθυνο για την παρατηρούμενη ραδιοεκπομπή. Η ταύτιση βέβαια γίνεται πιο εύκολη με τη χρησιμοποίηση οργάνων με μεγάλη διαχωριστική ικανότητα, όπως είναι τα ραδιοσυμβολόμενα (βλ. μέρος πρώτο, § 2,3,4).

Μορφολογικά οι ραδιογαλαξίες κατατάσσονται σε διάφορους τύπους, αν και η συστηματική ταξινόμησή τους είναι δύσκολη. Πιο συνηθισμένοι είναι οι τύπου D, με ελλειπτικό πυρήνα και πολύ εκτεταμένο κέλυφος (άλω), οι τύπου db, με δύο πυρήνες βυθισμένους στην ίδια άλω, οι τύπου N, με πολύ λαμπρό πυρήνα και εκτεταμένη άλω, που είδαμε παραπάνω, και οι τύπου Q, οι ημιαστέρες δηλαδή που θα δούμε ξεχωριστά στο επόμενο κεφάλαιο.

Από τους γνωστούς ραδιογαλαξίες μόνο 10% ταυτίζονται με οπτικά παρατηρήσιμους γαλαξίες. Είναι όμως δυνατό μερικοί πολύ απομακρυσμένοι να διαφεύγουν από την οπτική παρατήρηση. Από τους ορατούς πάντως και οπτικά, το 50% έχουν διαστάσεις πολύ μεγαλύτερες από τις οπτικές, το δε 80% αυτών είναι διπλοί με δύο ξεχωριστές περιοχές ραδιοεκπομπής εκατέρωθεν του οπτικού ειδώλου (σχ. 3.1). Το συνολικό μέγεθος σε μερικούς από αυτούς φτάνει το 1 Mpc, ξεπερνάει δηλαδή κατά 100 φορές τις οπτικές τους διαστάσεις. Πρέπει ακόμα να σημειωθεί, ότι όλοι σχεδόν οι γαλαξίες που είναι ισχυρές ραδιοπηγές παρουσιάζουν διάφορες ιδιομορφίες, όπως πίδακες ύλης, μεγάλες ποσότητες σκοτεινής ύλης, ασυνήθιστες μεταβολές λαμπρότητας κλπ. Επιπλέον, όπως διαπιστώθηκε πρόσφατα με παρατηρήσεις από τεχνητούς δορυφόρους, έχουν έντονη εκπομπή ακτινοβολίας Χ.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Οι ισχυροί ραδιογαλαξίες είναι συνήθως διπλοί, τα δε κέντρα ραδιοεκπομπής βρίσκονται σε ευθεία γραμμή με το οπτικό, που έχει πολύ μικρότερες διαστάσεις και βρίσκεται στο κέντρο βάρους του συστήματος. Η απόσταση ανάμεσα στις δύο συνιστώσες του ραδιογαλαξία κυμαίνεται από 15 kpc μέχρι 500 kpc. Η μορφολογία αυτή μας υποβάλλει την ιδέα πως ίσως πρόκειται για βίαιη έκρηξη του γαλαξία που εκτοξεύει σε αντίθετες κατευθύνσεις δύο ρεύματα πλάσματος και σχετικιστικών σωματιδίων. Ωστόσο η μετέπειτα συμπεριφορά του συστήματος δεν είναι κατανοητή.



Σχήμα 3.1: Ο ισχυρός διπλός ραδιογαλαξίας Cygnus A. Στο μέσο περίπου της αποστάσεως των δύο συνιστωσών ραδιοεκπομπής βρίσκεται ο πολύ μικρότερου μεγέθους οπτικός γαλαξίας (βέλος)

Ένας από τους πρώτους ραδιογαλαξίες που ταυτίστηκαν με οπτικά σώματα ήταν ο Cygnus A, ο οποίος θεωρήθηκε στην αρχή σαν φαινόμενο συγκρούσεως δύο γαλαξιών· έτσι πιστεύτηκε πως οι περισσότερες ραδιοπηγές ήταν αποτέλεσμα της συγκρούσεως γαλαξιών. Γρήγορα όμως δείχτηκε πως η ενέργεια που θα παραγόταν από μία τέτοια σύγκρουση δεν ήταν αρκετή για την ερμηνεία των παρατηρήσεων και συνεπώς κάποιος άλλος μηχανισμός θα έπρεπε να αναζητηθεί ως υπεύθυνος. Πραγματικά, τα χαρακτηριστικά του φάσματος δείχνουν πως η παραγόμενη ενέργεια είναι συγχροτρονικής φύσεως, γεγονός που ενισχύεται από το ότι σε πολλές

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

περιπτώσεις η ακτινοβολία είναι πολωμένη. Η ενέργεια όμως που επιταχύνει τα ηλεκτρόνια σε σχετικιστικές ταχύτητες παραμένει ένα αδιευκρίνιστο σημείο, αν και πιστεύεται πως κάποιο είδος εκρήξεως, πιθανόν στον πυρήνα των γαλαξιών, πρέπει να θεωρηθεί ως ξεκίνημα για την ερμηνεία των φαινομένων. Υπολογίζεται πως η ενέργεια που περιλαμβάνεται στους δύο λοβούς ενός τυπικού ραδιογαλαξία ανέρχεται σε 10^{61} erg/sec, είναι δηλαδή ίση με την ενέργεια που θα ελευθερωνόταν κατά την έκρηξη 10 δισεκατομμυρίων σουπερνόβα. Μια εκδοχή που υποστηρίζεται σημαντικά σήμερα ειναι η παρουσία μας τεράστιας μελανής οπής στον πυρήνα των γαλαξιών αυτών.

Μερικοί χαρακτηριστικοί ραδιογαλαξίες είναι οι ακόλουθοι:

α) **Gentaurus A = NGC 5128:** Πρόκειται για ένα διπλό ζεύγος ραδιοεκπομπής. Το ένα ζεύγος βρίσκεται μακριά από το οπτικό είδωλο, το δε άλλο το επικαλύπτει. Η ραδιο-φωτεινότητά του είναι 10^{42} erg/sec, δηλαδή 1000 φορές μεγαλύτερη από του Γαλαξία μας (10^{39} erg/sec).

β) **Cygnus A:** Πρόκειται για ένα ελλειπτικό σύστημα με δύο κέντρα ραδιοεκπομπής με ραδιο-φωτεινότητα ίση με 10^{45} erg/sec, δηλαδή ένα εκατομμύριο φορές μεγαλύτερη από του Γαλαξία μας.

γ) **Virgo A = M87 = NGC 4486:** Πρόκειται για ένα γαλαξία τύπου EO, με ένα πίδακα ύλης που ξεπετάγεται από το κέντρο του μέχρις αποστάσεως 600 pc, του οποίου η προέλευση είναι ανεξήγητη. Η ραδιο-φωτεινότητα του ραδιογαλαξία αυτού είναι 10^{42} erg/sec.

3.6. Ημιαστέρες

Οι ημιαστέρες αποτελούν ίσως το μεγαλύτερο σήμερα αίνιγμα της Αστροφυσικής. Παρά το γεγονός ότι είναι οι πιο ισχυρές ραδιοπηγές, έχουν την όψη αστέρα, με οπτική διάμετρο μικρότερη από 1".

Η ιστορία των ημιαστέρων άρχισε το 1960 όταν διάφοροι αστρονόμοι στην Ευρώπη (Αγγλία) και στην Αμερική, προσπαθώντας να προσδιορίσουν τις ακριβείς θέσεις διαφόρων ραδιοπηγών με τη βοήθεια συμβολομέτρων μεγάλης βάσεως,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

διαπίστωσαν πως μερικές από τις ραδιοπηγές δεν ήταν δυνατό να ταυτιστούν με γαλαξίες· Ιδιαίτερα μια από τις ραδιοπηγές αυτές, η 3C48 (υπ' αριθμόν 48 του 3^{ου} κατάλογου του Καίμπριτζ) φάνηκε να ταυτίζεται με ένα αμυδρό υποκύανο αστέρα 16^{ου} μεγέθους γι' αυτό κι ανακοινώθηκε στην Αμερική ως Ραδιοαστέρας. Πρέπει να σημειωθεί πως την εποχή εκείνη δεν είχε παρατηρηθεί ακόμα ραδιοεκπομπή από άλλον αστέρα πλην του Ηλίου. Το φάσμα όμως του αστέρα αυτού ήταν πραγματικά αξιοπερίεργο: είχε έντονες και πλατιές γραμμές εκπομπής που δεν ήταν δυνατό να αναγνωριστούν, δηλαδή να ταυτιστούν καθώς λέμε με γραμμές γνωστών χημικών στοιχείων. Επιπλέον, ο δείκτης χρώματος του αστέρα εμφανιζόταν κάπως παράξενος, γιατί έμοιαζε με το δείκτη χρώματος λευκού νάνου, παλαιού νόβα και μεταβλητού U Geminorum,

Λόγω της αδυναμίας των αστρονόμων να ταυτίσουν άλλες ανεξήγητες ραδιοπηγές με οπτικά ουράνια σώματα, η κατάσταση παρέμεινε αμετάβλητη μέχρι το 1963, οπότε ανακοινώθηκε η ταύτιση μιας άλλης ραδιοπηγής, της 3C273, με ένα κυανό αστέρα 13^{ου} μεγέθους. Η ταύτιση αυτή ήταν πραγματικά αποτέλεσμα εξαιρετικής τύχης, γιατί επιτεύχθηκε χάρη σε τρεις επιπροσθήσεις της ραδιοπηγής από τη Σελήνη που συνέβησαν το 1962. Καθώς είναι γνωστή με μεγάλη ακρίβεια η κίνηση της Σελήνης, ήταν δυνατό από τους χρόνους επικαλύψεως και αποκαλύψεως της πηγής από τη Σελήνη να προσδιοριστεί η θέση της ραδιοπηγής με μεγάλη ακρίβεια κι ακόμα να υπολογιστεί το μέγεθός της. Στη συνέχεια ελήφθη το φάσμα του αστέρα και διαπιστώθηκε πως ήταν όμοιο μ' εκείνο της ραδιοπηγής 3C48. Από τότε έγιναν αλλεπάλληλες ταυτίσεις και νέες ανακαλύψεις, με αποτέλεσμα να είναι σήμερα γνωστοί μερικές εκατοντάδες ημιαστέρες. Πιστεύεται πάντως πως πρέπει να υπάρχουν μερικές δεκάδες χιλιάδες.

Στο μεταξύ ανακαλύφτηκαν ουράνια σώματα με τις ίδιες ιδιότητες χωρίς ραδιοεκπομπή, τα οποία ονομάζονται **κυανά αστρικά σώματα** ή **ημιαστρικά σώματα**. Συνηθέστερα πάντως ονομάζονται, όπως και οι ημιαστρικές ραδιοπηγές, ημιαστέρες.

Η αναζήτηση ημιαστέρων σήμερα έχει απλουστευτεί χάρη στην ιδιότητά τους να έχουν λίγο πιο κυανό δείκτη χρώματος από τους κανονικούς αστέρες. Αυτό

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

οφείλεται στο ότι το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας τους εκπέμπεται στο υπεριώδες και, λόγω μετατοπίσεως προς το ερυθρό, παρατηρείται στο κυανούν. Φωτογραφίζοντας λοιπόν κανείς μία περιοχή του ουρανού πρώτα με υπεριώδη ηθμό, και στη συνέχεια στην ίδια πλάκα, αφού τη μετατοπίσει λίγο, την ίδια περιοχή με κυανό ηθμό, παίρνει για κάθε αστέρα της περιοχής δύο είδωλα πλάι-πλάι. Όταν το είδωλο στο υπεριώδες είναι πιο λαμπρό, λέμε πως ο αστέρας έχει **υπεριώδη υπεροχή** και όταν ένας αστέρας έχει μεγάλη υπεριώδη υπεροχή είναι πολύ πιθανό να είναι ημιαστέρας. Η επιβεβαίωση πάντως γίνεται από το φάσμα του.

3.6.1. Το φάσμα των ημιαστέρων

Καθώς αναφέρθηκε κιόλας πιο πάνω, το φάσμα των ημιαστέρων παρουσιάζει έντονες και πλατιές γραμμές εκπομπής. Η προσπάθεια ταυτίσεως των γραμμών αυτών οδήγησε σε ένα καταπληκτικό αποτέλεσμα, που αποτελεί ίσως σταθμό στην ιστορία της αστρονομίας. Διαπιστώθηκε πως πρόκειται για γνωστές γραμμές που έχουν υποστεί μία τεράστια ερυθρή μετατόπιση (ΕΜ). Η μετατόπιση αυτή αντιστοιχεί σε τιμές του λόγου $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = z$ μεταξύ 0.16 και 3.53. Σε μερικές π.χ. περιπτώσεις η γραμμή Lα του HI, που κανονικά βρίσκεται σε λ=1216 Å, είναι μετατοπισμένη στην ορατή περιοχή του φάσματος σε λ=3645 Å, η δε γραμμή Hα με λ=6563 Å βρίσκεται στο υπέρυθρο.

Οι παρατηρούμενες γραμμές είναι βασικά οι γραμμές του HI· παρατηρούνται όμως και γραμμές των MgII, CIII και CIV, καθώς και ορισμένες απαγορευμένες γραμμές, όπως των [OII,III] [CIII,IV] και [NaIII,V], που είναι γνωστές από τα νεφελώματα εκπομπής. Η παρουσία των γραμμών αυτών προϋποθέτει την ύπαρξη αερίου χαμηλής πυκνότητας, γεγονός που αποτελεί βασικό στοιχείο για την εξήγηση της φύσεως των ημιαστέρων.

Εκτός όμως από τις γραμμές εκπομπής παρατηρήθηκαν στο φάσμα μερικών ημιαστέρων και γραμμές απορροφήσεως, που συνήθως αντιστοιχούν στην ίδια τιμή του z με τις γραμμές εκπομπής. Σε μερικές ωστόσο περιπτώσεις η τιμή του z είναι διαφορετική, γενικά όμως είναι $z_{απορ} \leq z_{εκπ}$. Εφόσον η διαφορά $z_{εκπ} - z_{απορ}$ δεν είναι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μεγάλη, βγαίνει το συμπέρασμα ότι και οι γραμμές απορροφήσεως προέρχονται από τον ημιαστέρα και όχι από το μεσογαλαξιακό χώρο. Έτσι το υλικό που προκαλεί την απορρόφηση μπορεί να θεωρηθεί ότι εκτοξεύεται από τον ημιαστέρα. Σε μερικές περιπτώσεις εξάλλου οι γραμμές απορροφήσεως είναι πολλαπλές, με τιμές του z που καλύπτουν μεγάλη περιοχή και που αποδίδονται σε πολλαπλές εκτοξεύσεις ή σε παρεμβαλλόμενα μεσογαλαξιακά νέφη.

Πρέπει τέλος να αναφερθεί πως η κατανομή της ενέργειας στο συνεχές φάσμα των ημιαστέρων διαφέρει από τον ένα στον άλλο, με άλλα λόγια εκπέμπουν κατά διαφορετικό τρόπο στις διάφορες περιοχές του φάσματος. Ακόμα μερικοί ημιαστέρες παρουσιάζουν μεταβολές στο οπτικό τους μέγεθος, που μπορούν να οφείλονται σε διαφορετικούς φυσικούς μηχανισμούς, άγνωστους προς το παρόν.

3.6.2. Η ερυθρή μετατόπιση και η ενέργεια

Τα δύο πιο σοβαρά προβλήματα στους ημιαστέρες αποτελούν η εξήγηση της μεγάλης ερυθρής μετατόπισης των φασματικών γραμμών και η εξήγηση του μηχανισμού παραγωγής της τεράστιας ενέργειας που εκπέμπουν. Επειδή υπάρχει φυσικός δεσμός ανάμεσα στα δύο προβλήματα, θα εξεταστούν εδώ από κοινού.

Οι υποθέσεις που αναπτύχθηκαν για την ερμηνεία τους, ιδιαίτερα για την ενέργεια, είναι πολλές και βασίζονται σε διάφορους φυσικούς μηχανισμούς, από τους πιο συνηθισμένους μέχρι τους πιο φανταστικούς.

Σχετικά με την ενέργεια, καμιά θεωρία δεν είναι ευρέως αποδεκτή. Όλες πάντως δέχονται πως η παρατηρούμενη ραδιοεκπομπή είναι συγχροτρονικής φύσεως, πράγμα που σημαίνει πως είναι απαραίτητη η παρουσία ισχυρών μαγνητικών πεδίων για την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων σε σχετικιστικές ταχύτητες. Προφανώς απαιτείται και η ύπαρξη μιας πηγής ενεργητικών ηλεκτρονίων.

Ως προς την ΕΜ οι περισσότεροι αστρονόμοι δέχονται πως είναι κοσμολογικής φύσεως (**κοσμολογική υπόθεση**), οφείλεται δηλαδή στη διαστολή του σύμπαντος. Με βάση την παραδοχή αυτή οι ταχύτητες απομακρύνσεως των ημιαστέρων είναι τεράστιες, σε μια ακραία δε περίπτωση φτάνουν τα 0.88 της

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ταχύτητας του φωτός. Αυτό σημαίνει, σύμφωνα με το νόμο του Hubble, ότι πρέπει να βρίσκονται σε τεράστιες αποστάσεις, πολύ πιο πέρα απ' όλους τους γαλαξίες. Πραγματικά μία ταχύτητα απομακρύνσεως U=0.88 c οδηγεί σε μια απόσταση r=5000 Mpc=16·10^9 ly, δηλαδή στα όρια περίπου του σύμπαντος (όταν U=c, τότε r~2·10^{20} ly = ακτίνα σύμπαντος).

Από το άλλο μέρος, η απόσταση αυτή οδηγεί σε ένα απόλυτο μέγεθος φανταστικό· για τον 3C48 π.χ. βρίσκεται ότι $M_v = 24^m.3$ πράγμα που σημαίνει πως ο ημιαστέρας αυτός είναι 100 φορές φωτεινότερος από έναν ολόκληρο γαλαξία γίγαντα. Με την υπόθεση δε πως η ακτινοβολία είναι συγχροτρονικής προελεύσεως, βγαίνει το συμπέρασμα πως η φωτεινότητά του είναι της τάξεως των 10^{46} erg/sec, η δε ολική ενέργεια που πρέπει να διαθέτουν τα σχετιστικιστικά ηλεκτρόνια και πρωτόνια μαζί με τα μαγνητικά πεδία ανέρχεται στο φανταστικό ποσό των 10^{61} erg/sec. Έτσι γεννιέται αμέσως το ερώτημα: ποιος φυσικός μηχανισμός μπορεί να οδηγήσει στην ελευθέρωση μιας τέτοιας ενέργειας μέσα σε ένα τόσο μικρό χώρο και πρακτικά μονομιάς;

Οι εξηγήσει που δόθηκαν κατά καιρούς αναφέρονται σε διάφορους μηχανισμούς, όπως α) σε πυρηνικές αλυσιδωτές εκρήξεις σε ασταθείς "υπεραστέρες" με μάζες της τάξεως των 10^8 $M_\odot$, β) σε βαρυτική κατάρρευση μαζών της τάξεως των 10^6-10^7 $M_\odot$, γ) σε αλυσιδωτές εκρήξεις σουπερνόβα, δ) σε συγκρούσεις ύλης και αντιύλης κ.ά.

Μια άλλη εξήγηση της ΕΜ θέλει τους ημιαστέρες σε κοντινές αποστάσεις, αλλά με πολύ μεγάλες ταχύτητες (**τοπική υπόθεση**), επειδή δε, δεν παρουσιάζουν ιδία κίνηση, η απόσταση στην οποία τοποθετούνται είναι της τάξεως των 10^5-10^6 ly. Εξάλλου, το γεγονός ότι δεν παρατηρούνται μετατοπίσεις των φασματικών γραμμών προς το κυανούν, δηλαδή ταχύτητες προσεγγίσεως, αποδίδεται στο ότι οι ημιαστέρες αποτελούν "θραύσματα" εκρήξεων που συνέβησαν αρκετά πλησίον, ώστε να φαίνονται όλοι ότι απομακρύνονται. Μία παραλλαγή τοποθετεί το κέντρο της εκρήξεως στο κέντρο του Γαλαξία μας, ενώ μία άλλη σε γειτονικό γαλαξία, προ πολλού βέβαια χρόνου, ώστε αν κάποιος εκινείτο προς την κατεύθυνσή μας να μας έχει ήδη ξεπεράσει και να φαίνεται έτσι πως απομακρύνεται. Βέβαια παραμένει το

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πρόβλημα γιατί δεν παρατηρούνται σε πιο μακρινούς γαλαξίες. Η υπόθεση αυτή πάντως ενισχύεται από την εκρηκτική φύση των γαλαξιακών πυρήνων, όπως των γαλαξιών Seyfert.

Με την τοπική υπόθεση το πρόβλημα της προέλευσης της ενέργειας ακτινοβολίας δεν φαίνεται τόσο οξύ, αφού τώρα οι ημιαστέρες είναι κοντά και το απόλυτο μέγεθός του βγαίνει μικρότερο. Μετατοπίζεται όμως στην προέλευση της τεράστιας ενέργειας που απαιτείται για την εκτόξευση και την επιτάχυνση των ημιαστέρων.

Μια τρίτη εξήγηση της ΕΜ είναι ότι είναι βαρυτικής φύσεως, είναι δηλαδή συνέπεια της γενικής θεωρίας της σχετικότητας, σύμφωνα με την οποία μια μάζα Μ συγκεντρωμένη σε ένα χώρο ακτίνας R προκαλεί μια ΕΜ $z=GM/Rc^2$. Για την εξήγηση αυτή απαιτείται η ύπαρξη μιας μεγάλης μάζας, μεγαλύτερης από 10^{12} $M_\odot$. Αν και υπάρχουν αρκετά μοντέλα που στηρίζονται στην υπόθεση αυτή, δυσκολεύονται όλα να εξηγήσουν τα άλλα παρατηρούμενα χαρακτηριστικά των ημιαστέρων, όπως είναι π.χ. η παρουσία στο φάσμα τους των γραμμών εκπομπής.

Η πιο πιθανή εκδοχή πάντως, που υποστηρίζεται σήμερα, είναι ότι οι ημιαστέρες είναι πυρήνες γαλαξιών Seyfert, που βρίσκονται τόσο μακριά ωστε να μήν είναι παρατηρήσιμη η υπόλοιπη δομή τους. Έτσι το πρόβλημα μετατοπίζεται στην κατανόηση της φυσικής συμπεριφοράς των γαλαξιών αυτών.

3.7. Πηγή ενέργειας ενεργών γαλαξιών

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, όλοι οι ενεργοί γαλαξίες έχουν ένα κοινό πρόβλημα, κι αυτό είναι η προέλευση της τεράστια ενέργειας που εκπέμπουν στις διάφορες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Όπως πιστεύεται από πολλούς σήμερα και η λύση μπορεί να είναι κοινή και να δίνεται από την παρουσία τεράστιων από απόψεως μάζας (υπερμαζικών) περιστρεφόμενων μελανών οπών στον πυρήνα των σωμάτων αυτών, που συμπεριφέρονται ανάλογα με τις μελανές οπές στα συστήματα διπλών αστέρων, όπως εκείνο της πηγής ακτίνων Χ, κύκνος Χ-1, που είδαμε στο σχετικό κεφάλαιο.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Για να παίζει όμως τον ίδιο ρόλο μια μελανή οπή στον πυρήνα ενός γαλαξία, απαιτείται να είναι υπερμαζική σε τρόπο ώστε να είναι σε θέση να αντισταθμίζει την τεράστια πίεση ακτινοβολίας η οποία τείνει να απωθήσει την επισσωρευόμενη μάζα στο δίσκο επισώρευσής της. Για μια φωτεινότητα της τάξεως των 10^{47} erg/sec η μάζα της μελανής οπής πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 10^9 ηλιακές μάζας. Και για να παράγονται 10^{47} erg/sec μέσω της δια περιστροφής επισώρευσης του υλικού, η μελανή οπή πρέπει να "καταπίνει" 10 ηλιακές μάζες το χρόνο. Ως προς το μηχανισμό με τον οποίο τροφοδοτείται σε υλικό μια τέτοια μελανή οπή υπάρχουν αρκετές δυνατότητες και απόψεις. Πάντως οι σχετικές θεωρίες που επιχειρούν να λύσουν το πρόβλημα των ενεργών γαλαξιών στηριζόμενες στο μοντέλο υπερμαζικής μελανής οπής βρίσκονται ακόμα στην παιδική τους ηλικία.

Υπάρχουν βέβαια και άλλες προτάσεις για τη λύση του προβλήματος, αρκετά πολύπλοκες, που αναφέρονται σε κάπως πρωτότυπους φυσικούς μηχανισμούς και που αναφέρθηκαν παραπάνω στην παράγραφο περί ημιαστέρων.


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Διπλοί και πολλαπλοί γαλαξίες
Σμήνη και υπερσμήνη γαλαξιών

4.1. Διπλοί και πολλαπλοί γαλαξίες

Πολύ συχνά οι γαλαξίες παρατηρούνται στον ουρανό σε ομάδες των δύο, τριών, τεσσάρων ή και περισσότερων γαλαξιών, οπότε μιλάμε για διπλούς, τριπλούς, τετραπλούς και γενικότερα πολλαπλούς γαλαξίες ή συστήματα.

Ο αριθμός των διπλών και γενικά των πολλαπλών γαλαξιών μεγαλώνει συνεχώς με τη βελτίωση της ποιότητας των παρατηρήσεων, όπως άλλωστε συμβαίνει και με τους διπλούς και πολλαπλούς αστέρες. Έτσι σήμερα πιστεύεται πως το 50% περίπου των γαλαξιών αποτελούν μέλη πολλαπλών συστημάτων, το 80% των οποίων είναι διπλοί γαλαξίες.

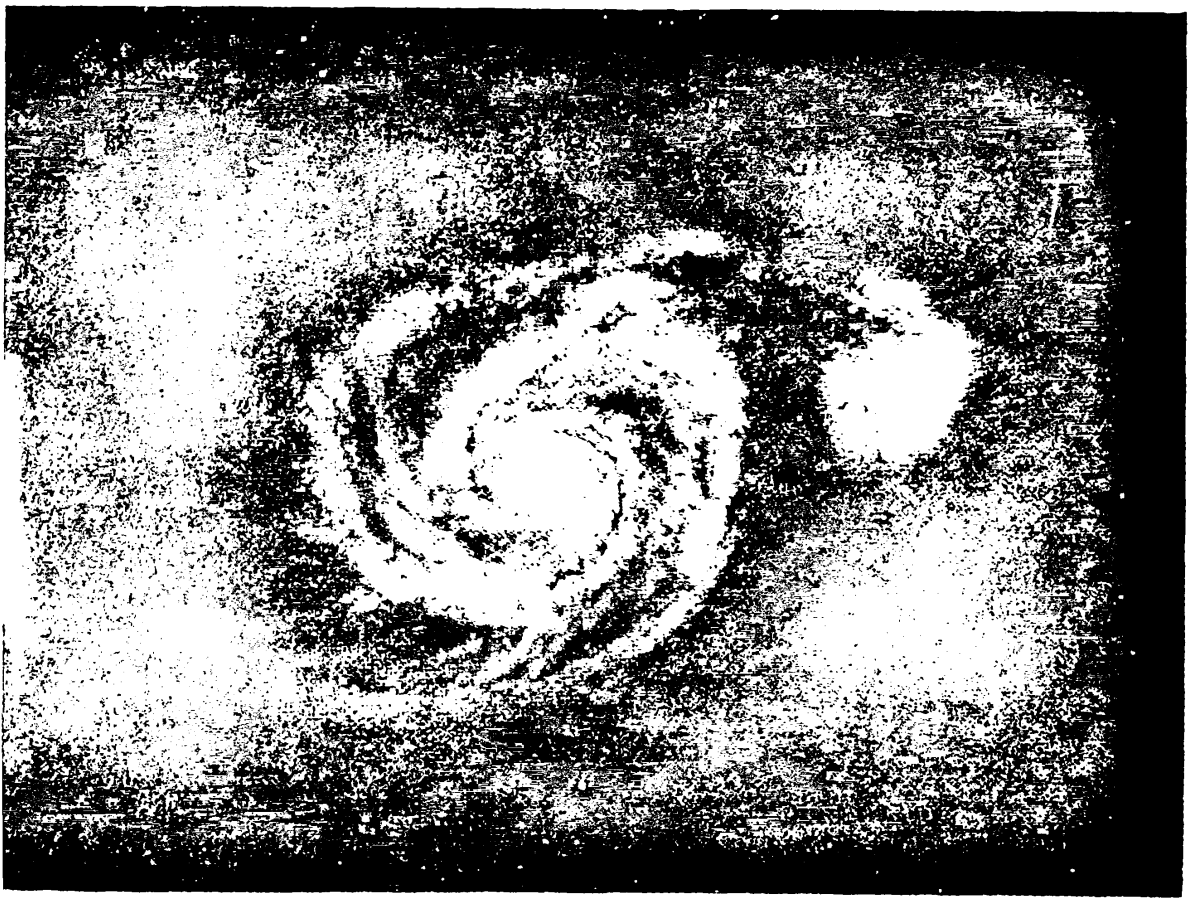
Οι γαλαξίες που ανήκουν στα διάφορα συστήματα δεν παρουσιάζουν καμιά ιδιαίτερη μορφολογία ή χαρακτηριστικά, ανήκουν δηλαδή σε κάθε είδους τύπο και σχηματίζουν κάθε είδους συνδυασμό.

Οι διπλοί γαλαξίες διακρίνονται σε τρεις κατηγορίες: α) σε ανοιχτά ζεύγη, χωρίς αλληλεπίδραση ανάμεσα στους δύο γαλαξίες και με μέση απόσταση 21 kpc, β) σε κλειστά ζεύγη με σημαντική αλληλεπίδραση ανάμεσα στους δύο γαλαξίες και με μέση απόσταση 7.5 kpc, γ) σε συγκρουόμενα ζεύγη, με επαφή δηλαδή ανάμεσα στους δύο γαλαξίες, που υπόκεινται σε ισχυρές αλληλεπιδράσεις και παρουσιάζουν διαταραχές στην υφή τους. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον εμφανίζουν τα ζεύγη της κατηγορίας (γ) με τις ισχυρές αλληλεπιδρασεις, οι οποίες παρατηρούνται επίσης και

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

λαπλούς γαλαξίες. Εξάλλου, όταν δύο γαλαξίες συγκρούονται, συνενώνονται με λεσμα το σχηματισμό ενός μεγαλύτερου γαλαξία. Αν αυτό συμβεί σε ένα σμήνος ο σε γαλαξίες, είναι δυνατό ο νέος μεγάλος γαλαξίας να έλξει λόγω βαρύτητας "καταπιεί" άλλους γειτονικούς γαλαξίες. Το φαινόμενο αυτό καλείται **ιακός καννιβαλισμός**.

Οι επιδράσεις αυτές, που είναι μάλλον βαρυτικής φύσεως, γίνονται συνήθως ές από πλευράς παρατηρήσεως από δύο φαινόμενα: α) από την παρουσία μένων βραχιόνων που ξεπροβάλλουν από τον ένα γαλαξία και απλώνονται στο αλαξιακό χώρο, β) από την παρουσία εντυπωσιακών φωτεινών "γεφυρών" υλικού νδέουν τα μέλη του συστήματος (σχ.4.1).



4.1: Σπειροειδής γαλαξίας (M51) με τον ανώμαλο συνοδό του (NGC 5195), μενοι με γέφυρα ύλης

Σχετικά με το μέγεθος των γεφυρών αυτών, η παρατήρηση δείχνει πως δεν καμία σχέση με τον τύπο του γαλαξία. Υπάρχει μόνο μία τάση σε αυτές που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

συνδέουν ελλειπτικούς γαλαξίες με σπειροειδείς να είναι κοντές, πλατιές και λαμπρές, ενώ εκείνες που συνδέουν σπειροειδείς γαλαξίες είναι πιο επιμήκεις και στενές. Οι περισσότερες αποτελούν προέκταση κάποιας σπείρας.

Η φυσική ερμηνεία του φαινομένου αυτού δεν είναι ακόμα γνωστή. Πιστεύεται πάντως πως είναι βαρυτικής προέλευσης, αν και δεν έχει ακόμα διερευνηθεί ο ρόλος των μαγνητικών πεδίων του συστήματος.

Μερικά παραδείγματα τέτοιων συστημάτων είναι ο διπλός γαλαξίας του Wilson στον αστερισμό των ιχθύων, ο M51, ο NGC 4038/39 κ.ά. Υπάρχουν επίσης μερικές ενδείξεις, ότι ένας ανάλογος δεσμός συνδέει το Γαλαξία μας με τα "Μεγάλα Νέφη του Μαγγελάνου", που είναι καθώς αναφέρθηκε ο πιο κοντινός γαλαξίας.

Ως προς την προέλευση των διπλών και πολλαπλών γαλαξιών, εν μέρει είναι δυνατό να εξηγηθεί ως αποτέλεσμα συγκρούσεως ή απλής προσεγγίσεως των μελών του συστήματος. Γενικά πάντως, η πιο πιθανή ερμηνεία είναι ότι τα μέλη του συστήματος έχουν κοινή προέλευση, σχηματίζονται δηλαδή μαζί ως μέλη μιας ομάδας, που στη συνέχεια διαστέλλεται. Η άποψη αυτή στηρίζεται τόσο στη μορφολογία των συστημάτων όσο και σε στατιστικές μελέτες

4.2. Σμήνη γαλαξιών

Μία πρόχειρη στατιστική της κατανομής των γαλαξιών στον ουρανό δείχνει ότι υπάρχει μία τάση συγκεντρώσεως αυτών σε σμήνη. Σε μεγάλη κλίμακα ($>4^{o}$) η κατανομή των γαλαξιών στον ουρανό είναι ομοιόμορφη, δεν υπάρχει δηλαδή συστηματική μεταβολή του αριθμού των γαλαξιών με το γαλαξιακό μήκος και πλάτος· σε μικρή όμως κλίμακα (μέχρι $\sim 4^{o}$) εμφανίζεται μία ισχυρή τάση συγκεντρώσεως αυτών σε σμήνη. Μεταξύ 35 γαλαξιών π.χ. του κατάλογου του Messier, οι 16 βρίσκονται συγκεντρωμένοι σε μία μικρή περιοχή του ουρανού, αποτελώντας το σμήνος της Παρθένου. Από το φωτογραφικό χάρτη του Αστεροσκοπείου του Πάλομαρ, που περιέχει γαλαξίες φαινόμενου μεγέθους μέχρι 21^{m}, βρίσκεται πως υπάρχει ένα σμήνος ανά τετραγωνική μοίρα, πράγμα που σημαίνει πως υπάρχουν 20000 περίπου σμήνη σε γαλαξιακά πλάτη $|b|>30^{o}$.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Μερικά από τα πιο γνωστά σμήνη γαλαξιών, εκτός βέβαια από την τοπική ομάδα στην οποία ανήκει ο Γαλαξίας μας, είναι το σμήκος της Παρθένου σε απόσταση 12 Mpc με διάμετρο κεντρικής περιοχής ~7° και 3000 περίπου γνωστούς γαλαξίες, το σμήνος της Κόμης της Βερενίκης σε απόσταση 60-70 Mpc, με διάμετρο ~4° και 11000 μέλη και το σμήνος των Ιχθύων σε απόσταση 50 Mpc, που αποτελεί ένα πολλαπλό σμήνος. Το πιο απομακρυσμένο σμήνος εξάλλου είναι το σμήνος 1410, που βρίσκεται σε απόσταση 1400 Mpc=4.5 δισεκατομμύρια έτη φωτός και έχει κοσμολογική ταχύτητα της τάξεως του 0.5 c.

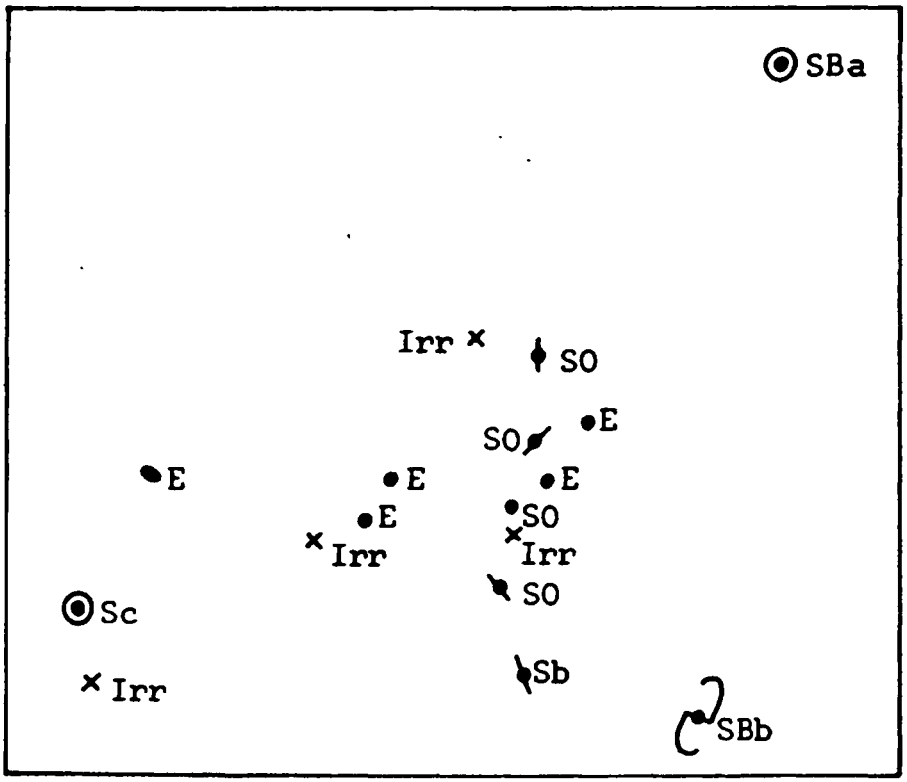
Μορφολογικά και από πλευράς δομής, τα γαλαξιακά σμήνη διακρίνονται στις ακόλουθες τρεις κατηγορίες: α) στα **κανονικά σμήνη**, που παρουσιάζουν μεγάλη συγκέντρωση γαλαξιών στο κέντρο, έχουν χιλιάδες μέλη και παρουσιάζουν στατιστικά κανονικότητες· με άλλα λόγια είναι ανάλογα προς τα σφαιρωτά σμήνη των αστέρων, β) στα **ακανόνιστα σμήνη** ή **νέφη**, που είναι μεγάλες ακανόνιστες ομάδες χωρίς φανερή κεντρική συγκέντρωση και είναι, θα λέγαμε, ανάλογα προς τα ανοιχτά σμήνη των αστέρων και γ) στις **ομάδες** που είναι χαλαρές συγκεντρώσεις λίγων γαλαξιών χωρίς κεντρική συγκέντρωση και που μπορούν να θεωρηθούν μικρά ακανόνιστα σμήνη.

Ο αριθμός των γαλαξιών που περιέχονται στα γαλαξιακά σμήνη κυμαίνεται από μερικές δεκάδες μέχρι και πάνω από 10000. Όσον αφορά τους τύπους αυτών, βρίσκεται πως εκεί που είναι πιο συμπαγές το σμήνος είναι μεγαλύτερο και το ποσοστό των γαλαξιών τύπου E και SO σε σχέση με τις άλλες περιοχές του (σχ. 4.2). Το φαινόμενο αυτό εξηγείται σαν αποτέλεσμα των πιο συχνών συγκρούσεων των γαλαξιών στα συμπαγή σμήνη, που, ενώ δεν επηρεάζουν τους αστέρες των γαλαξιών, σαρώνουν τη μεσογαλαξιακή ύλη, με αποτέλεσμα να επηρεάζονται τα δυναμικά χαρακτηριστικά τους.

Ένα πρόβλημα ιδιαίτερης σημασίας για τη Φυσική των σμηνών των γαλαξιών είναι το πρόβλημα της σταθερότητάς τους. Καθώς αναφέρθηκε κατά τον υπολογισμό των μαζών, είναι πιθανό να μην υπάρχει ισορροπία ανάμεσα στα μέλη των σμηνών , με αποτέλεσμα να μην ισχύει το θεώρημα της ενέργειας (virial). Έτσι μερικοί αστρονόμοι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πιστεύουν πως τα σμήνη διαστέλλονται γρήγορα και ότι οι γαλαξίες τους θα διασπαρούν στο μεσογαλαξιακό χώρο.



Σχήμα 4.2: Κατανομή στον ουρανό των διαφόρων τύπων γαλαξιών του σμήνους Κάμινος (Formax)

Τα σμήνη των γαλαξιών φαίνονται πάντως να είναι σταθεροί σχηματισμοί για πολλά χρόνια. Σε κάθε όμως σμήνος οι γαλαξίες έχουν τυχαίες κινήσεις κατά διάφορες διευθύνσεις σε σχέση με το κέντρο μάζας του σμήνους. Για να μη διαφεύγουν λοιπόν οι γαλαξίες από το σμήνος, θα πρέπει το πεδίο βαρύτητας που τους κρατάει δέσμιους να είναι πάρα πολύ ισχυρό. Με ένα σχετικά εύκολο υπολογισμό μπορούμε να βρούμε την ένταση του πεδίου βαρύτητας στο σμήνος και κατ' επέκταση τη μάζα στην οποία οφείλεται αυτό.

Από τον υπολογισμό αυτό στο σμήνος της Παρθένου προκύπτει κάτι το καταπληκτικό: η μάζα που είναι υπεύθυνη για το πεδίο βαρύτητας του σμήνους είναι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πενήντα φορές μεγαλύτερη από την παρατηρούμενη, ή με άλλα λόγια το 98% της αναμενόμενης μάζας λείπει. Και αυτό ακριβώς αποτελεί το πρόβλημα της **ελλείπουσας μάζας**. Παρόμοιος υπολογισμός για το σμήνος του Ηρακλέους δείχνει πως σ' αυτό η ελλείπουσα μάζα ανέρχεται σε 80%. Γενικότερα, το φαινόμενο φαίνεται πως είναι πολυ διαδεδομένο,

Σχετικά με την ερμηνεία του, μία άποψη είναι ότι η ελλείπουσα μάζα μπορεί να υπάρχει με τη μορφή μελανών οπών. Μία άλλη απλή υπόθεση είναι, ότι όταν τα σμήνη είναι μικρής ηλικίας, οι γαλαξίες τους έχουν μεγαλύτερες ταχύτητες από ό,τι αργότερα, όταν κατά κάποιο τρόπο κατασταλλάζουν σε μια οριστική κατάσταση. Έτσι δεν υπάρχει πρόβλημα ελλείπουσας μάζας όταν η ηλικία των σμηνών είναι μικρότερη από το χρόνο αλλοιώσεώς τους (βλ. τρίτο μέρος, § 4.8). Καθώς θα δούμε εξάλλου πιο κάτω, το πρόβλημα δεν παρουσιάζεται τόσο οξύ κατά τον υπολογισμό της πυκνότητας του σύμπαντος.

4.3. Υπερσμήνη γαλαξιών

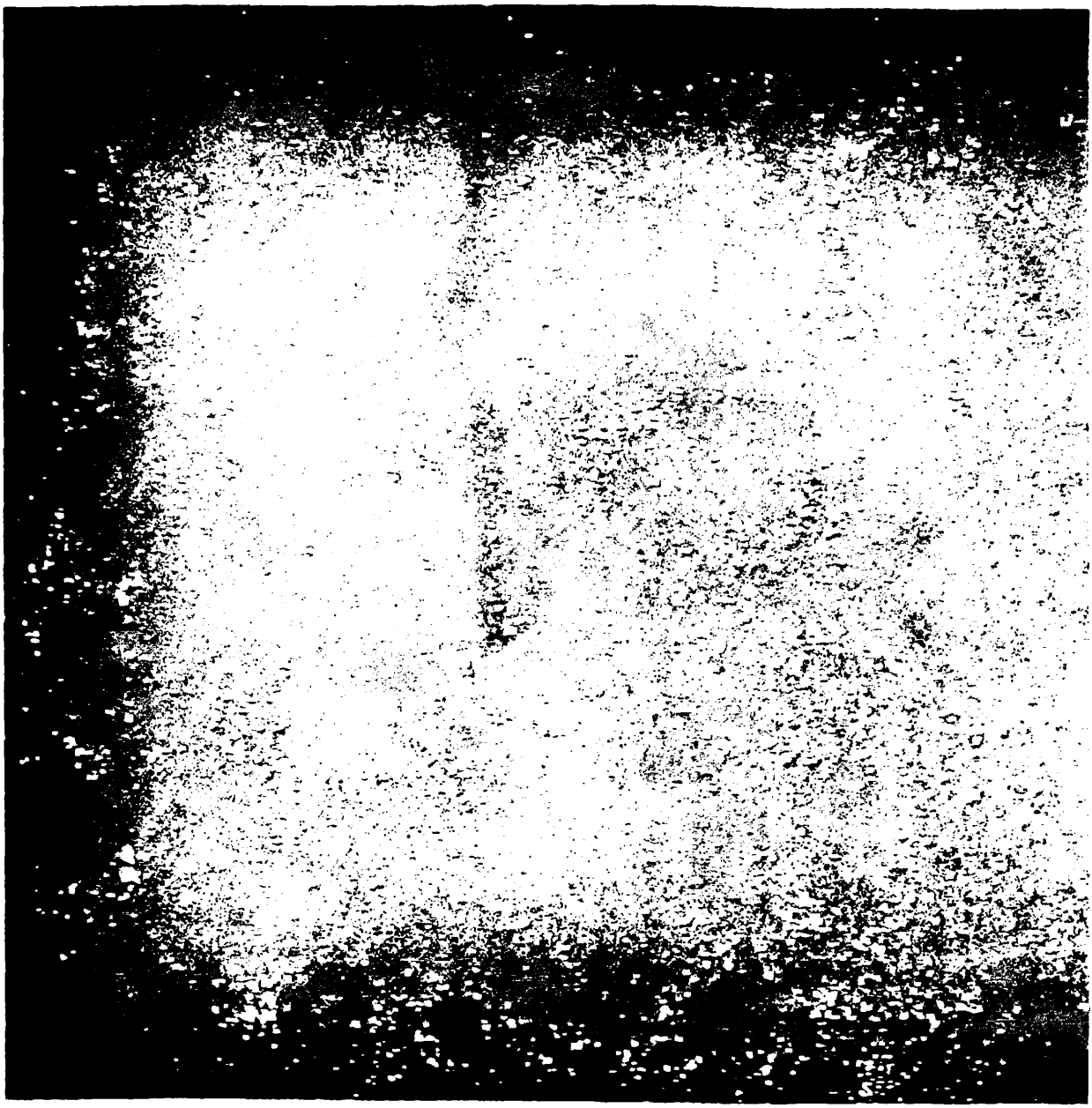
Σχετικά πρόσφατες μελέτες έδειξαν, ότι στην ιεραρχία του σύμπαντος μετά τα σμήνη γαλαξιών έρχονται τα σμήνη σμηνών ή υπερσμήνη γαλαξιών. Έτσι, η Τοπική ομάδα μαζί με 50 περίπου άλλες ομάδες, μεμονωμένους γαλαξίες και το γειτονικό σμήνος της Παρθένου αποτελούν το υπερσμήνος της Παρθένου, του οποίου το κέντρο συμπίπτει με το κέντρο του σμήνους της Παρθένου. Η τοπική ομάδα που βρίσκεται κοντά στο άκρο του υπερσμήνους, περιφέρεται περί το κέντρο του με ταχύτητα περίπου 400 km/s.

Άλλα γνωστά υπερσμήνη είναι εκείνο της Κόμης της Βερενίκης με διάμετρο 200 Mpc περίπου, του Περσέα και του Ηρακλέους. Εξάλλου ανάμεσα στα υπερσμήνη υπάρχουν τεράστια κοσμικά κενά χωρίς σχεδόν γαλαξίες.

Τα τρία παραπάνω υπερσμήνη φαίνεται να έχουν φυσικό δεσμό μεταξύ τους. Αποτελούν όπως πιστεύεται μέλη μεγαλύτερων σχηματισμών, οι οποίοι πλησιάζουν τα 10^3 Mly σε έκταση και δεν έχουν σφαιρικό σχήμα. Μοιάζουν με επιμήκη νήματα γαλαξιών, με τα παραπάνω υπερσμήνη ευρισκόμενα στους κόμβους αλληλοσύνδεσής

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

τους, και τεράστια κοσμικά κενά ανάμεσά τους, δίνοντας γενικά τη μο
κοσμικού πλέγματος (σχ. 4.3). Πόσο μακριά όμως στο χώρο και χρόνο
αυτό το κοσμικό πλέγμα αποτελεί μυστήριο.



Σχήμα 4.3: Η εικόνα αυτή βασίζεται σε παρατηρήσεις και περιλαμβάνει ένα ει
γαλαξίες περίπου, λαμπρότερος από 19 mag και καλύπτει μία περιοχή 100°x100° γ
βόρειο πόλο

4.4. Η τοπική ομάδα

Η τοπική ομάδα γαλαξιών αποτελεί ένα μικρό σμήνος στο οποίο
Γαλαξίας μας. Περιλαμβάνει 22 γνωστά μέλη και πιθανόν οκτώ άλλα ακόμα
υπό συζήτηση. Από αυτά, τα 15 είναι ελλειπτικοί γαλαξίες, τα 3 σπειροειδε
ανώμαλοι. τα δε χαρακτηριστικά τους φαίνονται στον πίνακα 3.1.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Τα όρια της τοπικής ομάδας είναι όμως συζητήσιμα. Συνήθως ως όριο λαμβάνεται η απόσταση του 1 Mpc. Έτσι οι δύο γαλαξίες Maffei 1 και Maffei 2, που ανακαλύφτηκαν το 1968 ύστερα από παρατηρήσεις στο υπέρυθρο και που βρίσκονται σε απόσταση 2.7 Mpc, είναι καθαρά έξω από τα όρια της τοπικής ομάδας, αν και οι πρώτες εκτιμήσεις τους είχαν τοποθετήσει μέσα σ' αυτήν. Από το άλλο μέρος, μερικοί αστρονόμοι πιστεύουν πως από πλευράς δυναμικής του συστήματος θα ήταν πιο σωστό να διευρυνθούν τα όρια της τοπικής ομάδας, ώστε να περιληφθούν τόσο οι παραπάνω δύο γαλαξίες όσο και άλλοι που βρίσκονται σε ανάλογες αποστάσεις.

Πραγματικά, θεωρώντας τους δύο πρώτους πιο μεγάλους γαλαξίες του πίνακα 3.1 της τοπικής ομάδας, έχουμε για τις μάζες τους $M_1=M^{11}\ M_0$ και $M_2=4\cdot10^{11}\ M_0$, για δε την απόστασή τους r~600 kpc. Εξάλλου, η σχετική τους ταχύτητα είναι V=125 km/s. Έτσι σε σχέση προς το κέντρο βάρους του συστήματος είναι: $r_1=480$ kpc, $r_2=120$ kpc, $V_1=100$ km/s και $V_2=25$ km/s, οπότε:

$$\left.\begin{aligned} 2E_{κιν} &= M_1V_1^2+M_2V^2 = 25\cdot10^{57}\ \text{erg} \\ E_{δυν} &= -\,Gr\,\frac{M_1\,M_2}{r} = -\,6\cdot10^{57}\ \text{erg} \end{aligned}\right] \Rightarrow \quad E_{δυν}+2E_{κιν}>0$$

Αυτό σημαίνει πως η τοπική ομάδα είναι ασταθής και διαστέλλεται. Αν συμπεριληφθούν όμως στην τοπική ομάδα οι Maffei 1 και 2, από τους οποίους ο πρώτος είναι ένας γίγαντας ελλειπτικός γαλαξίας, ή ακόμα και άλλοι γαλαξίες του τοπικού συστήματος που πιθανόν κρύβονται πίσω από το πυκνό γαλαξιακό κέντρο, τότε η εικόνα ασφαλώς θα είναι εντελώς διαφορετική από πλευράς δυναμικής. Τελικά ο Maffei μπήκε στην Τοπική Ομάδα.

Η σημασία της τοπικής ομάδας για τη μελέτη του σύμπαντος είναι φανερή. Λόγω της μικρής τους σχετικά αποστάσεως, οι γαλαξίες της ομάδας είναι δυνατό να μελετηθούν κάπως λεπτομερώς κι έτσι να βγουν γενικότερα συμπεράσματα για τη δομή και τα χαρακτηριστικά όλων των γαλαξιών.

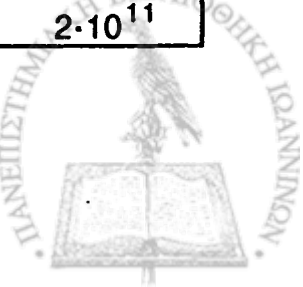
Οι πιο ενδιαφέροντες από τους γαλαξίες της τοπικής ομάδας είναι ο M31, ο γαλαξίας της Ανδρομέδας όπως λέμε συνήθως, που είναι ο πιο μεγάλος της ομάδας

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

και τα Μικρά και Μεγάλα Νέφη του Μαγγελάνου, που είναι οι πιο κοντινοί μας γαλαξίες.

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 3.1

Όνομα	Τύπος	Απόσταση kpc	Διάμετρος kpc	Mv	Μάζα $M_\odot$
Γαλαξίας	Sb	-	30.0	-20.0	$2 \cdot 10^{11}$
LMC	Irr I	50	10.0	-18.5	$6 \cdot 10^{9}$
SMC	Irr I	60	3.1	-16.8	$1.5 \cdot 10^{9}$
Ursa Minor	E4	67	0.3	-8.8	10^{5}
Draco	E2	67	0.3	-8.6	10^{5}
Sculptor	E3	84	0.7	-11.7	$3 \cdot 10^{6}$
Carina	E3	155	0.6	;	;
Fornax	E3	188	1.6	-13.0	$2 \cdot 10^{7}$
Leo II	E0	220	0.6	-9.4	10^{6}
Leo I	E4	220	0.3	-11.0	$3 \cdot 10^{6}$
NGC 6822	Irr I	460	2.3	-15.7	$1.4 \cdot 10^{9}$
NGC 147	E6	690	1.4	-14.8	-
NGC 185	E2	690	1.0	-15.1	-
IC 1613	Irr I	740	3.0	-14.8	$4 \cdot 10^{8}$
M31=NGC 224	Sb	690	33.0	-21.1	$3 \cdot 10^{11}$
NGC 205	E5	690	2.4	-16.4	-
M32=NGC221	E3	690	0.7	-16.4	$2 \cdot 10^{9}$
Andromeda I	E0	690	0.6	-12	$2 \cdot 10^{6}$
Andromeda II	E0	690	0.6	-12	$2 \cdot 10^{6}$
Andromeda III	E0	690	0.6	-12	$2 \cdot 10^{6}$
M33=NGC 598	Sc	690	14.0	-18.9	$4 \cdot 10^{10}$
Maffei	E0	1000	30.0	-20.3	$2 \cdot 10^{11}$


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Ο **γαλαξίας της Ανδρομέδας** μοιάζει πάρα πολύ από πλευράς διαστάσεων, δομής, περιεχομένου και λοιπών χαρακτηριστικών με το Γαλαξία μας. Ο πυρήνας του έχει τις διαστάσεις μεγάλου σφαιρωτού σμήνους, αλλά η μάζα του είναι 100 φορές περίπου μεγαλύτερη, στρέφεται δε ως στερεό σώμα με περίοδο $5 \cdot 10^8$ έτη περίπου. Όπως όλοι σχεδόν οι γαλαξίες, παρουσιάζει ραδιοεκπομπή, οι δε διαστάσεις του στις ραδιοσυχνότητες είναι κατά πολύ μεγαλύτερες από ό,τι στην οπτική περιοχή (βλ.σχ.2.9). Σε λ=1 m π.χ. μόνο το 10% της ακτινοβολίας προέρχεται από την οπτική περιοχή του γαλαξία, ενώ το 90% προέρχεται από την άλω. Η ολική ενέργεια που εκπέμπει εξάλλου στις ραδιοσυχνότητες είναι της τάξεως των 10^{39} erg/sec, ανάλογη δηλαδή προς εκείνη του Γαλαξία μας. Με παρατηρήσεις τέλος από τεχνητό δορυφόρο βρέθηκαν 80 πηγές ακτινοβολίας Χ, συγκρίσιμες προς εκείνες του Γαλαξία μας.

Τα **Νέφη του Μαγγελάνου** φαίνονται στον ουρανό του νοτίου ημισφαιρίου και έχουν την ίδια λαμπρότητα περίπου με το Γαλαξία. Με τη βοήθεια του τηλεσκοπίου διακρίνει κανείς εκατομμύρια αστέρες κανονικούς και μεταβλητούς, αστρικά σμήνη, μεσοαστρική ύλη, κλπ. Εκ πρώτης όψεως η δομή τους δίνει την εντύπωση ανώμαλου γαλαξία. Λεπτομερείς όμως μελέτες δείχνουν πως πρόκειται μάλλον για σπειροειδή ραβδωτό γαλαξία. Η δομή τους πάντως είναι διαταραγμένη πιθανόν από παλιρροιογόνες δυνάμεις. Έτσι τα Μεγάλα Νέφη παρουσιάζουν ένα αντιβραχίονα. Πιθανόν να υπάρχει ακόμα μία γέφυρα ύλης προς το Γαλαξία μας καθώς και υλική σύνδεση με τα Μικρά Νέφη.

Οι διαστάσεις των Νεφών στις ραδιοσυχνότητες είναι πολύ μεγαλύτερες από ό,τι στην οπτική περιοχή του φάσματος, η δε παρατήρηση στη γραμμή των 21 cm δείχνει πως τα Μικρά Νέφη έχουν μεγαλύτερο ποσοστό μεσοαστρικού αερίου.

Μία σημαντική διαφορά που παρουσιάζουν σχετικά με το Γαλαξία μας, είναι ότι περιέχουν δύο είδη σφαιρωτών σμηνών, με διαφορετικούς δείκτες χρώματος. Περιέχουν δηλαδή "ερυθρά σμήνη" που είναι όμοια με εκείνα του Γαλαξία μας και "κυανά σμήνη" ανάλογα των οποίων δεν έχει ο Γαλαξίας μας. Έτσι το διάγραμμα απόλυτου μεγέθους-χρώματος αυτών συγκεκριμένα είναι εντελώς ασυνήθιστο και

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

μοιάζει περισσότερο προς εκείνο των ανοιχτών σμηνών του Γαλαξία μας. Εξήγηση προς το παρόν δεν υπάρχει. Ίσως πρόκειται για σφαιρωτά σμήνη πολύ νεαρής ηλικίας ή ακόμα διαφορετικής χημικής συστάσεως.

Πρέπει ακόμα να τονιστεί πως η έρευνα των Νεφών του Μαγγελάνου γίνεται σήμερα με έντονο ρυθμό. Ο σπουδαιότερος λόγος γι' αυτό είναι η ανάγκη να μάθουμε με ακρίβεια τη χημική τους σύσταση και κατ' επέκταση την επίδραση της χημικής συστάσεως των γαλαξιών στην κλίμακα των αποστάσεων του σύμπαντος. Πολλοί από τους χρησιμοποιούμενους δείκτες αποστάσεως σήμερα βασίζονται σε παρατηρήσεις των γαλαξιών αυτών.

4.5. Σχηματισμός και εξέλιξη των γαλαξιών

Πολύ λίγα πράγματα είναι γνωστά σχετικά με το σχηματισμό και την εξέλιξη των γαλαξιών. Πρόκειται μάλλον για μερικές γενικές ιδέες που και αυτές δεν είναι γενικά αποδεκτές.

Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, στο αρχικά ομογενές σύμπαν δημιουργήθηκαν αυτοδύναμα τοπικές ανωμαλίες πυκνότητας. Οι τοπικές αυτές μεταβολές πυκνότητας, καθώς δεχόμαστε σήμερα, ήταν αποτέλεσμα της υπάρξεως τυρβωδών κινήσεων μέσα στο αρχικό αέριο του σύμπαντος.

Πράγματι, η δημιουργία στροβίλων είναι μία φυσική κατάσταση που ανευρίσκεται σε κάθε μεγάλη μάζα υγρού ή αερίου μέσα στη φύση, όπως στους ωκεανούς,στην ατμόσφαιρα και στα νεφελώματα. Από το άλλο μέρος, οι στρόβιλοι σε ένα διαστελλόμενο αέριο προκαλούν τοπικές αυξήσεις της πυκνότητάς του. Αν μία τοπική αύξηση γίνει σε μία μικρή σχετικά περιοχή, η δημιουργούμενη αύξηση της πιέσεως του αερίου θα διαλύσει την συμπύκωση. Αν όμως το μέγεθος της περιοχής συμπυκνώσεως είναι αρκετά μεγάλο, οι δυνάμεις βαρύτητας μεταξύ των διαφόρων μερών του αερίου θα υπερισχύσουν της πιέσεως που τείνει να διαλύσει τη συμπύκνωση και η τελευταία θα εξακολουθήσει να αυξάνει. Υπάρχει έτσι ένα κρίσιμο μέγεθος συμπυκνώσεως πάνω από το οποίο μία συμπύκνωση μπορεί να διατηρηθεί και επειδή

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

στο συνεχώς διαστελλόμενο σύμπαν ήταν δυνατές συμπυκνώσεις κάθε μεγέθους, ορισμένες από αυτές ήταν βιώσιμες.

Η ερμηνεία αυτή οφείλεται στο διάσημο αστρονόμο Jeans, ο οποίο έδειξε πως το κρίσιμο μέγεθος συμπυκνώσεως καθορίζεται από τη σχέση: $R > 3 \cdot 10^7 \frac{T}{\rho}$ cm, όπου R η ακτίνα της συμπυκνώσεως, ρ η πυκνότητα, και T η θερμοκρασία του αερίου. Έτσι αν θέσει κανείς σ' αυτή τη σχέση τις τιμές των ρ και T, που αντιστοιχούν στη σχετική φάση του σύμπαντος, βρίσκει $R>10^5$ ly, τιμή που είναι της τάξεως μεγέθους των γαλαξιών.

Κατά τον τρόπο αυτό λοιπόν, σχηματίσθηκαν οι γαλαξίες στην αρχική τους μορφή, σαν γιγαντιαίες δηλαδή συγκεντρώσεις αερίου. Οι **πρωτογαλαξίες** αυτοί πρέπει να είχαν περιστροφικές κινήσεις, με διάφορες ταχύτητες και γύρω από τυχαία προσανατολισμένους άξονες, καθώς και τυχαία κατανεμημένες μεταβατικές κινήσεις, τις οποίες παρατηρούμε σήμερα.

Κατά το σχηματισμό τους οι πρωτογαλαξίες ήταν γιγαντιαία νέφη ψυχρού αερίου απομακρυνόμενα το ένα από το άλλο λόγω της αρχικής διαστολής και συστελλόμενα βαθμιαία λόγω βαρύτητας. Μέσα σε αυτά τα γιγαντιαία νέφη εξακολουθεί να εφαρμόζεται η αρχή του Jeans με αποτέλεσμα να σχηματίζονται εκατομμύρια δευτερεύουσες βιώσιμες συμπυκνώσεις, που αρχίζουν να συστέλλονται δημιουργώντας προαστρικές μορφές, τους **πρωτοαστέρες.** Και αυτοί στην αρχή ήταν νέφη ψυχρού αερίου, με την συνεχή όμως συστολή επί εκατοντάδες εκατομμύρια χρόνια μεταβλήθηκαν, καθώς είδαμε, σε θερμά φωτεινά σώματα, τους σημερινούς αστέρες του πληθυσμού II, που υπάρχουν κατά δισεκατομμυρια σε κάθε γαλαξία. Ο χρόνος που απαιτείται γι' αυτή την πορεία υπολογίζεται σε 10^8 έτη περίπου. Με το σχηματισμό πολλών αστέρων όμως ο πρωτογαλαξίας γίνεται γαλαξίας. Εξάλλου με την πάροδο του χρόνου όλο και περισσότερο αέριο του γαλαξία μετατρέπεται σε αστέρες, με αποτέλεσμα αυτός να περιέχει τελικά πολλά δισεκατομμύρια αστέρες και σχετικά λίγο αέριο. Στο μεταξύ, κατά τη διάρκεια αυτής της πορείας, οι μεγαλύτερης μάζας αστέρες περνούν από μία εκρηκτική φάση (σουπερνόβα), κατά την οποία ένα μέρος της αέριας μάζας τους εκτινάσσεται στο

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

γύρω χώρο και ανακατεύεται με το υπάρχον εκεί αέριο για να αποτελέσει τον πυρήνα σχηματισμού νέων αστέρων πληθυσμού Ι. Έτσι βαθμιαία ο γαλαξίας αποτελείται από ολοένα και μικρότερους αστέρες για να καταλήξει τελικά να περιέχει μόνο αστέρες που βρίσκονται στο τέλος της ζωής τους, δηλαδή μαύρους νάνους, αστέρες νετρονίων και μελανές οπές. Ο απαιτούμενος χρόνος για την πορεία αυτή προς το θάνατο ενός γαλαξία είναι χίλιες φορές περίπου μεγαλύτερος από την ηλικία του σύμπαντος, πράγμα που σημαίνει πως δεν υπάρχουν νεκροί γαλαξίες ακόμα στο σύμπαν και ότι αυτοί τους οποίους παρατηρούμε σήμερα βρίσκονται ακόμα στη νηπιακή τους ηλικία.

Ως προς τις διαφορετικές μορφές των γαλαξιών, παρά τις αρχικές γνώμες, που παρουσιάζουν τη μορφολογική σειρά των τύπων σαν μία σειρά εξελίξεως των γαλαξιών, σήμερα πιστεύεται ότι οι γαλαξίες όλων των τύπων έχουν την ίδια περίπου ηλικία. Έτσι οι διαφορές που παρουσιάζουν οι διάφοροι τύποι πρέπει να αποδοθούν σε άλλα αίτια και ιδιαίτερα σε δυναμικά.

Η μάζα δεν φαίνεται να παίζει σπουδαίο ρόλο από της πλευράς αυτής καθόσον υπάρχει μία μεγάλη ποικιλία μαζών στους διάφορους τύπους. Η χημική σύνθεση παρουσιάζει ίσως κάποιο ενδιαφέρον· συνήθως ξεκινάει κανείς με την υπόθεση ότι η πρωταρχική ύλη ήταν καθαρό υδρογόνο ή υδρογόνο και ήλιο, δεχόμενος πως τα βαρύτερα χημικά στοιχεία σχηματίστηκαν αργότερα μέσα στους αστέρες. Είναι όμως δυνατό να υπήρξε μία ομοιόμορφη κατανομή των βαρέων στοιχείων από την αρχή, ο δε ρυθμός σχηματισμού τους αργότερα να επηρέασε τη μετέπειτα εξέλιξη των γαλαξιών.

Εκείνοι πάντως οι παράγοντες που φαίνονται να παίζουν σοβαρό ρόλο στη μορφολογία και στην εξέλιξη των γαλαξιών είναι οπωσδήποτε η στροφορμή, οι τυρβώδεις κινήσεις και τα μαγνητικά πεδία. Ο γαλαξίας λοιπόν ξεκινάει τη ζωή του σαν ένα τεράστιο και πολύ χαμηλής πυκνότητας αέριο από καθαρό υδρόγονο, κυριαρχούμενο από τυρβώδεις κινήσεις που αντιτίθενται στις δυνάμεις βαρύτητας. Αν οι κινήσεις αυτές είναι πολύ έντονες, το υλικό μπορεί να αντισταθεί για λίγο στη βαρυτική συστολή. Οι συγκρούσεις όμως των ατόμων μέσα στον αέριο θα αποσβέσουν σύντομα τις χαοτικές κινήσεις, αφήνοντας μόνο τις διατεταγμένες κινήσεις μαζών

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

που καθορίζουν και την ολική στροφορμή με την οποία ξεκινάει ο γαλαξίας. Αυτό ελαττώνει την αντίσταση στη συστολή κάθετα προς το επίπεδο περιστροφής, σε τρόπο ώστε η μάζα να συσταλεί σε ένα πεπλατυσμένο σχηματισμό, του οποίου η πλάτυνση εξαρτάται από το μέγεθος της ολικής στροφορμής, η δε συστολή θα συνεχιστεί μέχρις ότου αναπτυχθούν εσωτερικές πιέσεις εξισορροπήσεως ή, λόγω στροφορμής, σταματήσει η παραπέρα συστολή. Όταν η ολική στροφορμή είναι μηδέν, η συστολή είναι ίδια καθόλες τις διευθύνσεις και ο σχηματισμός θα πάρει σφαιρικό σχήμα.

Από το άλλο μέρος, αν το αέριο συμπυκνώνεται σταθερά προς σχηματισμό αστέρων, οι αστέρες θα έχουν τις κινήσεις του αερίου από το οποίο δημιουργήθηκαν. Το μέλλον τους όμως μπορεί να είναι εντελώς διαφορετικό από το μέλλον του αερίου· οι συγκρούσεις των ατόμων του αερίου θα αποσβέσουν μάλλον γρήγορα κάθε διαφορική κίνηση του αερίου, ενώ το ίδιο φαινόμενο στους αστέρες δεν θα έχει κανένα αποτέλεσμα. Έτσι οι μεν αστέρες θα διατηρήσουν την ίδια κατανομή ταχυτήτων με την οποία γεννήθηκαν, ενώ το αέριο θα καθηλωθεί σε μία κατάσταση με ελάχιστες διαφορικές κινήσεις, ανεξάρτητα από τις κινήσεις με τις οποίες άρχισε.

Η ποιοτική αυτή εικόνα έχει δύο σοβαρά σημεία στηρίξεως: α) υπάρχουν ενδείξεις από τις παρατηρήσεις, ότι ο Γαλαξίας μας εξελίχτηκε σύμφωνα με αυτές τις γενικές γραμμές, β) τα βασικά χαρακτηριστικά αυτής της εικόνας εξελίξεως εξηγούν τα χαρακτηριστικά των διαφορετικών αστρικών πληθυσμών. Έτσι οι αστέρες που σχηματίστηκαν στην αρχή (πληθυσμός ΙΙ) πρέπει να έχουν, όπως συμβαίνει πραγματικά, μικρή συγκέντρωση προς το επίπεδο περιστροφής και επιπλέον μεγάλη ακτινική ταχύτητα, λόγω της ταχύτητας συστολής του αερίου από το οποίο σχηματίστηκαν , και κατ' επέκταση τροχιές μεγάλης εκκεντρότητας. Από το άλλο μέρος, οι αστέρες που σχηματίστηκαν μετά τη συστολή (πληθυσμός Ι) από αέρια του δίσκου, θα έχουν τροχιές σχεδόν κυκλικές, θα είναι περιορισμένοι σε ένα μικρό όγκο και αν η στροφορμή του γαλαξία είναι αρκετά μεγάλη, θα είναι συγκεντρωμένοι σε ένα πιο πεπλατυσμένο χώρο. Για την ερμηνεία της μορφής των γαλαξιών υπάρχει η γνώμη ότι τα σώματα με σχετικά μικρή στροφορμή ανά μονάδα μάζας εξελίχτηκαν σε ελλειπτικούς γαλαξίες, ενώ εκείνα με μεγάλη στροφορμή έγιναν σπειροειδείς. Στην

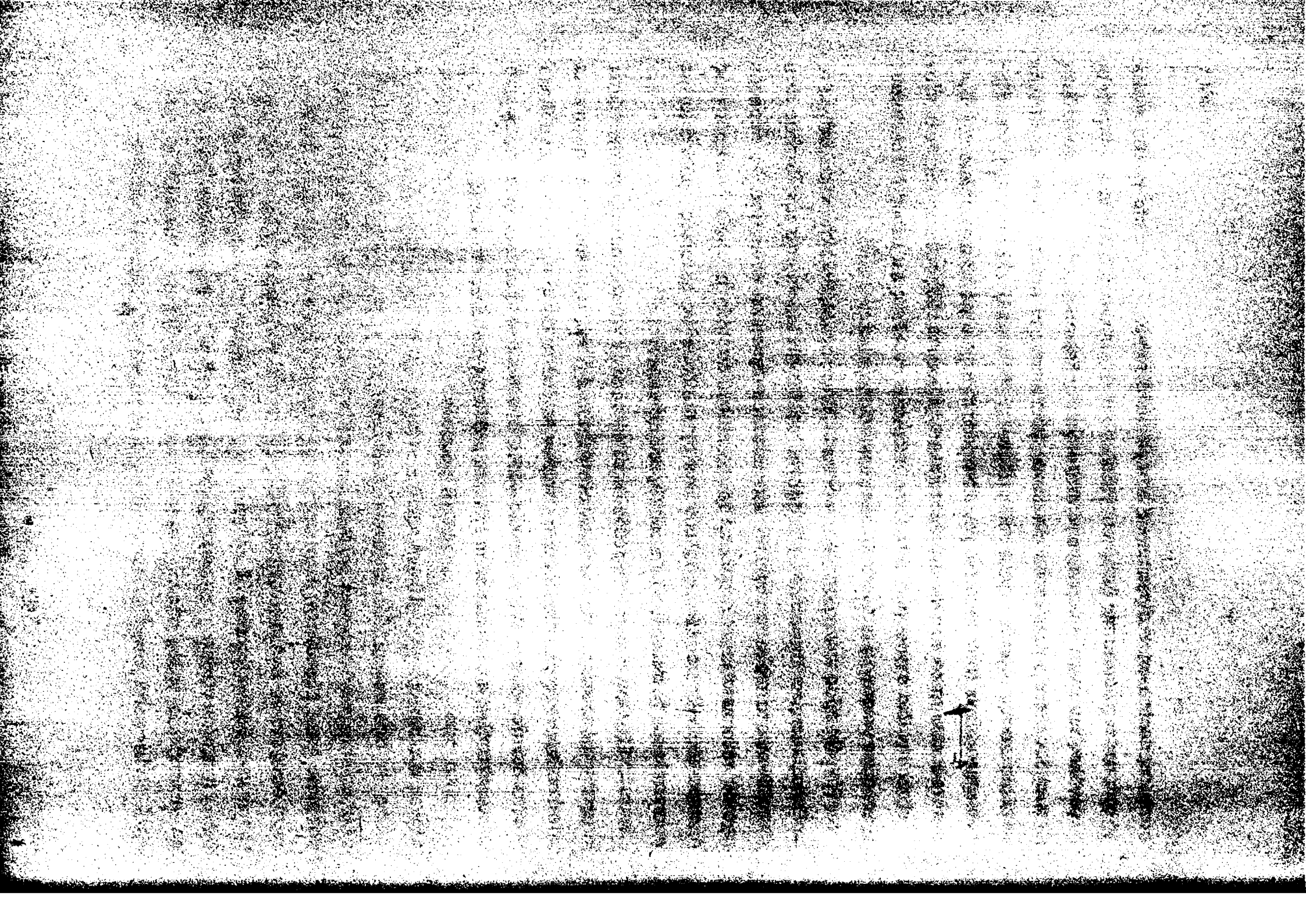
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πρώτη περίπτωση, ο σχηματισμός αστέρων από το γαλαξιακό αέριο γίνεται κυρίως στις πρώτες φάσεις της ζωής του γαλαξία, οπότε η πυκνότητα του αερίου φτάνει σε μεγάλες τιμές πριν η περιστροφή σταματήσει τη βαρυτική συστολή. Η άποψη όμως αυτή δεν εξηγεί τη μορφή των ανώμαλων, ούτε επίσης το γιατί το αέριο στο επίπεδο περιστροφής παίρνει σπειροειδή διάταξη. Αν στους ελλειπτικούς γαλαξίες συμπυκνώθηκε στην αρχή ένα μεγάλο ποσοστό αερίου για το σχηματισμό αστέρων, τότε οι ελλειπτικοί θα ήταν λιγότερο πεπλατυσμένοι από τους σπειροειδείς, έστω κι αν είχαν την ίδια στροφορμή. Επιπλέον, υπάρχουν ενδείξεις ότι στους ελλειπτικούς γαλαξίες υφίστανται ακτινικές κινήσεις αρκετά σημαντικές.

Ως προς το σχηματισμό των σπειρών, όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο για το Γαλαξία μας, οι σπειροειδείς βραχίονες οφείλονται σε κύματα πυκνότητας που σαρώνουν τα τεράστια νέφη του μεσοαστρικού αερίου και κονιορτού. Το πέρασμα ενός τέτοιου κύματος πυροδοτεί το σχηματισμό αστέρων οι οποίοι διεγείρουν τις περιοχές HII, που ακτινοβολούν, και σχηματίζουν τις αστρικές ομάδες (0) με αποτέλεσμα να σκιαγραφούνται οι σπειροειδείς βραχίονες.

Εξάλλου, η ανάπτυξη ράβδου κατά μήκος ενός γαλαξιακού πυρήνα σχετίζεται με τον τρόπο κίνησης των αστέρων στο γαλαξιακό δίσκο. Η επικρατούσα άποψη είναι ότι οι βαρυτικές αλληλεπιδράσεις αστέρων σε ένα τεράστιο περιστρεφόμενο δίσκο είναι δυνατό να προκαλέσει μερικές φορές τη συσσώρευση αυτών των αστέρων υπό μορφή στήλης και την εμφάνιση έτσι μιας ραβδωτής διάταξης στο γαλαξία.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Κοσμολογία

5.1. Γενικά

Η κοσμολογία ασχολείται με τη μελέτη του σύμπαντος ως συνόλου, τόσο από πλευράς δομής όσο και από πλευράς δημιουργίας και εξέλιξης. Μερικές φορές το μέρος εκείνο που αναφέρεται στη δημιουργία ονομάζεται κοσμογονία.

Αν και πολύ παλαιό, το κοσμολογικό πρόβλημα εξακολουθεί στη γενική μορφή του να παραμένει άλυτο. Το όλο θέμα είναι εξαιρετικά εκτεταμένο και πολύπλοκο· συνεπώς εδώ μόνο ορισμένες όψεις του είναι δυνατό να παρουσιαστούν.

Τα προβλήματα που αντιμετωπίζουν οι αστρονόμοι, ή καλύτερα οι κοσμολόγοι, στην προσπάθειά τους να κατανοήσουν την πορεία του σύμπαντος είναι εξαιρετικά δύσκολα. Μερικά από αυτά είναι: α) η μάζα του σύμπαντος είναι πεπερασμένη ή άπειρη; β) ο χώρος είναι Ευκλείδιος ή όχι; γ) έχει το σύμπαν αρχή και τέλος; κλπ. Για να απαντήσουν στα ερωτήματα αυτά, ξεκινούν με ορισμένες υποθέσεις και στηριζόμενοι στους φυσικούς νόμους και το μαθηματικό λογισμό καταλήγουν σε ορισμένα συμπεράσματα. Κατασκευάζουν, καθώς λέμε, διάφορα κοσμολογικά μοντέλα του σύμπαντος, τα οποία προσπαθούν να ελέγξουν με τα δεδομένα των παρατηρήσεων για να ιδούν κατά πόσο συμφωνούν με αυτά. Σε περίπτωση ασυμφωνίας, η λύση είναι είτε η τροποποίηση του μοντέλου είτε, συνηθέστερα, η βελτίωση των παρατηρήσεων, με τελικό στόχο τον αποκλεισμό των μοντέλων εκείνων που είναι ασυμβίβαστα με αυτές, ώστε να οδηγηθούμε κάποτε (;) σε ένα μοναδικό, που θα δίνει την εικόνα του κόσμου στον οποίο ζούμε.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Σε προηγούμενα κεφάλαια παρουσιάστηκαν όλα όσα είναι σήμερα γνωστά σχετικά με το περιεχόμενο και την ιεραρχία μέσα στο σύμπαν. Με την κοσμολογία αγγίζουμε τα όρια του παρατηρησίμου σύμπαντος, φθάνοντας στην υψηλότερη βαθμίδα της κλίμακας των διαστάσεων μέσα σε αυτό. Όπως είδαμε, στην πρώτη βαθμίδα βρίσκονται οι γαλαξίες, των οποίων το μέγεθος στις πιο ακραίες περιπτώσεις, ανέρχεται σε μερικά Mly. Στη δεύτερη βαθμίδα βρίσκονται τα σμήνη γαλαξιών με διαστάσεις κατά μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερες από τις διαστάσεις των γαλαξιών, δηλαδή της τάξεως μερικών δεκάδων Mly. Την τρίτη βαθμίδα καταλαμβάνουν τα υπερσμήνη γαλαξιών με διαστάσεις κατά μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερες, δηλαδή μερικών εκατοντάδων Mly. Στην επόμενη βαθμίδα τοποθετείται το κοσμικό πλέγμα γαλαξιών με διαστάσεις της τάξεως των χιλίων Mly και τέλος η κλίμακα συμπληρώνεται με το μέγεθος του παρατηρησίμου σύμπαντος που είναι της τάξεως των δέκα χιλιάδων Mly.

Ανάμεσα όμως στούς γαλαξίες, στο μεσογαλαξιακό χώρο, υπάρχει μεσογαλαξιακή ύλη και ακτινοβολία, που είναι και αυτές βασικής σημασίας για την κοσμολογία και την αξιολόγηση των διαφόρων μοντέλων του σύμπαντος. Έτσι είναι απαραίτητο να αρχίσει το κεφάλαιο αυτό με τη σύντομη περιγραφή του περιεχομένου του μεσογαλαξιακού χώρου.

5.2. Μεσογαλαξιακή ύλη και ακτινοβολία

Όπως ανάμεσα στους αστέρες ενός γαλαξία υπάρχει μεσοαστρική ύλη και ακτινοβολία, έτσι και ανάμεσα στους γαλαξίες και τα συστήματα γαλαξιών υπάρχει μεσογαλαξιακή ύλη και ακτινοβολία. Η μεσογαλαξιακή ύλη αποτελείται από αέριο, κυρίως υδρογόνο, και από κονιορτό, κυρίως νιφάδες στερεού υδρογόνου. Η μεσογαλαξιακή ακτινοβολία εξάλλου, που σε μερικές περιπτώσεις οφείλεται στην ύπαρξη της μεσογαλαξιακής ύλης, περιλαμβάνει διάχυτη ακτινοβολία X, μία μικροκυματική ακτινοβολία που αντιστοιχεί σε μέλαν σώμα θερμοκρασίας $2^{o}.7$ K περίπου, την κοσμική ακτινοβολία και πιθανώς κύματα βαρύτητας.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

α) **Αέριο**: Η ύπαρξη μεσοαστρικού αερίου μπορεί να διαπιστωθεί με ραδιοαστρονομικές παρατηρήσεις στη γραμμή εκπομπής των 21 cm. Η ύπαρξή του ωστόσο ήταν μέχρι πρόσφατα αβέβαιη, δεδομένου ότι η πυκνότητά του πρέπει να είναι μικρότερη από 10^{-31} gr·cm^{-3}. Οι παρατηρήσεις όμως από το διάστημα με τηλεσκόπια ακτίνων Χ έδειξαν, ότι εκτός από την ακτινοβολία Χ που προέρχεται από διάκριτες πηγές, υπάρχει μία διάχυτη ακτινοβολία Χ, που κατακλύζει τον κοσμικό χώρο. Μερικοί αστρονόμοι αποδίδουν την ύπαρξη της ακτινοβολίας αυτής στην παρουσία θερμού αερίου, θερμοκρασίας μερικών εκατοντάδων εκατομμυρίων βαθμών, του οποίου η συνολική μάζα πρέπει να υπερβαίνει εκείνη του συνόλου των γαλαξιών του σύμπαντος. Υπάρχει όμως και μία αντίθετη άποψη, κατά την οποία η ακτινοβολία αυτή οφείλεται στην παρουσία μεγάλου πλήθους διάκριτων ασθενών πηγών που δεν ξεχωρίζουν στο τηλεσκόπιο, όπως εκείνες των ημιαστέρων (βλ. πιο πάνω). Έτσι πιστεύεται ότι είναι πιθανό να προέρχεται από ένα μεγάλο αριθμό ημιαστέρων που βρίσκονται σε τεράστιες αποστάσεις.

β) **Κονιορτός**: Η ύπαρξη μεσογαλαξιακού κονιορτού είναι αμφισβητήσιμη· είναι όμως δυνατό να υπάρχει με μία πυκνότητα γύρω στα 10^{-28} gr·cm^{-3}. Αν πάντως υπήρχε, θά έπρεπε να προκαλεί μία γενική μεσογαλαξιακή απορρόφηση, καθώς και πόλωση, αν υποθέσουμε βέβαια πως υπάρχει μεσογαλαξιακό μαγνητικό πεδίο. Εφόσον όμως δεν παρατηρούνται τέτοια φαινόμενα, δύο πράγματα πρέπει να συμβαίνουν: ή δεν υπάρχει καθόλου κονιορτός ή υπάρχει συγκεντρωμένος σε μικρά σκοτεινά νέφη. Η προέλευσή του πάντως δεν είναι κατανοητή.

γ) **Ακτινοβολία 2°.7 K**: Το 1965 ανακαλύφτηκε μία μικροκυματική ακτινοβολία εξωγαλαξιακής προελεύσεως. Ακριβείς παρατηρήσεις έδειξαν πως η ακτινοβολία αυτή είναι ισότροπη και πως η φασματική κατανομή της αντιστοιχεί σε μέλαν σώμα θερμοκρασίας $T \sim 2^{\circ}.7$ K (σχ. 5.1). Σήμερα οι κοσμολόγοι πιστεύουν πως η ακτινοβολία αυτή, που καλείται **ακτινοβολία υποβάθρου**, προέρχεται από μία πρωταρχική σφαίρα ακτινοβολίας που αποτελούσε το σύμπαν σε μία από τις πρώτες φάσεις της δημιουργίας του (βλ.πιο κάτω), ύστερα από τη μεγάλη έκρηξη, τη διαστολή και την αδιαβατική ψύξη του. Με άλλα λόγια, καθώς το σύμπαν διαστελλόταν, η θερμοκρασία της σφαίρας αυτής, θεωρούμενης ως μέλαν σώμα, έπεφτε συνεχώς μέχρις ότου

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

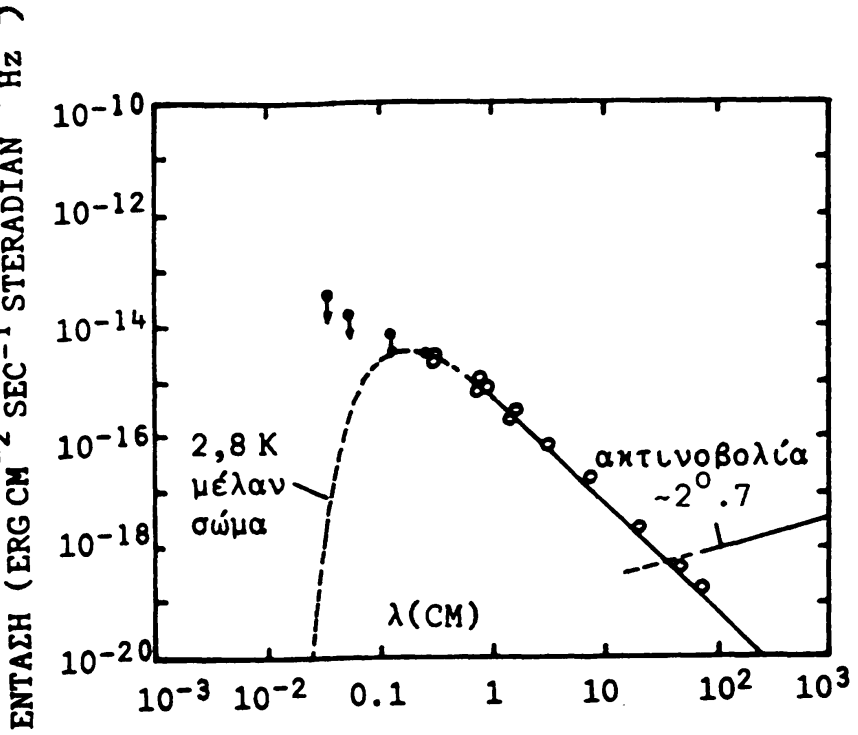
έφτασε σήμερα τους ~2^{o}.7 K, και καταλαμβάνει φυσικά ολόκληρο το σύμπαν. Η ανακάλυψη αυτή αποτελεί την πιο σοβαρή ένδειξη για την υπόθεση της μεγάλης εκρήξεως.

Η ύπαρξη της μικροκυματικής αυτής ακτινοβολίας μας έδωσε τη δυνατότητα για μία ενδιαφέρουσα μελέτη. Πρόκειται για τη μελέτη της κίνησης της Γης, και κατ' επέκταση του Γαλαξία μας και του σμήνους στο οποίο αυτός ανήκει, ως προς το πεδίο της ακτινοβολίας αυτής, δηλαδή για τον προσδιορισμό της διεύθυνσης και της ταχύτητας κινήσεως της Τοπικής Ομάδας μέσα στον κοσμικό χώρο. Πραγματικά, κατά τη φορά κινήσεως της Γης, η ακτινοβολία θα πρέπει, λόγω φαινομένου Doppler, να παρουσιάζεται ελαφρά μετατοπισμένη προς τα μικρά μήκη κύματος, ενώ κατά την αντίθετη φορά κινήσεως της Γης να παρουσιάζεται μετατοπισμένη προς τα μεγάλα μήκη κύματος. Αυτό σημαίνει πως πρέπει να εμφανίζεται μία ελαφρή ανισοτροπία στη θερμοκρασία της ακτινοβολίας κατά τις δύο φορές, η οποία και διαπιστώθηκε με παρατηρήσεις μεγάλης ακρίβειας. Έτσι βρέθηκε μία διαφορά ±0.0035 ^{o}K από τη μέση τιμή κατά τις δύο φορές, η δε τιμή αυτή αντιστοιχεί σε μία ταχύτητα της Γης 390 km/s. Εξάλλου η κατεύθυνση κινήσεως της Γης είναι προς τον αστερισμό του Λέοντος, η δε αντίθετη προς τον αστερισμό του Υδροχόου. Λαμβάνοντας κανείς υπόψη τη γνωστή ταχύτητα του Ηλίου ως προς το κέντρο του Γαλαξία μας, βρίσκει πως ολόκληρος ο Γαλαξίας κινείται προς τον αστερισμό της Ύδρας με ταχύτητα 520 km/s. Πιο συγκεκριμένα κατευθύνεται προς ένα σημείο που απέχει 45^{o} περίπου από το κέντρο του σμήνους της Παρθένου, που είναι και το κέντρο του υπερσμήνους στο οποίο ανήκει η Τοπική Ομάδα.

δ) **Κοσμική ακτινοβολία**: Το θέμα της μεσογαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας είναι κι αυτό εντελώς ανοιχτό, καθόσον το μόνο που ξέρουμε είναι ότι οι κοσμικές ακτίνες με ενέργειες μεγαλύτερες από 10^{18} eV πρέπει να προέρχονται από το χώρο έξω από το Γαλαξία μας; Και αν ακόμα υποθέσουμε πως προέρχονται από το Γαλαξία μας, το μαγνητικό του πεδίο είναι πολύ μικρό για να συγκρατήσει κοσμικές ακτίνες με τέτοιες ενέργειες. Το πιο πιθανό πάντως είναι ότι προέρχονται από σουπερνόβα και από εκρήξεις στους πυρήνες γαλαξιών.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ε) **Κύματα βαρύτητας**: Το 1970, ο Weber, χρησιμοποιώντας μία πρωτότυπη συσκευή, ισχυρίστηκε πως κατόρθωσε να συλλάβει κύματα βαρύτητας προερχόμενα από τη διεύθυνση του κέντρου του Γαλαξία μας. Αν αυτό επαληθευτεί τελικά, η ακτινοβολία βαρύτητας θα μπορούσε να αποδειχτεί ως η επικρατέστερη μορφή ενέργειας στο σύμπαν.



Σχήμα 5.1: Η μεσογαλαξιακή ακτινοβολία υποβάθρου των ~2°.7 K

5.3. Μοντέλα του σύμπαντος

5.3.1. Γενικά

Πολύ συχνά, όλα τα μοντέλα του σύμπαντος που στηρίζονται στην ίδια θεωρία, αναφέρονται συλλογικά με τη λέξη "κοσμολογία", που συνοδεύεται από το κύριο χαρακτηριστικό της θεωρίας. Έτσι μιλάμε π.χ. για Νευτώνεια κοσμολογία, σχετικιστική κοσμολογία, κλπ.

Η Νευτώνεια κοσμολογία, όπως και η σχετικιστική, στηρίζονται σε ορισμένες βασικές παραδοχές που θα δούμε αμέσως πιο κάτω. Τόσο η πρώτη, στη σύγχρονη μορφή της, όσο και η δεύτερη, αναφέρονται σε ένα διαστελλόμενο σύμπαν που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ξεκινάει με μία **μεγάλη έκρηξη**, από μία υπέρπυκνη και υπέρθερμη κατάσταση. Γι' αυτό και οι δύο ανήκουν στην κοσμολογία της μεγάλης έκρηξης.

5.3.2. Η διαστολή του σύμπαντος

Η διαστολή του σύμπαντος στηρίχθηκε από πλευράς παρατήρησης στο νόμο φυγής των γαλαξιών ή νόμο του Hubble, που είδαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο και που αποτέλεσε μία από τις μεγαλύτερες και πιο συνταρακτικές ανακαλύψεις του αιώνα μας. Κατά το νόμο αυτό, όλοι οι γαλαξίες ή τα συστήματα γαλαξιών του σύμπαντος, φαίνονται να απομακρύνονται από το Γαλαξία μας με ταχύτητα ανάλογη της απόστασής τους από αυτόν.

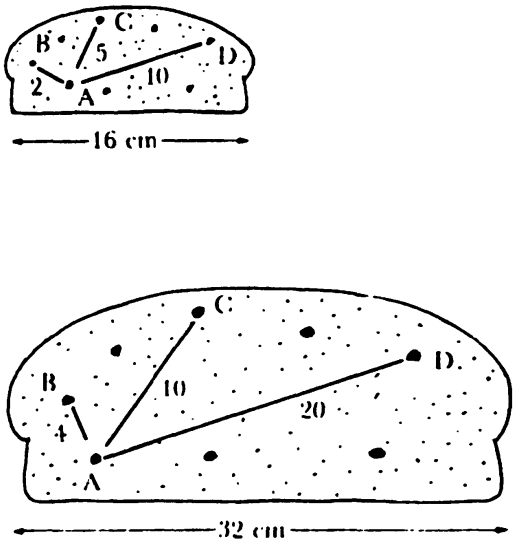
Η κατανόηση αυτής της διαστολής παρουσιάζει σε μία πρώτη θεώρηση μερικές δυσκολίες, γιατί μπορεί να σκεφθεί κανείς πως με το να λέμε ότι οι άλλοι γαλαξίες απομακρύνονται από το δικό μας, είναι σαν να τοποθετούμε τον εαυτό μας σε μία πολύ προνομιακή θέση, στο κέντρο δηλαδή του σύμπαντος. Η σκέψη αυτή βέβαια δεν είναι σωστή, γιατί πρώτα απ' όλα δεν υπάρχει κέντρο του σύμπαντος. Κάθε παρατηρητής, σε οποιοδήποτε γαλαξία κι' αν βρίσκεται, θα παρατηρεί το ίδιο φαινόμενο φυγής των άλλων γαλαξιών από το δικό του, σύμφωνα με το νόμο του Hubble.

Για την κατανόηση της διαστολής, οι αστρονόμοι χρησιμοποιούν αναλογικά το φαινόμενο του σταφιδόψωμου (βλ. σχήμα 5.2) που φουσκώνει καθώς ψήνεται. Κατά το φούσκωμα, οι σταφίδες, που αντιστοιχούν στους γαλαξίες, απομακρύνονται αμοιβαία μεταξύ τους. Εξάλλου, αν υποθέσουμε ότι σε κάποιο χρονικό διάστημα το μέγεθος του σταφιδόψωμου διπλασιάστηκε, τότε και οι αποστάσεις των σταφίδων-γαλαξιών θα είναι διπλάσιες, η δε ταχύτητες απομακρύνσεως των σταφίδων από οποιαδήποτε σταφίδα παρατηρήσεως θα είναι ανάλογες των αποστάσεών τους απ' αυτήν. Πραγματικά μία σταφίδα Β που απείχε από μία άλλη Α θεωρούμενη ακίνητη π.χ. 2 cm και μετά 1 sec απέχει 4 cm, θα έχει ταχύτητα φυγής $\frac{4-2}{1} = 2$ cm/sec, ενώ μία άλλη D που απείχε από την Α 10 cm, δηλαδή πενταπλάσια απόσταση από ό,τι η Β

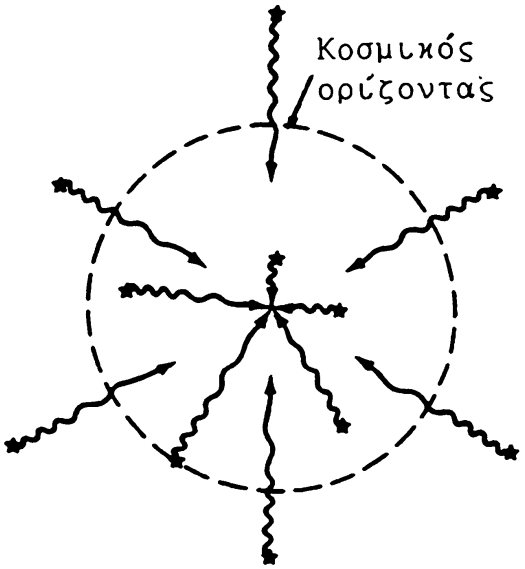


απέχει τώρα 20 cm και έχει ταχύτητα φυγής $\frac{20-10}{1}$ = 5 cm/sec, δηλαδή πενταπλάσια της Β. Έτσι φαίνεται απλά ότι οι σταφίδες-γαλαξίες ακολουθούν το νόμο του Hubble.

Από το άλλο μέρος, σε ένα διαστελλόμενο σύμπαν, μπορεί κανείς να υποστηρίξει πως σε κάποια μακρυνή εποχή όλοι οι γαλαξίες ήταν συμπιεσμένοι μαζί σε μία μάζα, γεγονός που συμφωνεί με το ξεκίνημα του κόσμου με τη μεγάλη έκρηξη.



Σχήμα 5.2: Αναλογική παράσταση του διαστελλομένου σύμπαντος με ένα σταφιδόψωμο



Σχήμα 5.3: Ο κοσμικός ορίζοντας

Για να υπολογίσει κανείς το χρόνο Τ που πέρασε από τη μεγάλη έκρηξη, αρκεί να θεωρήσει δύο γαλαξίες που χωρίζονται από μία απόσταση r και απομακρύνονται μεταξύ τους με ταχύτητα υ. Υποθέτοντας ότι η ταχύτητα υ είναι σταθερή έχουμε $r = uT$. Εξάλλου από το νόμο του Hubble είναι $u = H_o r$, οπότε κανείς βρίσκει $T = \frac{1}{H_o} \sim 20 \cdot 10^9$ έτη. Στην πραγματικότητα, λόγω της αμοιβαίας έλξης των γαλαξιών, η κίνησή τους είναι επιβραδυνόμενη και η ταχύτητα υ δεν είναι σταθερή. Έτσι, καθώς θα δούμε πιο κάτω κατά τον υπολογισμό της ηλικίας του σύμπαντος ο χρόνος είναι μικρότερος και γύρω στα $15 \cdot 10^9$ έτη.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

5.3.3. Ο κοσμικός ορίζοντας

Αν στη σχέση r= υΤ θέσουμε Τ= $15 \cdot 10^9$ έτη και υ = c (ταχύτητα του φωτός), την οριακή δηλαδή ταχύτητα με την οποία μπορεί να κινηθεί ένα σώμα, τότε λαμβάνουμε r=$15 \cdot 10^9$ ly. Αυτή είναι η ακτίνα του παρατηρησίμου σύμπαντος.

Αν φανταστούμε τη Γη ως κέντρο μιας τεράστιας σφαίρας, ακτίνας ίσης με $15 \cdot 10^9$ ly, η σφαίρα αυτή καθορίζει την έκταση, το χώρο του παρατηρησίμου σύμπαντος. Η επιφάνειά της αποτελεί τον **κοσμικό ορίζοντα** πέρα από τον οποίο δεν είναι δυνατό ποτέ να δούμε κανένα σώμα, γιατί η ακτινοβολία του δεν έχει αρκετό χρόνο να φθάσει σε μας (σχ. 5.3). Ένα ερώτημα που τίθεται αμέσως είναι κατά πόσο υπάρχουν ουράνια σώματα πέρα από το όριο αυτό, και πως είναι δυνατό να βρίσκονται εκεί αφού δεν είναι δυνατό να έχουν ταχύτητες μεγαλύτερες της c. Η σύγχρονη κοσμολογία, όπως θα δούμε πιο κάτω, δέχεται σύμφωνα με τη Γενική Θεωρία της Σχετικότητας, πως αυτό είναι δυνατό.

5.3.4. Βασικές υποθέσεις, κοσμολογικές αρχές

Όπως αναφέρθηκε, κάθε μοντέλο του σύμπαντος, κάθε θεωρία γι' αυτό, στηρίζεται σε ορισμένες βασικές παραδοχές (υποθέσεις), που αναφέρονται συλλογικά με την ονομασία **κοσμολογική αρχή.** Οι παραδοχές αυτές είναι βασικά δύο: α) Το σύμπαν είναι **ομογενές**, πράγμα που σημαίνει πως κάθε **θεμελιώδης παρατηρητής**, κάθε παρατηρητής δηλαδή ακίνητος σε σχέση προς την ύλη της περιοχής του, έχει την ίδια εικόνα του σύμπαντος οπουδήποτε κι αν βρίσκεται μέσα σ' αυτό. β) Το σύμπαν είναι **ισότροπο**, πράγμα που σημαίνει πως κάθε θεμελιώδης παρατηρητής έχει την ίδια όψη του σύμπαντος για κάθε διεύθυνση.

Στην κοσμολογική αυτή αρχή, ο Einstein και άλλοι προσθέτουν στα σχετικά κοσμολογικά μοντέλα τους και τρίτη παραδοχή, κατά την οποία όλα τα παρατηρούμενα φαινόμενα είναι σταθερά στον κοσμικό χρόνο, δηλαδή ανεξάρτητα από το χρόνο της παρατηρήσεώς τους. Με την προσθήκη αυτή η κοσμολογική αρχή μετονομάζεται σε **τέλεια κοσμολογική αρχή**.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Στις παραπάνω βασικές υποθέσεις πρέπει να προστεθούν ακόμα τρεις: α) Το σύμπαν είναι **ασύμφωνο**, πράγμα που σημαίνει ότι τα διάφορα μέρη του σύμπαντος είναι άσχετα προς τα γεγονότα που συμβαίνουν σε ένα μέρος του, β) το σύμπαν είναι **ομοιόμορφο** στις ιδιότητές του σε εξαιρετικά μεγάλες αποστάσεις, γ) υπάρχει **παγκοσμιότητα** στους νόμους της Φυσικής, δηλαδή είναι οι ίδιοι παντού μέσα στο σύμπαν.

5.4. Νευτώνεια Κοσμολογία

5.4.1. Γενικά

Ο Νεύτωνας ήταν ένας από τους πρώτους επιστήμονες που προσπάθησε να προσεγγίσει το κοσμολογικό πρόβλημα από επιστημονική σκοπιά. Προσπάθησε να εφαρμόσει τη θεωρία του για την παγκόσμια έλξη σε ολόκληρο το σύμπαν ως σύνολο, που το θεώρησε στατικό και Ευκλείδιο από γεωμετρική άποψη. Οι δυσκολίες όμως που παρουσιάστηκαν ήταν τόσο σοβαρές, ώστε να μην είναι δυνατό να βρεθεί ικανοποιητική λύση. Η πιο σοβαρή απ' αυτές ήταν ότι το σύμπαν έπρεπε να θεωρηθεί άπειρο σε έκταση, γιατί διαφορετικά, σύμφωνα με το νόμο της βαρύτητας, θα συστελλόταν αμέσως σε ένα σημείο (κέντρο), πράγμα που σημαίνει πως δεν θα ήταν σταθερό (στατικό).

Αργότερα, μία καινούργια δυσκολία ήλθε να προστεθεί στις άλλες της Νευτώνειας κοσμολογίας, που αποτέλεσε έναν από τους βασικούς λόγους για την απόρριψή της. Πρόκειται για ένα φαινόμενο που είναι γνωστό ως **παράδοξο του Olbers**. Ο Olbers, υποθέτοντας πως το σύμπαν είναι άπειρο και στατικό και ομοιόμορφα γεμάτο με αστέρες, έδειξε πως ο νυχτερινός ουρανός θα έπρεπε να είναι ομοιόμορφα λαμπρός και μάλιστα να έχει τη λαμπρότητα της ηλιακής επιφάνειας. Και επειδή αυτό δεν συμβαίνει, έχουμε το παράδοξο του Olbers.

Η απόδειξη του ισχυρισμού του Olbers είναι εκ πρώτης όψεως αρκετά εύκολη: Σε ένα άπειρο σύμπαν με αστέρες (και γαλαξίες), οποιαδήποτε οπτική ακτίνα κατά την παρατήρηση του ουρανού θα πρέπει να συναντάει κάποιον αστέρα και επειδή η φωτεινή ένταση δεν μεταβάλλεται με την απόσταση (βλ. τρίτο μέρος), ο ουρανός

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πρέπει να είναι ομοιόμορφα λαμπρός. Κι αν ακόμα ο χώρος είναι γεμάτος από κονιορτό που μας εμποδίζει, λόγω απορροφήσεως, να δούμε πέρα από ορισμένη απόσταση και πάλι ο ουρανός θα έπρεπε να είναι ομοιόμορφα λαμπρός, επειδή ο κονιορτός θα θερμαινόταν για λόγους θερμικής ισορροπίας μέχρι της επιφανειακής θερμοκρασίας των αστέρων.

Η απάντηση στον ισχυρισμό του Olbers έχει δύο σκέλη. Πρώτον, όπως αναφέρθηκε παραπάνω δεν μπορούμε να δούμε πέρα από τον κοσμικό ορίζοντα και επειδή εσωτερικά από αυτόν η πυκνότητα των γαλαξιών δεν είναι μεγάλη, οι περισσότερες οπτικές ακτίνες κατά την παρατήρηση του ουρανού δεν συναντούν κανένα ουράνιο σώμα. Έτσι η πεπερασμένη ηλικία του σύμπαντος, που καθορίζει τον κοσμικό ορίζοντα, είναι ο ένας λόγος. Ο δεύτερος, στηρίζεται στην ερυθρή μετατόπιση του φάσματος των γαλαξιών. Σύμφωνα με το νόμο του Hubble, όσο απομακρυσμένος είναι ένας γαλαξίας τόσο μεγαλύτερη είναι η ταχύτητα φυγής του και, σύμφωνα με το φαινόμενο Doppler, η μετατόπιση του φάσματός του προς το ερυθρό και κατ' επέκταση τόσο μικρότερη η ενέργεια ακτινοβολίας του που φτάνει στη Γη. Έτσι, η ενέργεια που φτάνει στη Γη π.χ. από ένα γαλαξία που βρίσκεται στον κοσμικό ορίζοντα είναι μηδενική.

5.4.2. Ο ρόλος της βαρύτητας

Παρά τις αρχικές δυσκολίες, η Νευτώνεια κοσμολογία, που είναι πολύ πιο απλή από μαθηματική άποψη, οδηγεί σήμερα σε πολλά αποτελέσματα που είναι ουσιαστικά τα ίδια με εκείνα που δίνουν τα σύγχρονα μοντέλα.

Ας εξετάσουμε λοιπόν το ρόλο της βαρύτητας στη Νευτώνεια κοσμολογία. Είναι λογικό να δεχθούμε πως η βαρύτητα, που οφείλεται στην ύλη του σύμπαντος, θα προκαλεί την επιβράδυνση της κινήσεως φυγής των γαλαξιών. Δεν είναι όμως σαφές με ποιο τρόπο θα μπορούσε να γίνει αυτό από την καθαρά Νευτώνεια άποψη, αφού σε ένα άπειρο σύμπαν ομοιόμορφα γεμάτο από ύλη δεν μπορεί να καθοριστεί η διεύθυνση του πεδίου βαρύτητας $\vec{g}$. Θα είναι η ένταση του πεδίου βαρύτητας παντού ίση με το μηδέν, αφού κάθε στοιχείο ύλης έλκεται το ίδιο κατά μέσο όρο καθ' όλες τις

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

διευθύνσεις; Αυτό είναι και ένα από τα ερωτήματα που απασχόλησαν τον Νεύτωνα, αναγκάζοντάς τον να εγκαταλείψει την προσπάθεια για την παρουσίαση ενός κοσμολογικού μοντέλου.

Πραγματικά, αν θεωρήσουμε σε μία οποιαδήποτε περιοχή του σύμπαντος ένα τυχαίο όγκο V που περικλείει τη μάζα M, τότε, επειδή g=0 σε οποιοδήποτε σημείο της επιφάνειας A του όγκου V, σύμφωνα με το νόμο του Gauss, θα είναι $4\pi GM=0$, οπότε M=0. Αυτό όμως σημαίνει ένα σύμπαν κενό ύλης.

Μπορούμε όμως να διορθώσουμε την κατάσταση αντικαθιστώντας το νόμο του Gauss με τον ισχύοντα κανόνα του Birkhoff, δεχόμενοι δηλαδή ότι η ταχύτητα u ενός γαλαξία μάζας m, που απέχει απόσταση r από έναν παρατηρητή ευρισκόμενο σε ένα γαλαξία 0, επηρεάζεται βαρυτικά μόνο από τη μάζα που βρίσκεται μέσα στη σφαίρα κέντρου 0 και ακτίνας r. Έτσι μπορούμε να υπολογίσουμε την επιβράδυνση της κινήσεως του γαλαξία και συνεπώς της διαστολής του σύμπαντος και να δούμε π.χ. αν η ένταση του πεδίου βαρύτητας είναι αρκετά ισχυρή ώστε να σταματήσει κάποια μέρα η διαστολή και να αρχίσει μία αντίστροφη πορεία κατάρρευσης. Προς τούτο αρκεί να εξετάσουμε την ενέργεια του θεωρούμενου γαλαξία. Έτσι, αν ρ_o είναι η μέση πυκνότητα της ύλης του σύμπαντος σήμερα, η ολική μάζα M της ύλης μέσα στη σφαίρα ακτίνας r θα είναι $M = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho_o$. Εξάλλου η μάζα M θα παραμείνει η ίδια κατά τη διαστολή καθόσον όλοι οι γαλαξίες που βρίσκονται μέσα στη σφαίρα ακτίνας r θα παραμένουν πάντα μέσα σ' αυτή κατά τη διαστολή της, γιατί έχουν μικρότερες ταχύτητες διαστολής σύμφωνα με το νόμο του Hubble. Εάν πάλι δεν δημιουργείται νέα ύλη κατά τη διαστολή, η πυκνότητα ρ_o θα ελαττώνεται, καθώς και η ένταση της βαρύτητας, η ολική όμως ενέργεια του θεωρούμενου γαλαξία θα παραμένει σταθερή και θα είναι: $E = \frac{1}{2} m u^2 - \frac{GMm}{r} = \text{σταθ.}$, όπου $u = H_o r$.

Όπως είναι γνωστό από τη Μηχανική, αν είναι E< 0, το σύστημα είναι βαρυτικά δέσμιο, πράγμα που σημαίνει ότι ο θεωρούμενος γαλαξίας δεν μπορεί να "διαφύγει", αλλά αφού φτάσει σε μία ορισμένη απομάκρυνση, θα σταματήσει για να αρχίσει ενδεχομένως η αντίστροφη πορεία και η πτώση του στον 0. Στην περίπτωση αυτή λέμε πως πρόκειται για μία ελλειπτική διαστολή του σύμπαντος, για ένα **ελλειπτικό**

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σύμπαν (κατ' αναλογία προς την ελλειπτική τροχιά ενός βλήματος που εκτοξεύεται από τη Γη με ταχύτητα υ μικρότερη από την ταχύτητα διαφυγής u_δ), που έχει μία ελλειπτική γεωμετρία (Rieman) και που χαρακτηρίζεται από ισχυρή επιβράδυνση.

Αν πάλι είναι E > 0, το σύστημα είναι βαρυτικά ελεύθερο, πράγμα που σημαίνει ότι ο θεωρούμενος γαλαξίας θα "διαφύγει", θα απομακρύνεται δηλαδή για πάντα και το σύμπαν θα διαστέλλεται επ' άπειρον. Τώρα πρόκειται για μία υπερβολική διαστολή, για ένα **υπερβολικό σύμπαν** (κατ' αναλογία πάλι προς την τροχιά βλήματος με $u > u_\delta$), που έχει μία υπερβολική γεωμετρία (Lobachevsky) και που χαρακτηρίζεται από μικρή επιβράδυνση.

Αν, τέλος, η ολική ενέργεια έχει την κρίσιμη τιμή E=0, το σύστημα είναι οριακά δέσμιο, τείνει δηλαδή σε μία οριακή κατάσταση, κατά την οποία η ταχύτητα του θεωρούμενου γαλαξία τείνει στο μηδέν καθώς ο χρόνος τείνει στο άπειρο. Εδώ πρόκειται για μία παραβολική διαστολή του σύμπαντος, για ένα **παραβολικό σύμπαν** (κατ' αναλογία πάντοτε προς την τροχιά βλήματος με $u = u_\delta$), που έχει μία επίπεδη γεωμετρία (Ευκλείδια) και μία ταχύτητα διαστολής που τείνει στο μηδέν καθώς ο χρόνος τείνει στο άπειρο.

Έτσι, από την παραπάνω σχέση της ολικής ενέργειας και τη σχέση του Hubble προκύπτει μία κρίσιμη τιμή της πυκνότητας του σύμπαντος $\rho_o = \frac{3H_o^2}{8\pi G}$, η οποία καθορίζει και το είδος της διαστολής του σύμπαντος.

5.4.3. Η επιβράδυνση της διαστολής

Καθώς το σύμπαν διαστέλλεται, η μέση πυκνότητά του ρ πρέπει να ελαττώνεται με τον κοσμικό χρόνο, δηλαδή να γίνεται μικρότερη από τη σημερινή τιμή της ρ_o. Θα μπορούσε έτσι να διερωτηθεί κανείς, αν δεχθούμε π.χ. ότι σήμερα $\rho_o > \frac{3H_o^2}{8\pi G}$ και συνεπώς το σύμπαν είναι βαρυτικά δέσμιο, μήπως η ελάττωση της πυκνότητας οδηγήσει στο μέλλον σε αντιστροφή της ανισότητας αυτής και συνεπώς σε ένα σύμπαν βαρυτικά ελεύθερο. Η απάντηση είναι όχι. Γιατί το αν το σύμπαν είναι δέσμιο ή ελεύθερο έχει τεθεί άπαξ δια παντός. Όπως αναφέρθηκε, η ενέργεια E έχει

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σταθερή τιμή και από τη στιγμή π.χ. που είναι αρνητική δεν μπορεί να γίνει θετική. Συνεπώς η ελάττωση της πυκνότητας ρ μπορεί να αντισταθμισθεί μόνο με μεταβολή της "σταθεράς" H_o του Hubble, πράγμα που σημαίνει ότι στην πραγματικότητα δεν πρόκειται για σταθερά αλλά για μία συνάρτηση του χρόνου H(t). Γι αυτό τέθηκε και ο δείκτης μηδέν, που δείχνει την σημερινή τιμή της, δηλαδή για $t=T_o$. Προφανώς, στο μέλλον μπορεί να γίνει ακόμα κι αρνητική και να έχουμε συστολή αντί διαστολής, με την υπόθεση πάντα ότι το σύμπαν είναι βαρυτικά δέσμιο. Πάντως η σχέση $\rho_o >< \frac{3H_o}{8\pi G}$ συνεπάγεται πάντοτε $\rho_o(t) >< \frac{3H(t)}{8\pi G}$ και για το παρελθόν και για το μέλλον, ή με απλά λόγια, η βαρύτητα ποτέ δεν γίνεται ισχυρότερη ή ασθενέστερη από την τιμή που καθορίζει τη σημερινή ταχύτητα διαστολής του σύμπαντος.

5.5. Σχετικιστική κοσμολογία

5.5.1. Η θεωρία της σχετικότητας

Ο σπουδαιότερος κλάδος της Φυσικής που υπεισέρχεται στα κοσμολογικά προβλήματα είναι η Σχετικότητα, που αναφέρεται βασικά στη μέτρηση διαστημάτων χώρου και χρόνου. Η θεωρία της σχετικότητας, όπως είναι γνωστό, χωρίζεται σε δύο μέρη, στην **ειδική** και στη **γενική**. Η ειδική θεωρία αναφέρεται στις επιδράσεις των ταχυτήτων πάνω στις μετρήσεις, ενώ η γενική θεωρία περιλαμβάνει και τις επιδράσεις των επιταχύνσεων.

5.5.1.1. Η ειδική θεωρία της σχετικότητας

Η ειδική θεωρία της σχετικότητας βασίστηκε στα αποτελέσματα ενός σημαντικού πειράματος που έγινε από τους Michelson και Morley και που έδειξε πως η ταχύτητα διαδόσεως του φωτός στο κενό είναι ανεξάρτητη από την ταχύτητα του παρατηρητή. Ο Einstein, χρησιμοποιώντας το αποτέλεσμα αυτό και βασιζόμενος στην υπόθεση (αξίωμα) ότι οι εξισώσεις που περιγράφουν τους νόμους της Φυσικής ισχύουν για οποιοδήποτε **αδρανειακό** σύστημα αναφοράς, σύστημα δηλαδή με σχετική ταχύτητα σταθερή, κατέληξε σε ορισμένες εξισώσεις που δίνουν την εξάρτηση των μετρήσεων από τη σχετική ταχύτητα του παρατηρητή (αδρανειακού

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

συστήματος). Οι εξισώσεις αυτές είναι γνωστές ως **μετασχηματισμοί του Lorentz**, επειδή ο Lorentz είχε καταλήξει σ' αυτές ενωρίτερα ξεκινώντας από διαφορετικό σημείο.

Η ειδική θεωρία της σχετικότητας έχει ορισμένες συνέπειες που βρίσκονται σε αντίθεση με την κλασική ή Νευτώνεια Φυσική και που επιβεβαιώθηκαν όμως πειραματικά αρκετές φορές. Η περίοδος ταλαντώσεως ενός εκκρεμούς, το μήκος ενός στερεού σώματος, η μάζα ενός σώματος, εξαρτώνται όλα από τη σχετική ταχύτητα παρατηρητή και σώματος. Πιο συγκεκριμένα, για ένα στατικό παρατηρητή το ρολόι ενός κινούμενου παρατηρητή καθυστερεί (διαστολή του χρόνου), το μήκος του κανόνα του μικραίνει (συστολή της αποστάσεως) και η μάζα του αυξάνει (αύξηση της μάζας). Επιπλέον, η ειδική θεωρία έδωσε τη γνωστή σχέση ισοδυναμίας μάζας και ενέργειας $E = mc^2$. Οι εξισώσεις της ειδικής θεωρίας της σχετικότητας διαφέρουν σημαντικά από εκείνες της κλασικής Φυσικής μόνον όταν η σχετική ταχύτητα παρατηρητή και σώματος πλησιάζει την ταχύτητα του φωτός. Στην περίπτωση π.χ. του φαινομένου Doppler, στις περισσότερες αστρονομικές εφαρμογές η σχέση $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{u}{c}$ είναι ικανοποιητική, όταν όμως πρόκειται για σχετικιστικές ταχύτητες απομακρύνσεως των γαλαξιών, τότε ισχύει η σχέση:

$$\Delta\lambda / \lambda = \left[(1+ \tfrac{u}{c}) / (1- \tfrac{u}{c}) \right]^{1/2} - 1$$

Όλα τα παραπάνω στηρίζονται στο ότι για την περιγραφή των συμβάντων στον κόσμο που ζούμε δεν γίνεται διάκριση μεταξύ θέσεως και χρόνου. Η θέση και ο χρόνος συνδυάζονται σε ένα τετραδιάστατο σύστημα **χωρόχρονου.** Έτσι, ένα "σημείο" (συμβάν) καθορίζεται από τέσσερις συντεταγμένες, από τις οποίες οι τρεις αντιστοιχούν στο χώρο τριών διαστάσεων και η τέταρτη στο μονοδιάστατο χρόνο της κλασικής Φυσικής. Ο χώρος δεν θεωρείται Ευκλείδιος, η δε μορφή του εκφράζεται από το "μετρικό τανυστή" (βλ. πιο κάτω).

Για να γίνουν κατανοητά αυτά, ίσως είναι αναγκαίο να γίνει μία πιο λεπτομερής ανάπτυξη του θέματος.

Ο Αριστοτέλης πίστευε σε μία κατάσταση ηρεμίας των σωμάτων, δηλαδή κάθε σώμα παραμένει ακίνητο αν δεν το ωθήσει κάποια δύναμη. Ιδιαίτερα για τη Γη, πίστευε

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ότι παραμένει ακίνητη. Σύμφωνα όμως με τους νόμους του Νεύτωνα δεν υπάρχει σύστημα αναφοράς ακίνητο. Σήμερα γνωρίζουμε ότι η Γη περιφέρεται γύρω από τον Ήλιο, ο οποίος κινείται σε σχέση με το κέντρο του Γαλαξία. Ο Γαλαξίας εξάλλου, όπως είδαμε κινείται ως προς το κέντρο του συστήματος γαλαξιών στο οποίο ανήκει, το οποίο πάλι κινείται ως προς το πεδίο ακτινοβολίας των $2^{o}.7$ K, ενώ από το άλλο μέρος ολόκληρο το σύμπαν διαστέλλεται. Αυτό σημαίνει πως δεν υπάρχει απόλυτο σύστημα αναφοράς, όπως λέμε, και συνεπώς απόλυτη μέτρηση της θέσης ενός συμβάντος ή της απόστασης διαφόρων συμβάντων. Με άλλα λόγια δεν είναι δυνατό να δώσουμε σε ένα συμβάν μία απόλυτη θέση στο χώρο. Έτσι λέμε ότι δεν υπάρχει **απόλυτος χώρος**. Οι θέσεις των συμβάντων και οι αποστάσεις αυτών είναι διαφορετικές για κάθε παρατηρητή.

Τόσο όμως ο Αριστοτέλης όσο και ο Νεύτωνας πίστευαν στον **απόλυτο χρόνο**. Πίστευαν δηλαδή πως είναι δυνατό να μετρηθεί το χρονικό διάστημα ανάμεσα σε δύο συμβάντα χωρίς αμφισβήτηση και ότι το χρονικό αυτό διάστημα θα είναι το ίδιο για οποιοδήποτε παρατηρητή που χρησιμοποιεί ένα καλό ρολόι. Ο χρόνος δηλαδή γι' αυτούς, αλλά και σύμφωνα με το κοινό αίσθημα, ήταν κάτι εντελώς ξεχωριστό από το χώρο

Από το άλλο μέρος, σύμφωνα με την ηλεκτρομαγνητική θεωρία του Maxwell, το φως έχει σταθερή ταχύτητα και επειδή δεν υπάρχει απόλυτο σύστημα αναφοράς γεννιέται το ερώτημα: σε ποιο σύστημα αναφοράς αναφέρεται η μέτρηση της ταχύτητας; Έτσι εμφανίσθηκε η άποψη ότι ολόκληρος ο χώρος του σύμπαντος είναι γεμάτος από μία ουσία, τον αιθέρα και ότι τα φωτεινά κύματα οδεύουν μέσα στον αιθέρα όπως ακριβώς τα ακουστικά κύματα μέσα στον αέρα. Οι διάφοροι λοιπόν παρατηρητές κινούμενοι σε σχέση με τον αιθέρα θα πρέπει να βλέπουν το φως να κινείται προς αυτούς με διαφορετική ταχύτητα, πλην όμως η ταχύτητά του φωτός ως προς τον αιθέρα θα παραμένει σταθερή. Αυτό σημαίνει ότι, καθώς η Γη περιφέρεται γύρω από τον Ήλιο, θα πρέπει η ταχύτητα του φωτός κατά τη διεύθυνση κινήσεως της Γης μέσα στον αιθέρα να είναι διαφορετική και μάλιστα μεγαλύτερη εκείνης που προκύπτει κατά τη διεύθυναη την κάθετη προς την πρώτη. Το πείραμα όμως των Michelson και Morley, όπως αναφέρθηκε, δεν επαλήθευσε την άποψη αυτή αντίθετα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

βρήκε ότι η ταχύτητα του φωτός ήταν η ίδια ακριβώς και κατά τις δύο διευθύνσεις. Μετά από διάφορες απόπειρες να δοθεί μία ερμηνεία στο αποτέλεσμα αυτό, ο Einstein, ένας μέχρι τότε άγνωστος υπάλληλος στο Ελβετικό Γραφείο Ευρεσιτεχνιών, με την περίφημη εργασία του το 1905 έδειξε ότι η όλη ιστορία με τον αιθέρα δεν ήταν απαραίτητη, αρκεί να εγκαταλείψει κανείς την ιδέα του απόλυτου χρόνου και να δεχθεί την ιδέα της **απόλυτης ταχύτητας του φωτός**: κάθε παρατηρητής μετράει την ίδια ταχύτητα του φωτός ανεξάρτητα από την ταχύτητα κινήσεώς του. Το βασικό αξίωμα που βρίσκεται πίσω από την ιδέα αυτή είναι ότι όλοι οι νόμοι της Φυσικής είναι οι ίδιοι για κάθε κινούμενο με σταθερή ταχύτητα σύστημα αναφοράς, δηλαδή για κάθε αδρανειακό σύστημα αναφοράς, όπως καλούμε κάθε τέτοιο σύστημα.

Μία σημαντική συνέπεια της ιδέας αυτής είναι ότι οι διάφοροι παρατηρητές πρέπει να συμφωνούν στην μέτρηση της ταχύτητας του φωτός, αλλά επειδή δεν υπάρχει απόλυτος χώρος δεν θα συμφωνούν στην απόσταση των συμβάντων που παρατηρούν,οπότε δεν θα συμφωνούν και στο χρόνο των συμβάντων ($t = \frac{s}{c}$). Έτσι η θεωρία της σχετικότητας θέτει τέρμα στην ιδέα του απόλυτου χρόνου, με συνέπεια κάθε παρατηρητής να έχει το δικό του χρόνο, όπως τον μετράει με το δικό του ρολόι.

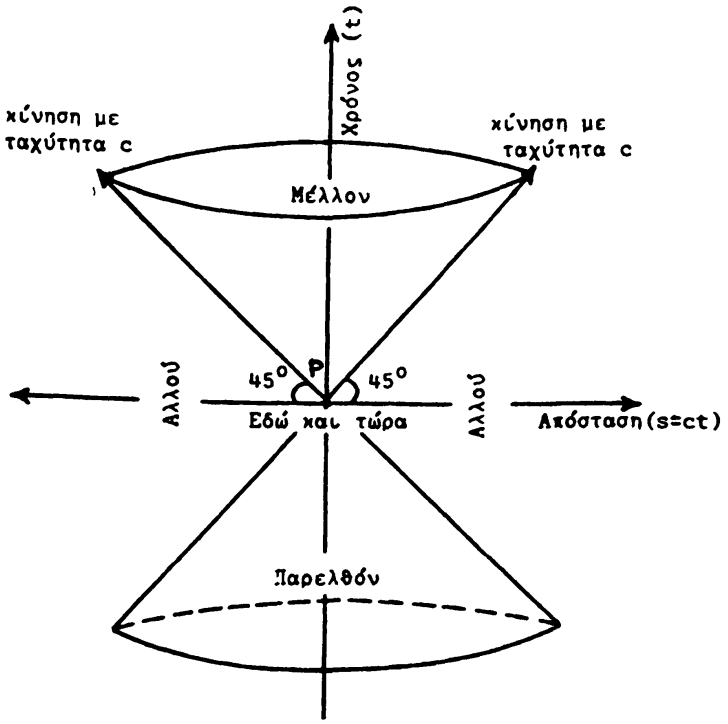
Ύστερα από όσα αναφέρθηκαν, για να προσδιορίσει πλέον ένας παρατηρητής κάποιο συμβάν, τη θέση π.χ. ενός πλανήτη στον τετραδιάστατο χώρο (χωρόχρονο), πρέπει να στείλει ένα ραδιοσήμα προς αυτόν και να λάβει το ανακλώμενο (ηχώ), οπότε ο χρόνος του συμβάντος είναι το μισό του χρονικού διαστήματος μεταξύ εκπομπής και λήψης του σήματος. Η απόσταση εξάλλου του συμβάντος βρίσκεται αν ο χρόνος πολλαπλασιασθεί επί την ταχύτητα του φωτός. Είναι προφανές ότι κάποιος άλλος παρατηρητής θα βρει διαφορετικό αποτέλεσμα. Είναι όμως δυνατό ένας παρατηρητής να βρει τα αποτελέσματα του άλλου παρατηρητή όταν είναι γνωστή η σχετική ταχύτητά τους.

Από το άλλο μέρος, όταν παρατηρούμε ένα ουράνιο σώμα, που απέχει π.χ. 10^6 ly, αυτό σημαίνει πως το βλέπουμε σήμερα όπως ήταν πριν από 10^6 έτη. Έτσι,



παρατηρώντας διάφορα ουράνια σώματα που απέχουν διαφορετικές αποστάσεις, είναι σαν να κοιτάζουμε στο παρελθόν. Αυτό δείχνει πως ο χρόνος είναι μία διάσταση που μαζί με τις τρεις διαστάσεις του χώρου καθορίζουν κάθε συμβάν στο χώρο και το χρόνο, δηλαδή στο χωρόχρονο. Έτσι λοιπόν κάθε συμβάν καθορίζεται σε ένα τετραδιάστατο σύστημα αναφοράς, με τρεις συντεταγμένες χώρου (x,ψ,z) και μιας χρόνου ή απόστασης (ct) σε έτη φωτός.

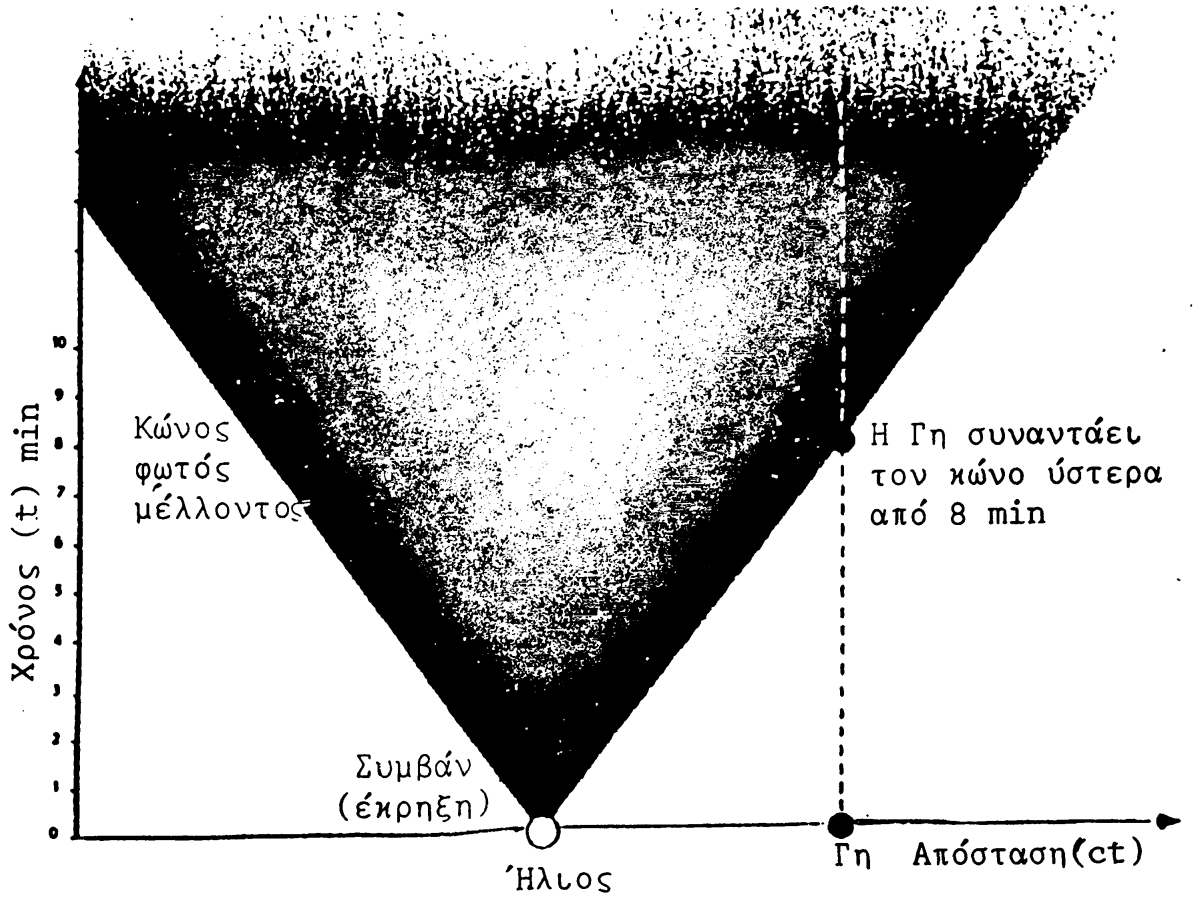
Για τη γραφική εξάλλου παράσταση των συμβάντων στον 4διάστατο χώρο χρησιμοποιούνται τα λεγόμενα **χωρο-χρονικά διαγράμματα** (σχ.5.4). Σε ένα τέτοιο διάγραμμα, στον κατακόρυφο άξονα τίθεται ο χρόνος t με τη φορά του, στον δε οριζόντιο η απόσταση των συμβάντων (ct). Κατ' αυτό τον τρόπο, οι δύο κεκλιμένες κατά 45^o ευθείες γραμμές δίνουν τη διεύθυνση της ταχύτητας του φωτός. Σε ένα τέτοιο διάγραμμα μία πορεία κεκλιμένη ως προς τον οριζόντιο άξονα περισσότερο από 45^o δεν είναι δυνατή, γιατί συνεπάγεται ταχύτητα μεγαλύτερη εκείνης του φωτός.



Σχήμα 5.4: Χωροχρονικό διάγραμμα: τετμημένη το διάστημα s=ct και τεταγμένη ο χρόνος t

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Εξάλλου το φως που ξεκινάει από ένα συμβάν του παρόντος P (σχ. 5.4) σχηματίζει στον τετραδιάστατο χώρο ένα τρισδιάστατο κώνο που εκτείνεται στο μέλλον, καλείται κώνος φωτός μέλλοντος του συμβάντος και περιλαμβάνει το σύνολο των συμβάντων που μπορούν να επηρεασθούν από το συμβάν P. Κατά τον ίδιο τρόπο μπορούμε να σχηματίσουμε ένα κώνο που εκτείνεται στο παρελθόν, καλείται κώνος φωτός παρελθόντος και αποτελεί το σύνολο των συμβάντων του παρελθόντος από τα οποία το φως μπορεί να φθάσει το θεωρούμενο παρόν συμβάν P.



Σχήμα 5.5: Για να γίνει αντιληπτό στη Γη ένα συμβάν στον Ήλιο πρέπει αυτή να βρεθεί μέσα στον κώνο μέλλοντος του Ηλίου. Λόγω της απόστασής της από τον Ήλιο αυτό θα συμβεί μετά 8 min περίπου

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ

Οι δύο κώνοι χωρίζουν το χωρόχρονο σε τρεις περιοχές: τον κώνο φωτός του μέλλοντος, τον κώνο φωτός του παρελθόντος και την περιοχή εκτός των δύο κώνων που δεν μπορεί να επηρεαστεί από γεγονότα στο P, ούτε και να επηρεάσει γεγονότα σ' αυτό.. Έτσι αν π.χ. συμβεί μία έκρηξη στον Ήλιο, η ακτινοβολία της δεν θα γίνει αμέσως αντιληπτή στη Γη, που βρίσκεται σε απόσταση περίπου 8 λεπτών φωτός (σχ.5.5) και συνεπώς έξω από τον κώνο μέλλοντος του συμβάντος. Αυτό θα συμβεί μετά 8 λεπτά περίπου, γιατί τότε μόνο η Γη θα βρεθεί στον κώνο μέλλοντος της εκρήξεως στον Ήλιο.

5.5.1.2. Η γενική θεωρία της σχετικότητας

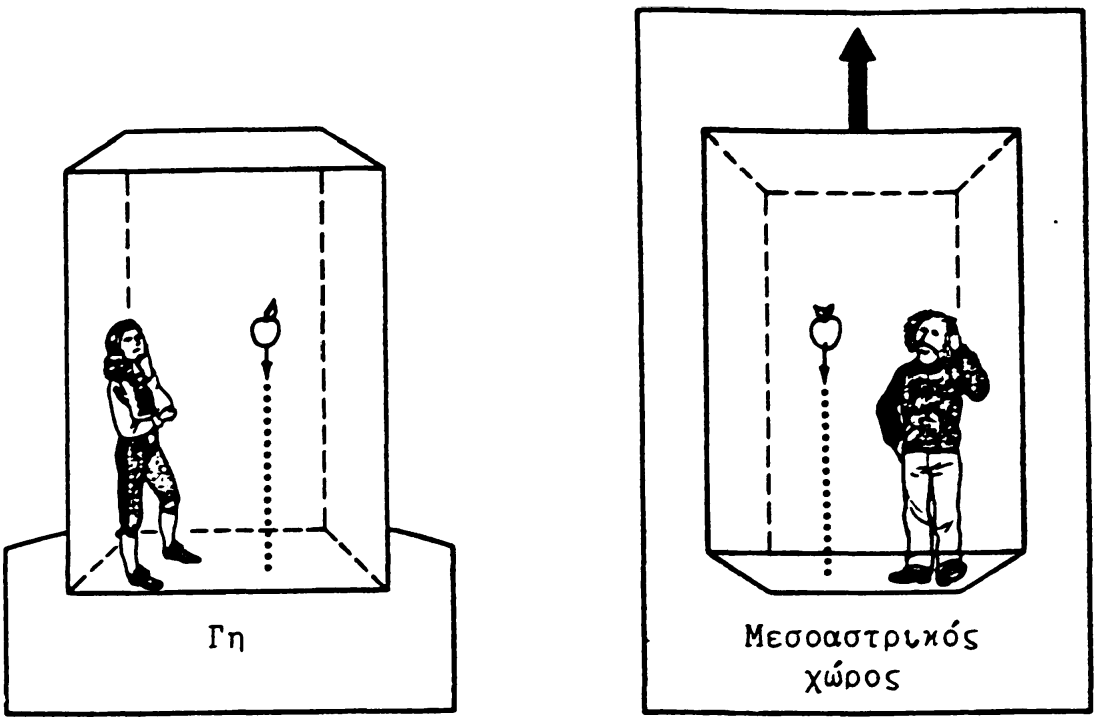
Η γενική θεωρία της σχετικότητας εισάγει, καθώς αναφέρθηκε πιο πάνω, τις επιδράσεις της επιταχύνσεως. Το βασικό της αξίωμα είναι ότι πρέπει να είναι δυνατό να διατυπωθούν οι νόμοι της Φυσικής κατά τρόπο που να είναι ανεξάρτητοι γενικά της κινήσεως, επιταχυνόμενης ή μη, του παρατηρητή. Με άλλα λόγια πρέπει να βρεθούν εξισώσεις μετασχηματισμού που να ισχύουν γενικά και για μη αδρανειακά συστήματα αναφοράς.

Στη γενική θεωρία της σχετικότητας λοιπόν, ο Einstein έκανε μία γενίκευση της κλασικής Μηχανικής σύμφωνα με τις αρχές της σχετικότητας, δίνοντας τις βασικές εξισώσεις της, τις **εξισώσεις πεδίου** (βλ. πιο κάτω), που είναι ισοδύναμες με τις εξισώσεις κινήσεως και το νόμο της παγκόσμιας έλξεως της Κλασικής Φυσικής και συνδέουν τη γεωμετρία του χωρόχρονου με την κατανομή της ύλης και της ενέργειας στο χώρο.

Εκείνο που διακρίνει τη γενική σχετικότητα από την ειδική είναι η **αρχή της ισοδυναμίας:** δεν υπάρχει τρόπος για έναν παρατηρητή, σε ένα μικρό χώρο, να πει αν ένα σώμα πέφτει λόγω βαρύτητας ή αν αυτός επιταχύνεται αντίθετα προς την πτώση (σχ. 5.6). Έτσι αν ένας παρατηρητής απομακρύνεται από τη Γη με ένα επιταχυνόμενο όχημα (διαστημόπλοιο ή ανελκυστήρα) με επιτάχυνση a=g, θα υφίσταται τις ίδιες φυσικές επιδράσεις ωσάν να ήταν στο έδαφος όπου η ένταση του πεδίου βαρύτητας είναι g. Στην πρώτη περίπτωση είναι ωσάν τα αντικείμενα να είναι ακίνητα και ο παρατητητής κατευθύνεται προς αυτά με τεχνητή επιτάχυνση g, ενώ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

στη δεύτερη ο παρατηρητής είναι ακίνητος και τα αντικείμενα κατευθύνονται προς αυτόν με τη βαρυτική επιτάχυνση g.



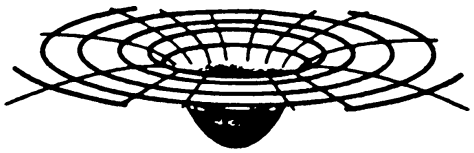
Σχήμα 5.6: Αρχή της ισοδυναμίας: σύμφωνα με την Νευτώνεια άποψη το μήλο πέφτει στο πάτωμα του ανελκυστήρα λόγω του πεδίου βαρύτητας της Γης, ενώ σύμφωνα με τον Einstein, το μήλο μέσα στο διάστημα, μακριά από κάθε πεδίο βαρύτητας, θα συμπεριφερόταν κατά τον ίδιο τρόπο αν ο ανελκυστήρας επιταχυνόταν αντίθετα με την επιτάχυνση g

Έτσι αν δεν υπάρχει πραγματικά τρόπος να διαπιστωθεί η διαφορά ανάμεσα στις δύο παραπάνω καταστάσεις, τότε υποστήριξε ο Einstein, η βαρύτητα πρέπει να προκαλεί την καμπύλωση των φωτεινών ακτίνων, αφού είναι φανερό ότι το φως για ένα παρατηρητή μέσα σε ένα ανελκυστήρα θα ακολουθεί καμπύλη τροχιά. Πραγματικά, αν θεωρήσουμε ένα αδρανειακό παρατηρητή έξω από τον ανελκυστήρα που στέλνει μία φωτεινή δέσμη από ένα άνοιγμα αριστερά και κοντά στην οροφή, η δέσμη αυτή κατά την άνοδο του ανελκυστήρα από μία θέση 1 σε μία άλλη θέση 2 διασχίζει τον ανελκυστήρα και βγαίνει από ένα δεξιό άνοιγμα κοντά στο δάπεδο. Ο παρατηρητής αυτός το μόνο που σημειώνει είναι η άνοδος του ανελκυστήρα· γι' αυτόν η φωτεινή δέσμη διαδίδεται ευθύγραμμα και ο ανελκυστήρας επιταχύνεται προς τα άνω. Αντίθετα ένας παρατηρητής που θα βρισκόταν μέσα στον ανελκυστήρα θα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

έβλεπε τη φωτεινή δέσμη να μπαίνει από το αριστερό άνοιγμα επάνω ψηλά και να βγαίνει από το δεξιό άνοιγμα κάτω χαμηλά, να ακολουθεί δηλαδή καμπύλη τροχιά. Έτσι σκέπτεται ότι η βαρύτητα προκαλεί την καμπύλωση της φωτεινής δέσμης. Και οι δύο περιγραφές είναι σωστές και συνεπώς και οι δύο παρατηρητές έχουν δίκιο.

Κατά τη Νευτώνεια Μηχανική, το παραπάνω πείραμα σημαίνει ότι η καμπύλωση της φωτεινής δέσμης οφείλεται στη δύναμη της βαρύτητας. Θεωρώντας τη βαρύτητα ως δύναμη βρίσκεται κανείς σε πλήρη συμφωνία με τους σημερινούς θεωρητικούς Φυσικούς, οι οποίοι σύμφωνα με την κβαντική άποψη υποστηρίζουν ότι η βαρύτητα είναι δύναμη και οφείλεται στην ανταλλαγή βαρυτονίων μεταξύ των αλληλεπιδρόντων βαρυτικά σωματιδίων, όπως ακριβώς η ηλεκτρομαγνητική δύναμη οφείλεται στην ανταλλαγή φωτονίων μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων. Ωστόσο η σχετικιστική άποψη είναι εντελώς διαφορετική. Κατά τον Einstein η καμπύλωση του φωτός από τη δύναμη της βαρύτητας ειναι εντελώς αφύσικο φαινόμενο. Έτσι προτίμησε να υποστηρίξει ότι το φως κινείται πάντα ευθύγραμμα και ότι παρουσία της ύλης προκαλεί την καμπύλωση του χωρόχρονου. Με άλλα λόγια η βαρύτητα δεν είναι δύναμη, αλλά η ιδιότητα της ύλης να προκαλεί καμπύλωση του χωρόχρονου.



Σχήμα 5.7: Σύμφωνα με τη Γενική Θεωρία της Σχετικότητας, ο χώρος καμπυλώνεται κοντά σε ένα σώμα μεγάλης μάζας π.χ. στον Ήλιο. Το διάγραμμα αυτό δείχνει αναλογικά, σε δύο διαστάσεις, την παραμόρφωση του χώρου

Η γενική θεωρία της σχετικότητας λοιπόν περιγράφει τη βαρύτητα με βάση τη γεωμετρία του χωρόχρονου. Μακρυά από μία πηγή βαρύτητας (μάζα, ενέργεια) ο χώρος είναι επίπεδος και τα ρολόγια λειτουργούν με τον κανονικό ρυθμό. Καθώς πλησιάζει κανείς την πηγή βαρύτητας, ο χώρος αρχίζει να καμπυλώνεται και τα ρολόγια να επιβραδύνονται, για ένα παρατηρητή φυσικά εκτός της περιοχής επίδρασης της πηγής, αυτό δε σημαίνει γενικά μία καμπύλωση του χωρόχρονου.

Για την παράσταση των επιδράσεων της βαρύτητας στο τρισδιάτατο μέρος (χώρο) του τετραδιάστατου χωρόχρονου χρησιμοποιούνται τα λεγόμενα **ένθετα διαγράμματα** (σχ.5.7). Σε ένα τέτοιο διάγραμμα η σκιασμένη επιφάνεια δείχνει τη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

θέση της βαρυτικής πηγής. Η μέγιστη καμπυλότητα και συνεπώς η μεγαλύτερη ένταση βαρύτητας βρίσκεται ακριβώς επάνω από τη θέση της πηγής, ενώ όσο απομακρύνεται κανείς από αυτή τόσο η καμπυλότητα μικραίνει για να γίνει τελικά μηδενική. Αν κανείς θεωρήσει ένα επίπεδο ελαστικό φύλλο πάνω στο οποίο έχει σχεδιασθεί ένα πλέγμα καρρέ και τοποθετήσει πάνω σ' αυτό μία μεταλλική σφαίρα, τότε η παραμόρφωση της επιφάνειας θα δώσει την εικόνα ενός ένθετου διαγράμματος γύρω από τη μάζα της σφαίρας.

5.5.1.3. Επαλήθευση της θεωρίας της σχετικότητας

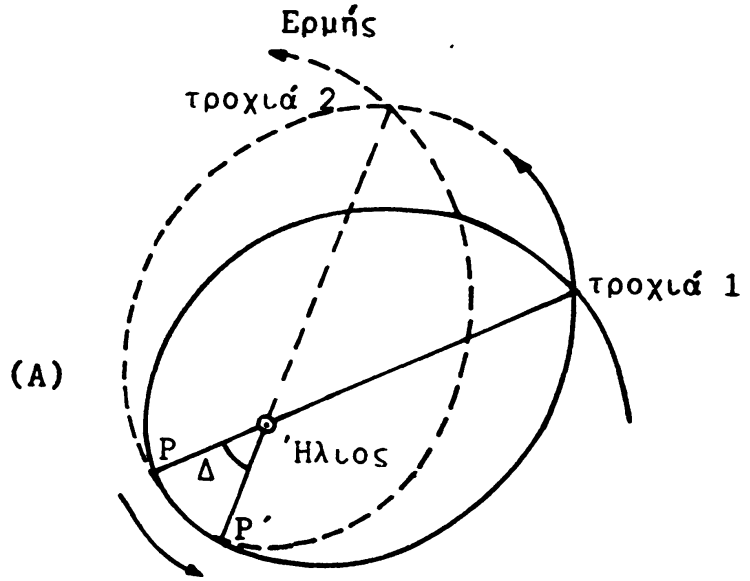
Η γενική θεωρία της σχετικότητας είναι πολύ πιο δύσκολο να ελεγχθεί με τις παρατηρήσεις από ό,τι η ειδική θεωρία, και αυτό οφείλεται στο ότι οι παρατηρήσεις είναι πιο δύσκολες στις ακραίες περιπτώσεις που απαιτούνται για τον έλεγχο της γενικής θεωρίας. Ένας άλλος λόγος είναι το ότι η λύση των εξισώσεων πεδίου είναι εξαιρετικά δύσκολη, οι δε λύσεις που έχουν δοθεί μέχρι τώρα βρέθηκαν μόνο για ειδικές απλές περιπτώσεις.

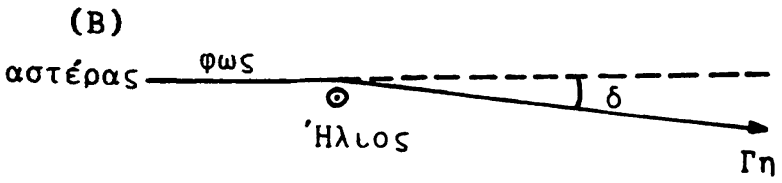
Λίγο μετά τη δημοσίευση της γενικής θεωρίας της σχετικότητας από τον Einstein, ο Schwarzschild έδωσε μία λύση των εξισώσεων πεδίου για την περίπτωση μάζας σε ένα κατά τα άλλα κενό σύμπαν, περίπτωση που αποτελεί μία καλή προσέγγιση για το πεδίο βαρύτητας κοντά σε έναν αστέρα. Η λύση αυτή οδήγησε σε τρία φαινόμενα που διαφέρουν από εκείνα που προβλέπονται από την κλασική θεωρία του Νεύτωνα. Τα φαινόμενα αυτά είναι: α) οι τροχιές των πλανητών πρέπει να διαφέρουν ελαφρά από τις προβλεπόμενες από τη θεωρία του Νεύτωνα, β) οι φωτεινές ακτίνες που προέρχονται από ένα μακρινό αστέρα και που περνούν κοντά από τον Ήλιο πρέπει να αποκλίνουν από την ευθεία γραμμή κατά ορισμένη ποσότητα, γ) οι φασματικές γραμμές ενός αστέρα πρέπει να εμφανίζονται μετατοπισμένες προς μεγαλύτερα μήκη κύματος λόγω του πεδίου βαρύτητας του αστέρα.

Το πρώτο από τα φαινόμενα αυτά είναι ισχυρότερο για τον πλανήτη Ερμή, που είναι πιο κοντά στον Ήλιο. Σύμφωνα με το $2^{ο}$ νόμο του Κέπλερ ο πλανήτης στο περιήλιο έχει τη μέγιστη ταχύτητα περιφοράς του γύρω από τον Ήλιο. Εξάλλου σύμφωνα με τη θεωρία της σχετικότητας, η μάζα του κινούμενου πλανήτη αυξάνει με

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

την ταχύτητά του. Έτσι καθώς πλησιάζει στο περιήλιο η μάζα του αυξάνει κατά τη γνωστή σχέση, οπότε μεταβάλλεται η βαρυτική αλληλεπίδρασή του με τον Ήλιο και τους άλλους πλανήτες. Έτσι ο μεγάλος άξονας της τροχιάς του Ερμή, πέρα από την προβλεπόμενη περιστροφή του από την κλασική Μηχανική λόγω των παρέλξεων των άλλων πλανητών, πρέπει να στρέφεται γύρω από τον Ήλιο λόγω σχετικότητας κατά μία ποσότητα που ανέρχεται σε 43" τον αιώνα - **μετάπτωση του περιηλίου του Ερμή** - (βλ.σχ.5.8Α), γεγονός που συμφωνεί με τις παρατηρήσεις.



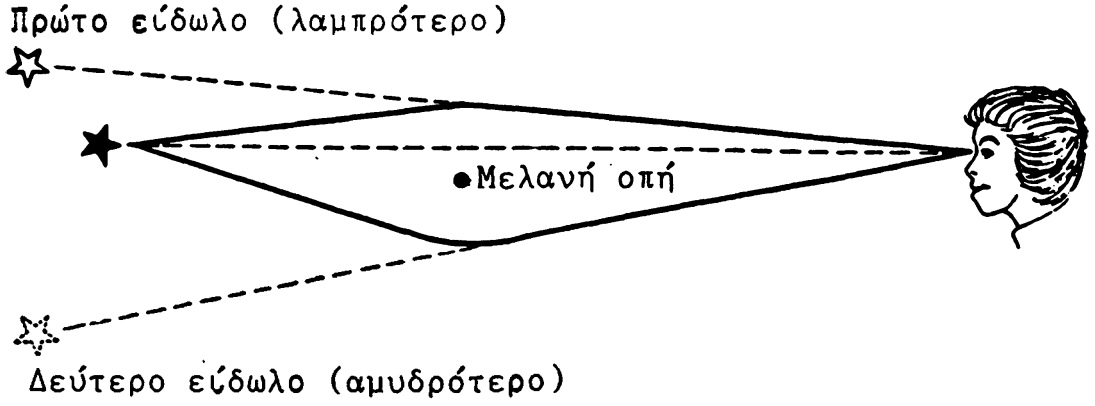


Σχήμα 5.8: Μετάπτωση του περιηλίου P του πλανήτη Ερμή (A). Απόκλιση φωτεινής ακτίνας αστέρα από το πεδίο βαρύτητας του Ηλίου (B)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Το δεύτερο επίσης φαινόμενο, που προβλέπει μία μετατόπιση της φαινόμενης θέσεως των αστέρων κατά 1".76, επαληθεύεται κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων, οπότε μπορούμε να φωτογραφίσουμε τους αστέρες κοντά στον Ήλιο και να συγκρίνουμε τις θέσεις τους με εκείνες που προκύπτουν από μεταγενέστερες παρατηρήσεις, όταν ο Ήλιος δεν προβάλλεται κοντά τους (βλ.σχ.5.8Β).

Ένα ανάλογο φαινόμενο είναι εκείνο του **βαρυτικού φακού** (σχ.5.9): Οι φωτεινές ακτίνες από ένα μακρυνό ημιαστέρα κατά την πορεία τους προς τον παρατηρητή (Γη) είναι δυνατό να περάσουν κοντά από ένα γαλαξία μεγάλης μάζας, (ή μία μελανή οπή), οπότε λόγω της απόκλισής των, ο παρατηρητής θα βλέπει δύο είδωλα του ημιαστέρα. Στην περίπτωση δηλαδή αυτή ο γαλαξίας ενεργεί σαν φακός (βαρυτικός φακός). Το φαινόμενο επαληθεύθηκε πρόσφατα.



Σχήμα 5.9: Βαρυτικός φακός: ένας γαλαξίας μεγάλης μάζας Μ, προκαλεί απόκλιση των ακτίνων ενός πιο μακρινού ημιαστέρα σε τρόπο ώστε ο γήινος παρατηρητής να βλέπει δύο είδωλα του ημιαστέρα

Το τρίτο φαινόμενο είναι δυσκολότερο να ελεγχθεί λόγω δυσκολιών στον προσδιορισμό της μετατόπισης των γραμμών. Πάντως στον Ήλιο επαληθεύτηκε.

5.5.2. Σχετικιστικά μοντέλα

5.5.2.1. Γενικά

Μετά τη λαμπρή επιτυχία της γενικής θεώρίας της σχετικότητας να ερμηνεύσει τη μετάπτωση του περιηλίου του Ερμή και την απόκλιση των φωτεινών

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακτίνων κατά τη διεύλευσή τους κοντά από τον Ήλιο, ο Einstein προσπάθηκε να χρησιμοποιήσει τη γενική θεωρία του για μία γενική περιγραφή του σύμπαντος ως συνόλου. Καθώς δεν είχε ακόμα ανακαλυφθεί η διαστολή του σύμπαντος, ο Einstein θεώρησε το σύμπαν στατικό, κάνοντας έτσι ένα εσφαλμένο βήμα. Αποτέλεσμα της παραδοχής του αυτής ήταν να προσθέσει στη βασική του εξίσωση ένα συμπληρωματικό όρο, που περιείχε μία κοσμολογική σταθερά Λ, σε τρόπο ώστε η εξίσωση αυτή να έχει μία μόνο λύση, ανεξάρτητη του χρόνου. Αυτό οδήγησε στο περίφημο σφαιρικό μοντέλο του σύμπαντος, κατά το οποίο μία βολίδα ταξιδεύοντας σταθερά στην ίδια διεύθυνση θα επανερχόταν ακριβώς στο σημείο από όπου ξεκίνησε, από την αντίθετη κατεύθυνση πάνω στον ουρανό. Η φυσική ερμηνεία που μπορεί να δοθεί στον κοσμολογικό όρο, είναι ότι παριστάνει μία απωστική δύναμη μεταξύ των γαλαξιών που αυξάνει ανάλογα προς την μεταξύ τους απόσταση. Είναι περιττό όμως να πούμε πως μία τέτοια δύναμη δεν είχε θέση μέσα στα πλαίσια των άλλων δυνάμεων της Φύσεως, που ελαττώνονται πάντα με την απόσταση. Από το άλλο μέρος, ο Einstein βρήκε κατ' αυτόν τον τρόπο μία ακτίνα καμπυλότητας για το σύμπαν πάρα πολύ μικρή.

Ο De Sitter, ένας Γερμανός αστρονόμος, έδωσε μία άλλη λύση στην εξίσωση του Einstein, που αντιστοιχεί σε ένα σύμπαν που δεν είναι μόνο κλειστό στο χώρο, αλλά και στο χρόνο, σε τρόπο ώστε όλα τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα σ' αυτό θα πρέπει να επαναλαμβάνονται περιοδικά. Επιπλέον, το μοντέλο του De Sitter δεν περιέχει καθόλου μάζα, δηλαδή έχουμε ένα σύμπαν κενό που εξελίσσεται.

Η μεγάλη στροφή στη σχετικιστική κοσμολογία έγινε με το Ρώσσο μαθηματικό Friedmann, ο οποίος έδειξε ότι ο Einstein είχε κάνει ένα αλγεβρικό λάθος στην απόδειξή του πως μόνο στατικές λύσεις της κοσμολογικής του εξισώσεως είναι δυνατές και ότι στην πραγματικότητα πρέπει να υπάρχουν και δυναμικές λύσεις, από τις οποίες μία αντιστοιχεί σε ένα διαστελλόμενο σύμπαν και μία σε ένα συστελλόμενο.

Μετά το θάνατο του Friedmann, που συνέβη σύντομα μετά τη σχετική ανακοίνωσή του, η θεωρία του αναπτύχθηκε από το Βέλγο αστρονόμο Lemaitre, ο οποίος εισήγαγε σ' αυτή το νόμο του Hubble που μόλις είχε ανακαλυφθεί. Η εργασία

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

του Lemaitre αποτελεί τη βάση της σημερινή εξελικτικής θεωρίας του διαστελλομένου σύμπαντος.

5.5.2.2. Το μοντέλο του Einstein

Μετά τη διατύπωση της γενικής θεωρίας της σχετικότητας από τον Einstein, το ενδιαφέρον και οι προσπάθειες των διαφόρων ερευνητών για τη λύση του κοσμολογικού προβλήματος στράφηκε προς τα εκεί.

Όλες οι σύγχρονες κοσμολογικές θεωρίες ξεκινούν από τις εξισώσεις πεδίου της γενικής θεωρίας της σχετικότητας. Οι εξισώσεις αυτές, που είναι δέκα, έχουν τη γενική μορφή $R_{ik} - \frac{1}{2} Rg_{ik} = - \frac{8\pi}{c^4} GT_{ik}$, όπου R_{ik} είναι ένας τανυστής που αποτελεί μέτρο της αποκλίσεως κάθε σημείου του τετραδιάστατου χώρου (χωρόχρονου) από τον Ευκλείδιο, g_{ik} είναι ο μετρικός τανυστής που καθορίζει την απόσταση δύο γειτονικών σημείων στο χωρόχρονο, R η ακτίνα καμπυλότητας (του Riemann) σε δεδομένο σημείο και T_{ik} ένας τανυστής που αποτελεί μέτρο της πυκνότητας ενέργειας και μάζας στο θεωρούμενο σημείο.

Ο Einstein πρώτος αντιλήφθηκε φυσικά τη σημασία των εξισώσεων αυτών για την κοσμολογία και έδειξε πως αν ήταν δυνατό να γνωρίζει κανείς την ακριβή τιμή του T_{ik}, ή με άλλα λόγια τη σωστή κατανομή της ύλης και της ενέργειας στο σύμπαν, θα μπορούσε λύνοντας τις εξισώσεις αυτές να βρει τον g_{ik} σε κάθε σημείο και κατά συνέπεια να βρει τη δομή του χωρόχρονου. Καθώς όμως δεν είναι δυνατό να γνωρίζει κανείς την κατανομή της ύλης και της ενέργειας, πρέπει να κάνει κάποια βασική υπόθεση, όπως είναι η κοσμολογική αρχή, ότι δηλαδή το σύμπαν είναι ομογενές και ισότροπο.

Ο Einstein λοιπόν εφαρμόζοντας την κοσμολογική αρχή θεώρησε ολόκληρη την ύλη του σύμπαντος ομοιόμορφα κατανεμημένη σαν ένα νέφος αερίου, σαν μία ομίχλη σταθερής πυκνότητας μέσα σ' αυτό. Έτσι μπορούσε κανείς να θεωρήσει τον T_{ik} σταθερό και να λύσει τις εξισώσεις πεδίου. Για να βρεθεί όμως ο g_{ik} θα έπρεπε να είναι ακόμα γνωστές οι οριακές τιμές του και ο Einstein που θεώρησε το σύμπαν άπειρο σε έκταση, έπρεπε να εκλέξει τις οριακές τιμές του g_{ik} στο άπειρο. Αυτό όμως δεν ήταν δυνατό ενόσω υποθέτει κανείς ομοιόμορφη κατανομή της ύλης, πράγμα που

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

τον ανάγκασε να εγκαταλείψει την ιδέα του άπειρου σύμπαντος και να το θεωρήσει πεπερασμένο. Έτσι όμως δεν ήταν δυνατό να βρεθεί λύση του προβλήματος από τις παραπάνω εξισώσεις πεδίου, κι αυτό ο Einstein θέλησε να το ξεπεράσει προσθέτοντας ένα σταθερό όρο Λg_{ik} (κοσμολογικός όρος) στο αριστερό μέλος των εξισώσεων, που έτσι πήραν τη μορφή: $R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} + \Lambda g_{ik} = - \frac{8\pi}{c^4} G T_{ik}$.

Για θετικές τιμές του Λ και για μη κενό σύμπαν ($T_{ik} \neq 0$), ο Einstein βρήκε μία λύση των εξισώσεων που δίνει ένα ομοιόμορφο στατικό μοντέλο του σύμπαντος, στο οποίο η πυκνότητα της ύλης είναι παντού η ίδια και η καμπυλότητα θετική και ίση με Λ (οπότε η ακτίνα του σύμπαντος είναι 1/Λ). Αυτό είναι το περίφημο σφαιρικό σύμπαν του Einstein.

5.5.2.3. Το μοντέλο του de Sitter

Ο de Sitter έδωσε μία άλλη λύση των εξισώσεων πεδίου, για ένα σύμπαν κενό ύλης, πράγμα που σημαίνει ότι είναι δυνατό να υπάρχει ο χώρος χωρίς την παρουσία ύλης.

Όταν ο χώρος είναι κενός, τότε $T_{ik}=0$, οπότε ύστερα από συνδυασμό των όρων $\frac{1}{2} R g_{ik}$ και R_{ik} προκύπτει τελικά $R_{ik} - \Lambda g_{ik} = 0$. Η σχέση αυτή δείχνει ότι ο κοσμολογικός όρος, που εμφανίζεται με αρνητικό σημείο, ισοδυναμεί με μία απωστική δύναμη η οποία τείνει να εξισορροπήσει την επίδραση του όρου R_{ik}, που καθώς είναι γνωστό έχει βαρυτική προέλευση. Σε μικρές αποστάσεις υπερτερεί ο όρος R_{ik} γενικά, που οδηγεί στην εμφάνιση έλξεως, ενώ σε μεγάλες αποστάσεις ο όρος Λg_{ik} ισορροπεί τον R_{ik} και αρχίζει η άπωση και η διαστολή. Από το μοντέλο του de Sitter, το οποίο δεν πρέπει να συγχέεται με το μοντέλο των Einstein-de Sitter (βλ. πιο κάτω), προκύπτει συνεπώς ένα διαστελλόμενο σύμπαν, αξίζει δε να σημειωθεί, για λόγους ιστορικούς, ότι αυτό προέβλεπε κατά κάποιο τρόπο τη διαστολή του σύμπαντος πριν διαπιστωθεί με τις παρατηρήσεις. Το γεγονός βέβαια ότι προϋποθέτει ένα σύμπαν κενό δεν αποτελεί σοβαρό στοιχείο εναντίον της πρακτικής πλευράς του προβλήματος, καθόσον, όπως είναι γνωστό, η ύλη στο σύμπαν είναι τόσο λίγη συγκριτικά με τις διαστάσεις του, ώστε να είναι δυνατό να το θεωρήσει κανείς κενό.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

5.5.2.4. Σύγχρονα μοντέλα

Μετά την εργασία του de Sitter που έδειχνε πως το σύμπαν είναι δυναμικό και όχι στατικό, η προσοχή των κοσμολόγων στράφηκε στη μελέτη μη στατικών μοντέλων. Έτσι, ξεκινώντας πάντα από τις εξισώσεις πεδίου, άρχισαν να υποθέτουν ότι οι αποστάσεις και η πυκνότητα είναι μεγέθη που εξαρτώνται από το χρόνο.

Η πιο γενική λύση για όλα αυτά τα μοντέλα δόθηκε από τον Robertson και αργότερα, ανεξάρτητα, από τον Walker. Με την υπόθεση της κοσμολογικής αρχής, η απόσταση ds ανάμεσα σε δύο σημεία στον τετραδιάστατο χώρο των Robertson-Walker δίνεται από τη σχέση: $ds^2 = c^2dt^2 - R^2(t)\, d\sigma^2$, όπου dt είναι η χρονική απόσταση των δύο σημείων (συμβάντων), R(t) ένας συντελεστής κλίμακας ή "ακτίνα του σύμπαντος" με διαστάσεις μήκους, που καθορίζει την ακτίνα καμπυλότητας του τρισδιάστατου χώρου και που εξαρτάται από το χρόνο, αυξάνει δηλαδή ή ελαττώνεται ανάλογα με το αν το τρισδιάστατο σύστημα αναφοράς διατέλλεται ή συστέλλεται με τον κοσμικό χρόνο, και dσ η απόσταση των δύο συμβάντων στον τρισδιάστατο χώρο, μετρούμενη σε ομοκινούμενο σύστημα συντεταγμένων, που είναι όμως σταθερό σε σχέση με την ύλη.

Η απόσταση dσ δίνεται από τη σχέση:

$$d\sigma^2 = \frac{dx^2 + d\psi^2 + dz^2}{(1 + \frac{kr^2}{4})^2}$$

όπου $r^2 = x^2 + \psi^2 + z^2$ και k μία σταθερά που καθορίζει την καμπυλότητα του τρισδιάστατου χώρου. Όταν δηλαδή k=0 ο χώρος είναι "επίπεδος" (Ευκλείδιος), όταν k>0 είναι "σφαιρικός" (ή "ελλειπτικός") και όταν k<0 είναι "υπερβολικός".

Θέτοντας τώρα x=rημθ συνφ, ψ=rημθ ημφ και z=rσυνθ λαμβάνουμε τελικά:

$$ds^2 = c^2dt^2 - \frac{R^2(t)}{(1 + \frac{kr^2}{4})^2} [dr^2 + r^2(d\theta^2 + \eta\mu^2\theta\, d\varphi^2)]$$

Η απόσταση ds εδώ διαφέρει από εκείνη που δίνει η ειδική θεωρία της σχετικότητας στον τετραδιάστατο χώρο του Minkowski κατά τον συντελεστή κλίμακας R(t) και τη σταθερά k. Πραγματικά όταν R=1 και k=0 λαμβάνουμε:



$$ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + d\psi^2 + dz^2)$$

Στην περίπτωση αυτή των μη στατικών μοντέλων, ιδιαίτερη σημασία αποκτάει η εισαγωγή στη γενική λύση των εξισώσεων διαφόρων παραμέτρων που συνδέονται με τα δεδομένα των παρατηρήσεων από τη φυγή των γαλαξιών. Ο σκοπός είναι φανερός, αφού έτσι μόνο μπορούμε να δούμε ποιο από τα μοντέλα αυτά συμφωνεί καλύτερα με τις παρατηρήσεις.

Οι παράμετροι αυτές είναι ο ρυθμός (ταχύτητα) διαστολής $\frac{dR}{dt}$ και επιτάχυνση ή η επιβράδυνση $\frac{d^2R}{dt^2}$ με την οποία γίνεται η διαστολή. Η σχετική μαθηματική διαδικασία, που ξεκινάει από τις εξισώσεις πεδίου, δίνει τελικά, στην περίπτωση όπου η πίεση δεν λαμβάνεται υπόψη σαν παράγοντας βαρύτητας, τις παρακάτω εξισώσεις, που συνδέουν τις δύο παραμέτρους με τον συντελεστή κλίμακας R.

$$(\frac{dR}{dt})^2 - \frac{8\pi G\rho R^2}{3} = -k \qquad (5.1)$$

$$2R\frac{d^2R}{dt^2} + (\frac{dR}{dt})^2 = -k \qquad (5.2)$$

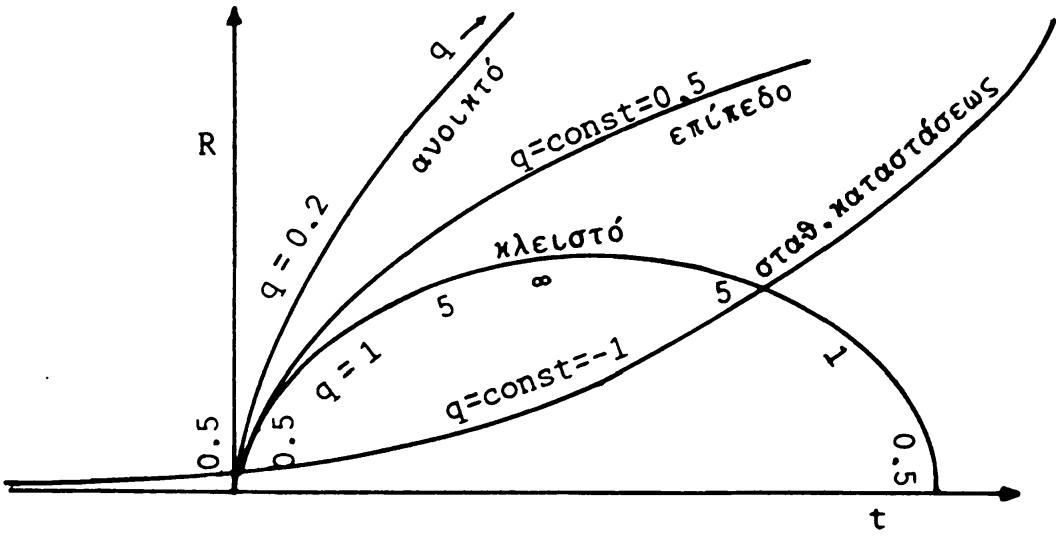
Εξάλλου ο λόγος R^2 / k είναι το τετράγωνο της ακτίνας καμπυλότητας του χώρου, και είναι γενικά παραδεκτό να τίθεται ο R αριθμητικά ίσος με την ακτίνα καμπυλότητας (για $k\neq0$), σε τρόπο ώστε οι επιτρεπτές τιμές του k να είναι +1,0,-1. Έτσι έχουμε αντίστοιχα τρία μοντέλα του σύμπαντος, το κλειστό, το επίπεδο και το ανοιχτό, που αντιστοιχούν στα τρία μοντέλα της Νευτώνειας κοσμολογίας, δηλαδή το ελλειπτικό, το παραβολικό και το υπερβολικό αντίστοιχα.

Πιο αναλυτικά έχουμε:

1) **k=1**. Στην περίπτωση αυτή, η "ακτίνα του σύμπαντος" αυξάνει μέχρι μία μέγιστη τιμή την οποία λαμβάνει για $\frac{dR}{dt} = 0$ και είναι $R_{max} = \frac{8\pi G\rho_o}{3}$ και στη συνέχεια ελαττώνεται μέχρι την τιμή R(t) = 0. Αυτό σημαίνει πως το σύμπαν διαστέλλεται μέχρι τη μέγιστη τιμή της ακτίνας του και στη συνέχεια συστέλλεται. Η ολοκλήρωση της εξισώσεως (5.1) δίνει την R(t) της οποίας η γραφική παράσταση είναι μία κυκλοειδής

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

καμπύλη (σχ.5.10). Το μοντέλο αυτό είναι το μοντέλο του κλειστού σύμπαντος και αντιστοιχεί στο ελλειπτικό σύμπαν της Νευτώνειας κοσμολογίας.



Σχήμα 5.10: Σχηματική παράσταση διαφόρων μοντέλων του σύμπαντος

2) **k= -1**. Στην περίπτωση αυτή το σύμπαν διαστέλλεται επ' άπειρον με ταχύτητα $\frac{dR}{dt}$ που τείνει σε μία μικρή θετική τιμή καθώς η "ακτίνα του σύμπαντος" R(t) τείνει στο άπειρο. Η ολοκλήρωση της (5.1), που στην περίπτωση αυτή δεν είναι εύκολη, δίνει για μικρές τιμές του t, $R(t) \propto t^{2/3}$ και για μεγάλες, $R(t) \propto t$ (σχ.5.10). Το μοντέλο αυτό, ανοικτό σύμπαν, αντιστοιχεί στο υπερβολικό σύμπαν της Νευτώνειας κοσμολογίας.

3) k=**0**. Στην περίπτωση αυτή, οπότε είναι $(\frac{dR}{dt})^2 = \frac{8\pi G\rho_o}{3R}$, η ταχύτητα διαστολής $\frac{dR}{dt}$ τείνει στο μηδέν καθώς η "ακτίνα του σύμπαντος" R(t) τείνει στο άπειρο, όταν $t \to \infty$. Η ολοκλήρωση της (5.1) δίνει $R = [6\pi G\rho_o]^{1/3} t^{2/3} \Longrightarrow R \propto t^{2/3}$. Το μοντέλο αυτό, επίπεδο σύμπαν, αντιστοιχεί στο παραβολικό σύμπαν της Νευτώνειας κοσμολογίας και αναφέρεται συνήθως ως μοντέλο των Einstein-de Sitter.

Το πρόβλημα όμως που τίθεται και πάλι είναι ποιο από αυτά τα μοντέλα πρέπει να γίνει δεκτό· την απάντηση θα πρέπει να δώσει η παρατήρηση.

Έτσι αν αφαιρέσουμε τις δύο εξισώσεις (5.1) και (5.2) κατά μέλη λαμβάνουμε:



$$\frac{1}{2}\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{4\pi G\rho}{3} = 0$$

Από την εξίσωση αυτή φαίνεται αμέσως ότι $\frac{d^2R}{dt^2} < 0$, πράγμα που σημαίνει ότι η διαστολή επιβραδύνεται και στα τρία μοντέλα, όπως αναμένεται λόγω της βαρύτητας του συνόλου της ύλης του σύμπαντος. Εκείνο όμως που έχει ιδιαίτερη σημασία για την επιλογή του πιο κατάλληλου μοντέλου δεν είναι η ίδια η επιβράδυνση, αλλά ο ρυθμός με τον οποίο γίνεται η επιβράδυνση, το πόσο δηλαδή γρήγορα επιβραδύνεται η διαστολή. Έτσι ορίζεται μία **παράμετρος επιβραδύνσεως q** κατά τρόπο που να είναι: α) ανεξάρτητη από το χρόνο t_o για τον οποίο θετουμε $R(t_o) = 1$ και β) χωρίς διαστάσεις. Προς τούτο θεωρούμε: α) την ποσότητα $-\frac{1}{R}\frac{d^2R}{dt^2}$, που έχει διαστάσεις (T^{-2}) και β) την πολλαπλασιάζουμε επί $R^2/(\frac{dR}{dt})^2 = H^{-2}$, οπότε ορίζεται η παράμετρος $q = -R\frac{d^2R}{dt^2} / (\frac{dR}{dt})^2$ και η παραπάνω εξίσωση γίνεται $-qH^2 + \frac{4\pi G\rho}{3} = 0$. Κατ' αυτό τον τρόπο έχουμε μέσα στις εξισώσεις παραμέτρους, όπως οι q και H, που συνδέονται με τα δεδομένα των παρατηρήσεων και μπορούν να μας δώσουν κατ' αρχήν το μοντέλο του κόσμου μέσα στον οποίο ζούμε.

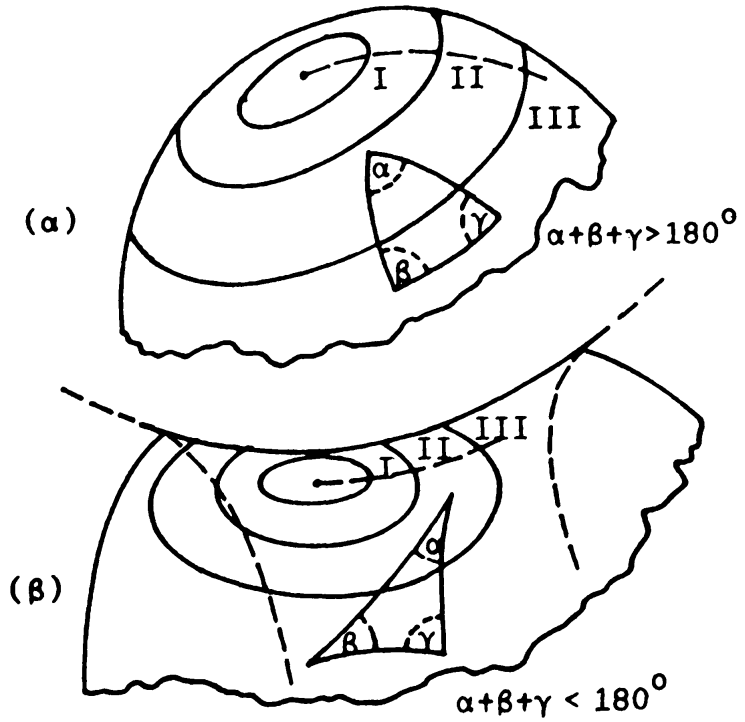
5.5.3. Η γεωμετρία του χωρόχρονου

5.5.3.1. Η καμπυλότητα του χώρου

Η πιο παράξενη όψη της σχετικιστικής κοσμολογίας συνδέεται με τις ιδιότητες του κλειστού σύμπαντος. Το σύμπαν αυτό έχει ένα πεπερασμένο όγκο και ένα πεπερασμένο αριθμό γαλαξιών. Ο πεπερασμένος αυτός όγκος (χώρος) δεν έχει ούτε κέντρο ούτε πέρατα, γιατί διαφορετικά θα παραβιαζόταν η κοσμολογική αρχή. Αυτό συμβαίνει επειδή ο χώρος είναι καμπύλος. Αλλά καμπύλος ως προς τι; Είναι καμπύλος σε σχέση προς μία τεχνητή τέταρτη διάσταση την οποία δεν μπορούμε να συλλάβουμε, γιατί είμαστε όντα των τριών διαστάσεων, και η οποία δεν έχει φυσική έννοια. Αποτελεί ένα μαθηματικό τέχνασμα που χρησιμοποιείται για τη μαθηματική περιγραφή των ιδιοτήτων του τρισδιάστατου χώρου που έχει ομοιόμορφη θετική



καμπυλότητα και αυτό σημαίνει πως το τέχνασμα δεν ισχύει γενικά. Προφανώς η τέταρτη αυτή διάσταση δεν έχει να κάνει με το χρόνο.



Σχήμα 5.11: Επιφάνεια θετικής καμπυλότητας (α) και αρνητικής καμπυλότητας (β)

Η καμπυλότητα του χώρου μπορεί να γίνει κατανοητή αν αναφερθούμε αναλογικά σε καμπύλες επιφάνειες που έχουν δύο διαστάσεις (σχ.5.11). Όπως είναι γνωστό, τα θεωρήματα της επίπεδης γεωμετρίας του Ευκλείδη δεν ισχύουν στην περίπτωση της επιφάνειας μιας σφαίρας, στην οποία αποδεικνύεται ότι το άθροισμα των γωνιών ενός σφαιρικού τριγώνου είναι μεγαλύτερο από 180° και το εμβαδόν ενός κύκλου που γράφεται στην επιφάνειά της δεν είναι ανάλογο προς το τετράγωνο της "ακτίνας" του, αλλά αυξάνει βραδύτερα απ' αυτό. Πραγματικά σε μία σφαιρική επιφάνεια, όταν $r_1=\frac{\pi R}{2}$ θα έχουμε το εμβαδόν του ημισφαιρίου ακτίνας R που είναι $2\pi R^2$ και όταν $r_2=2r_1=\pi R$ θα έχουμε το εμβαδόν ολόκληρης της σφαίρας που είναι $4\pi R^2$. Το εμβαδόν δηλαδή διπλασιάζεται με τον διπλασιασμό της "ακτίνας" ενώ έπρεπε να τετραπλασιασθεί. Θα πρέπει ακόμα να σημειωθεί ότι το εμβαδό της σφαιρικής επιφάνειας είναι πεπερασμένο ($4\pi R^2$) ενώ αυτή δεν έχει πέρατα ούτε κέντρο. Επιπλέον αν υποθέσουμε ότι η "ακτίνα" αυξάνει πέραν της τιμής πR, το

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

εμβαδόν δεν αυξάνει επειδή απλούστατα καλύπτουμε περιοχές που έχουν ήδη ληφθεί υπόψη. Λέμε λοιπόν ότι οι επιφάνειες με τις ιδιότητες αυτές έχουν **θετική καμπυλότητα**.

Εξάλλου, στην επίπεδη γεωμετρία, η απόσταση δύο σημείων είναι ένα ευθύγραμμο τμήμα, που αποτελεί και το συντομότερο δρόμο για την μετάβαση από το ένα σημείο στο άλλο. Σε μία σφαιρική επιφάνεια η απόσταση δύο σημείων, ο συντομότερος δρόμος, είναι ένα τόξο μεγίστου κύκλου και καλείται **γεωδαισιακή** γραμμή. Προφανώς και η "ακτίνα" ενός κύκλου σε σφαιρική επιφάνεια είναι μία γεωδαισιακή γραμμή.

Ένας άλλος τύπος καμπύλης επιφάνειας είναι η σαγματοειδής (σχ.5.11β), (επιφάνεια σχήματος σέλλας αλόγου), που νοείται φυσικά εκτεινόμενη επ' άπειρον. Σε μία τέτοια επιφάνεια το άθροισμα των γωνιών ενός τριγώνου είναι μικρότερο των 180°, ενώ το εμβαδόν ενός κύκλου αυξάνει ταχύτερα από το τετράγωνο της ακτίνας του. Στην περίπτωση αυτή λέμε ότι η επιφάνεια αυτή έχει **αρνητική καμπυλότητα**.

Τις παραπάνω διαπιστώσεις μπορούμε βέβαια να τις κάνουμε εύκολα εμείς, επειδή συμβαίνει να είμαστε όντα που έχουν την αίσθηση της τρίτης διάστασης και μπορούν συνεπώς να βλέπουν τις καμπύλες επιφάνειες από έξω. Αν φαντασθούμε όμως όντα που έχουν την αίσθηση δύο μόνο διαστάσεων, τότε τα όντα αυτά, που ζουν σε μία επιφάνεια και δεν γνωρίζουν ότι υπάρχει μία τρίτη διάσταση κατά μήκος της ακτίνας της σφαίρας, δεν θα μπορούν να αντιληφθούν την κατάσταση τόσο εύκολα. Μπορούν πάντως τα όντα αυτά να απαντήσουν στο ερώτημα αν η επιφάνεια στην οποία ζουν είναι επίπεδη ή αν έχει θετική η αρνητική καμπυλότητα, αρκεί να μετρήσουν το άθροισμα των γωνιών ενός τριγώνου ή να μελετήσουν κατά ποιο τρόπο μεταβάλλεται το εμβαδόν ενός κύκλου όταν αυξάνει η ακτίνα του.

Κατ' αναλογία λοιπόν και εμείς, που είμαστε όντα των τριών διαστάσεων, ζούμε σε ένα χώρο τριών διαστάσεων και ζητάμε να βρούμε την καμπυλότητά του, πρέπει να ακολουθήσουμε παρόμοιες μεθόδους για να διαπιστώσουμε κατά πόσο ισχύει η γεωμετρία του Ευκλείδη στο χώρο του σύμπαντος. Η πιο κατάλληλη μέθοδος είναι να ελέγξουμε κατά πόσο ισχύει το θεώρημα ότι ο όγκος μιας σφαίρας μεταβάλλεται ανάλογα προς τον κύβο της ακτίνας της. Αν αυτό αληθεύει στο σύμπαν,

τότε ο χώρος μας είναι "επίπεδος". Αν όμως ο όγκος μιας σφαίρας αυξάνει βραδύτερα ή ταχύτερα από ό,τι ο κύβος της ακτίνας της, τότε ο χώρος μας έχει αντίστοιχα θετική ή αρνητική καμπυλότητα. Στην πρώτη περίπτωση, εξάλλου, το σύμπαν πρέπει να θεωρηθεί πεπερασμένο σε όγκο, που υπολογίζεται ότι είναι $2\pi^2R^3$ και χωρίς πέρατα και κέντρο, ενώ στη δεύτερη περίπτωση πρέπει να θεωρηθεί άπειρο σε όγκο.

Πράγματι αυτό μπορεί να γίνει κατ' αρχήν με μία απλή μέθοδο, αρκεί δηλαδή να μετρήσουμε τους γαλαξίες που υπάρχουν μέσα σε ακτίνες (αποστάσεις από μας), που αυξάνουν όπως οι αριθμοί 1,2,3,... και να ελέγξουμε αν οι αριθμοί των γαλαξιών που βρίσκουμε είναι ανάλογοι προς τους κύβους των αριθμών 1,2,3,...

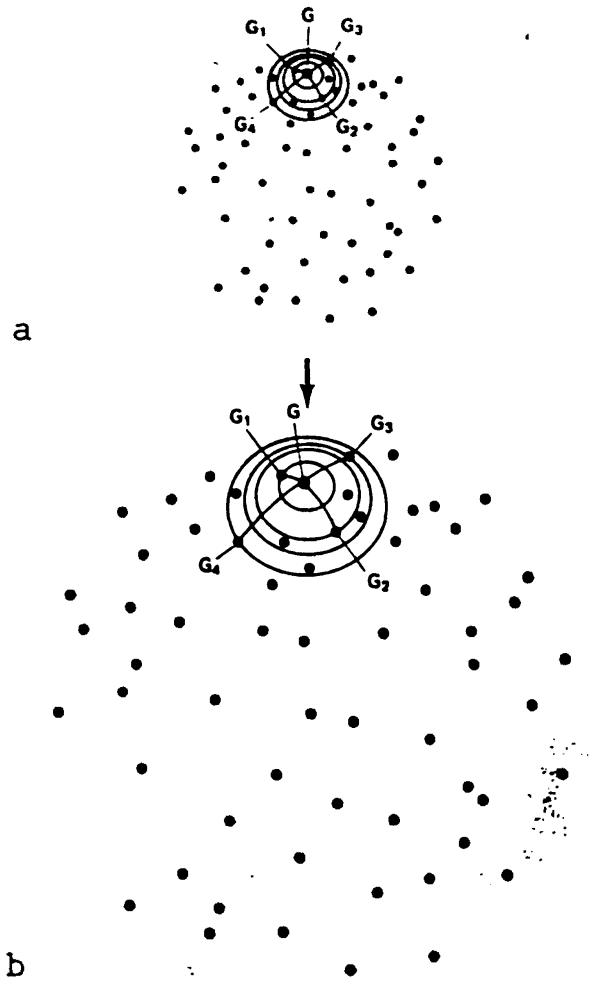
Τα αποτελέσματα δυστυχώς είναι πολύ συζητήσιμα και θα τα δούμε πιο κάτω.

5.5.3.2. Η καμπυλότητα του χωρόχρονου

Μία ιδιότητα του πεπερασμένου χώρου, χωρίς πέρατα και κέντρο, είναι ότι αν κανείς κινείται συνεχώς κατά την ίδια διεύθυνση είναι δυνατό αφού διασχίσει το χώρο να βρεθεί στο σημείο από όπου ξεκίνησε, όπως ακριβώς ένα ον δύο διαστάσεων, που κινείται πάνω σε μία σφαιρική επιφάνεια συνεχώς κατά την ίδια διεύθυνση, δηλαδή πάνω σε μία γεωδαισιακή γραμμή που είναι μέγιστος κύκλος, θα βρεθεί στο σημείο εκκίνησης αφού διαγράψει ένα μέγιστο κύκλο. Βέβαια αυτό δεν είναι δυνατό να το συλλάβουμε αφού δεν μπορούμε να έχουμε την αίσθηση της τέταρτης διάστασης.

Μία άλλη ιδιότητά του είναι ότι θα μπορούσαμε να δούμε ένα σώμα, π.χ. ένα γαλαξία, στον ουρανό, παρατηρώντας κατά δύο αντίθετες διευθύνσεις, καθόσο η γεωδαισιακή γραμμή που συνδέει τον παρατηρητή με το γαλαξία συνεχίζεται γύρω στο σύμπαν και καταλήγει στον παρατηρητή με την προϋπόθεση βέβαια ότι το σύμπαν είναι κλειστό. Κατά τον ίδιο τρόπο θα μπορούσε κανείς κυττάζοντας προς μία κατεύθυνση να βλέπει το πίσω μέρος του σώματός του. Όπως γνωρίζουμε όμως, αυτό δεν γίνεται γιατί απλούστατα υπάρχει η διαστολή και ο χρόνος που απαιτείται για να κάνει το φως την βόλτα του σύμπαντος είναι τεράστιος μπροστά στο χρόνο ζωής μας.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



Σχήμα 5.12

Το ερώτημα τώρα που γεννιέται συχνά είναι τι υπάρχει έξω από αυτό τον πεπερασμένο χώρο του σύμπαντος, με άλλα λόγια πως αυξάνεται ο χώρος με το χρόνο ή που βρίσκεται αυτός ο επιπλέον χώρος στον οποίο διαστέλλεται το σύμπαν. Η απάντηση είναι ότι το ερώτημα αυτό δεν έχει έννοια. Για την κατανόησή του θα προσφύγουμε πάλι στο ον των δύο διαστάσεων που κινείται στην επιφάνεια μιας σφαίρας. Στον κόσμο αυτού του όντος, η διαστολή οφείλεται στην αύξηση της ακτίνας της σφαίρας με το χρόνο (σχ.5.12) που μπορεί να εξομειωθεί με το φούσκωμα ενός μπαλλονιού, που έχει ως αποτέλεσμα την αμοιβαία απομάκρυνση διαφόρων σημείων στην επιφάνειά της. Η διαστολή δηλαδή του δισδιάστατου κόσμου του υποθετικού όντος συμβαίνει επειδή η επιφάνειά του έρχεται με το χρόνο σε μία διαφορετική κατάσταση κατά την τρίτη μη αντιληπτή διάσταση. Έτσι αναλογικά ο τρισδιάστατος κόσμος μας έρχεται με το χρόνο σε μία διαφορετική κατάσταση κατά την τέταρτη διάσταση. Για τους υπολογισμούς μας, είναι φανερό πως δεν χρειάζεται να προσπαθήσουμε να φαντασθούμε αυτή την τέταρτη διάσταση· αρκεί να θεωρούμε μόνο τον καμπύλο χωρόχρονο και τη μεταβολή της ακτίνας καμπυλότητας R(t) του τρισδιάστατου χώρου συναρτήσει του χρόνου, που καθορίζεται όπως είδαμε από τις εξισώσεις πεδίου του Einstein.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι η διαστολή του σύμπαντος δεν οφείλεται στη φυγή των γαλαξιών αλλά στη διαστολή του χώρου, λόγω της οποίας οι γαλαξίες απομακρύνονται αμοιβαία μεταξύ τους. Επίσης η προς το ερυθρό μετατόπιση του φάσματος των γαλαξιών, είναι αποτέλεσμα της αυξήσεως του μήκους κύματος της

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακτινοβολίας λόγω της διαστολής. Ακόμα ότι, εδώ και μερικά δισεκατομμύρια χρόνια, με την υπόθεση πάντα του κλειστού σύμπαντος, θα υπήρχαν γαλαξίες πολύ κοντά στο δικό μας που ήταν στο αντίθετο άκρο του σύμπαντος, όπου βρίσκονται ακόμα, αλλά δεν είναι ορατοί επειδή βρίσκονται πέρα από τον κοσμικό ορίζοντα.

5.6. Κοσμολογία σταθερής καταστάσεως

Η κοσμολογία σταθερής καταστάσεως των Bondi και Hoyle στηρίζεται στην τέλεια κοσμολογική αρχή. Κατ' αυτήν, το σύμπαν δεν εξελίσσεται από μία κατάσταση μεγάλης πυκνότητας σε μία άλλη μικρής πυκνότητας, όπως συμβαίνει στα άλλα μοντέλα, γιατί δημιουργείται ύλη συνεχώς στο μεσογαλαξιακό χώρο, με ρυθμό που αντισταθμίζει τη φαινόμενη ελάττωση από τη διαστολή. Έτσι δημιουργούνται συνεχώς γαλαξίες, σε τρόπο ώστε ο ολικός αριθμός γαλαξιών σε δεδομένο όγκο να είναι σταθερός και το σύμπαν παραμένει αιώνια αμετάβλητο.

Για k=0 λοιπόν, η σχέση $\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho R^2}{3} - k$

δίνει: $\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho R^2}{3} \Rightarrow \frac{8\pi}{3}\frac{G\rho}{H^2} = 1$

Αν και η σχέση αυτή είναι η ίδια όπως στο μοντέλο Einstein-de Sitter, υπάρχει μία ουσιαστική διαφορά: η σταθερά Η εδώ είναι ανεξάρτητη του χρόνου, και συνεπώς ρ=σταθ., ενώ στο μοντέλο των Einstein-de Sitter είναι $H \propto t$ και $\rho \propto 1/t^2$. Στο μοντέλο σταθερής καταστάσεως η πυκνότητα ρ παραμένει σταθερή, επειδή το έργο το εκτελούμενο από την "τάση" κατά τη διαστολή έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ύλης, η οποία αντισταθμίζει την ελάττωση της πυκνότητας λόγω της διαστολής. Ο τρόπος δημιουργίας πάντως της τάσεως αυτής από πλευράς Φυσικής ουδέποτε εξηγήθηκε ικανοποιητικά.

Σαν άμεση υποστήριξη πάντως του μοντέλου αυτού έχουμε το γεγονός ότι οι γαλαξίες στο σύμπαν δεν είναι της ίδιας ηλικίας, όπως θα περίμενε κανείς βάσει της κοσμολογίας της μεγάλης έκρηξης. Από το άλλο μέρος, αυτή βρίσκεται σε αδυναμία να εξηγήσει τις περισσότερες παρατηρήσεις και ιδιαίτερα τη μικροκυματική

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακτινοβολία των $2^{o}.7$ K. Γι αυτό, παρά το ενδιαφέρον που παρουσιάζει από φιλοσοφικής πλευράς, δεν είναι σήμερα αποδεκτή.

5.7. Κοσμολογικές συμπτώσεις

Αξίζει να σημειωθεί ότι μερικές κοσμολογίες, όπως των Dirac και Jordan, που δεν κρίνουμε σκόπιμο να περιγράψουμε, στηρίζονται στις περίφημες αριθμητικές συμπτώσεις, σε ορισμένες δηλαδή σχέσεις ανάμεσα σε κοσμικές και ατομικές σταθερές, που εκφράζονται καλύτερα με τη μορφή λόγου χωρίς διαστάσεις.

Οι συμπτώσεις αυτές είναι οι παρακάτω:

1) Ο λόγος της "ακτίνας" του σύμπαντος προς την ακτίνα του ηλεκτρονίου είναι:

$$\frac{c/H}{e^2/m_e c^2} \approx 10^{40}$$

2) Ο λόγος της ηλεκτρικής προς τη βαρυτική δύναμη μεταξύ πρωτονίου και ηλεκτρονίου είναι: $\dfrac{e^2}{Gm_p m_e} \approx 10^{40}$

Η κατά προσέγγιση ισότητα των δύο αυτών λόγων αποτελεί την πρώτη σύμπτωση ενώ η δεύτερη προκύπτει από τον επόμενο λόγο (3).

3) Ο λόγος της μάζας του σύμπαντος προς τη μάζα του πρωτονίου είναι:

$$\frac{\rho(c/H)^3}{m_p} \approx (10^{40})^2$$

Από τις παραπάνω τρεις συμπτώσεις προκύπτει εύκολα η ακόλουθη (4), που συνδέει την παγκόσμια σταθερά G με τα μεγέθη ρ_o και H_o.

4) $$G\rho_o H_o^2 \approx 1$$

Για την εξήγηση αυτών των συμπτώσεων υπάρχουν ορισμένες απόψεις η ανάπτυξή τους όμως ξεφεύγει από το σκοπό του βιβλίου.

5.8 Σύγκριση με τις παρατηρήσεις

Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, η αποδοχή ή η απόρριψη κάθε μοντέλου του σύμπαντος εξαρτάται άμεσα από το κατά πόσο αυτό βρίσκεται σε συμφωνία ή διαφωνία με τα ποικίλα αποτελέσματα των παρατηρήσεων.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Υπάρχουν τριών ειδών σχέσεις που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις και που μπορούν να χρησιμεύσουν για τον έλεγχο των διαφόρων κοσμολογικών μοντέλων: 1) η σχέση ανάμεσα στο φαινόμενο μέγεθος και στη μετατόπιση προς το ερυθρό των φασματικών γραμμών στο φάσμα των γαλαξιών, 2) η κατανομή των γαλαξιών συναρτήσει του φαινόμενου μεγέθους τους και 3) η σχέση ανάμεσα στο φαινόμενο μέγεθος και στη γωνιώδη διάμετρο των γαλαξιών. Σπουδαιότερες πάντως είναι οι δύο πρώτες τις οποίες και θα περιγράψουμε.

5.8.1. Η προς το ερυθρό μετατόπιση (ΕΜ)

Η σχέση ΕΜ και φαινόμενου μεγέθους δεν είναι παρά μία γενίκευση της σχέσεως ταχύτητας φυγής και αποστάσεως, όπως καθορίζεται από το νόμο του Hubble. Στην πράξη εκείνο που ζητάμε να καθορίσουμε είναι η παράμετρος επιβράδυνσης q που θα μας οδηγήσει στο είδος του μοντέλου που ευνοείται από τις παρατηρήσεις.

Πραγματικά από την εξίσωση $-qH2+\frac{4\pi G\rho}{3}=0$ λαμβάνουμε $qH^2=\frac{4\pi G\rho}{3}$ οπότε η $(\frac{dR}{dt})^2-\frac{8\pi G\rho R^2}{3}=-k$ δίνει: $H^2(2q-1)=\frac{k}{R^2}$. Από αυτήν φαίνεται ότι το k είναι θετικό, μηδέν ή αρνητικό, ανάλογα με το αν η q έχει τιμή μεγαλύτερη, ίση ή μικρότερη από 1/2, και αυτό ακριβώς πρέπει να προσδιορίσουμε με τις παρατηρήσεις. Για $t=t_o$, η σχέση δίνει: $k=H_o^2R_o^2(2q_o-1)$.

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω (§ 2.3.1), οι παρατηρήσεις δείχνουν ότι το σύμπαν διαστέλλεται με ορισμένο σταθερό ρυθμό που καθορίζεται από τη σταθερά του Hubble Η και που είναι κατά προσέγγιση H_o=55 km/s για κάθε Mpc. Αυτό διαπιστώνεται με τη μέτρηση των ταχυτήτων απομακρύνσεως των πιο κοντινών γαλαξιών ή πιο σωστά των πιο κοντινών σμηνών γαλαξιών, γιατί οι γαλαξίες μέσα σε ένα σμήνος έχουν τυχαίες κινήσεις λόγω αμοιβαίων έλξεων και συνεπώς κοσμολογικής σημασίας είναι η ταχύτητα του σμήνους ως συνόλου. Έτσι βρίσκεται ότι η ταχύτητα φυγής των γαλαξιών υ μεταβάλλεται με την απόσταση r ακολουθώντας τη σχέση υ=Hr (νόμος του Hubble).



Συνήθως στη σχέση αυτή δίνουμε διαφορετική μορφή σε τρόπο ώστε να προσαρμόζεται άμεσα στις παρατηρήσεις. Εκείνο που μετράμε στο φάσμα είναι η σχετική μετατόπιση $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ των φασματικών γραμμών, που καθώς είναι γνωστό (φαινόμενο Doppler) συνδέεται με την ταχύτητα της πηγής με τη σχέση $z=\frac{u}{c}$. Στην περίπτωση όμως όπου η ταχύτητα είναι πολύ μεγάλη, τότε από την ειδική θεωρία της σχετικότητας προκύπτει: $z = [\,(1+\frac{u}{c})\,/\,(1-\frac{u}{c})\,-1]^{1/2}$, από όπου σε πρώτη προσέγγιση ($u<<c$) λαμβάνουμε $u = cz$, ενώ σε δεύτερη προσέγγιση είναι $u = cz\,(1+\frac{1}{2}z)$. Αν κανείς λάβει επιπλέον υπόψη του και την επιβράδυνση, τότε η σχέση αυτή γίνεται σύμφωνα με τη γενική θεωρία της σχετικότητας: $u = cz\,|1+\frac{1}{2}(1-q)\,z|$, από όπου έχουμε:

$$\log u = \log cz + \log[1+\tfrac{1}{2}(1-q)\,z] \;\Rightarrow\; \log u = \log cz + \frac{1}{\ln 10}\ln[1+\tfrac{1}{2}(1-q)\,z] \;\Rightarrow$$

$$\log u = \log cz + \frac{1}{2\ln 10}(1-q)\,z \;\Rightarrow\; \log u = \log u + 1.086\,(1-q)\,z.$$

Εξάλλου είναι $u = Hr$ και $m-M = 5\log r-5$, οπότε λαμβάνουμε εύκολα:

$$m = 5\log cz + 1.086\,(1-q)\,z + (M-5-5\log H)$$

Το φαινόμενο μέγεθος m στη σχέση αυτή, που έχει διορθωθεί λόγω των σφαλμάτων των οργάνων, πρέπει να αντικατασταθεί με το διορθωμένο μέγεθος $m_c=m-\Delta m-k$, όπου ο όρος Δm παριστάνει τη διόρθωση λόγω μεσοαστρικής απορροφήσεως και ο όρος k παριστάνει τη διόρθωση λόγω της προς το ερυθρό μετατοπίσεως ολοκλήρου του φάσματος.

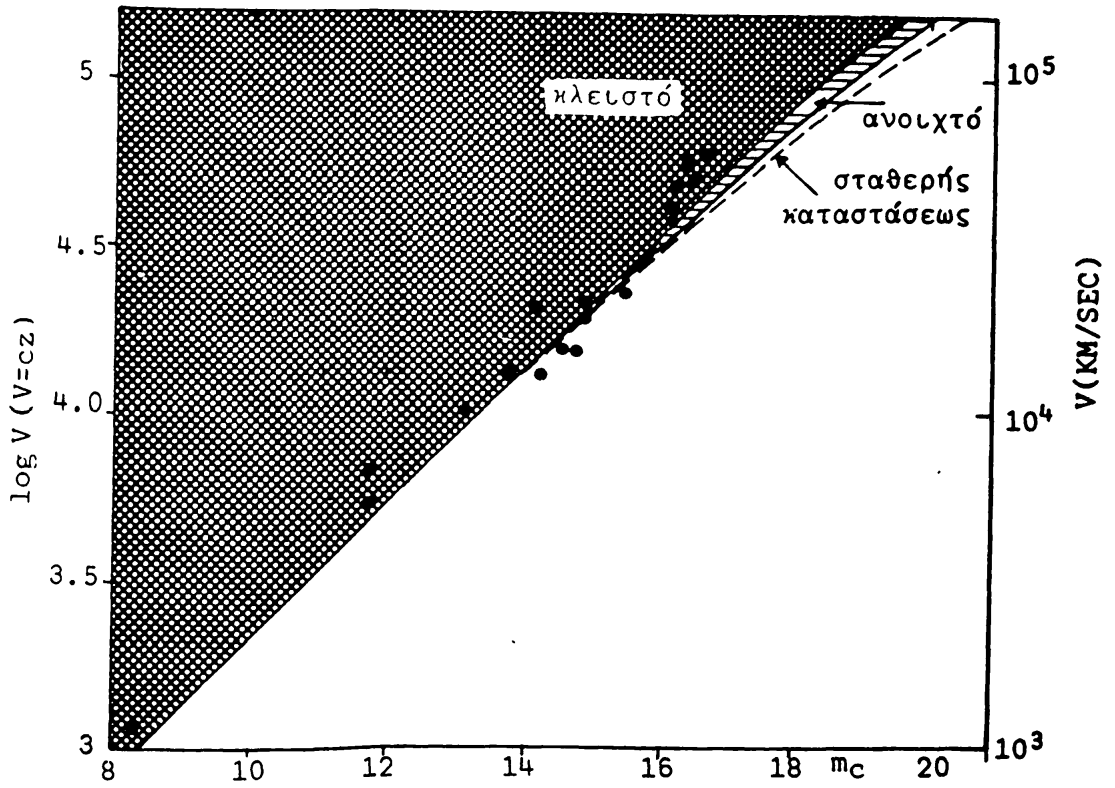
Έτσι τελικά έχουμε: $m_c = 5\log cz + 1.086(1-q_o)\,z + (M-5-5\log H_o)$, $(q=q_o,\ H=H_o,\ t=t_o)$.

Από τις παρατηρήσεις λοιπόν των σμηνών των γαλαξιών, που δίνουν τα m_c και z, λαμβάνουμε τα σημεία του σχήματος 5.13, οπότε δίνοντας στο q_o διάφορες τιμές, προσπαθούμε να δούμε για ποια τιμή του η καμπύλη $m_c=f(z)$ προσαρμόζεται καλύτερα.

Καθώς όμως φαίνεται από το σχήμα αυτό, μόνο έξη απομακρυσμένα σμήνη έχουν παρατηρηθεί, γεγονός που κάνει πολύ αμφίβολη την πορεία της καμπύλης στο πάνω-δεξιά μέρος του διαγράμματος. Έτσι δεν μπορούμε ακόμα να βγάλουμε οριστικό συμπέρασμα για το είδος του σύμπαντος από τις παρατηρήσεις αυτές. Αν η καμπύλη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

των παρατηρήσεων πέφτει στο σκιασμένο μέρος του διαγράμματος, το σύμπαν είναι κλειστό ($q_o > \frac{1}{2}$), αν πέφτει στο έντονα σκιασμένο, είναι ανοιχτό ($q_o < \frac{1}{2}$) ,αν συμπίπτει με τη διαχωριστική γραμμή τους είναι επίπεδο ($q_o = \frac{1}{2}$) και αν τέλος συμπίπτει με τη διακεκομμένη γραμμή το σύμπαν εκφράζεται από το μοντέλο της σταθερής καταστάσεως (q=-1).



Σχήμα 5.13: Η σχέση $V=cz=f(m_c)$ για διάφορες τιμές της παραμέτρου επιβραδύνσεως q_o και τα διάφορα μοντέλα του σύμπαντος που αντιστοιχούν

Με την παράμετρο επιβραδύνσεως και συνεπώς με το είδος του μοντέλου συνδέεται και η πυκνότητα της ύλης μέσα στο σύμπαν. Έτσι έχουμε στις τρεις περιπτώσεις:

α) Όταν k = 0, τότε $q_o = \frac{1}{2}$, οπότε $\frac{8\pi}{3} G\rho H^{-2} = 1$. Λαμβάνοντας $H_o^{-1} = 2 \cdot 10^{10}$ έτη, βρίσκουμε $\rho_o = 2 \cdot 10^{-29}$ gr·cm^{-3}. Σήμερα πιστεύεται ότι η πυκνότητα της ύλης στους γαλαξίες είναι κατά μέσο όρο $\rho_o < 1\ 0^{-30}$ gr·cm^{-3}, γεγονός που ενισχύει το πρόβλημα της "ελλείπουσας μάζας".

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

β) Όταν $k > 0$, τότε $q_o > \frac{1}{2}$, οπότε βρίσκουμε $\rho_o > 2 \cdot 10^{-29}$ gr·cm^{-3}, γεγονός που οξύνει το πρόβλημα της "ελλείπουσας μάζας".

γ) Όταν $k < 0$, τότε $q_o < \frac{1}{2}$, οπότε βρίσκουμε $\rho_o < 2 \cdot 10^{-29}$ gr·cm^{-3}.

Από τα παραπάνω γίνεται φανερό, πως είναι κατ' αρχή δυνατό από τον προσδιορισμό της πυκνότητας της ύλης μέσα στο σύμπαν να βγουν συμπεράσματα για τον τύπο του μοντέλου που του ταιριάζει.

Συνδεδεμένη προς το πρόβλημα του προσδιορισμού της πυκνότητας του σύμπαντος αμέσως μετά τη μεγάλη έκρηξη, είναι και η προσπάθεια που καταβάλλεται από καιρό για τον προσδιορισμό του ποσοστού του δευτερίου που υπάρχει στο σύμπαν. Όπως πιστεύεται, το δευτέριο σχηματίστηκε μέσα στα πρώτα 15 λεπτά μετά τη μεγάλη έκρηξη. Αν η πυκνότητα τότε ήταν πολύ μεγάλη, το μεγαλύτερο μέρος του δευτερίου θα μετατράπηκε γρήγορα σε ήλιο. Αν αντίθετα η πυκνότητα ήταν σχετικά μικρή, τότε θα παρέμεινε ένα μεγάλο ποσοστό δευτερίου. Έτσι από τον προσδιορισμό του δευτερίου μπορούμε να ξέρουμε την τότε πυκνότητα και κατ' επέκταση, από το ρυθμό της διαστολής, τη σημερινή πυκνότητα.

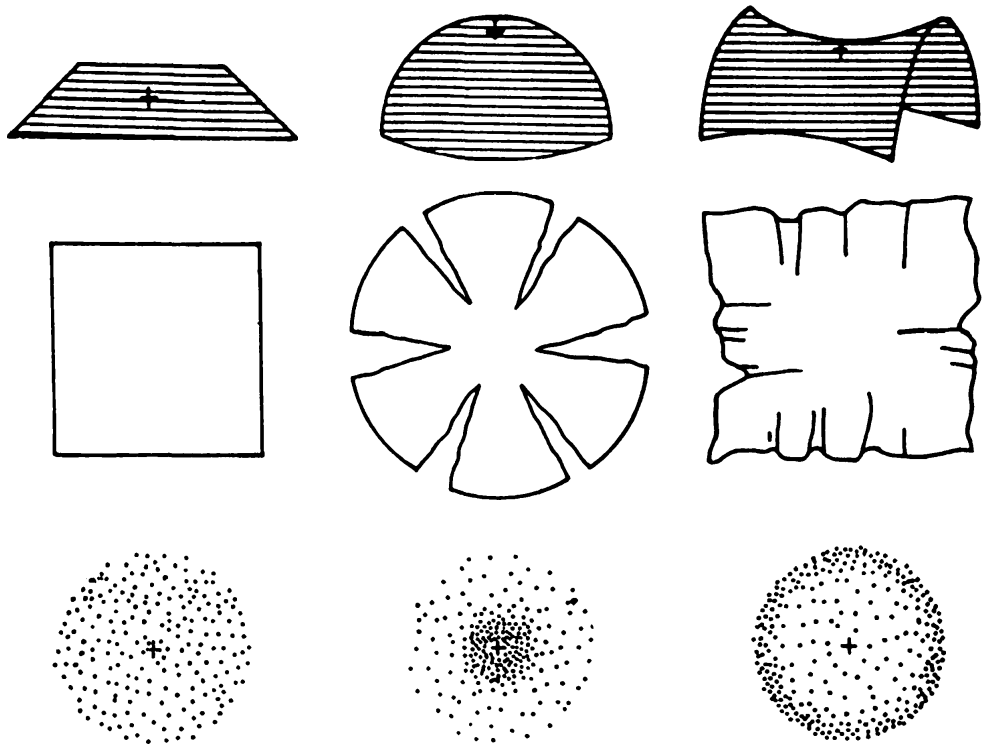
5.8.2. Η κατανομή των γαλαξιών

Η κατανομή των γαλαξιών γενικά είναι δυνατό να βρεθεί στατιστικά με την τεχνική της **απαριθμήσεως**. Αρκεί προς τούτο να μετρήσουμε τον αριθμό N των γαλαξιών (ή ραδιογαλαξιών) που έχουν φαινόμενο μέγεθος (ή λαμπρότητα) μεγαλύτερο του m (ή της S). Αν με r παραστήσουμε την απόσταση και θεωρηθεί ότι η κατανομή των γαλαξιών (ή ραδιογαλαξιών) είναι ομοιόμορφη και ο χώρος Ευκλείδιος, τότε βρίσκουμε εύκολα (βλ. τρίτο μέρος, § 2.6), για μεν τους γαλαξίες $\log N(m) = 0.6m + \text{σταθ.}$, για δε τους ραδιογαλαξίες $\log N(S) = -1.5 \log S + \text{σταθ.}$

Η πρώτη σχέση επηρεάζεται: α) από τη μεσοαστρική απορρόφηση Δm_a, β) από την ΕΜ Δm_ε, γ) από την επίδραση της ηλικίας Δm_η, επειδή οι πιο νέοι γαλαξίες έχουν συστηματικά διαφορετική λαμπρότητα από τους πιο ηλικιωμένους και δ) από τη δομή του χώρου Δx. Με την υπόθεση ότι οι τρεις πρώτες επιδράσεις είναι ανάλογες

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

του φαινόμενου μεγέθους m, μπορούμε να γράψουμε $\Delta m_\alpha + \Delta m_\varepsilon + \Delta m_\eta = \alpha m$, οπότε $\log N(m) = 0.61(1-\alpha)m + \Delta x + \sigma\tau\alpha\theta$.



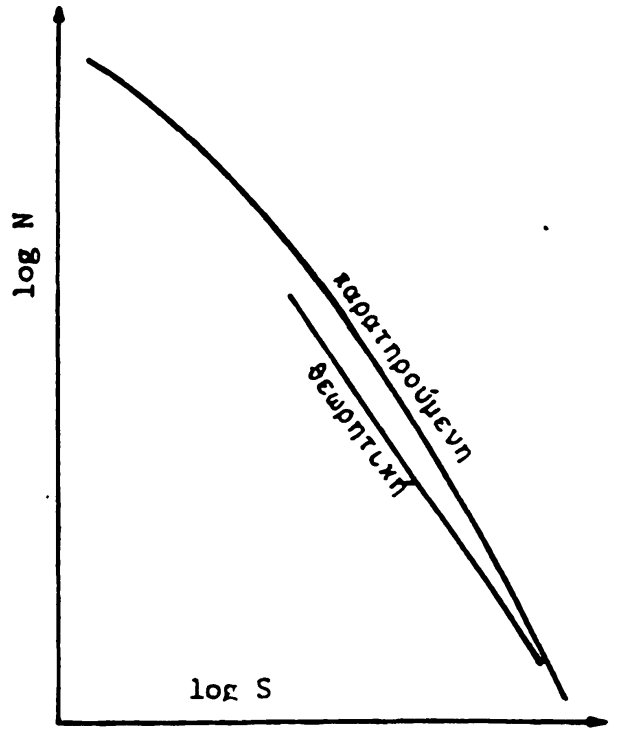
Σχήμα 5.14: Μία επιφάνεια με ομοιόμορφη κατανομή σωμάτων πάνω σ' αυτήν, ανάλογα με τη μορφή της, δίνει κατά την προβολή της σε ένα επίπεδο διαφορετικές συγκεντρώσεις των σωμάτων από το κέντρο προς το χείλος. Ανάλογη συμπεριφορά παρουσιάζει ο χώρος των 3 διαστάσεων.

Με βάση τη σχέση αυτή και τις παρατηρήσεις που δίνουν τα N και m, θα ήταν κατ' αρχή δυνατό να εξεταστεί η επίδραση του όρου Δx πάνω στη γραμμικότητα της σχέσεως, από την οποία μπορούμε να βγάλουμε συμπέρασμα για το είδος του χώρου.

Η ιδέα στην οποία στηρίζεται η μέθοδος είναι απλή και γίνεται ακόμα πιο απλή με τη χρησιμοποίηση, αναλογικά, για την παράσταση του χώρου και της καμπυλότητάς του, επιφανειών δύο διαστάσεων. Έτσι σύμφωνα με το σχήμα 5.14, όταν μία σφαιρική επιφάνεια (θετική καμπυλότητα) με ομοιόμορφη κατανομή σωμάτων πάνω σ' αυτή γίνεται επίπεδη, τότε τα σώματα παρουσιάζουν μεγαλύτερη συγκέντρωση στο κέντρο. Όταν αντίθετα μία σαγματοειδής επιφάνεια (αρνητική καμπυλότητα) γίνεται επίπεδη, τα σώματα παρουσιάζουν μεγαλύτερη συγκέντρωση

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

στις παρυφές. Σε μία τέλος επίπεδη επιφάνεια (μηδενική καμπυλότητα) η κατανομή είναι σταθερή.



Σχήμα 5.15

Κατ' αναλογία λοιπόν, αν η καμπυλότητα του σύμπαντος είναι θετική, η κατανομή των γαλαξιών πρέπει να μεταβάλλεται με την απόσταση παρουσιάζοντας ελάττωση του αριθμού των γαλαξιών N μ' αυτήν, δηλαδή με το φαινόμενο μέγεθος. Το αντίθετο δε θα συμβαίνει στην περίπτωση αρνητικής καμπυλότητας. Δυστυχώς όμως οι οπτικές παρατηρήσεις δεν μας επιτρέπουν προς το παρόν να πάμε αρκετά μακρυά, σε μεγάλες τιμές του m, ώστε να δούμε προς ποια κατεύθυνση αποκλίνει η παραπάνω σχέση από τη γραμμικότητα, αν φυσικά αποκλίνει. Εκείνο όμως που δεν μπορούμε να κάνουμε με τις οπτικές παρατηρήσεις, μπορούμε να το επιτύχουμε με τις ραδιοαστρονομικές. Λόγω της μεγάλης ευαισθησίας των ραδιοτηλεσκοπίων είναι δυνατή η ανίχνευση ραδιοπηγών σε τεράστιες αποστάσεις με αποτέλεσμα να "βλέπουμε" πιο μακρυά, και να μπορούμε πιθανώς να ελέγξουμε τη δεύτερη από τις παραπάνω σχέσεις.

Πραγματικά, η παρατήρηση μας δίνει μία διαφορετική καμπύλη από τη θεωρητική, στο διάγραμμα logN - logS (σχ.5.15), που εκ πρώτης όψεως δείχνει μεγαλύτερη συγκέντρωση ραδιογαλαξιών στις μεγάλες αποστάσεις (μικρές τιμές του S). Δυστυχώς όμως και εδώ παρουσιάζονται άλλα προβλήματα, που δεν μας επιτρέπουν να βγάλουμε με βεβαιότητα οριστικό συμπέρασμα. Το πιο σοβαρό από αυτά είναι ότι οι πιο μακρυνοί ραδιογαλαξίες είναι και οι πιο "νέοι", πράγμα που σημαίνει πως τους "βλέπουμε" όπως ήταν στο απώτερο παρελθόν, οπότε ειχαν χωρίς

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αμφιβολία διαφορετική λαμπρότητα σε ολόκληρο το φάσμα. Αυτό μας αφαιρεί τη δυνατότητα να υποθέσουμε πως όλοι οι παρατηρούμενοι ραδιογαλαξίες έχουν την ίδια εσωτερική (απόλυτη) λαμπρότητα και έτσι η παρατηρούμενη λαμπρότητά τους S δεν αποτελεί καλό δείκτη της αποστάσεώς τους. Σήμερα πιστεύεται ότι η απαρίθμηση των ραδιογαλαξιών μας δίνει μάλλον στοιχεία για την εξέλιξή τους παρά για το κοσμολογικό πρόβλημα.

5.9. Δημιουργία, εξέλιξη και μέλλον του σύμπαντος

Το πρόβλημα της δημιουργίας του σύμπαντος έχει τρεις όψεις:
α) **πότε** δημιουργήθηκε, β) **πως** δημιουργήθηκε και εξελίχθηκε και γ) **γιατί** δημιουργήθηκε.

5.9.1. Η ηλικία του σύμπαντος

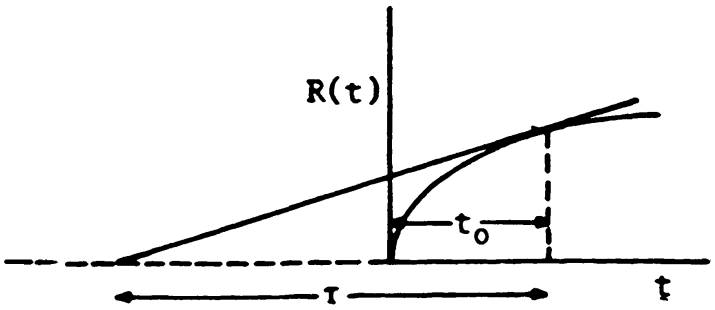
Πριν από όλα πρέπει να διευκρινιστεί πως όταν μιλάμε για την ηλικία του σύμπαντος εννοούμε την ηλικία της σημερινής καταστάσεώς του. Τα όρια της σημερινής ηλικίας του σύμπαντος μπορούν να εκτιμηθούν κατά προσέγγιση με διάφορους τρόπους, οι σπουδαιότεροι από τους οποίους είναι οι ακόλουθοι:

α) **Από τη διαστολή του**. Αν υποθέσουμε πως ο ρυθμός διαστολής του σύμπαντος ήταν πάντα ο ίδιος, αν δηλαδή ήταν πάντα υ=σταθ. για οποιοδήποτε γαλαξία, τότε θα είχαμε r= υτ, όπου τ το χρονικό διάστημα που πέρασε από τότε όπου ήταν r=0, δηλαδή από τη στιγμή της μεγάλης εκρήξεως. Εξάλλου από το νόμο του Hubble έχουμε $r = uH_o^{-1}$, οπότε $\tau = H_o^{-1}$ και επειδή H_o=55 km/sec/Mpc προκύπτει $\tau \sim 2 \cdot 10^{10}$ έτη.

Καθώς όμως αναφέρθηκε πιο πάνω, ο ρυθμός της διαστολής του σύμπαντος επιβραδύνεται λόγω των αμοιβαίων έλξεων της ύλης, λόγω βαρυτικής αυτοέλξεως όπως λέμε, οπότε η ηλικία t_o του σύμπαντος πρέπει να είναι $t_o < \tau = 2 \cdot 10^{10}$ έτη. Αυτό φαίνεται παραστατικά στο σχήμα 5.16, στο οποίο η σταθερά τ προσδιορίζεται από την εφαπτομένη της καμπύλης R(t) στο σημείο $t = t_o$. Εξάλλου, ανάλογα με το ρυθμό επιβραδύνσεως, δηλαδή με το μοντέλο του σύμπαντος, βρίσκεται ότι στην περίπτω-

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ση κλειστού σύμπαντος (ελλειπτική επιβράδυνση) είναι $t_o < \frac{2}{3}\tau$, στην περίπτωση επιπέδου σύμπαντος (παραβολική επιβράδυνση) είναι $t_o = \frac{2}{3}\tau$ και στην περίπτωση ανοιχτού σύμπαντος (υπερβολική επιβράδυνση) είναι $\frac{2}{3}\tau < t_o < \tau$. Κατά προσέγγιση δεχόμαστε $t_o = 1.5 \cdot 10^{10}$ έτη.



Σχήμα 5.16: Η ηλικία του σύμπαντος t_o είναι πάντα μικρότερη από τη σταθερά του Hubble τ, που προσδιορίζεται από την εφαπτομένη της R(t) στο σημείο $t=t_o$

β) **Με τη ραδιο-χρονολόγηση**. Τα ισότοπα του ουρανίου U^{238} και U^{235} μεταστοιχειώνονται, όπως είναι γνωστό, λόγω φυσικής διασπάσεως στα ισότοπα του μολύβδου Pb^{206} και Pb^{207}, με χρόνους υποδιπλασιασμού αντίστοιχα $t_1 = 4.5 \cdot 10^9$ έτη και $t_2 = 0.9 \cdot 10^9$ έτη. Από τη σημερινή αναλογία των ισοτόπων αυτών στα πετρώματα της Γης, στους μετεωρίτες και στα δείγματα που μεταφέρθηκαν από τη Σελήνη, προκύπτει μία ηλικία αυτών $4\text{-}5 \cdot 10^9$ έτη. Τα δεδομένα αυτά βέβαια αντιστοιχούν μάλλον στην ηλικία του ηλιακού μας συστήματος και συνεπώς το μόνο που δείχνουν είναι ότι η ηλικία του σύμπαντος είναι μεγαλύτερη από την τιμή αυτή.

γ) **Από τα σφαιρωτά σμήνη**. Τα σμήνη αυτά θεωρούνται όπως είναι γνωστό σαν τα πιο παλιά συστήματα αστέρων. Από τη δυναμική συμπεριφορά των συστημάτων αυτών, είναι δυνατό να βρεθεί ο χρόνος αλλοιώσεώς τους, από τον οποίο προκύπτει ότι η ηλικία τους είναι της τάξεως των 10^{10} ετών. Και η τιμή αυτή είναι προφανώς ενδεικτική.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

5.9.2. Η δημιουργία του σύμπαντος

Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, η ηλικία του σύμπαντος, που προκύπτει από τη σταθερά του Hubble, ανέρχεται σε 15 δισεκατομμύρια χρόνια περίπου. Αυτό σημαίνει πως, ακολουθώντας κανείς αντίστροφα τη διαστολή του σύμπαντος, βρίσκει ότι εδώ και 15 δισεκατομμύρια χρόνια όλοι οι γαλαξίες δεν ξεχώριζαν, αλλά αποτελούσαν όλοι μαζί ένα σύνολο, μία κατάσταση τεράστιας θερμοκρασίας και πυκνότητας. Ολόκληρο το σύμπαν, και συνεπώς ολόκληρη η ύλη και η ενέργεια που περιέχει, ήταν περιορισμένο σε μία περιοχή με μηδενικό όγκο. Αποτελούσε καθώς λέμε ένα **ιδιάζον σημείο**, ή μία **παραδοξότητα** (κοσμική παραδοξότητα: cosmic singularity), ένα σημείο που δεν μπορεί να περιγραφεί με τη γλώσσα της Φυσικής και των Μαθηματικών, μια και δεν μπορεί να το συλλάβει το ανθρώπινο μυαλό. Στο γεγονός αυτό οφείλεται και μία απορία που γεννιέται συχνά, κατά πόσο δηλαδή το ιδιάζον αυτό σημείο αποτελεί κέντρο του σύμπαντος. Η απάντηση είναι όχι. Γιατί πρώτα από όλα η μεγάλη έκρηξη υπήρξε η ίδια η δημιουργία του χώρου και ακόμα η ύλη της πρωταρχικής πύρινης σφαίρας βρέθηκε με μιας παντού. Είναι σα να άνοιξε ένας ανύπαρκτος διακόπτης και ακαριαία να γέμισε ένας ανύπαρκτος μέχρι τη στιγμή εκείνη χώρος με φως.

Όπως λοιπόν πιστεύεται σήμερα, εδώ και 15 περίπου δισεκατομμύρια χρόνια και για κάποιο άγνωστο λόγο, εκεί στο ιδιάζον σημείο συνέβη μία "παγκόσμια έκρηξη" ένα φαινόμενο δημιουργίας που προκάλεσε το ξεκίνημα της διαστολής του σύμπαντος. Ήταν η **μεγάλη έκρηξη**, το ξεκίνημα του χρόνου και της δημιουργίας του χώρου.

Η ιδέα της μεγάλης εκρήξεως ξεκίνησε θεωρητικά από τον Gamow το 1946, που προείπε ότι η θερμοκρασία του σύμπαντος λίγο μετά τη μεγάλη έκρηξη θα πρέπει να ήταν τουλάχιστον 10^{10} °K, ενώ στη συνέχεια θα έπεφτε με τη διαστολή. Πολύ αργότερα, το 1960, ο Dicke στο Πρίνστον, χρησιμοποιώντας νέα δεδομένα, υπολόγισε πως αυτή η θερμοκρασία του σύμπαντος (θερμοκρασία υποβάθρου) θα πρέπει να είναι σήμερα ~2^{o}.7 K. Σύμφωνα όμως με το νόμο του Wien, το μέγιστο της ακτινοβολίας ενός μέλανος σώματος με τέτοια θερμοκρασία εκπέμπεται στην περιοχή των μικροκυμάτων και θα ήταν δυνατό να ανιχνευτεί με κατάλληλο ευαίσθητο δέκτη,

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

αρκεί βέβαια να μήν είναι πάρα πολύ ασθενής. Πραγματικά, όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, το 1965 οι Penzias και Wilson κατάφεραν να ανιχνεύσουν την ακτινοβολία αυτή σε λ=7 cm και να ακούσουν έτσι θα λέγαμε την ηχώ της μεγάλης εκρήξεως· για το επίτευγμά τους αυτό πήραν το βραβείο Νόμπελ Φυσικής.

Από το άλλο μέρος, σύμφωνα με τη θεωρία της Σχετικότητας, σε ένα ιδιάζον σημείο (ή παραδοξότητα: singularity) η καμπυλότητα του χωρόχρονου γίνεται άπειρη. Αυτό σημαίνει ότι ο χώρος και ο χρόνος συγχωνεύονται, οι νόμοι της Φυσικής εκφυλίζονται και δεν έχουν πλέον νόημα. Δεν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την επιστήμη για να μας πει τι ήταν πριν από τη μεγάλη έκρηξη. Οι έννοιες πριν ή κατά τη μεγάλη έκρηξη είναι πραγματικά χωρίς περιεχόμενο αφού ο χρόνος δεν υφίσταται.

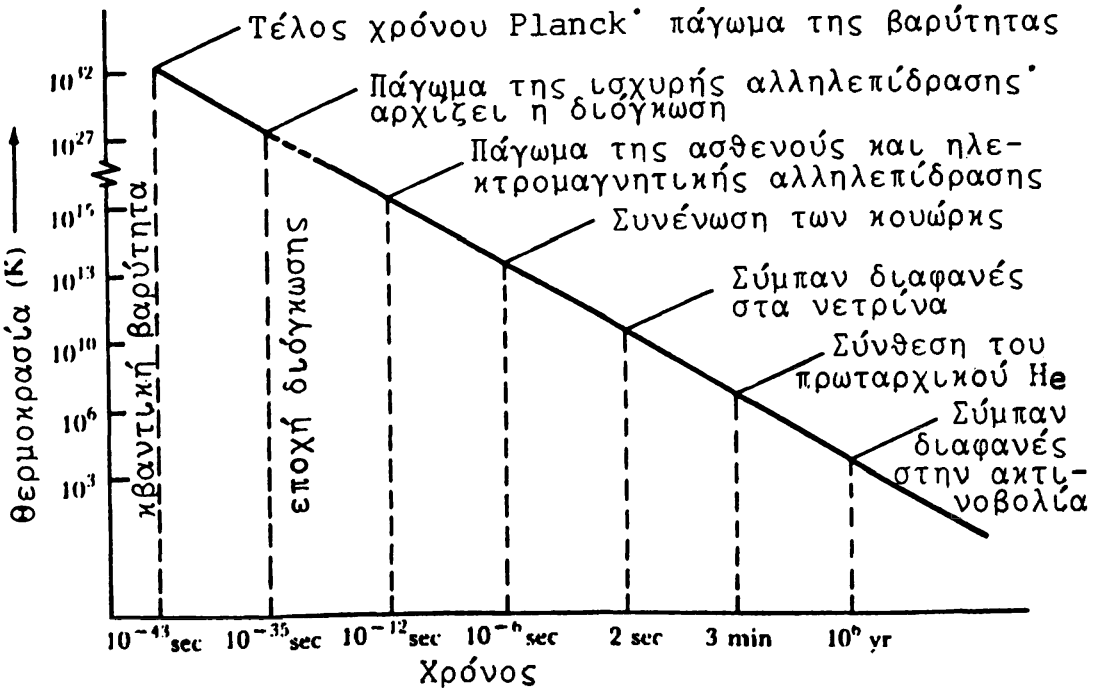
Λίγο όμως μετά τη μεγάλη έκρηξη δεχόμαστε ότι και ο χώρος και ο χρόνος υπήρξαν, όπως εννοούμε τις έννοιες αυτές σήμερα. Το μέχρι τότε χρονικό διάστημα καλείται χρονος Planck (t_p) και βρίσκεται ότι είναι $t_p=\sqrt{\frac{Gh}{c^5}}=1.35\cdot10^{-43}\sim10^{-43}$ sec. Κατά το διάστημα αυτό η πυκνότητα της ύλης στο σύμπαν ήταν τόσο μεγάλη και οι συνεπαγόμενες βαρυτικές αλληλεπιδράσεις τόσο ισχυρές ώστε η γενική θεωρία της σχετικότητας αδυνατεί να περιγράψει τη συμπεριφορά της βαρύτητας υπό αυτές τις συνθήκες.

Σύμφωνα εξάλλου με τις τελευταίες μεγάλες ενοποιημένες θεωρίες, που καλούνται **υπερσυμμετρικές**, οι τέσσερις δυνάμεις, βαρύτητα, ισχυρή αλληλεπίδραση, ασθενής αλληλεπίδραση και ηλεκτρομαγνητική δύναμη, που διέπουν τη συμπεριφορά όλων των σωματιδίων στο σύμπαν, δεν ξεχώριζαν μεταξύ τους κατά το χρόνο Planck. Η συμμετρία όμως αυτή στο τέλος του χρόνου Planck έσπασε αυτόματα με την πτώση της θερμοκρασίας, η βαρύτητα ξεχώρισε, ενώ παρέμειναν ενοποιημένες οι υπόλοιπες για να ξεχωρίσουν και αυτές μία-μία αργότερα με την πτώση της θερμοκρασίας, και κατά σειρά, η ισχυρή αλληλεπίδραση, η ασθενής αλληλεπίδραση και η ηλεκτρομαγνητική δύναμη (σχ.5.17).

Σήμερα οι Φυσικοί πιστεύουν ότι για το χρόνο Planck χρειάζεται μία κβαντική θεωρία βαρύτητας και καθώς δεν υπάρχει ακόμα μία τέτοια αξιόπιστη θεωρία,δεν είναι δυνατό να περιγραφεί η κατάσταση του σύμπαντος κατά το χρόνο Planck. Κατά τη

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

διάρκεια αυτών των πολύ αρχικών στιγμών της ζωής του σύμπαντος, η διαστολή του δεν έχει αρχίσει ακόμα να επιβραδύνεται, πράγμα που σημαίνει ότι η διαστολή του χώρου άρχισε με αφάνταστη βιαιότητα. Έτσι μπορεί κανείς να ορίσει την μεγάλη έκρηξη σαν μία έκρηξη του χώρου στην αρχή του χρόνου. Στο τέλος εξάλλου του χρόνου Planck, η θερμοκρασία ήταν κατά πάσα πιθανότητα γύρω στους 10^{32} °K, η δε πυκνότητα του σύμπαντος ασύλληπτη, της τάξεως των 10^{93} gr/cm^3. Οι τιμές αυτές είναι τόσο ακραίες ώστε φαίνεται εντελώς θεμιτό να θεωρήσουμε προς το παρόν το χρόνο 10^{-43} sec ως τη στιγμή δημιουργίας του σύμπαντος.



Σχήμα 5.17: Οι αρχικές στιγμές δημιουργίας του σύμπαντος

Στη συνέχεια, το σύμπαν θα περάσει από διάφορες φάσεις τις οποίες θα δούμε πιο κάτω. Προηγουμένως θα πρέπει να ειπωθούν μερικά πράγματα σχετικά με τη δημιουργία της ύλης και της ακτινοβολίας στο σύμπαν.

5.9.2.1. Η δημιουργία της ύλης και της ακτινοβολίας

Ένα συμφυές με τη δημιουργία του σύμπαντος ερώτημα είναι το πως δημιουργήθηκε η ύλη και η ακτινοβολία με τη μεγάλη έκρηξη. Οι θεωρητικοί Φυσικοί

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

σήμερα υποστηρίζουν ότι το σύμπαν άρχισε τη ζωή του ως τέλειο κενό και όλα τα στοιχειώδη σωματίδια του υλικού κόσμου δημιουργήθηκαν με τη διαστολή του χώρου. Για να γίνει κατανοητό αυτό θα πρέπει πρώτα να δούμε τι λέγει σχετικά η κβαντομηχανική που ασχολείται με τη φυσική συμπεριφορά του μικρόκοσμου.

Κατ' αρχάς η κβαντομηχανική δεν επιτρέπει τη δημιουργία φωτονίων απ' ευθείας από το κενό. Πρέπει πρώτα να δημιουργηθούν σωματίδια. Έτσι σύμφωνα με την αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg, σε ό,τι αφορά την ενέργεια και το χρόνο, έχουμε $\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi}$. Εξάλλου είναι $E = mc^2 \Longrightarrow \Delta E = c^2 \Delta m$, οπότε $\Delta m \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi c^2}$. Η σχέση αυτή σημαίνει ότι για ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα Δt δεν μπορούμε να είμαστε βέβαιοι για το πόση μάζα (ύλη) Δm υπάρχει σε ένα ιδιαίτερο σημείο ακόμα και σε "κενό χώρο". Έτσι κατ' αυτήν, σε ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα είναι δυνατό να εμφανισθούν και να εξαφανισθούν σωματίδια και αντισωματίδια αυτόματα. Για ένα ζεύγος π.χ. ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου με $m_o = 9.1 \cdot 10^{-28}$ gr και συνεπώς $\Delta m = 2m_e = 18.2 \cdot 10^{-28}$ gr το διάστημα Δt υπολογίζεται από την παραπάνω σχέση σε $6.4 \cdot 10^{-21}$ sec. Με άλλα λόγια, σε ένα τέτοιο χρονικό διάστημα είναι δυνατό να εμφανισθεί και εξαφανισθεί αυτόματα ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου χωρίς να παραβιασθεί κανένας φυσικός νόμος και αυτό είναι δυνατό να συμβεί οπουδήποτε και οποτεδήποτε. Αυτό σημαίνει ότι ανά πάσα στιγμή δημιουργούνται και εξαφανίζονται σε κάθε σημείο του σύμπαντος στοιχειώδη σωματίδια και αντισωματίδια κάθε είδους, με τη διαφορά ότι δεν είναι δυνατό να τα ανιχνεύσουμε, λόγω της αφάνταστα μικρής διάρκειας ζωής τους. Γι' αυτό καλούνται **εξωπραγματικά ζεύγη** (ή εν δυνάμει) με την έννοια ότι δεν υφίστανται "πραγματικά".

Η έννοια των εξωπραγματικών ζευγών σωματιδίων δίνει μία εύκολη εξήγηση και του φαινομένου της δίδυμης γέννεσης. Όπως είναι γνωστό, φωτόνια ακτινοβολίας γ μπορούν, κατόπιν π.χ. συγκρούσεως με άλλα φωτόνια να εξαφανισθούν δίνοντας γέννεση σε ζεύγη σωματιδίων-αντισωματιδίων βάσει της εξισώσεως $E=mc^2$. Τα σωματίδια αυτά δεν είναι παρά εξωπραγματικά ζεύγη, τα οποία πέρασαν στον πραγματικό κόσμο, αφού υλοποιήθηκαν σε πραγματικά σωματίδια, επειδή η ενέργεια

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

της ακτινοβολίας γ ήταν αρκετή ώστε να πραγματοποιηθεί η υλοποίηση. Εξάλλου και το αντίθετο φαινόμενο της εξαύλωσης είναι πολύ γνωστό από τη Φυσική.

Γύρω στα 1980 οι Φυσικοί άρχισαν να χρησιμοποιούν τις ιδέες αυτές για την ερμηνεία της δημιουργίας του υλικού κόσμου. Έτσι υποστηρίζουν ότι καθώς άρχισε η βίαιη και ισχυρή διαστολή του χώρου, αμέσως μετά τη μεγάλη έκρηξη ο χώρος πλημμύρισε από εξωπραγματικά ζεύγη σωματιδίων και αντισωματιδίων τα οποία, λόγω της μεγάλης ταχύτητας της διαστολής, πριν προλάβουν να επανασυνδεθούν, βρέθηκαν μακρυά από τα αντίστοιχα ταίρια τους με αποτέλεσμα να μεταβληθούν σε πραγματικά. Το ερώτημα είναι που βρέθηκε η απαιτούμενη ενέργεια για την υλοποίησή τους. Και η απάντηση είναι, από την τεράστια βαρυτική ενέργεια της κοσμικής παραδοξότητας, που ήταν αρκετή να γεμίσει εντελώς το σύμπαν με κάθε είδους σωματίδια. Έτσι αμέσως μετά το χρόνο Planck το σύμπαν βρέθηκε πλημμυρισμένο από σωματίδια και αντισωματίδια που δημιουργήθηκαν από το κενό με την βίαιη και τρομερή διαστολή του χώρου και δημιούργησαν μεταξύ τους μία κατάσταση ισορροπίας, μία κατάσταση που αναφέρεται ως **συμμετρία**.

5.9.2.2. Η γένεση και η εξέλιξη του σύμπαντος

Η πρώτη φάση εξελίξεως του σύμπαντος διαρκεί 10^{-43} sec και χαρακτηρίζεται από τα φαινόμενα που περιγράφτηκαν πιο πάνω. Η φάση αυτή χαρακτηρίζεται ως **εποχή Planck**, συμπίπτει δηλαδή με το χρόνο Planck .

Στη συνέχεια έρχεται η λεγόμενη **εποχή των μεγάλων ενοποιημένων θεωριών** (GUT), η οποία διαρκεί μέχρι τη στιγμή $t=10^{-6}$ sec, κατά την οποία οι στοιχειώδεις δομικοί λίθοι, τα κουώρκς όπως πιστεύεται, συνθέτουν τα αδρόνια που θα κυριαρχήσουν κατά την επόμενη φάση.

Ύστερα από τις πολύ αρχικές αυτές στιγμές, το σύμπαν περνάει από δύο μεγάλες εποχές (σχ.5.18): α) την **εποχή της ακτινοβολίας** που διαρκεί 10^6 y και κατά την οποία επικρατεί η ακτινοβολία, το δε σύμπαν είναι αδιαφανές στα φωτόνια και β) την **εποχή της ύλης**, που διαρκεί μέχρι σήμερα, και κατά την οποία επικρατεί η ύλη, το δε σύμπαν είναι διαφανές στην ακτινοβολία (σχ. 5.18)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Κατά την πρώτη φάση της εποχής ακτινοβολίας, που διαρκεί όσο η θερμοκρασία περαμένει μεγαλύτερη από 10^{13} ^{o}K, πράγμα που συμβαίνει επί χρόνο $t<7\cdot10^{-8}$ sec από τη στιγμή της μεγάλης εκρήξεως, δηλαδή κατά τα 100 πρώτα δισεκατομμυριοστά του sec περίπου, το σύμπαν εξακολουθεί να είναι πλημμυρισμένο από φωτόνια ακτινοβολίας γ και βαρέα σωματίδια (αδρόνια). Για το λόγο αυτό ακριβώς, καλείται **φάση των αδρονίων** ή **εποχή των αδρονίων**, σταματάει δε όταν η θερμοκρασία πέφτει στους 10^{13} ^{o}K, οπότε τα πιο ελαφρά βαρυόνια (πρωτόνια και νετρόνια) μη έχοντας πλέον κινητική ενέργεια εκμηδενίζονται. Ένα μέρος ωστόσο από αυτά δεν εκμηδενίζεται, γιατί η πτώση της θερμοκρασίας τα ακινητοποίησε μακρυά από κάθε αντισωματίδιο. Αυτά τα βαρυόνια αποτελούν έτσι την απαρχή μιας πυκνότητας ύλης. Είναι η ύλη που βρίσκουμε σήμερα διασκορπισμένη μέσα στο σύμπαν, λόγω της διαστολής, με μία πυκνότητα της τάξεως των 10^{-30} gr·cm^{-3}.

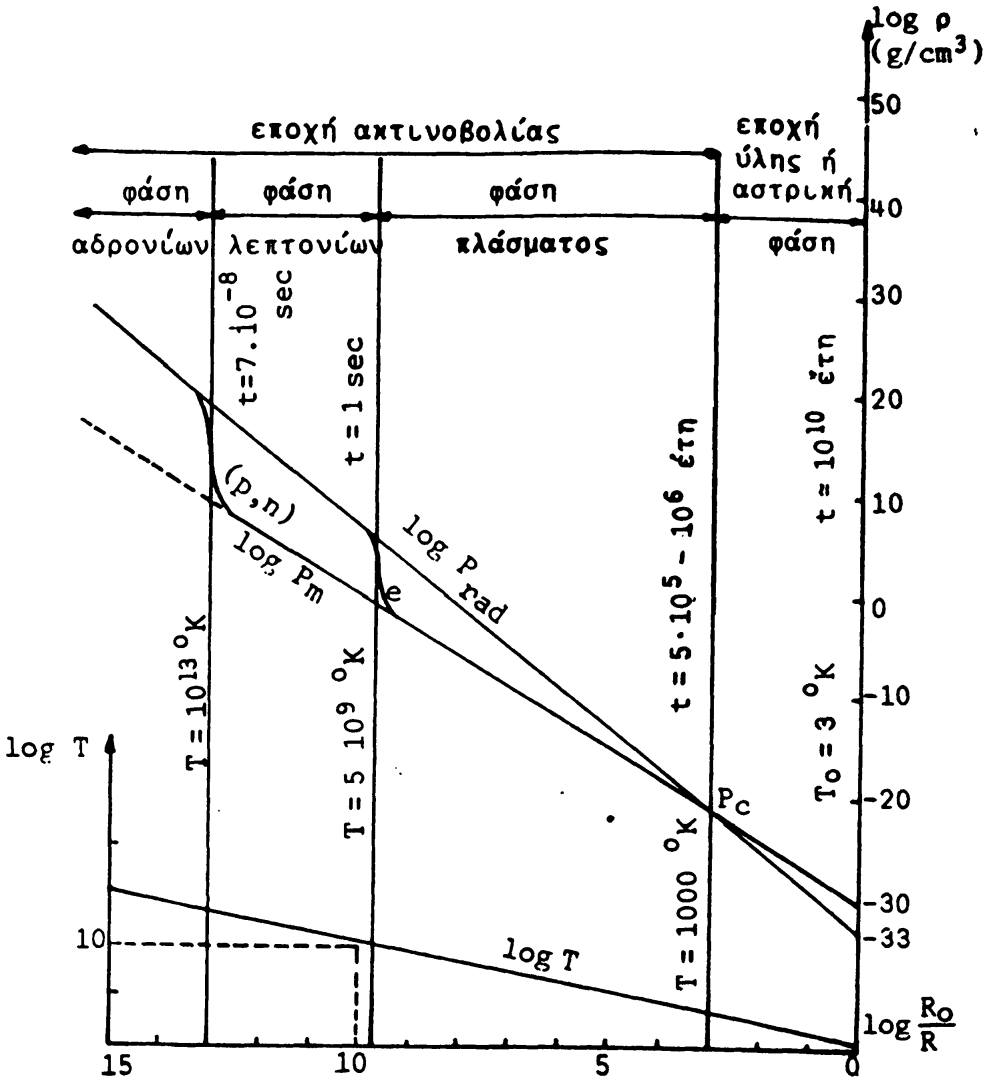
Μεταξύ λοιπόν $T=10^{14}$ ^{o}K και $T=10^{13}$ ^{o}K οι ταχύτητες των βαρυονίων πέφτουν, από σχετικιστικές τιμές, σε τιμές γειτονικές του μηδενός, πράγμα που σημαίνει ένα πέρασμα από την κατάσταση ακτινοβολίας στην κατάσταση της ύλης. Αυτό σημειώνεται στο σχήμα 5.18 με την καμπύλη (p,n).

Κάτω από τους 10^{13} ^{o}K αρχίζει μία νέα φάση κατά την οποία ο χώρος περιέχει πλέον και ύλη. Περιέχει όμως ακόμα την αρχική ακτινοβολία γ καθώς και ελαφρά σωματίδια, δηλαδή λεπτόνια (ηλεκτρόνια, ποζιτρόνια, μεσόνια μ), κινούμενα με σχετικιστικές ταχύτητες. Η φάση αυτή καλείται **φάση των λεπτονίων** ή **εποχή των λεπτονίων**.

Η φάση των λεπτονίων τελειώνει όταν η θερμοκρασία φθάσει τους $5\cdot10^{9}$ ^{o}K πράγμα που συμβαίνει 1 sec περίπου μετά τη μεγάλη έκρηξη. Τα ελαφρότερα λεπτόνια (ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια) έχουν χάσει στη θερμοκρασία αυτή τις σχετικιστικές τους ταχύτητες και εκμηδενίζονται κατά ζεύγη. Ωστόσο, όπως στην περίπτωση των βαρυονίων, και για τους ίδιους λόγους, ένα μέρος των λεπτονίων δεν εκμηδενίζονται, συμβάλλοντας έτσι στον εμπλουτισμό του χώρου σε ύλη, δηλαδή στην αύξηση της πυκνότητας. Το πέρασμα αυτό των ηλεκτρονίων από την κατάσταση της

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ακτινοβολίας στην κατάσταση της ύλης παριστάνεται στο σχήμα 5.18, με την καμπύλη (e).



Σχήμα 5.18: Φάσεις εξελίξεως του σύμπαντος

Έτσι αρχίζει μία νέα φάση, μεγαλύτερη σε διάρκεια, κατά την οποία ο χώρος είναι γεμάτος τόσο από την αρχική ακτινοβολία, όσο και από τα συνηθισμένα σταθερά σωματίδια, πρωτόνια, νετρόνια και ηλεκτρόνια.

Μετά την πτώση της θερμοκρασίας στους 10^8 °K, δηλαδή ένα τέταρτο της ώρας περίπου μετά τη μεγάλη έκρηξη, αρχίζει η σύνθεση των πρώτων πυρήνων των

ατόμων, η **νουκλεοσύνθεση**, με τη σύνδεση πρωτονίων και νετρονίων προς σχηματισμό υδρογόνου, δευτερίου και ηλίου. Η ύλη όμως παραμένει ιονισμένη εφόσον η θερμοκρασία παραμένει μεγαλύτερη από 10^4 ^oK περίπου και αυτό διαρκεί επί μερικές χιλιάδες χρόνια. Η φάση αυτή καλείται **φάση του πλάσματος** ή **εποχή του πλάσματος** και σταματάει όταν η πυκνότητα της ύλης γίνεται μεγαλύτερη από την πυκνότητα της ακτινοβολίας, πράγμα που συμβαίνει για T=1000 ^oK, δηλαδή ένα εκατομμύριο χρόνια περίπου μετά τη μεγάλη έκρηξη. Τότε τελειώνει η εποχή της ακτινοβολίας και αρχίζει η τελευταία φάση, η φάση που ζούμε και που καλείται **αστρική φάση** ή **εποχή της ύλης**.

Στην αρχή της αστρικής φάσεως, τα άτομα στην πλειονότητά τους είναι ουδέτερα, τυχαίες δε μεταβολές της πυκνότητας γίνονται αιτία για την απαρχή τοπικών συγκεντρώσεων, οι οποίες με τις δυνάμεις βαρύτητας που αναπτύσσονται απομονώνονται από τη γενική διαστολή, με αποτέλεσμα να αρχίσει η "κατάρρευση" και η πορεία για το σχηματισμό των γαλαξιών και των αστέρων, ύστερα από μερικές εκατοντάδες εκατομμύρια χρόνια. Η ύλη θα περάσει εκεί ξανά από γνωστές φάσεις, όπως ανύψωση της θερμοκρασίας, ιονισμό, πυρηνικές αντιδράσεις κλπ., οι φάσεις όμως αυτές θα παραμείνουν εντοπισμένες. Έτσι μπορούμε σήμερα να ξεχωρίσουμε τις ακτινοβολίες που έρχονται από έναν αστέρα ή από ένα γαλαξία, από ορισμένες δηλαδή διευθύνσεις του διαστήματος, από εκείνη που έρχεται από όλες τις διευθύνσεις και που είναι ένα ελάχιστο υπόλειμμα της αρχικής εκρήξεως (ισότροπη ακτινοβολία των $2^o.7$ K), δηλαδή από την εποχή της ακτινοβολίας.

Η περιγραφή αυτή, που φαίνεται σε γενικές γραμμές ικανοποιητική, δημιουργεί ορισμένες απορίες, η πιο σοβαρή από τις οποίες είναι: που είναι τα αντιπρωτόνια, αντινετρόνια, ποζιτρόνια (αντιηλεκτρόνια) και γενικά η αντιύλη που προκύπτει από το παραπάνω σενάριο δημιουργίας του σύμπαντος; Η μόνη εξήγηση θα ήταν ότι υπάρχει ασυμμετρία ύλης και αντιύλης στο σύμπαν· με άλλα λόγια ότι το σύμπαν ευνοεί τη δημιουργία ύλης ένταντι της αντιύλης, μία άποψη που ενισχύεται από το γεγονός ότι η κοσμική ακτινοβολία που φτάνει στη Γη από τα όρια του παρατηρησίμου σύμπαντος αποτελείται από σωματίδια και όχι αντισωματίδια. Πραγματικά σήμερα πιστεύεται πως η φύση έχει μία ελαφρά προτίμηση στην ύλη έναντι της αντιύλης. Συγκεκριμένα η

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

πιθανότητα δημιουργίας ενός σωματιδίου υπήρξε ελαφρώς μεγαλύτερη από εκείνη ενός αντισωματιδίου: για κάθε 10^9 αντισωματίδια δημιουργήθηκαν 10^9+1 σωματίδια γεγονός που ενισχύεται από το ότι σήμερα στο σύμπαν σε κάθε σωματίδιο αντιστοιχούν 10^9 φωτόνια της ακτινοβολίας υποβάθρου των $2^o.7$ K.

5.9.3. Το μέλλον του σύμπαντος

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω το κατά πόσον το σύμπαν είναι κλειστό, ανοικτό ή επίπεδο (ή οριακά κλειστό) και συνεπώς η πορεία του σύμπαντος στο μέλλον ανάγεται στον προσδιορισμό της τιμής της παραμέτρου επιβραδύνσεως q_o ή της πυκνότητας ρ_o του σύμπαντος. Κατά καιρούς οι αστρονόμοι στράφηκαν προς τη μία ή την άλλη λύση, ανάλογα με τα δεδομένα των παρατηρήσεων. Σύμφωνα με ορισμένα από τα δεδομένα αυτά το σύμπαν πρέπει να είναι κλειστό, ενώ άλλα δείχνουν ότι μάλλον είναι ανοικτό. Ξεκινώντας από το γεγονός των αντικρουομένων αυτών απόψεων, που αντιστοιχούν σε τιμές της παραμέτρου $q_o >< \frac{1}{2}$, ορισμένοι Φυσικοί άρχισαν να ψάχνουν για τον προσδιορισμό ειδικών συνθηκών συνδεομένων με ένα επίπεδο σύμπαν στο οποίο αντιστοιχεί $q_o = \frac{1}{2}$ και κατ' επέκταση μία πυκνότητα ίση με την κρίσιμη ρ_o. Πιο αναλυτικά, αν υποθέσουμε ότι η μέση πυκνότητα της ύλης κατά τη μεγάλη έκρηξη ήταν λίγο μεγαλύτερη ή μικρότερη από την κρίσιμη πυκνότητα, πως θα μπορούσε αυτή η απόκλιση να αυξηθεί ή να ελαττωθεί με την εξέλιξη του σύμπαντος; Οι υπολογισμοί δείχνουν ότι και η ελάχιστη απόκλιση από την ακριβή τιμή της κρίσιμης πυκνότητας, θα μεγάλωνε ταχύτατα, με αποτέλεσμα το σύμπαν να γίνει ταχύτατα ευρέως ανοιχτό ή στενά κλειστό και στην περίπτωση αυτή μάλιστα να καταρρεύσει σε μελανή οπή. Με άλλα λόγια, αμέσως μετά τη μεγάλη έκρηξη το σύμπαν ήταν σε μία τέτοια κατάσταση ώστε και η παραμικρή απόκλιση της ρ από την ρ_o θα οδηγούσε την q_o μακράν της τιμής $\frac{1}{2}$.

Οι παρατηρήσεις όμως σήμερα δείχνουν ότι η τιμή της q_o είναι πολύ κοντά στην τιμή $\frac{1}{2}$, οπότε η τιμή της πυκνότητας του σύμπαντος αμέσως μετά τη μεγάλη έκρηξη πρέπει να ήταν ίση με την ρ_o σε βαθμό ακριβείας απίστευτα υψηλό. Έτσι

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

γεννιέται το ερώτημα: τι θα μπορούσε να έχει συμβεί αμέσως μετά το χρόνο Planck ώστε να εξασφαλίζει την ισότητα $\rho=\rho_o$ σε τέτοιο βαθμό ακρίβειας; Το ερώτημα αυτό αποτελεί το καλούμενο **πρόβλημα επιπέδωσης** (flatness). Ένα άλλο πρόβλημα, στενά συνδεδεμένο με το παραπάνω, είναι η ακτινοβολία υποβάθρου των $2^o.7$ K, που εμφανίζει μεγάλο βαθμό ισοτροπίας. Πως εξηγείται μία ακτινοβολία που έρχεται από δύο αντίθετες κατευθύνσεις, δηλαδή από δύο περιοχές του σύμπαντος που απέχουν περίπου $2{\cdot}15{\cdot}10^9$ ly, και συνεπώς χωρίς καμιά απολύτως σύνδεση μεταξύ τους, να είναι τόσο ισότροπη ή με άλλα λόγια οι αντίστοιχες περιοχές να έχουν την ίδια θερμοκρασία; Η λύση δόθηκε, και για τα δύο προβλήματα από τον Guth, ο οποίος διατύπωσε και ανάλυσε την άποψη ότι το σύμπαν αμέσως μετά το χρόνο Planck πέρασε από μία φάση άκρως ταχείας διαστολής, την οποία ονόμασε **εποχή διογκώσεως** (φουσκώματος: inflation)), κατά την οποία το σύμπαν "φούσκωσε" προς κάθε κατεύθυνση με ταχύτητες πολύ μεγαλύτερες εκείνης του φωτός, για να γίνει πολλα εκατομμύρια φορές μεγαλύτερο του μεγέθους του. Αυτή η διόγκωση έφερε πολλή από την ύλη, που ήταν αρχικά κοντά μας, πολύ πέρα από το παρατηρήσιμο σήμερα σύμπαν. Έτσι το παρατηρήσιμο σύμπαν διαστέλλεται σε ένα χώρο που περιέχει ύλη και ακτινοβολία που ήταν κάποτε σέ επαφή με την περιοχή μας. Η ακτινοβολία λοιπόν που μας έρχεται από αντίθετες κατευθύνσεις προέρχεται από περιοχές του σύμπαντος που ήταν αρχικά σε επαφή και συνεπώς της ίδιας θερμοκρασίας. Από το άλλο μέρος, η επιπέδωση του σύμπαντος εξηγείται με την πολύ μικρή καμπυλότητα (πολύ μεγάλη ακτίνα) που έχει ένα τόσο διογκωμένο σύμπαν.

Το ερώτημα που τίθεται τώρα είναι, ποιο είναι το μέλλον του σύμπαντος. Είναι προφανές, ύστερα από όσα εξετέθηκαν, πως η απάντηση δεν μπορεί να είναι μονοσήμαντη. Αν η μέση πυκνότητα της ύλης στο σύμπαν είναι μεγαλύτερη της κρίσιμης, τότε το σύμπαν, όπως ήδη αναφέρθηκε, θα οδηγηθεί με μία πορεία ανάλογη αλλά αντίθετη εκείνης που ακολούθησε τη μεγάλη έκρηξη, στη **μεγάλη σύνθλιψη**, με αποτέλεσμα ολόκληρη η ύλη και η ακτινοβολία να περάσουν στην ανυπαρξία καθώς ο χώρος και ο χρόνος θα εκμηδενίζονται σε μία παραδοξότητα. Από εκεί και ύστερα η Φυσική δεν μπορεί να μας πεί τίποτα, αφού το "ύστερα" δεν έχει έννοια μετά τη μεγάλη σύνθλιψη, όπως το "πριν" δεν έχει έννοια προ της μεγάλης έκρηξης.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Αν αντίθετα η μέση πυκνότητά του είναι μικρότερη ή ίση με την κρίσιμη, το σύμπαν θα διαστέλλεται επ' άπειρον. Το να κάνει κανείς προβλέψεις για το απώτατο μέλλον ειναι σίγουρα παρακινδυνευμένο. Είναι όμως δυνατό να προβλεφθούν ορισμένα σημαντικά γεγονότα που αναμένεται να συμβούν σε ένα σύμπαν που ζει αιώνια. Έτσι, υπολογίζεται πως ύστερα από 10^{12} έτη θα έχει καταναλωθεί όλο το υπάρχον Η και He και θα έχει σταματήσει η δημιουργία αστέρων, ενώ με το θάνατο της τελευταίας γεννιάς αστέρων οι γαλαξίες θα σβύσουν οριστικά. Αυτό σημαίνει ότι ολόκληρη η ύλη του σύμπαντος θα βρίσκεται υπό μορφή νεκρών αστέρων, όπως λευκών νάνων, αστέρων νετρονίων και μελανών οπών, ή υπό μορφή ψυχρών σωμάτων, όπως μετεωριτών, βράχων, κλπ. Από εδώ και πέρα υπάρχουν διάφορα σενάρια στα οποία υπεισέρχονται γαλαξιακές και υπεργαλαξιακές μελανές οπές, λευκές οπές, κλπ., η ανάπτυξη των οποίων εμπίπτει στο χώρο της Θεωρητικής Φυσικής.

5.9.4. Ο ορίζοντας του νου (Επίλογος)

Είναι ίσως παράδοξο να τελειώνει το βιβλίο αυτό με τη δημιουργία του σύμπαντος, με το πρόβλημα που θα παραμείνει για την ανθρώπινη λογική αιώνια "ανοιχτό".

Τι ήταν εκείνο που προκάλεσε τη μεγάλη έκρηξη και τι ήταν πριν από αυτήν; Πριν από το ξεκίνημα του χρόνου και τη δημιουργία του χώρου; Απάντηση δεν υπάρχει: το "πριν", όπως είδαμε, δεν μπορεί να έχει έννοια χωρίς την ύπαρξη του χρόνου, αφού ο χρόνος γεννήθηκε με τη μεγάλη έκρηξη. Και αν ακόμα εδεχόμαστε πως ζούμε σε ένα παλλόμενο σύμπαν και ότι η μεγάλη έκρηξη δεν ήταν παρά μία συνηθισμένη μέσα σ' εκείνες που προηγήθηκαν και που θα ακολουθήσουν, και τότε ακόμα, δεν θα υπήρχε απάντηση. Μία μετατόπιση μονάχα του προβλήματος θα υπήρχε. Η αλήθεια πάλι θα μας ξέφευγε. Αυτό το "κάτι" που μπορεί να υπήρξε αχρονολόγητα και να προκάλεσε τη μεγάλη έκρηξη, θα είναι πάντα πέρα από τον ορίζοντα του ανθρώπινου νου, έστω και αν αυτός κάθε μέρα ευρύνεται. Πάντα θα υπάρχει ένας ορίζοντας, μία "διαχωριστική επιφάνεια" όπου τελειώνει ο χώρος της Φυσικής και αρχίζει ο χώρος της Μεταφυσικής. Η λύση των μεγάλων προβλημάτων

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

της ζωής και του σύμπαντος σίγουρα δεν βρίσκεται μόνο στο χώρο της λογικής, αλλά και στο χώρο του συναισθήματος. Εκεί ο καθένας δίνει τη δική του απάντηση.



Β Ι Β Λ Ι Ο Γ Ρ Α Φ Ι Α

(1) Abell, Gr.: Exploration of the Universe. Holt, Rinehart and Winston Inc., N.Y., 1964.

(2) Aller, L.: The Atmospheres of the Sun and Stars. The Ronald Press Company, N.Y., 1963.

(3) Andrillat, H.: Introduction a l' Edute des Cosmologies. Armand Colin, Paris, 1970.

(4) Astronomical Techniques, Vol. II. The University of Chicago Press, Chicago, 1964.

(5) Avrett, E.: Frontiers of Astrophysics. Harvard University Press, Cambridge Massachusetts and London, 1976.

(6) Barlow, B.V.: The Astronomical Telescope. Wykeham Publications. Ltd, London, 1975.

(7) Bath, G.: The State of the Universe. Clarendon Press, Oxford, 1980.

(8) Berman, L. and Evans, J. C.: Exploring the Cosmos, Little, Brown and Co. Boston 1986.

(9) Gibson, E.: The Quiet Sun. NASA, 1972.

(10) Gray, D.: The Observation and Analysis of Stellar Photospheres. John Wiley and Sons, N.Y., 1976.

(11) Handbuck der Physik, Band LII. Springer Verlag, Berlin, 1959.

(12) Handbuck der Physik, Band LIV. Springer Verlag, Berlin, 1962.

(13) Hodge, P.: Galaxies and Cosmology. McGraw-Hill Co., N.Y., 1966.

(14) Hodge, P.: Concepts of Contemporary Astronomy. McGraw-Hill Co., N.Y., 1974.

(15) Jastrow, R. and Thomson, M.: Astronomy. John Wiley and Sons, Inc. N.Y., 1977.

(16) Kaplan, S.A.: Extraterrestrial Civilizations (translated from Russian). Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1971.

(17) Kaufmann, W.: Universe. W.H. Freeman and Co., N. Y. 1985.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

(18) Κοντόπουλος, Γ.: Εισαγωγή στην Αστροφυσική: α) Κοσμολογία, Θεσσαλονίκη, 1972. β) Αστρικά συστήματα, Θεσσαλονίκη, 1970.

(19) Κωτσάκης, Δ.: Εισαγωγή στην Αστροφυσική: α) Αστέρες, β) Ηλιακό σύστημα, Αθήνα, 1972.

(20) Κωτσάκης, Δ.: Νέοι ορίζοντες στην Αστρονομία. Αθήνα, 1977.

(21) Kundu, M.: Solar Radio Astronomy. Interscience Publishers, N.Y., 1965.

(22) Messel, H. and Butler, S.T.: The Universe and its Origin. Macmillan and Co Ltd. N.Y. 1964.

(23) Mihalas, D.: Galactic Astronomy. W.H. Freeman and Company, San Francisco and London, 1968.

(24) Mikhailov, A.: Physics of Stars and Stellar Systems. IPST Press, Jerusalem, 1969.

(25) Motz, L. and Duveen, A.: Essentials of Astronomy. Blackie and Son Ltd., London, 1966.

(26) Μπαρμπάνης, Β.: Μαθήματα Γενικής Αστρονομίας, Πάτρα, 1978.

(27) Novotny, E.: Introduction to Stellar Atmospheres and Interiors. Oxford University Press, London, 1973.

(28) Passachoff, J.: Contemporary Astronomy. W.B. Saunders Company, Philadelphia, 1977.

(29) Pecker, J.C. et Schatzman, E.: Astrophysique Générale. Masson et C^{ie}, Paris, 1959.

(30) Sagan, C. and Shklovski, I.S.: Intelligent Life in the Universe. Hololen-Day, Inc. San Francisco, 1966.

(31) Σβολόπουλος, Σ.: Γενική Αστρονομία, Ιωάννινα, 1972.

(32) Sciana, D.W.: Modern Cosmology. Cambridge University Press, 1971.

(33) Smith, E. and Jacobs, K.: Introductory Astronomy and Astrophysics. W.B. Sauders Company, Philadelphia, 1973.

(34) Strohmeier, W.: Variable Stars, Pergamon Press Inc. N.Y. 1972.

(35) Swihart, T.: Astrophysics and Stellar Astronomy. John Wiley and Sons, Inc. N.Y., 1968.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

(36) Unsold, A.: Physik der Sternatmosphären. Springer Verlag, Berlin, 1968.

(37) Van de Kamp, P.: Elements of Astromecanics. W.H. Freeman and Company, San Francisco and London, 1964.

(38) Vistas in Astronomy, Vol.15. Pergamon Press, N.Y., 1973.

(39) Voigh, H.: Outline of Astronomy. Noordhoff Indernational Publisching, Leyden, 1974.

(40) Weekes, T.: High-Energy Astrophysics. Chapman and Hall Limited, London, 1969

(41) Williams, I.: The Origin of Planets. Adams Hilger Ltd, London, 1975.

(42) Zirin, H.: The Solar Atmosphere. Blaisdell Publishing Company, Massachussets, 1966.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ: ΠΙΝΑΚΕΣ, ΧΑΡΤΕΣ

ΠΙΝΑΚΑΣ 1

1. Φυσικές και Μαθηματικές Σταθερές

Ταχύτητα του φωτός	c	=	3.00×10^{10} cm sec^{-1}
Σταθερά παγκόσμιας έλξεως	G	=	6.67×10^{-8} dyne cm^2 gm^{-2}
Σταθερά του Planck	h	=	6.625×10^{-27} erg sec
" " Boltzmann	k	=	1.38×10^{-16} erg K^{-1}
" " Rydberg	R	=	1.097×10^{5} cm^{-1}
" " Stefan-Boltzmann	σ	=	5.67×10^{-5} erg cm^{-2} sec^{-1} K^{-4}
Μάζα ατόμου υδρογόνου	m_H	=	1.67×10^{-24} gm
Μάζα ηλεκτρονίου	m_e	=	9.11×10^{-28} gm
Φορτίο ηλεκτρονίου	e	=	4.0×10^{-10} esu

π = 3.1416

e = 2.7183, $\log_{10} e = 0.4343$

2. Αστρονομικές Σταθερές

Αστρονομική μονάδα	AU	=	1.496×10^{13} cm
Παρσέκ	pc	=	206265 AU
		=	3.26 ly
		=	3.086×10^{18} cm
Έτος φωτός	ly	=	6.324×10^{4} AU
		=	0.307 pc
		=	9.46×10^{17} cm

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Αστρικό έτος	1yr	=	365.26 days
		=	3.16×10^7 sec
Μάζα της Γης	$M_\oplus$	=	5.98×10^{27} gm
Ισημερινή ακτίνα της Γης	$R_\oplus$	=	6378 km
Τροχιακή ταχύτητα της Γης	$V_\oplus$	=	30 km sec^{-1}
Μάζα του Ηλίου	$M_\odot$	=	1.99×10^{33} gm
Ακτίνα του Ηλίου	$R_\odot$	=	6.96×10^5 km
Φωτεινότητα του Ηλίου	$L_\odot$	=	3.90×10^{33} erg sec^{-1}
Ενεργός θερμοκρασία του Ηλίου	Teff	=	5800 ^oK
Μάζα της Σελήνης	M	=	7.3×10^{25} gm = 0.0123 $M_\odot$
Ακτίνα Σελήνης	R	=	1738 km = 0.273 $R_\oplus$
Ακτίνα της τροχιάς της Σελήνης	d	=	3.4×10^5 km
Αστρικός μήνας	P	=	27.3 days
Συνοδικός μήνας		=	29.5 days

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΙΝΑΚΑΣ 2

Χαρακτηριστικά δορυφόρων

Ονομασία	Ημιάξονας τροχιάς (km)	Περίοδος (ημέρες)	Εκκεντρότητα τροχιάς	Κλίση τροχιάς	Μάζα (7.32×10^{25})	Ακτίνα (km)
Δορυφόροι της Γης						
Σελήνη	385000	27.3	.055	18°.3 28°.6 V	1.00	1.738
Δορυφόροι του Άρη						
Φόβος	9380	0.319	.018	1.0	1.3×10^{-7}	13 (I)
Δείμος	23500	1.26	.002	2.0	2.7×10^{-8}	7.5 (I)
Δορυφόροι του Δία						
Αδράστεια	128000	0.297	~0	~0	-	~20
Μήτις	127000	0.295	~0	~0	-	~20
Αμάλθεια	181000	0.489	.003	0.4	-	135 (I)
Θίβη	221000	0.670	~0	~0	-	~40
Ιώ	422000	1.77	.000 V	0.0	2.0	1816
Ευρώπη	671000	3.55	.000 V	0.0	0.66	1563
Γανυμήδης	1070000	7.16	.001 V	0.2	2.0	2638
Καλλιστώ	1880000	16.7	.01	0.2	1.5	2410
Λήδα	11100000	240	.146 V	26.7	-	~5
Ιμαλία	11500000	251	.158 V	27.6	-	~90
Λυσιθέα	11700000	260	.130V	29.0	-	~10
Ιλάειρα	11700000	260	.207 V	24.8	-	~40
Ανάγκη	20700000	617 R	.17 V	33	-	~10
Κάρμη	22400000	692 R	.21 V	16	-	~15
Πασιφάη	23300000	735 R	.38 V	35	-	~20
Σινώπη	23700000	758 R	.28 V	27	-	~15
Δορυφόροι του Κρόνου						
Άτλας	138000	0.602	.002	0.3	-	20 (I)
Εσωτερικός δακτύλ. F	139000	0.613	.004	0.0	-	70 (I)
Εξωτερικός δακτύλ. F	142000	0.629	.004	0.1	-	55 (I)
Επιμηθέας	151000	0.694	.009	0.3	-	70 (I)
Ιανός	152000	0.695	.007	0.1	-	110 (I)
Μίμας	186000	0.942	.020	1.5	~0.0005	196
Εγκέλαδος	238000	1.37	.004	0.0	~0.001	255
Τηθύς	295000	1.89	.000	1.1	~0.01	530
Τελεστώ	295000	1.89	-	-	-	17 (I)
Καλυψώ	295000	1.89	-	-	-	17 (I)

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Ονομασία	Ημιάξονας τροχιάς (km)	Περίοδος (ημέρες)	Εκκεντρότητα τροχιάς	Κλίση τροχιάς	Μάζα (7.32×10^{25})	Ακτίνα (km)
Διώνη	377000	2.74	.002	0.0	0.014	560
Διώνη Β	377000	2.74	.005	0.2	-	18 (I)
Ρέα	527000	4.52	.001	0.4	0.034	765
Τιτάνας	1220000	16.0	.029	0.3	1.8	2575
Υπερίωνας	1480000	21.3	.104	0.4	-	205 (I)
Ιαπετός	3560000	79.3	.028	14.7 V	~0.026	730
Φοίβη	13000000	550 R	.163	30	-	110
Δορυφόροι του Ουρανού						
Μιράντα	130000	1.41	.000	~0	~0.0005	~160
Αριέλ	192000	2.52	.003	~0	~0.03	~705
Ουμπριέλ	267000	4.14	.004	~0	~0.01	~580
Τιτάνια	438000	8.71	.002	~0	~0.04	~845
Ομπερόν	586000	13.5	.001	~0	~0.04	~760
Δορυφόροι του Ποσειδώνα						
Τρίτωνας	355000	5.88R	.000	20	0.8	1600
Νηρηίδα	5560000	360	.75	28	2×10^{-8}	470
Δορυφόροι του Πλούτωνα						
Χάρων	~17000	6.39	~0	-	~0.02	~400

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΙΝΑΚΑΣ 3

Αστρικά χαρακτηριστικά

Φασμ. τύπος	M_V			(B-V)			T_{eff} (K)			BC	(R/R_0)			(M/M_0)		
	V	III	Ib*	V	III	I	V	III	I	V	V	III	I	V	III	I
O5	-6.0			-0.32	-0.32	-0.32	50000			-4.30	18			40		100
B0	-4.1	-5.0	-6.2	-0.30	-0.30	-0.24	27000			-3.17	7.6	16	20	17		50
B5	-1.1	-2.2	-5.7	-0.16	0.16	-0.09	16000			-1.39	4.0	10	32	7		25
A0	+0.6	-0.6	-4.9	0.00	0.00	+0.01	10400			-0.40	2.6	6.3	40	3.6		16
A5	+2.1	+0.3	-4.5	+0.15	+0.15	+0.07	8200			-0.15	1.8		50	2.2		13
F0	+2.6	+0.6	-4.5	+0.30	+0.30	+0.24	7200			-0.08	1.3		63	1.8		13
F5	+3.4	+0.7	-4.5	+0.45	+0.45	+0.45	6700	6500	6200	-0.04	1.2	4.0	80	1.4		10
G0	+4.4	+0.6	-4.5	+0.60	+0.65	+0.76	6000	5500	5050	-0.06	1.04	6.3	100	1.1	2.5	10
G5	+5.2	+0.3	-4.5	+0.65	+0.86	+1.06	5500	4800	4500	-0.10	0.93	10	126	0.9	3	13
K0	+5.9	+0.2	-4.5	+0.81	+1.01	+1.42	5100	4400	4100	-0.19	0.85	16	200	0.8	4	13
K5	+8.0	-0.3	-4.5	+1.18	+1.52	+1.71	4300	3700	3500	0.71	0.74	25	400	0.7	5	16
M0	+9.2	-0.4	-4.5	+1.39	+1.65	+1.94	3700	3500	3300	-1.20	0.63		500	0.5	6	16
M5	+12.3	-0.5	-4.5	+1.69	+1.85	+2.15	3000	2700		-2.10	0.32			0.2		

* Όλοι οι αστέρες φωτεινότητας Ια έχουν $M_V = -7^m.0$

Π Ι Ν Α Κ Α Σ 4

Οι 25 λαμπρότεροι αστέρες

Αστέρες	α (1975)	δ (1975)	m_V	Αποσταση. pc	Spec	m_V
Sirius, α CMa	$6^h\ 44^m.0$	$-16^o\ 41'$	-1.5	2.7	A1 V	+1.4
Canopus, α Car	6 23.6	-52 41	-0.7	55	F0 Ib	-3.1
α Centauri	14 38.0	-60 44	-0.3	1.3	G2 V	+4.4
Arcturus, α Boo	14 14.5	+19 19	-0.1	11	K2 III	-0.3
Vega, α Lyr	18 36.0	+38 46	0.0	8.1	A0 V	+0.5
Capella, α Aur	5 14.8	+45 52	0.0	14	G2 III	-0.7
Rigel, β Ori	5 13.3	-8 14	0.1	250	B8 Ia	-6.8
Procyon, α CMi	7 38.0	+5 17	0.3	3.5	F5 IV-V	+2.7
Achernar, α Eri	1 37.8	-57 22	0.5	20	B5 V	-1.0
β Centauri	14 02.1	-60 15	0.6	90	B1 III	-4.1
Altair, α Agl	19 49.5	+8 48	0.8	5.1	A7 IV-V	+2.2
Betelgeuse, α Ori	5 53.8	+7 24	0.8	150	M2 Iab	-5.5
Aldebaran, α Tau	4 34.0	+16 28	0.9	16	K2 III	-0.2
α Crucis	12 25.2	-63 00	0.9	120	B1 IV	-4.0
Spica, α Vir	13 23.9	-11 01	1.0	80	B1 V	-3.6
Antares, α Sco	16 27.8	-26 22	1.0	120	M1 Ib	-4.5
Pollux, β Gem	7 43.8	+28 05	1.2	12	K0 III	-0.8
Fomalhaut, α RsA	22 56.2	-29 45	1.2	7	A3 V	+2.0
Deneb, α Cyg	20 40.6	+45 11	1.3	430	A2 Ia	-6.9
β Crucis	12 46.2	-59 33	1.3	150	B0.5 IV	-4.6
Regulus, α Leo	10 7.0	+12 5	1.4	26	B7 V	-0.6
e Canis Majoris	6 57.7	-28 56	1.5	240	B2 II	-5.4
Castor, α Gem	7 33.0	+31 56	1.6	14	A1 V	+0.9
λ Scorpii	17 31.8	-37 5	1.6	96	B2 IV	13.3
Bellatrix, γ Ori	5 23.8	+6 20	1.6	210	B2 III	-3.6

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΙΝΑΚΑΣ 5

Αστερισμοί

Andromeda	And	Ανδρομέδα
Antlia	Ant	Αντλία
Apus	Aps	Πτηνόν
Aquarius	Aqr	Υδροχόος
Aquila	Aql	Αετός
Ara	Ara	Βωμός
Aries	Ari	Κριός
Auriga	Aur	Ηνίοχος
Bootes	Boo	Βοώτης
Caelum	Cae	Γλυφείον
Camelopardalus	Cam	Καμηλοπάρδαλις
Cancer	Cnc	Καρκίνος
Canes Venatici	CVn	Θηρευτικοί Κύνες
Canis Major	CMa	Μέγας Κύων
Canis Minor	CMi	Μικρός Κύων
Capricornus	Cap	Αιγόκερως
Carina	Car	Τρόπις
Cassiopeia	Cas	Κασσιώπη
Centaurus	Cen	Κένταυρος
Cepheus	Cep	Κηφεύς
Cetus	Cet	Κήτος
Chamaeleon	Cha	Χαμαιλέων
Cirninus	Cir	Διαβήτης
Columba	Col	Περιστερά
Coma Berenices	Com	Κόμη Βερενίκης
Corona Australis	CrA	Νότιος Στέφανος
Corona Borealis	CrB	Βόρειος Στέφανος
Corvus	Crv	Κόραξ
Crater	Crt	Κρατήρ
Crux	Cru	Νότιος Σταυρός
Cygnus	Cyg	Κύκνος
Delphinus	Del	Δελφίν
Dorato	Dor	Δοράς
Draco	Dra	Δράκων
Equuleus	Equ	Ιππάριον
Eridanus	Eri	Ηριδανός
Fornax	For	Κάμινος
Gemini	Gem	Δίδυμοι
Grus	Gru	Γερανός
Hercules	Her	Ηρακλής
Horologium	Hor	Ωρολόγιον
Hydra	Hya	Ύδρα
Hydrus	Hyi	Ύδρος
Indus	Ind	Ινδός

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Lacerta	Lac	Σαύρα
Leo	Leo	Λέων
Leo Minor	LMi	Μικρός Λέων
Lepus	Lep	Λαγωός
Libra	Lib	Ζυγός
Lupus	Lup	Λύκος
Lynx	Lyn	Λυγξ
Lyra	Lyr	Λύρα
Mensa	Men	Τράπεζα
Microscopium	Mic	Μικροσκόπιον
Monoceros	Mon	Μονόκερως
Musca	Mus	Μυία
Norma	Nor	Γνώμων
Octans	Oct	Οκτάς
Ophiuchus	Oph	Οφιούχος
Orion	Ori	Ωρίων
Pavo	Pav	Ταώς
Pegasus	Peg	Πήγασος
Perseus	Per	Περσεύς
Phoenix	Phe	Φοίνιξ
Pictor	Pic	Οκρίβας
Pisces	Psc	Ιχθύες
Piscis Austrinus	PsA	Νότιος Ιχθύς
Puppis	Pup	Πρύμνη
Pyxis	Pyx	Πυξίς
Reticulum	Ret	Δίκτυον
Sagitta	Sge	Βέλος
Sagittarius	Sgr	Τοξότης
Scorpio	Sco	Σκορπιός
Sculptor	Scl	Γλύπτης
Scutum	Sct	Ασπίς
Serpens	Ser	Όφις
Sextans	Sex	Εξάς
Taurus	Tau	Ταύρος
Telescopium	Tel	Τηλεσκόπιον
Triangulum	Tri	Τρίγωνον
Triangulum Australe	TrA	Νότιον Τρίγωνον
Tucana	Tuc	Τουκάνα
Ursa Major	UMa	Μεγάλη Άρκτος
Ursa Minor	UMi	Μικρή Άρκτος
Vela	Vel	Ιστία
Virgo	Vir	Παρθένος
Volans	Vol	Ιπτάμενος Ιχθύς
Vulpecula	Vul	Αλώπηξ

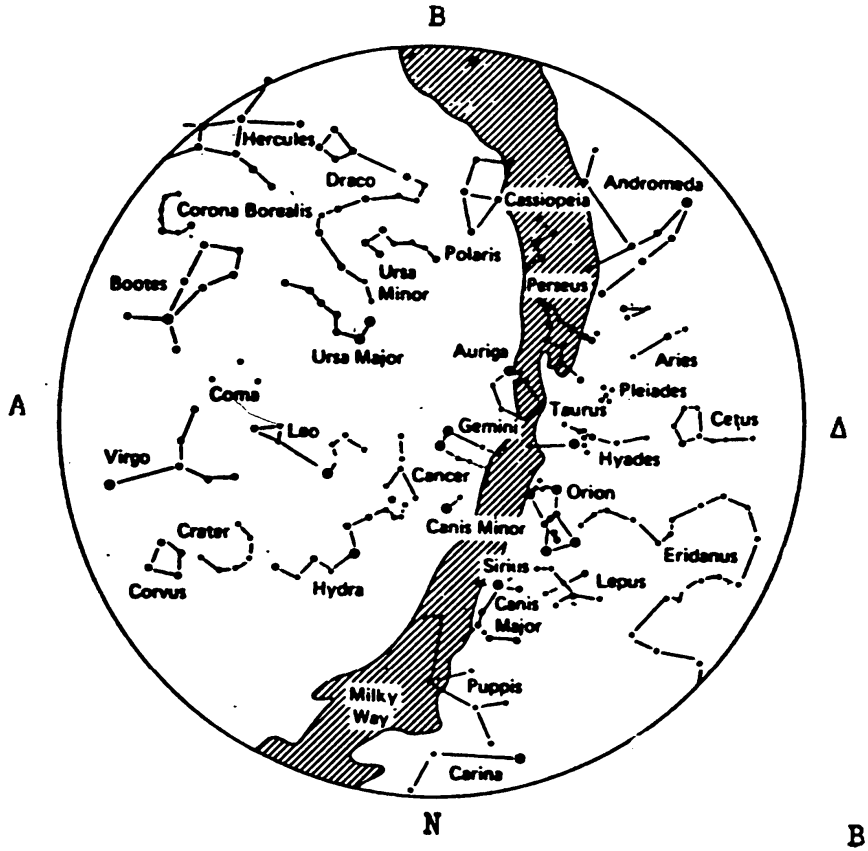
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΧΑΡΤΕΣ ΑΣΤΕΡΙΣΜΩΝ

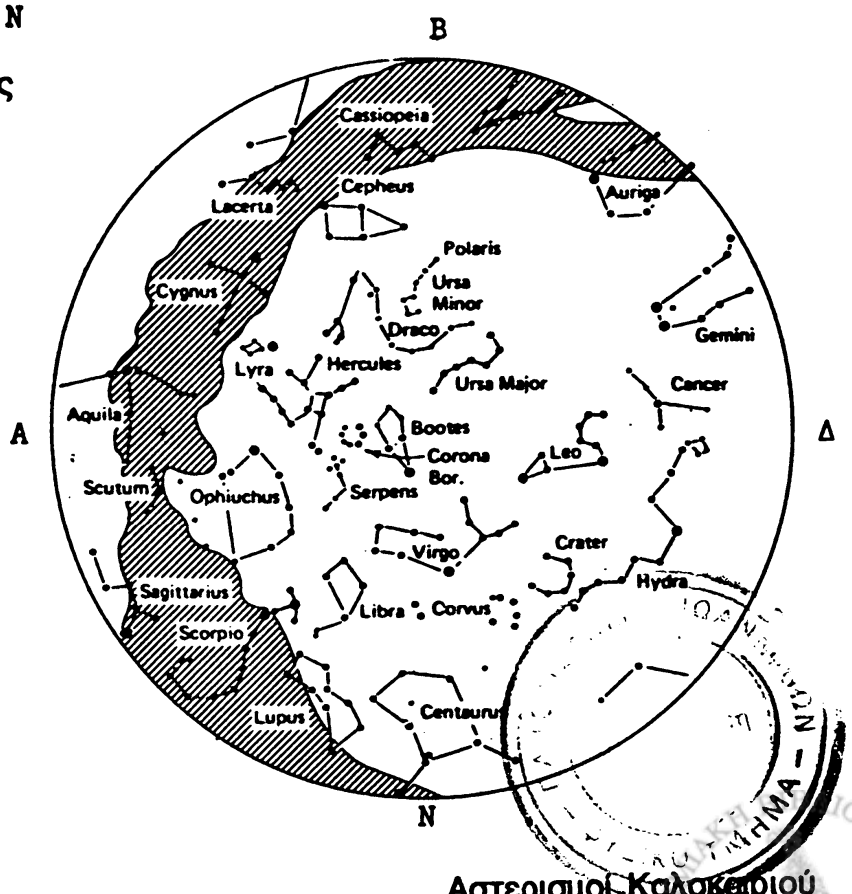
Αστερισμοί Φθινοπώρου

Αστερισμοί Χειμώνα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

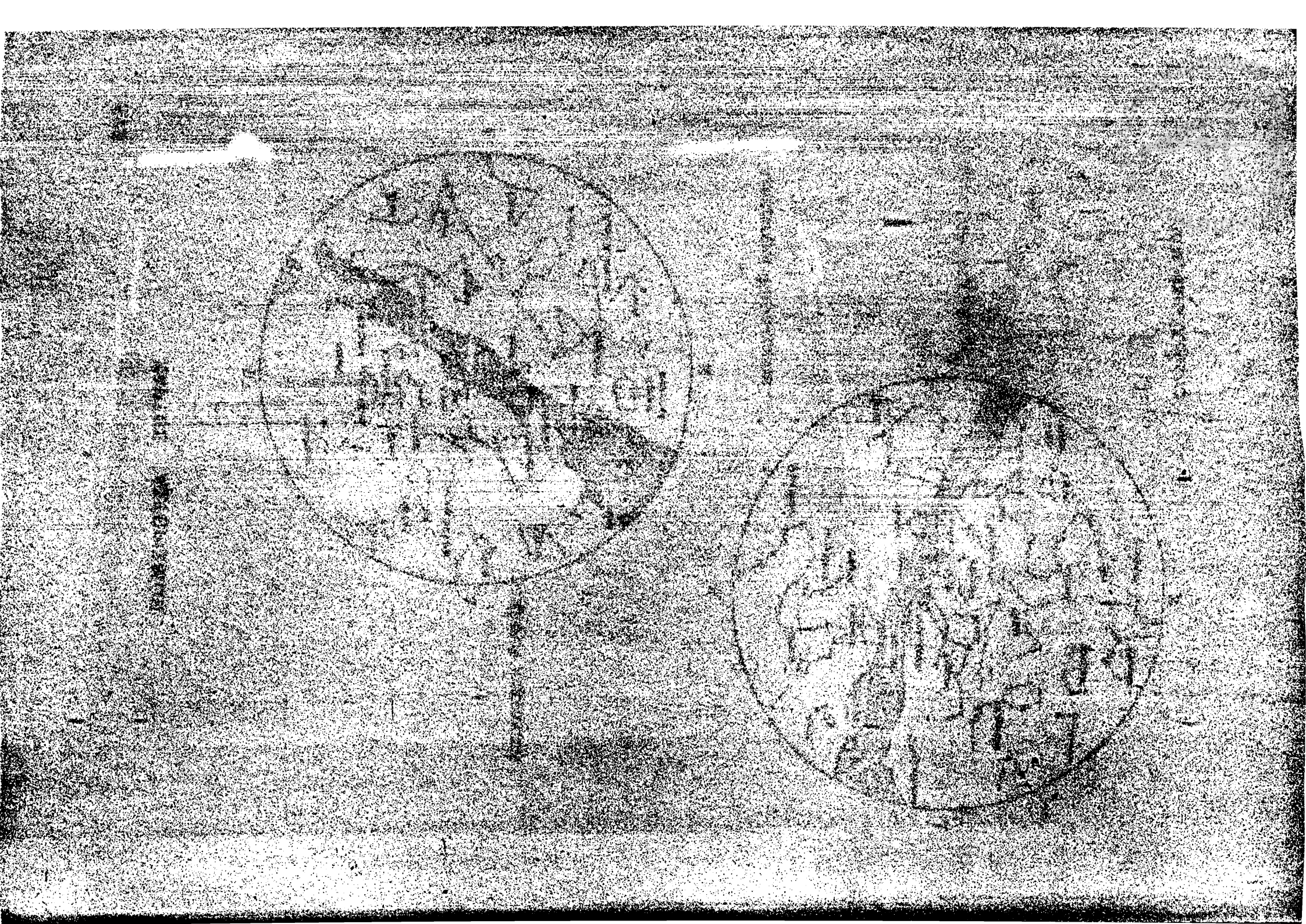


Αστερισμοί Ανοίξεως

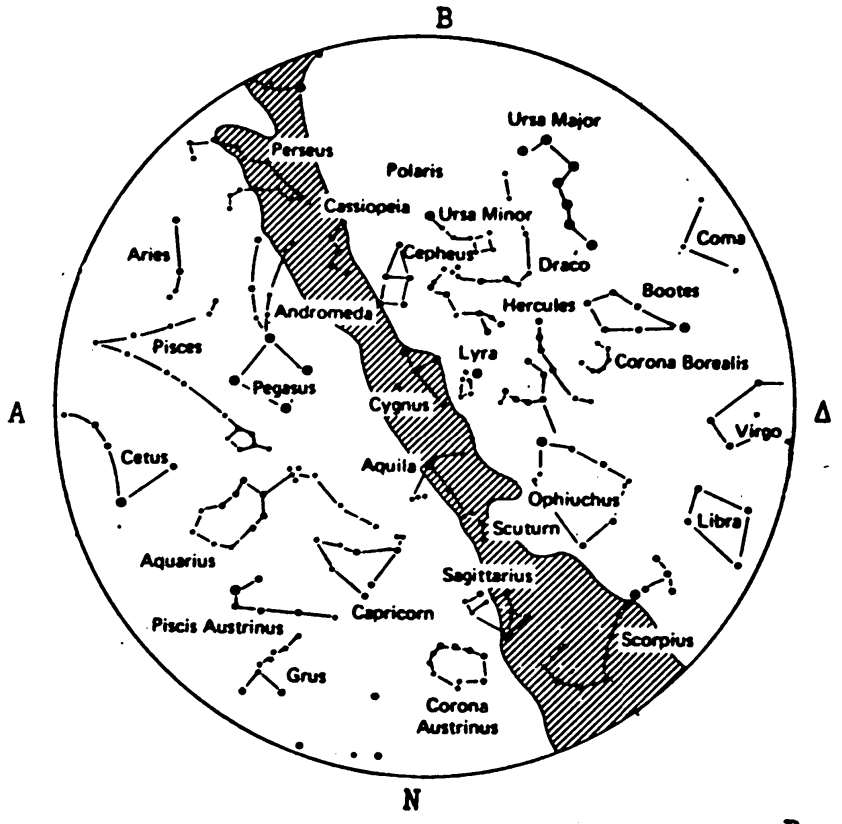


Αστερισμοί Καλοκαιριού

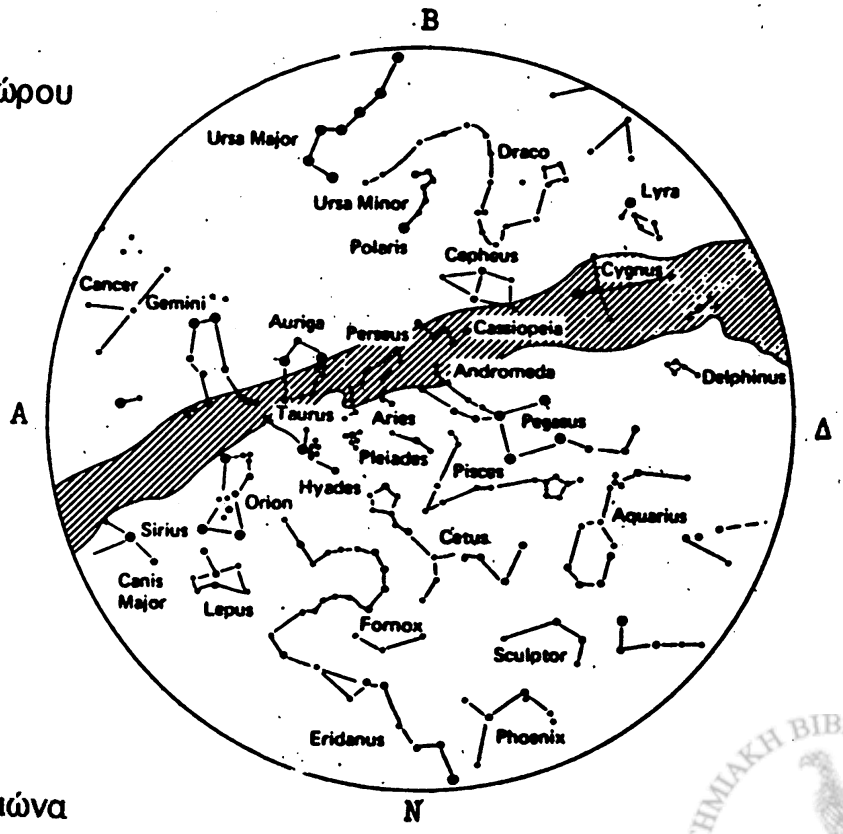




ΧΑΡΤΕΣ ΑΣΤΕΡΙΣΜΩΝ



Αστερισμοί Φθινοπώρου



Αστερισμοί Χειμώνα

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Αστερισμοί Ανοίξεως

Αστερισμοί Καλοκαιριού

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΑΛΦΑΒΗΤΙΚΟ ΕΥΡΕΤΗΡΙΟ

Ακτινοβολία 214
  απορρόφηση 253
  διάδοση 260
  εκπομπή 253
  ένταση 214
  ισορροπία 262
  πεδήσεως 255
  προέλευση 251
  ροή 216
Αναλύτες 32
Αποπλανήσεις ειδώλου 14
Αποπλάνηση φωτός 89
Άρης 172
Αστέρες 209
  ακτίνα 231
  απόσταση 244
  ατμόσφαιρα 250
  ενέργεια 275
  εξέλιξη 278
  εσωτερική δομή 271
  θερμοκρασία 234
  θέση 86
  κινήσεις 212
  λαμπρότητα 218
  μάζα 230
  μαγνητικό πεδίο 238
  ονοματολογία 209
  περιστροφή 236
  πυκνότητα 234
  συντεταγμένες 79
  σχηματισμός 278
  φασματικός τύπος 225
  φωτεινότητα 218
  χημική σύσταση 238
Αστέρες διπλοί 327
  οφθαλμοσκοπικά 329
  φασματοσκοπικά 334
  φωτομετρικά 339
Αστέρες ιδιότυποι 314
  αντικείμενα Herbig-Haro 314
  νετρονίων 318
  Wolf - Rayet 315
  πηγές ακτίνων X 324
Αστέρες μεταβλητοί 293
  εκρηκτικοί 305
  παλλόμενοι 295
Αστέρες πολλαπλοί 327
Αστερισμοί 209
Αστεροειδείς 182
Αστρικές ομάδες 343
Αστρικοί πληθυσμοί 387
Αστρικές συντεταγμένες 79
  γαλαξιακές 85
  εκλειπτικές 85
  ισημερινές 83
  οριζόντιες 82

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ουρανογραφικές 84
Αστροαρχαιολογία xv
Αστρολογία xiv
Αστρονομίας κλάδοι 4
Αστρονομική μονάδα 245
Αφροδίτη 160

Γαλαξίας 205
διαστάσεις 205
διαφορική περιστροφή 377
μορφή 383
δυναμική 382
κινηματική 371
περιεχόμενο 67
Γαλαξίες ήρεμοι 395
αποστάσεις 410
διαστάσεις 401
δομή 399
εξέλιξη 437
κινήσεις 404
μάζα 407
μορφολογία 395
περιστροφή 405
ονοματολογία 394
ραδιοεκπομπή 412
σχηματισμός 437
χαρακτηριστικά 401
Γαλαξίες διπλοί 427
ενεργοί 415
τοπική ομάδα 433
Γη 167
Γήινες συντεταγμένες 81

Δείκτης χρώματος 222
Δέκτης 42
ακτίνων Χ 52
ηλεκτρονικός 50
φωτοηλεκτρικός 46
Δίας 174
Διάγραμμα Hertzsprung-Russel (HR) 240
Διάθλαση ατμοσφαιρική 89
Διάσπαρτο αέριο 357
Διάσπαρτος κονιορτός 359
Δορυφόροι 181

Εικονολήπτης 48
Εκλειπτική 92
Έκλειψη 193
ηλίου 194
σελήνης 194
Επιπρόσθηση 232
Εποχές 93
Έτος 101
ανωμαλιακό 102
αστρικό 102
πολιτικό 102
τροπικό 102
Εξίσωση Κέπλερ 154

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Εξισώσεις πεδίου 461
Ερμής 159
Ερυθρά μετατόπιση 405

Ζεύγος αστέρων 327
Ζώδια 95
Ζωδιακός κύκλος 95
Ζωδιακό φως 191
Ζώνες Van Allen 144

Ηθμοί 32
Ηλιο-γήινα φαινόμενα 140
Ηλιακή δραστηριότητα 126
  αριθμός Wolf 129
  εκλάμψεις 134
  κηλίδες 127
  μοντέλο Babcock 138
  προεξοχές 132
  πυρσοί 131
Ηλιακός άνεμος 123
Ηλιακός κύκλος 129
Ηλιακά νετρίνα 112
Ηλιακό σύστημα 107
Ήλιος 109
  ατμόσφαιρα 114
  δομή 110
  μαγν. πεδίο 126
  περιστροφή 125
  προέλευση 197
  ραδιοεκπομπή 136
  ταλαντώσεις 124
Ημερήσια κίνηση 87
Ημερολόγιο 103
Ημιαστέρες 420

Θεωρία σχετικότητας 455
  γενική 461
  ειδική 455

Ισημερία 93
Ισημερινός ουράνιος 77

Καμπυλότητα χώρου 473
Καμπυλότητα χωρόχρονου 476
Κατάλογοι
  αστέρων 210
  γαλαξιών 394
Κεραία 24
  χαρακτηριστικά 25
  τύπος 27
Κηφείδας 298
Κλίμακα αποστάσεων 73
Κλόνιση 165
Κομήτης 183
Κοσμική ακτινοβολία 368
Κοσμολογία 443
  Νευτώνεια 451
  σταθερής καταστάσεως 478
  σχετικιστική 455

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Κοσμολογικές συμπτώσεις 479
Κοσμολογική αρχή 450
Κρόνος 177
Κύρια ακολουθία 240

Λευκός νάνος 317
Λόξωση εκλειπτικής 92

Μαγνητογράφος 38
Μαγνητική καταιγίδα 145
Μαγνητόσφαιρα 144
Μεγάλη έκρηξη 488
Μεγάλη σύνθλιψη 497
Μέγεθος αστέρα 220
  απόλυτο 224
  βολομετρικό 222
  φαινόμενο 220
Μελανή οπή 319
Μεσημβρινή γραμμή 84
Μεσημβρινός 84
Μεσοαστρική ακτινοβολία 363
Μεσοαστρική ύλη 353
Μεσογαλαξιακή ακτινοβολία 445
Μεσογαλαξιακή ύλη 444
Μεσουράνηση 88
Μετάπτωση 162
Μετέωρο 186
Μετεωρίτης 188
Μικρόμετρο 53
Μικροφωτόμετρο 54

Νεφέλωμα 354
  Καρκίνος 310
  πλανητικό 316
  σκοπτεινό 356
  φωτεινό 354
Νέφη Μαγγελάνου 436
Νόμοι
  Boltzmann 259
  Hubble 405
  Κεπλερ 152
  Baxwell - Boltzmann 258
  Planck 252
  Rayleigh - Jeans 216
  Saha 259
  Steffan - Boltzmann 218
  Titius - Bode 158
  Wien 252
Νοβα 305

Ορίζοντας
  κοσμικός 450
  φυσικός 82
Ουράνια σφαίρα 75
Ουρανός 178

Παλίρροια 162

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Παλμίτης (pulsar) 323
Παράλλαξη 90
Πλανήτες 147
κινήσεις 149
τροχιές 153
φάσεις 151
χαρακτηριστικά 147
Πλούτωνας 180
Ποιότητα αστρικών ειδώλων 55
Πολωσίμετρο 41
Ποσειδώνας 179

Ραδιοαστέρας 322
Ραδιογαλαξίες 417
Ραδιοδέκτης 51
Ραδιοσυμβολόμετρο 28
Ραδιοτηλεσκόπιο 24

Σέλας πολικό 142
Σελήνη 161
εσωτερικό 168
θάλασσες 170
κρατήρες 170
λικνίσεις 166
μασκονς 172
περιστροφή 166
Σμήνος
αστέρων 344
γαλαξιών 429
Σουπερνόβα 308
Στέμμα ηλιακό 121
Συμβολόμετρο 37
Σύμπαν
ακτινοβολία υποβάθρου 445
διαστολή 448
δημιουργία 487
δομή 63
εξέλιξη 492
ηλικία 486
μοντέλα 466

Τηλεσκόπιο
ακτίνων Χ 31
οπτικό 10
στήριξη 22
τύπος 17
χαρακτηριστικά 11
Τρίγωνο θέσεως 86

Φαινόμενο Doppler 217
Φακός προσοφθάλμιος 20
Φάσμα
απορροφήσεως 266
συνεχές 255
Φασματογράφος 33
Φωτογραφική πλάκα 43
Φωτομετρικά συστήματα 222
Φωτόμετρο 48

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

Φωτοπολλαπλασιαστής 46
Φωτόσφαιρα 115

Χάρτης ουρανού 212
Χρόνος 95
  αστρικός 96
  επίσημος 98
  εφημερίδων 101
  ηλιακός 96
  παγκόσμιος 98
Χρωμόσφαιρα 119
Χωρόχρονος 456

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ